

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Николаева Ирина Алексеевна

Частотно-угловое распределение  
терагерцового излучения при филаментации  
фемтосекундного лазерного импульса в газах

Специальность:

1.3.19. Лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., профессор

Косарева Ольга Григорьевна

Москва — 2024

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	5
1. Современное состояние исследований по генерации терагерцового излучения при фемтосекундной филаментации.....	14
§1.1. Терагерцовое излучение одноцветного фемтосекундного филамента.....	17
§1.2. Терагерцовое излучение одноцветного фемтосекундного филамента во внешнем электростатическом поле .....	23
§1.3. Генерация терагерцового излучения при смешении фемтосекундных импульсов на двух и более центральных длинах волн в филаменте.....	27
§1.4. Выводы по главе.....	34
2. Математическая модель филаментации и генерации терагерцового излучения.....	36
§2.1. Однонаправленное уравнение распространения с разрешением быстроосциллирующей несущей светового поля .....	36
§2.2. Нелинейный отклик газовой среды на фемтосекундный импульс высокой интенсивности .....	37
§2.3. Обобщение модели нелинейного отклика среды для описания генерации терагерцового излучения во внешнем электростатическом поле .....	39
§2.4. Алгоритм определения фазового сдвига между гармониками оптического поля для максимального выхода терагерцового излучения.	41
§2.5. Численная схема с перекрывающимися расчетными областями для оптического и терагерцового полей (XDOT).....	44
§2.6. Выводы по главе.....	46

3. Терагерцовое излучение одноцветного плазменного канала фемтосекундного филамента.....	47
§3.1. Эксперимент по регистрации двумерных частотно-угловых распределений излучения в диапазоне 0.3–10-ТГц.....	48
§3.2. Векторное поле терагерцового излучения плазменного канала в дальней зоне дифракции .....	54
§3.3. Нарушение осевой симметрии терагерцового излучения плазменного канала как результат сложения векторных полей дипольного и квадрупольного излучения .....	57
§3.4. Угловые распределения терагерцового излучения одноцветного филамента в слабом внешнем электростатическом поле .....	60
§3.5. Выводы по главе.....	70
4. Частотно-угловой состав терагерцового излучения одноцветного филамента во внешнем электростатическом поле .....	71
§4.1. Эксперимент по регистрации частотно-угловых распределений терагерцового излучения филамента во внешнем электростатическом поле .....	71
§4.2. Численное моделирование филаментации и самосогласованной генерации терагерцового излучения во внешнем электростатическом поле .....	75
§4.3. Эксперимент по регистрации 10-терагерцового кольцевого пучка .....	80
§4.4. Физическая интерпретация диаграмм направленности терагерцового излучения филамента во внешнем электростатическом поле на основе спирали Френеля .....	84
§4.5. Увеличение энергии терагерцового излучения протяженного филамента при наращивании электродов .....	88

§4.6. Выводы по главе.....	96
5. Частотно-угловой состав терагерцового излучения двухцветного фемтосекундного филамента.....	98
§5.1. Энергия терагерцового излучения двухцветного филамента при различных отношениях частот импульсов накачки .....	99
§5.2. Эксперимент по измерению разрешенных по частоте диаграмм направленности терагерцового излучения двухцветного филамента.....	105
§5.3. Влияние сдвига фаз между оптическими гармониками на диаграммы направленности терагерцового излучения.....	110
§5.4. Энергия терагерцового излучения в кольцевой и осевой части пучка при двухцветной филаментации.....	112
§5.5. Влияние длины двухцветного филамента на направленность ТГц излучения.....	115
§5.6. Выводы по главе.....	117
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	119
БЛАГОДАРНОСТИ.....	121
Публикации автора по теме диссертации .....	123
Список использованных источников .....	125

## **ВВЕДЕНИЕ**

Диссертационная работа посвящена исследованию частотно-углового спектра терагерцового (ТГц) излучения, источником которого является плазменный канал (филамент), созданный фемтосекундным лазерным импульсом субтераваттной пиковой мощности при фокусировке в газовые среды. В работе теоретически и методом численного моделирования рассмотрены три основные схемы генерации ТГц излучения филаментом: терагерцовое излучение плазменного канала филамента, усиление ТГц излучения с помощью приложенного к области филаментации внешнего электростатического поля и вырожденное четырехволновое смешение в плазме двухцветного импульса. Полученные результаты расширяют и систематизируют экспериментальные данные об объекте исследования, разработанные методы численного моделирования являются важными для планирования и обработки результатов экспериментов по терагерцовой спектроскопии, использующих плазменный канал филамента в качестве источника излучения.

### **Актуальность**

Фемтосекундный филамент обеспечивает наиболее широкий (до 50–100 ТГц) когерентный спектр терагерцового излучения, который используется для высокочастотной ТГц спектроскопии различных веществ, в том числе, органических [1–3] и графена [4]. Широкополосность источника обеспечивается тем, что физическим механизмом генерации является нелинейный процесс высокого порядка — рост плотности свободных электронов под действием фемтосекундного лазерного импульса высокой интенсивности. Генерация ТГц излучения в кристаллах, в том числе органических, происходит при меньшей интенсивности и, в основном, на квадратичной нелинейности среды, а фононные линии кристаллов ограничивают ширину ТГц спектра.

Эффективность преобразования оптического излучения в терагерцовое при филаментации в газах достигает 0.35% при использовании Ti:Sa лазера [5],

а при использовании источников в среднем инфракрасном диапазоне достигает 2.7% [6–8].

С прикладной точки зрения недостатком генерации ТГц в плазме оптического пробоя воздуха является чрезвычайно сложный частотно-угловой спектр такого источника. Достаточно хорошо изучена его структура в виде полого конуса на относительно высоких терагерцовых частотах ( $\geq 5$  ТГц), которая делает нетривиальным даже эффективный сбор излучения на образец, а потом на приемник излучения. Регистрируемый “спектр” терагерцового излучения филамента существенно зависит не только от характеристик лазерного излучения (мощности и длительности импульса, условий фокусировки и т.д.), но и от всей геометрии системы регистрации [3,9,10].

Таким образом, несмотря на значительное число исследований, посвященных изучению ТГц излучения фемтосекундных филаментов в газах и характеризующих высокую **степень разработанности** выбранной темы, для оптимального использования ТГц излучения фемтосекундного филамента необходима детальная характеристика его частотно-углового спектра. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию и численному моделированию частотно-угловых распределений излучения ТГц диапазона из плазмы филамента в условиях, соответствующих эксперименту.

### **Цель и задачи**

**Цель** диссертационной работы состоит в теоретическом анализе и численном моделировании генерации терагерцового излучения при филаментации фемтосекундного лазерного импульса в газах. Поставлены и решены следующие конкретные **задачи**:

1. Определить физический механизм, обуславливающий нарушение осевой симметрии двумерных угловых распределений терагерцового излучения одноцветного филамента на определенных частотах.
2. Провести самосогласованное численное моделирование генерации терагерцового излучения в одноцветном филаменте, помещенном во внешнее электростатическое поле, на основе трехмерной в пространстве

- модели распространения фемтосекундного импульса в воздухе с учетом оптической несущей поля в условиях эксперимента.
3. Установить физический механизм, определяющий зависимость эффективности преобразования оптического излучения в терагерцовое от соотношения частот накачки и затравки двухцветного импульса.
  4. Провести численное моделирование трансформации частотно-углового спектра терагерцового излучения в зависимости от начальной фазы между гармониками двухцветного (744+372 нм) фемтосекундного импульса накачки в условиях эксперимента.

### **Объект и предмет исследования**

**Объектом исследования** в диссертационной работе является фемтосекундный филамент и генерируемое им импульсное широкополосное терагерцовое излучение. **Предметом исследования** являются физические механизмы генерации терагерцового излучения в филаменте и частотно-угловые спектры терагерцового излучения, генерируемого фемтосекундным филаментом в газах.

### **Методология диссертационного исследования**

Диссертационная работа выполнена в основном методом численного моделирования уравнения распространения для напряженности электромагнитного поля с учетом быстроосциллирующей несущей оптического поля. Использовались скалярные непараксиальные уравнения распространения. Нелинейный отклик среды описывался керровской нелинейностью нейтральных молекул среды, фототоком вследствие ионизации газа высокоинтенсивным лазерным импульсом, поглощением при ионизации. Для анализа частотно-угловых распределений терагерцового излучения, полученных методом численного моделирования, использовались их сопоставление с данными лабораторного эксперимента и диаграммами направленности, рассчитанными на основе интерференционных интегралов. С помощью интерференционных моделей также получен ряд самостоятельных теоретических результатов.

## Научная новизна

1. Впервые на основе уравнений гидродинамики плазмы и векторной интерференционной модели Стрэттона-Чу показано, что азимутальная модуляция кольцевого распределения генерируемого одноцветным филаментом электромагнитного излучения на частоте 0.3–10 ТГц в дальней зоне возникает вследствие интерференции волн, обусловленных пондеромоторной силой и световым давлением.
2. Впервые методом численного моделирования с учетом быстроосциллирующей несущей оптического поля в условиях эксперимента (ФИАН им. П.Н. Лебедева) по генерации терагерцового излучения в одноцветном филаменте, помещенном во внешнее электрическое поле, показана трансформация углового распределения от унимодального с плоской вершиной на частоте  $\sim 0.3$  ТГц к кольцевому на частотах более 8 ТГц.
3. Впервые установлено, что эффективность преобразования оптического излучения в терагерцовое при филаментации импульса ближнего инфракрасного диапазона и его второй гармоники на порядок превышает эффективность преобразования в терагерцовое излучение при филаментации основной и половинной гармоник вследствие дифракции излучения половинной гармоники на плазме, наведенной основной гармоникой, и уменьшения области пространственно-временного перекрытия оптических импульсов.
4. Впервые методом численного моделирования в условиях эксперимента (ФИАН им. П.Н. Лебедева) по генерации терагерцового излучения в протяжённом (большем длины дефазировки основной и второй гармоник накачки) двухцветном филаменте показано, что энергия распространяющегося в кольцо электромагнитного излучения с частотой 0.3–1 ТГц не зависит от начальной фазы между гармониками оптической двухцветной накачки.

## **Теоретическая и практическая значимость**

В ходе выполнения работы была разработана методика самосогласованного моделирования генерации терагерцового излучения в филаменте, помещенном во внешнее электрическое поле, и было предсказано преобразование диаграммы направленности такого излучения из унимодального на низких частотах в коническое на высоких, позднее подтвержденное в эксперименте.

При анализе зависимости частотно-углового спектра терагерцового излучения двухцветного филамента от начальной фазы между гармониками оптической двухцветной накачки было получено, что энергия электромагнитного излучения с частотой 0.3–1 ТГц, распространяющегося в конус, практически не зависит от фазы и составляет большую часть энергии генерируемого терагерцового излучения. Использование независимого от фазы конического терагерцового излучения, генерируемого в длинном двухцветном филаменте, в спектроскопии позволит применять двухпучковую схему, обеспечивающую большую по сравнению с однопучковой эффективность преобразования оптического излучения в терагерцовое.

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

1. Развита векторная модель локального источника терагерцового поля в одноцветном филаменте, представленного в виде суперпозиции радиально поляризованного вклада продольного диполя и параллельного поляризации оптической накачки квадрупольного вклада, и установлено, что азимутальная модуляция кольцевого распределения электромагнитного излучения на частоте 0.3–10 ТГц в дальней зоне является следствием интерференции волн, излучаемых при смещении свободных зарядов под действием силы светового давления и пондеромоторной силы.
2. Угловое распределение терагерцового излучения, генерируемого в воздухе плазменным каналом, находящимся в однородном внешнем электростатическом поле, меняется от унимодального с плоской вершиной

- на частоте  $\sim 0.3$  ТГц к кольцевому на частотах более 8 ТГц. Образование кольца на высоких частотах обусловлено деструктивной интерференцией терагерцовых волн, излучаемых фронтом ионизации, распространяющимся со сверхсветовой скоростью.
3. Энергия распространяющегося в кольцо низкочастотного (0.3–1 ТГц) излучения не зависит от начальной фазы между гармониками оптической двухцветной накачки и существенно превышает энергию терагерцового излучения на оси филамента, протяженность которого больше длины дефазировки основной и второй гармоник накачки.
  4. Для различных соотношений частот оптической затравки и накачки в двухцветном филаменте максимальная эффективность преобразования оптического излучения в терагерцовое достигается при половинной или удвоенной частоте затравки по сравнению с частотой накачки. В случае половинной частоты затравки энергия терагерцового излучения оказывается на порядок ниже, чем в случае удвоенной частоты, вследствие расходимости длинноволнового излучения затравки на самонаведенной плазме и уменьшения области перекрытия оптических импульсов.

#### **Личный вклад**

Изложенные в диссертации результаты получены автором лично или при ее определяющем участии. Автором разработаны программные коды, проведено моделирование, предложены эксперименты и обработаны результаты расчетов и лабораторных измерений. Эксперименты, которые были предложены или обработаны автором, выполнялись в Физическом институте имени П. Н. Лебедева РАН в отделении квантовой радиофизики (заведующий отделением проф. А. А. Ионин): д.ф.-м.н. Л.В. Селезневым (руководитель группы), к.ф.-м.н. Д.В. Мокроусовой, к.ф.-м.н. Я.В. Грудцыным, А.В. Корибутом, Г.Е. Ризаевым, Д.В. Пушкаревым. Эксперименты, описанные в параграфе 4.5, выполнены в Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова группой проф. А.Б. Савельева-Трофимова: к.ф.-м.н. Д.С. Урюпиной, к.ф.-

м.н. Р.В. Волковым, к.ф.-м.н. А.А. Ушаковым, к.ф.-м.н. Е.В. Митиной. Обсуждение результатов и подготовка публикаций проводилась совместно с соавторами.

### **Достоверность результатов**

Степень достоверности полученных результатов обеспечивается использованием современных теоретических моделей распространения лазерного излучения, сопоставлением результатов расчетов, полученных с помощью различных моделей, соответствием теоретических и численных результатов экспериментальным данным.

### **Апробация работы**

Основные результаты, отраженные в диссертации, были представлены в докладах на международных конференциях: UltrafastLight-2021 (Москва, Россия); International Conference Laser Optics (ICLO-2022, Санкт-Петербург, Россия); UltrafastLight-2022 (Москва, Россия); 30th International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT'23, Самара, Россия). Список докладов приведен в конце диссертации перед списком литературы.

### **Публикации**

Основные результаты диссертации опубликованы в 8 печатных работах, в том числе в 8 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих «Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова». Список работ автора приведен в конце диссертации перед списком литературы.

### **Объем, структура и краткое содержание диссертации**

Диссертация состоит из введения, пяти глав текста, результатов и выводов диссертационной работы, списка цитируемой литературы. Работа содержит 138 страниц, включает 34 рисунка, 1 таблицу и 146 библиографических ссылок.

Во **введении** к диссертационной работе обосновывается актуальность, новизна и практическая значимость исследуемой проблемы, приводится

краткий обзор литературы, сформулированы цели и задачи работы, а также описывается ее краткое содержание по главам.

В **первой главе** выполнен обзор современных работ по генерации терагерцового излучения при филаментации фемтосекундного лазерного импульса в газах. Обсуждены преимущества и недостатки для практических приложений генерации терагерцового излучения одноцветным филаментом, одноцветным филаментом во внешнем электростатическом поле и двухцветным филаментом.

Во **второй главе** приведена модель нелинейного распространения лазерного и терагерцового излучения, использованная в работе для численного моделирования, проведено обобщение модели нелинейного отклика среды для возможности учёта влияния внешнего электростатического поля, описан алгоритм определения начального фазового сдвига между гармониками двухцветного импульса, обеспечивающего максимальную эффективность преобразования оптического излучения в терагерцовое.

В **третьей главе** проанализирован частотно-угловой состав терагерцового излучения одноцветного филамента, и на основе векторной модели локального источника терагерцового поля объяснена азимутальная модуляция терагерцового конуса в дальней зоне.

В **четвёртой главе** проведено моделирование генерации терагерцового излучения одноцветным филаментом во внешнем электростатическом поле в условиях эксперимента. Показано, что угловое распределение терагерцового излучения меняется от унимодального с плоской вершиной на частоте  $\sim 0.3$  ТГц к кольцевому на частотах более 8 ТГц. Продемонстрировано, что физической причиной формирования кольца на высоких частотах является деструктивная интерференция терагерцовых волн, излучаемых фронтом ионизации, распространяющимся со сверхсветовой скоростью.

**Пятая глава** посвящена численному моделированию генерации терагерцового излучения при вырожденном четырехволновом смешении фемтосекундного импульса накачки инфракрасного диапазона и его второй

либо половинной гармоникой. В условиях эксперимента получены разрешенные по частоте угловые распределения терагерцового излучения для различных сдвигов фаз между оптическими гармониками двухцветного импульса. Получено, что энергия распространяющегося в кольцо низкочастотного (0.3–1 ТГц) излучения не зависит от начальной фазы между гармониками оптической двухцветной накачки и существенно превышает энергию терагерцового излучения на оси филамента, протяженность которого больше длины дефазировки основной и второй гармоник накачки. Обосновано преимущество использования удвоенной частоты затравки по сравнению с половинной.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

## **1. Современное состояние исследований по генерации терагерцового излучения при фемтосекундной филаментации**

В последние десятилетия наблюдается существенный интерес к терагерцовому диапазону частот, который долгое время оставался не исследованным в связи с трудностями создания соответствующих источников и приёмников. Терагерцовым (ТГц) называется электромагнитное излучение частотного диапазона 0.3 – 10 ТГц. Некоторые уникальные свойства этого диапазона открывают возможности для его различных применений:

- Терагерцовое излучение является неионизирующим, в отличие от рентгеновского излучения, используемого в медицинской диагностике. Это свойство позволяет ему проникать сквозь ткани и пластик, не повреждая при этом материал [11].
- По сравнению с видимым и ИК излучением, терагерцовое излучение является длинноволновым, в связи с чем оно менее подвержено рассеянию. Как следствие в ТГц диапазоне прозрачны многие сухие диэлектрические материалы, такие как ткани, дерево, бумага, пластмассы, что позволяет использовать терагерцовое излучение для неразрушающего контроля материалов [12], а также в системах обнаружения, получая изображения содержимого ящиков и конвертов без их открытия [13–15].
- Частота ТГц излучения выше чем микроволнового, поэтому оно может быть использовано для высокоскоростной передачи информации [16].
- В терагерцовом диапазоне лежат резонансы вращательных и колебательных переходов многих молекул. В связи с чем ТГц спектроскопия временного разрешения позволяет идентифицировать химические вещества [17].
- Кроме того, высокоинтенсивное терагерцовое излучение позволяет когерентно управлять такими квантовыми объектами, как кубиты [18], поскольку их энергии возбуждения соответствуют энергии ТГц

фотонов, что является фундаментальной задачей для работы с квантовыми процессорами.

Естественным источником терагерцового излучения является, например, космическое реликтовое излучение. На высокочастотную область терагерцового диапазона приходится тепловое излучение предметов комнатной температуры. Однако излучение естественных терагерцовых источников не является когерентным, поэтому его нельзя применить для таких задач, как связь, локация, когерентная спектроскопия и т.п. В последние десятилетия были созданы эффективные источники и приемники когерентного излучения этого диапазона. Однако эффективность как лазерных, так и электронных приборов, оперирующих в центре терагерцового диапазона, остается невысокой.

Сложность создания эффективных терагерцовых источников связана с тем, что в терагерцовом диапазоне плохо применимы хорошо разработанные методы генерации излучений соседних оптического и микроволнового диапазонов. Оптические генераторы когерентного излучения (лазеры) основаны на вынужденных переходах электронов между уровнями. Из-за того, что квант терагерцового излучения невелик (эквивалентная температура излучения частотой 1 ТГц составляет всего 47.6 К), тепловая релаксация лазерных уровней при комнатной температуре приводит к выравниванию населенностей и быстрому уничтожению инверсии. Поэтому, например, квантово-каскадные лазеры, являющиеся одним из перспективных источников, способны генерировать терагерцовое излучение только в условиях криогенного охлаждения [19].

В микроволновом и СВЧ диапазонах генерация электромагнитного излучения связана с движением носителей заряда. Верхний предел частоты излучения определяется характерным временем пролета носителя в приборе. Таким образом, чтобы получить осцилляции носителей на терагерцовых частотах, необходимо приложить сильное электрическое поле к малой области пространства, что вызывает технические сложности. Мощными источниками

терагерцового излучения, основанными на переносе носителей заряда, являются синхротроны [20] и лазеры на свободных электронах [21], однако их дороговизна и размеры препятствуют их широкому использованию даже для чисто научных приложений.

Область частот от сотен гигагерц до нескольких терагерц стала доступной для исследования благодаря созданию терагерцовых источников на основе воздействия лазерным излучением на вещество (оптико-терагерцового преобразования), что стало возможным после создания мощных импульсных лазеров, в частности, фемтосекундных. Существуют как узкополосные (квазинепрерывные) источники, генерирующие узкий спектр терагерцовых частот, так и широкополосные импульсные источники, спектр которых перекрывает существенную часть или даже весь терагерцовый диапазон. Возможность настройки на определенную терагерцовую частоту, перестройки в широком спектре, или настройки на широкий спектр частот, а также работа при комнатной температуре делает лазерные методы генерации сравнительно эффективными и простыми в реализации.

Филамент, как источник ТГц излучения обладает рядом преимуществ по сравнению с другими источниками: ТГц излучение филамента имеет наиболее широкий спектр [22], является когерентным [23], его длительность может составлять всего несколько периодов светового поля [24]. Явление филаментации позволяет использовать ТГц излучение для удаленных исследований [25], поскольку филамент можно создать непосредственно рядом с удаленной мишенью. Генерация ТГц излучения другими методами с последующим его распространением на большие расстояния в атмосфере затруднительна, так как молекулы воды, присутствующие в атмосферном воздухе, имеют очень высокий коэффициент поглощения в ТГц области частот.

Помимо филаментации в воздухе, достаточно высокую эффективность имеет генерация ТГц излучения при фокусировке лазерного излучения в жидкие среды, включая воду [26] и жидкий азот [27].

### §1.1. Терагерцовое излучение одноцветного фемтосекундного филамента

Явление филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения, состоящее в протяжённой локализации энергии лазерного излучения в виде тонкой нити филамента, активно исследуется с 90-х годов XX века [28–30]. Уже в 1990 году Хамстер (Hamster) и Фалкон (Falcon) предсказали, что плазменный канал филамента, формирующийся вследствие фотоионизации газа высокоинтенсивным лазерным излучением, будет излучать в ТГц диапазоне частот [31]. Такая схема генерации ТГц излучения впоследствии была названа одноцветной. Позже, в 1993 году, Хамстер и коллеги впервые зарегистрировали когерентное излучение ТГц диапазона из лазерной плазмы в гелии [32] и провели теоретический анализ ТГц генерации на основе гидродинамической модели динамики плазмы. Механизмом генерации ТГц излучения предполагалось действие пондеромоторной силы, возникающей при фокусировке лазерного пучка в области фокальной перетяжки вследствие градиентов интенсивности. В этих экспериментах, однако, интенсивность лазерного излучения оценивалась в  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, что на три-четыре порядка превышает типичные интенсивности при филаментации, и пондеромоторная сила должна пониматься в релятивистском смысле [33].

Позднее, в 2000 году, был экспериментально зарегистрирован внутренний дипольный момент плазменного канала фемтосекундного филамента [34]. Это послужило толчком к дальнейшему развитию теоретических подходов к описанию динамики плазмы в филаменте и как следствие генерации ТГц излучения. Так, в работе 2001 года [35] утверждается, что для характерных параметров филамента (диаметр 100 мкм, длина несколько сантиметров) действие пондеромоторной силы пренебрежимо мало, и продольный дипольный момент будет формироваться под действием светового давления, возникающего вследствие действия силы Лоренца. Наличие продольного дипольного момента приведёт к генерации ТГц в направлении перпендикулярном направлению распространения лазерного излучения.

Терагерцовое излучение в перпендикулярном направлении было экспериментально зарегистрировано в 2002 году с помощью гетеродинного детектирования на частотах 94 и 118 ГГц [23]. Однако ТГц излучение на этих частотах обладало близкой интенсивностью, что противоречит теории [35], предсказывающей узкий спектральный пик на частоте  $\sim 100$  ГГц.

В 2002 году работа [35] подверглась серьезной критике. В работах [36,37] было подчеркнуто, что авторы [35] недооценили действие пондеромоторной силы, поскольку рассматривали градиенты интенсивности на расстояниях порядка длины филамента и не учли соответствующие градиенты на расстояниях порядка длины импульса. Такая сила существенно превосходит силу светового давления.

Дальнейшее развитие теоретических подходов к описанию генерации ТГц излучения в филаменте произошло в 2004 году. В работе [38] авторы основным механизмом обозначена пондеромоторная сила, возникающая вследствие продольных градиентов интенсивности лазерного поля. Проведена аналогия между ТГц генерацией и черенковским излучением, возникающим вследствие движения фронта ионизации со сверхсветовой скоростью. В отличие от предшествующих работ модель [38] рассматривает динамику плазмы самосогласовано с учётом нелинейной трансформации фемтосекундного импульса в процессе распространения. Кроме того, в отличие от работы [35], где предсказывается узкий спектр ТГц излучения, определяемый плазменной частотой, в работе [38] получено, что спектр ТГц излучения является широкополосным и определяется длительностью импульса.

В 2005 году были проведены первые измерения диаграммы направленности ТГц излучения одноцветного филамента [39]. Показано, что ТГц излучение направлено в конус, а на оси наблюдается минимум генерации.

В этом же году были измерены диаграммы направленности ТГц излучения одноцветного филамента [40]. Зарегистрировано радиально

поляризованное ТГц излучение, распространяющееся в конус с углом раствора, зависящим от длины волны ТГц излучения и длины филамента. Для теоретического описания углового распределения ТГц излучения авторы используют модель, основанную на теории переходного черенковского излучения, которая подробно описана в работе [41]. Такая модель хорошо описывает генерацию ТГц излучения в направлении распространения лазерного излучения, однако принципиально не описывает ТГц генерацию в обратном направлении, которая была экспериментально обнаружена лишь несколько лет спустя. Также в работе [41] приведены результаты измерений эффективности конверсии оптического излучения в ТГц для различных газов (атмосферный воздух и инертные газы). Наибольшая эффективность конверсии была получена в ксеноне, предположительно вследствие наибольшего среди исследованных газов сечения столкновения электронов с атомами.

Отдельным направлением исследований в области генерации ТГц излучения одноцветным филаментом, не получившем широкого распространения в дальнейшем, стало получение филамента при фокусировке фемтосекундного лазерного излучения аксиконом. В 2004–2005 годах появились теоретические работы, описывающие генерацию ТГц излучения в таком случае [42, 43]. Три года спустя, в 2008 году, предложенная схема была экспериментально исследована, и спектральные и угловые характеристики ТГц излучения были сравнены со случаем линзовой фокусировки.

В работе 2009 года [44] измерены двумерные поперечные распределения плотности энергии ТГц излучения одноцветного филамента при аксиконной и линзовой фокусировке. В случае аксиконной фокусировки поперечное распределение ТГц излучения в дальней зоне является кольцевым. Результаты для линзы существенно отличаются: наблюдаются два ярко выраженных максимума, расположенных перпендикулярно направлению поляризации лазерного излучения. Если лазерный импульс поляризован циркулярно, распределение ТГц излучения восстанавливает осевую

симметрию. Эти экспериментальные результаты не противоречат полученным ранее, поскольку предшествующие измерения были проведены с использованием гетеродинного детектора на частоте около 0.1 ТГц, а в работе [44] измерения проводились с помощью болометра, регистрирующего ТГц излучение в диапазоне до 3 ТГц. При этом максимум измеренного в [44] приходился на частоту около 1 ТГц. В связи с этим можно предположить, что диаграмма направленности ТГц излучения одноцветного филамента существенно зависит от частоты.

Для интерпретации экспериментальных результатов [44] в 2010 году предложен новый механизм формирования низкочастотных токов в плазменном канале филамента, связанный с анизотропным давлением в электронной подсистеме при туннельной ионизации газа [45]. Однако моделирование, основанное на решении уравнений Максвелла совместно с уравнениями гидродинамики для движения электрона в плазме с учётом предложенного механизма, позволило лишь качественно воспроизвести результаты эксперимента [44]: в моделировании интенсивность ТГц излучения в плоскости поляризации составляла 70% от максимума, в то время как в эксперименте — 10% и менее.

В 2011 году проведено моделирование ТГц генерации с использованием метода «частиц в ячейке» в двухмерном случае [46], который является общепринятым для изучения плазмодинамики. Установлено, что под действием лазерного излучения возникают продольные плазменные токи. Совместное действие продольных плазменных токов и поперечных градиентов плотности плазмы приводит к излучению ТГц волн преимущественно в направлении распространения лазерного излучения.

В 2011 году экспериментально зарегистрированы продольные плазменные токи в азоте и аргоне [47], чувствительные к направлению поляризации лазерного излучения, которые были интерпретированы как результат одновременного действия двух сил: силы светового давления и

пондеромоторной силы, возникающей вследствие поперечных градиентов интенсивности.

В этом же году были экспериментально измерены диаграммы направленности ТГц излучения, генерирующегося в аргоновых кластерах [48]. Было продемонстрировано наличие компоненты ТГц поля в направлении обратном направлению распространения лазерного излучения. Такая направленность ТГц излучения не может быть объяснена в рамках модели, основанной на теории переходного черенковского излучения.

В 2011 году на основе интерференционной модели в предположении локального квадрупольного источника ТГц излучения качественно воспроизведены экспериментально наблюдавшиеся диаграммы направленности ТГц излучения одноцветного филамента и получена зависимость угла, под которым распространяется ТГц излучение, от длины волны ТГц излучения и длины филамента [49]. С помощью этой модели в работе [50] удалось описать и ТГц излучение в направлении, обратном направлению распространения лазерного излучения.

В 2013 году экспериментально подтверждена [51] асимметрия двумерных распределений ТГц излучения, показанная в работе [44]. На основе измеренных в четырёх секторах круга временных распределений ТГц излучения был сделан вывод, что распределение ТГц излучения имеет выделенные максимумы в направлении, перпендикулярном направлению поляризации лазерного излучения.

В 2015 году было экспериментально изучено угловое распределение ТГц излучения микроплазменного источника, т.е. плазменного канала длиной несколько десятков микрометров [52]. Показано, что ТГц сигнал микроплазменного источника наблюдается в направлении, близком к перпендикулярному к направлению распространения лазерного излучения, уже при энергиях импульса накачки  $\sim 1$  мкДж, что на порядки меньше энергии, необходимой для регистрации ТГц излучения протяжённого филамента.

Работа [52] стимулировала развитие теоретических подходов к описанию ТГц генерации одноцветным филаментом. В 2016 году в работе [53] модель генерации ТГц излучения была построена на основе нерелятивистского уравнения Власова для функции распределения электронов. Модель учитывает влияние как пондеромоторной силы, так и светового давления, а также других источников ТГц излучения и позволяет описать результаты эксперимента [52]. Показано, что основной вклад в генерацию терагерцового излучения вносит пондеромоторная сила. Также продемонстрировано, что в спектре ТГц излучения не будет наблюдаться пика на плазменной частоте, который ошибочно появляется в одномерном моделировании.

В 2017 году было экспериментально и теоретически исследовано влияние условий фокусировки на угловые распределения ТГц излучения [54]. Для теоретического анализа полученных распределений авторы использовали как модель дипольного источника ТГц излучения, так и квадрупольного. Показано, что в случае жёсткой фокусировки диаграммы направленности таких источников будут существенно отличаться и основной вклад в генерацию обеспечивается дипольным источником. В случае умеренной фокусировки линзой с фокусным расстоянием от 10 см и более вклады обоих источников становятся неразличимыми.

В 2018 году проблема понимания механизмов генерации низкочастотного излучения фемтосекундного филамента была поднята на примере излучения гигагерцового диапазона частот [55]. Диаграммы направленности такого излучения, понимаемого в данном случае как длинноволновый хвост ТГц излучения филамента, хорошо описываются существующими к этому моменту моделями генерации ТГц излучения. Однако эти модели не могут объяснить наблюдаемое в эксперименте увеличение энергии гигагерцового излучения с уменьшением давления.

В 2019 году было проведено экспериментальное сопоставление ТГц излучения инфракрасного и ультрафиолетового филаментов [56]. Было

показано, что при схожих условиях филаментации угловая диаграмма направленности ТГц излучения практически не зависит от длины волны импульса накачки, однако спектральный состав и энергия генерируемого ТГц излучения существенно меняется с переходом к ультрафиолетовой накачке. Было дано качественное объяснение наблюдаемого эффекта.

В 2020 году было экспериментально обнаружено, что увеличение длины филамента не приводит к изменению диаграммы направленности ТГц излучения, как следует из теоретических представлений [57]. Экспериментальное же наблюдение сужения диаграммы направленности ТГц излучения при увеличении длины филамента было проведено в исследованиях предыдущих лет посредством изменения условий фокусировки фемтосекундного излучения. Однако изменение условий фокусировки приводит к существенному изменению концентрации плазмы филамента, а не только изменению его длины.

В 2021 году исследования ТГц излучения фемтосекундного филамента вновь вернулись к субтерагерцовому диапазону частот [58]. В эксперименте использовались инфракрасные импульсы накачки с центральной длиной волны 3.9 мкм, в отличие от 0.8-мкм накачки в исследованиях прошлых лет. Анализ результатов позволил прийти к выводу, что основной вклад в генерацию субтерагерцового излучения обеспечивают продольные плазменные токи, возникающие под действием ponderomotorной силы.

#### §1.2. Терагерцовое излучение одноцветного фемтосекундного филамента во внешнем электростатическом поле

Параллельно с исследованием свойств и механизмов генерации ТГц излучения одноцветного фемтосекундного филамента происходила разработка методов увеличения эффективности преобразования оптического излучения в ТГц в плазменном канале филамента. Одной из предложенных схем стало приложение внешнего поперечного электростатического поля к области филаментации.

Такая схема ТГц генерации была предложена и реализована в работе [59] в 2000 году спустя семь лет после экспериментального обнаружения ТГц излучения филамента. Были исследованы зависимости ТГц сигнала от напряжённости внешнего электростатического поля и энергии фемтосекундного импульса накачки. Показано, что амплитуда ТГц поля линейно зависит от напряженности внешнего поля при фиксированной энергии импульса накачки. Также была обнаружена линейная зависимость ТГц сигнала от энергии импульса накачки при постоянной напряжённости внешнего поля.

В 2002 году экспериментально продемонстрировала независимость энергии генерируемого ТГц излучения при постоянной напряженности внешнего электростатического поля от давления газа вплоть до 46 бар [60]. В связи с ростом пробойного напряжения с увеличением давления газа стало возможно увеличить напряжённость внешнего электростатического поля до 200 кВ/см при давлении 46 бар и тем самым увеличить энергию генерируемого ТГц излучения в 15 раз.

В 2005 году впервые была экспериментально зарегистрирована диаграмма направленности ТГц излучения одноцветного филамента в поперечном внешнем электростатическом поле с напряжённостью 10 кВ/см [39]. Показано, что ТГц излучение распространяется преимущественно в направлении распространения лазерного излучения в отличие от ТГц излучения чисто одноцветного филамента, где на оси наблюдается минимум ТГц излучения.

В 2008 году, были систематически измерены диаграммы направленности ТГц излучения, генерируемого одноцветным филаментом в присутствии как поперечного [61], так и продольного [62] внешнего постоянного поля. В случае поперечного поля [61] показано, что диаграмма направленности ТГц излучения меняется с конической при отсутствии внешнего поля на диаграмму с максимумом на оси при приложении поля с напряжённостью 5 кВ/см. В случае поля с меньшей напряжённостью

наблюдается один лепесток конуса, направление которого меняется на противоположное при смене полярности внешнего поля. Кроме того, обнаружено увеличение энергии генерируемого ТГц излучения при напряжённости внешнего электростатического поля 6 кВ/см на три порядка. Также показано, что ТГц поле поляризовано вдоль внешнего независимо от поляризации фемтосекундного излучения. В случае продольного внешнего поля [62] также наблюдается квадратичная зависимость энергии генерируемого ТГц излучения от напряжённости приложенного поля. Однако диаграмма направленности имеет вид конуса с неизменным углом раствора. Состояние поляризации также соответствует таковому в отсутствие внешнего поля и является радиальным.

В 2009 году было измерено двумерное поперечное распределение плотности энергии ТГц излучения одноцветного филамента во внешнем поперечном электростатическом поле [44]. Показано, что распределение ТГц излучения является осесимметричным с максимумом на оси при напряжённости внешнего поля  $\sim 10$  кВ/см. Также в работе представлены одномерные угловые зависимости интенсивности ТГц излучения в сечении, проходящем через максимумы ТГц плотности энергии в случае отсутствия внешнего поля. Показано, что при небольших напряжёностях внешнего поля порядка нескольких кВ/см в случае, когда приложенное поле лежит в плоскости наблюдения, угловое распределение становится асимметричным. Направление на максимум зависит от полярности внешнего поля аналогично [61]. В случае же, когда приложенное поле совпадает по направлению с поляризацией лазерного излучения наблюдается симметричное угловое распределение с двумя максимумами, совпадающими по направлению с таковыми в случае отсутствия внешнего поля, однако с существенно возросшей долей энергии ТГц излучения, распространяющегося вдоль оси распространения фемтосекундного излучения.

Теоретическое описание направленности ТГц излучение было проведено в 2011 году с помощью интерференционной модели в

предположении, что локальным источником ТГц излучения является поперечный диполь [49].

В 2012 году была предложена схема генерации эллиптически поляризованного ТГц излучения с помощью двойных спиральных электродов [63]. Такая конфигурация электродов обеспечивает различное направление внешнего поля вдоль направления распространения лазерного излучения, что позволяет осуществлять когерентное управление состоянием поляризации ТГц излучения. Так, направление вращения ТГц поля определяется направлением вращения внешнего поля, а степень эллиптичности — геометрией электродов.

В 2017 году была экспериментально продемонстрирована возможность управления временными формами ТГц излучения посредством приложения внешнего электростатического поля вдоль направления распространения фемтосекундного излучения к различным частям филамента [64].

В 2019 году был предложен и экспериментально продемонстрирован более простой чем в работе [63] способ управления поляризацией ТГц излучения [65]. Для этого предлагается использовать скрещенные электрические поля, обеспечиваемые с помощью двух пар электродов, расположенных в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

В 2020 году наблюдался возросший интерес к одноцветной схеме генерации ТГц излучения в присутствии поперечного электростатического поля. Так, в работе [66] было продемонстрировано, что ТГц излучение с частотами 0.33–0.5 ТГц, генерируемое в такой схеме, направлено вдоль направления распространения лазерного излучения. Ширина углового распределения составляет порядка  $20^\circ$ .

В работе [67] была экспериментально изучена фазовая эволюция временных распределений ТГц излучения. Для этого короткие 3-мм электроды с напряжённостью поля между ними 8 кВ/см перемещались вдоль филамента. Было показано, что эта эволюция в основном связана с распространением ТГц излучения в плазменном канале филамента.

Отдельный интерес представляет работа [68], в которой изучался спектральный состав ТГц излучения, генерируемого одноцветным филаментом в присутствии слабого внешнего электростатического поля напряженностью несколько кВ/см. В отсутствие внешнего электростатического поля спектральный максимум наблюдался на частоте 1.55 ТГц. При приложении внешнего поля появлялся второй максимум на частоте 0.64 ТГц, амплитуда которого возрастала с увеличением напряжённости внешнего поля. Равенство амплитуд двух максимумов достигалось при напряжённости внешнего поля равной 0.3 кВ/см.

### §1.3. Генерация терагерцового излучения при смешении фемтосекундных импульсов на двух и более центральных длинах волн в филаменте

Наиболее используемой и исследованной является схема генерации ТГц излучения в филаменте при коллинеарном распространении первой и второй гармоник фемтосекундного излучения, названная впоследствии двухцветной, в связи с наибольшей эффективностью преобразования оптического излучения в ТГц. Впервые эта схема была предложена в 2000 году [69], одновременно со схемой генерации ТГц излучения одноцветным филаментом во внешнем электростатическом поле. Для этой схемы также было получено увеличение эффективности преобразования на три порядка по сравнению со случаем чисто одноцветной филаментации. Также был показан квадратичный рост энергии ТГц излучения с увеличением энергии импульса накачки на основной частоте. Был предложен механизм генерации ТГц излучения в такой схеме. Предполагалось, что ТГц излучение генерируется вследствие четырёхволнового смешения в среде с кубической нелинейностью.

Позже в 2001 году при изучении влияния состава газа и его давления на генерацию ТГц излучения той же научной группой было обнаружено, что природа конкретного газа не влияет на максимально достижимый ТГц сигнал, однако давление, при котором начинается и насыщается генерация ТГц излучения зависит от состава газа и коррелирует с потенциалом ионизации

газа [70]. Исходя из этого делался вывод о возможном влиянии плазменных токов на генерацию ТГц излучения двухцветным филаментом.

В 2004 году проведено систематическое экспериментальное исследование генерации ТГц излучения в двухцветном филаменте [71]. Было обнаружено, что ТГц излучение генерируется в кристалле ВВО, используемом для получения импульса второй гармоники, что необходимо учитывать при исследовании ТГц излучения двухцветного филамента. Продемонстрировано, что эффективность генерации ТГц излучения в филаменте зависит от положения кристалла ВВО вдоль оси распространения фемтосекундного излучения, поскольку оно влияет на относительную фазу между первой и второй гармониками лазерного излучения. Также показано, что зависимость энергии ТГц излучения от энергии импульса накачки является квадратичной в соответствии с предсказаниями теории четырёхволнового смешения лишь в небольшом диапазоне энергий. При малых значениях энергий наблюдается пороговый характер возникновения ТГц излучения, что не описывается этой теорией. Наблюдаемый порог энергий соответствует порогу ионизации воздуха. Исходя из этого был сделан вывод о критической роли плазмы в генерации ТГц излучения.

В 2005 году в работе [24] были показаны спектры ТГц излучения двухцветного филамента при различных длительностях импульса накачки. Там же было показано, что методика детектирования сильно влияет на получаемые спектры, что необходимо учитывать при исследовании ТГц излучения двухцветного филамента, обладающего широким спектром. Кроме того, была продемонстрирована линейная зависимость ТГц поля от энергии импульса накачки и получены рекордные ТГц поля напряжённостью больше 400 кВ/см. Однако в 2007 году достигнутые в [24] напряжённости поля были поставлены под сомнения в работе [72] в связи с не удавшейся попыткой повторить эти результаты при близких условиях филаментации.

В 2006 году в работе [73] была предложена несколько другая схема генерации ТГц излучения из двухцветного филамента. Во всех

предшествующих работах кристалл ВВО, удваивающий частоту импульса, накачки вставлялся непосредственно в лазерный пучок. Далее двухцветный импульс формировал филамент, служивший источником ТГц излучения. В работе [73] в свою очередь предлагалось использовать двухпучковую схему генерации: излучение основной гармоники разделялось на два с помощью светоделительной пластинки, в одном из плеч вставлялся кристалл ВВО, далее пучок основной и второй гармоник объединялись с помощью дихроичного зеркала. Преимущество такой схемы по сравнению с однопучковой состоит в возможности независимо контролировать временную задержку между импульсами первой и второй гармоник, их состояния поляризации, а также энергию. Недостатком же такой схемы являются неизбежно возникающие случайные флуктуации относительной фазы между гармониками, приводящие к эффективному усреднению энергии ТГц излучения по сравнению с максимально возможной.

В работе [73] в двухпучковой схеме были измерены характеристики ТГц излучения в зависимости от поляризации излучения первой и второй гармоник. Показано, что максимальная энергия ТГц излучения достигается в случае коллинеарно поляризованных первой и второй гармоник, а минимальная — в случае, когда их поляризации ортогональны. В интерференционных измерениях показана синусоидальная зависимость энергии ТГц излучения от относительной фазы между гармониками. А также показано, что при фиксированной энергии импульса второй гармоники амплитуда ТГц поля линейно зависит от энергии импульса накачки на основной частоте. В случае фиксированной энергии импульса первой гармоники наблюдается коренная зависимость от энергии импульса второй гармоники. Полученные результаты хорошо согласуются с предсказаниями модели четырёхволнового смешения. Однако сама величина поля в такой модели на четыре порядка ниже измеренной. Из этого авторы делают, что основной вклад в генерацию ТГц излучения дают плазменные токи, действие

которых можно описать эффективным четырёхволновым смешением в плазме, а не в нейтральном воздухе.

В том же 2006 году были впервые измерены диаграммы направленности ТГц излучения двухцветного филамента на различных частотах [74]. Показано, что на низких ТГц частотах диаграмма близка к направленной вперёд, с увеличением же частоты излучение приобретает кольцевую структуру. Также продемонстрировано, что диаграмма направленности сужается при увеличении фокусного расстояния.

В 2007 году впервые применительно к описанию ТГц излучения двухцветного филамента была предложена модель нестационарного фототока, учитывающая появление электрона вследствие ионизации газа лазерным излучением и его последующее движение в несимметричном двухцветном поле [75]. Результаты моделирования ТГц генерации хорошо согласуются с результатами эксперимента, представленными в работе [75], а также в более ранних работах.

В том же году был написан обзор [72], систематизирующий имеющиеся к 2007 году результаты по генерации ТГц излучения филаментов в различных схемах, в том числе и двухцветной. Представлен подробный экспериментальный анализ эволюции плазменного канала филамента в зависимости от условий фокусировки и энергии импульса накачки. Проведено сопоставление достижимых энергий ТГц излучения, генерируемого в одноцветном филаменте в присутствии внешнего поперечного электростатического поля и в двухцветном филаменте. Представлены новые экспериментальные результаты зависимости энергии ТГц излучения, генерируемого в двухцветной схеме, от давления газа. При увеличении давления воздуха энергия генерируемого ТГц излучения возрастает на два порядка при низких давлениях (3–100 мбар) и уменьшается на порядок при высоких давлениях (2–20 бар). Максимальная энергия ТГц излучения была получена при атмосферном давлении. Также в обзоре [72] проанализированы

две существующие модели описания генерации ТГц излучения в двухцветном филаменте.

В 2010 году в работе [76] были систематически изложены все известные к этому году механизмы генерации, включая пондеромоторную силу и световое давление, и проанализированы применительно к генерации ТГц излучения в двухцветном филаменте.

В 2011 году на примере двухпучковой схемы было исследовано влияние условий фокусировки на эффективность генерации ТГц излучения [77]. Было показано, что наиболее эффективная генерация ТГц излучения происходит при фокусировке линзой с фокусным расстоянием 50 см. Кроме того, была получена зависимость энергии генерируемого ТГц излучения от временной задержки между импульсами первой и второй гармоник. Показано, что оптимум генерации достигается при нулевой задержке.

В 2012 году впервые было зарегистрировано пространственное распределение ТГц излучения двухцветного филамента с помощью массива микроболометров [78]. Обнаружено, что ТГц излучение филамента имеет кольцевой пространственный профиль. При этом меньшему значению частоты ТГц сигнала соответствует кольцо большего диаметра.

В том же году была предложена интерференционная модель, объясняющая природу возникновения кольцевого распределения и получено качественное согласие результатов моделирования с экспериментом [79]. Из-за несовпадения фазовых скоростей первой и второй гармоник происходит смена полярности локального фототока [75] вдоль филамента, что приводит к деструктивной интерференции ТГц излучения на оси пучка.

В 2012 году была продемонстрирована генерация ТГц излучения в двухпучковой схеме на расстоянии 55 м от лазерной системы [25]. Обнаружено, что при формировании филамента на расстояниях от 9 до 55 м энергия генерируемого ТГц сигнала монотонно убывает. Было показано, что основными причинами этого спада являются групповое разбегание импульсов

первой и второй гармоник на длине филамента, а также дифракционная расходимость излучения второй гармоники.

В 2013 году было проведено исследование влияние длительности импульса на ширину ТГц спектра [80]. В отличном согласии между экспериментом и результатами численного моделирования на основе модели нестационарного фототока было показано, что ширина ТГц спектра обратно пропорциональна длительности импульса накачки. Кроме того, показано, что модель четырёхволнового смешения не позволяет воспроизвести наблюдаемые спектры ТГц излучения.

В 2013 году были экспериментально зарегистрированы частотно-угловые распределения ТГц излучения двухцветного филамента [81]. Показано, что ТГц излучение имеет кольцевую структура на высоких частотах. Также в этой работе был продемонстрирован ТГц спектр шириной  $\sim 100$  ТГц.

В 2016 году было проведено самосогласованное моделирование генерации ТГц излучения в двухцветном филаменте на основе однонаправленного уравнения распространения в условиях эксперимента [82]. Продемонстрировано, что в генерацию ТГц излучения вносят вклад как отклик связанных, так и свободных электронов. В начале филаментации связанные электроны формируют осевой источник ТГц излучения. Отклик связанных электронов является слабым и более высокочастотным по сравнению с откликом свободных электронов. Кроме того, первый механизм обеспечивает генерацию ТГц излучения в направлении распространения лазерного излучения, в то время как ток свободных электронов обеспечивает ТГц излучение, направленное в конус. С ростом концентрации свободных электронов происходит скачок положения максимума ТГц спектра в низкочастотную область и рост спектральной интенсивности ТГц сигнала на три порядка. Пространственное распределение ТГц излучения является кольцевым как в сфокусированной, так и в коллимированной геометрии распространения лазерного излучения. Частотно-угловые распределения и

спектры ТГц излучения, полученные в численном моделировании и эксперименте, находятся в отличном согласии.

В 2018 году в работе [83] была реализована экспериментальная установка, объединяющая достоинства однопучковой и двухпучковой схем генерации ТГц излучения. В этой работе групповая задержка между импульсами первой и второй гармоник была скомпенсирована с помощью фазовой пластинки и, кроме того, первая и вторая гармоники были коллинеарно поляризованы за счёт поворота поляризации излучения на основной частоте с помощью полуволновой пластинки после кристалла ВВО, что позволяло достичь максимальной энергии ТГц излучения. Такая геометрия эксперимента обеспечивает стабильную фазу между двумя гармониками и тем самым позволяет получить максимальную энергию ТГц излучения, достижимую для конкретной экспериментальной установки. В работе было продемонстрировано, что в зависимости от условий фокусировки в низких ТГц частотах можно получить как коническую диаграмму направленности ТГц излучения (для более мягкой фокусировки), так и с максимумом на оси (для более жесткой фокусировки).

В этом же году было проведено систематическое исследование поляризации ТГц излучения, генерируемого двухцветным филаментом, а также эффективности его генерации в зависимости от взаимной ориентации направлений поляризации первой и второй гармоник [84]. В отличном согласии между экспериментом и численным моделированием показано, что поляризация ТГц излучения линейна и направлена вдоль поляризации основной гармоники в широком диапазоне значений начального угла между поляризациями основной и второй гармоник вплоть до  $80^\circ$ . Поворот поляризации ТГц излучения к направлению поляризации второй гармоники и эллиптизация ТГц излучения происходит при значениях этого угла, близких к  $90^\circ$ .

В 2019 году были измерены основные характеристики ТГц излучения двухцветного филамента, распространяющегося в направлении обратном

направлению распространения фемтосекундного излучения [85]. Было показано, что спектр обратного ТГц излучения сдвинут в низкочастотную область по сравнению со спектром прямого ТГц излучения. Энергия обратного ТГц излучения составляет ~5% от энергии прямого ТГц излучения.

В 2020 году при непосредственном участии автора диссертации была предложена методика численного моделирования на основе однонаправленного уравнения распространения, позволяющая количественно оценить энергию ТГц излучения двухцветного филамента в условиях эксперимента (как в случае однопучковой, так и в случае двухпучковой схем ТГц генерации) и получить значение энергии в размерных (а не относительных) единицах [86]. На основе разработанной модели в отличном согласии с экспериментом показана возможность эффективного использования углекислого газа как среды для генерации широкополосного ТГц излучения в двухцветном лазерном поле и найдено оптимальное давление 0.5 бар для генерации ТГц импульсов (для воздуха в тех же условиях — 1 бар). Установлено, что основным источником ТГц излучения являются свободные электроны, абсолютное число которых в фокальной области определяется как давлением газа, так и интенсивностью импульса накачки. Увеличение давления приводит к уменьшению интенсивности импульса с ~1 ПВт/см<sup>2</sup> при 0.01 бар до ~100 ТВт/см<sup>2</sup> при 10 бар из-за непрерывного перехода от фокусировки в вакууме к филаментации с насыщением интенсивности. В результате степень ионизации уменьшается одновременно с увеличением плотности газа, обеспечивая максимум в плотности плазмы и энергии ТГц излучения.

#### §1.4. Выводы по главе

Итак можно утверждать, что разработка источников терагерцового излучения является направлением, развивающимся на протяжении многих лет и остающимся актуальным и по сей день, в связи с широкой областью его применения. Одним из перспективных источников ТГц излучения является плазменный канал фемтосекундного филамента в газах. Исследования в этом

направлении ведутся с 90-х годов прошлого века и продолжаются в настоящее время. Существует много нерешённых задач, как в рамках фундаментальной науки, так и в прикладных целях. Решение этих задач может позволить получить эффективные источники ТГц излучения и понять некоторые аспекты физики взаимодействия лазерного излучения с веществом.

## 2. Математическая модель филаментации и генерации терагерцового излучения

### §2.1. Однонаправленное уравнение распространения с разрешением быстроосциллирующей несущей светового поля

Однонаправленное уравнение распространения (*Unidirectional pulse propagation equation*, UPPE [87]) широко используется для моделирования генерации ТГц излучения при двухцветной филаментации [82,88,89]. Уравнение позволяет рассматривать непараксиальную расходимость излучения под углом к оси вплоть до 60–80°, ионизацию газовой среды сильным лазерным полем, нелинейность связанных и свободных электронов, материальную дисперсию в диапазоне от нулевой (терагерцовой) частоты до ультрафиолетового излучения. При умеренной фокусировке (числовая апертура  $NA < 0.1$  [90,91]) фемтосекундного лазерного излучения с пиковой мощностью, превышающей критическую мощность самофокусировки (для воздуха около 10 ГВт [92]) в небольшое число раз, т.е. в режиме одиночного филамента, для описания нелинейного распространения лазерного излучения достаточно осесимметричного скалярного приближения.

Рассмотрим линейно поляризованное аксиально симметричное поле  $E(\tau, r, z)$ , зависящее от поперечной  $r$  и продольной  $z$  координат, а также от времени  $\tau$  в системе координат, движущейся с групповой скоростью импульса с центральной длиной волны  $\lambda$ . Его пространственно-временная гармоника  $\hat{E}(\omega, k_r, z)$

$$\begin{aligned}\hat{E}(\omega, k_r, z) &= \mathcal{F}[E(\tau, r, z)] \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{-i\omega\tau} \int_0^{\infty} r dr E(\tau, r, z) \mathfrak{J}_0(k_r r),\end{aligned}\tag{2.1}$$

где  $\mathfrak{J}_0$  — функция Бесселя нулевого порядка, распространяется в положительном направлении оси  $z$  и подчиняется однонаправленному уравнению распространения

$$\frac{\partial \hat{E}(\omega, k_r, z)}{\partial z} = -ik_z \hat{E}(\omega, k_r, z) - \frac{2\pi\omega}{c^2 k_z} \hat{J}(\omega, k_r, z), \quad (2.2)$$

где  $k_z = \sqrt{\omega^2 n^2(\omega)/c^2 - k_r^2}$  — продольная компонента волнового вектора,  $\omega = 2\pi\nu$  — угловая частота,  $c$  — скорость света,  $\hat{J}(\omega, k_r, z)$  обозначает пространственно-временную гармонику нелинейного материального тока, а показатель преломления воздуха в окне прозрачности может быть найден по формуле Коши

$$n(\omega) = 1 + b_0 + b_2 \omega^2, \quad (2.3)$$

где  $b_0 = 1.993 \times 10^{-4}$  и  $b_2 = 5.58 \times 10^{-7}$  фс<sup>2</sup> [93].

В работе рассматривались газовые среды с нормальной дисперсией, в которых импульс предельно короткой длительности, генерирующий спектр от ультрафиолетового до терагерцового [82], формировался за счет геометрической фокусировки и самофокусировки, рост интенсивности при которой останавливается вызванной полем ионизацией среды [94,95]. Возможно формирование световых пульс в средах с аномальной дисперсией, в том числе в оптических керровских резонаторах [96]. В таких системах влияние фототока на распространение оптического излучения и генерацию терагерцового оказывается пренебрежимо малым.

## §2.2. Нелинейный отклик газовой среды на фемтосекундный импульс высокой интенсивности

Материальный ток  $J = \partial P / \partial \tau + J_e + J_a$  может быть представлен в виде суммы производной по времени нелинейной поляризации

$$P(\tau, r, z) = \chi^{(3)} E^3(\tau, r, z), \quad (2.4)$$

описывающей нелинейный отклик связанных электронов 3-го порядка [80], где нелинейная восприимчивость газа  $\chi^{(3)}$  соответствует коэффициенту керровской нелинейности  $n_2 = 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/Вт [92], тока свободных электронов  $J_e$  и тока поглощения  $J_a$ .

Фототок свободных электронов в векторном виде  $\mathbf{J}_e$  может быть выведен из уравнений плазменной гидродинамики [38]. Обозначим электрическое и

магнитное поле импульса, формирующего филамент, соответственно  $\mathbf{E}_L(\tau, x, y, z)$  и  $\mathbf{B}_L(\tau, x, y, z)$ . Концентрация свободных электронов  $N_e$  в плазменном канале определяется уравнением непрерывности

$$\frac{\partial N_e}{\partial \tau} + \nabla \cdot (N_e \mathbf{v}) = \sum_{\alpha} w^{(\alpha)}(|\mathbf{E}_L|) N_n^{(\alpha)}, \quad (2.5)$$

где  $\alpha$  соответствует молекуле кислорода  $O_2$  или азота  $N_2$ ,  $w^{(\alpha)}(|\mathbf{E}_L|)$  — скорость нелинейной ионизации соответствующей молекулы, определяемая согласно модели Переломова-Попова-Герентьева [97] либо в туннельном приближении [98–100],  $N_n^{(\alpha)}$  — концентрация нейтральных молекул, рассчитываемая согласно скоростным уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_n^{(\alpha)}(\tau)}{\partial \tau} &= -w^{(\alpha)}(|\mathbf{E}_L|) N_n^{(\alpha)}(\tau), \\ N_n^{(\alpha)}(\tau \rightarrow -\infty) &= \eta_{\alpha} \mathcal{N}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

где  $\eta_{O_2} = 0.21$ ,  $\eta_{N_2} = 0.79$ ,  $\mathcal{N} = 2.7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  — число Лошмидта.

Средняя скорость электронов  $\mathbf{v}$  определяется уравнением Эйлера

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \tau} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \frac{e}{m_e} \left( \mathbf{E}_L + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}_L \right) - \nu_c \mathbf{v} - \left( \frac{\partial N_e}{\partial \tau} + \nabla \cdot (N_e \mathbf{v}) \right) \frac{\mathbf{v}}{N_e}, \quad (2.7)$$

где  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона соответственно,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\nu_c = 5 \text{ пс}^{-1}$  — частота столкновений электронов с нейтральными и ионизированными молекулами.

Следуя работе [53], представим концентрацию плазмы  $N_e$ , среднюю скорость электронов  $\mathbf{v}$ , и ток свободных электронов  $\mathbf{J}_e = e N_e \mathbf{v}$  в виде ряда по степеням поля  $\mathbf{E}_L$

$$\begin{aligned} N_e &= N_0 + N_1 + \dots, \\ \mathbf{v} &= \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2 + \dots, \\ \mathbf{J}_e &= \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2 + \dots = \underbrace{e N_0 \mathbf{v}_1}_{\mathbf{J}_1} + \underbrace{e N_1 \mathbf{v}_1 + e N_0 \mathbf{v}_2}_{\mathbf{J}_2} + \dots, \end{aligned} \quad (2.8)$$

где индекс показывает степень поля. Отметим, что в разложении концентрации  $N_e$  присутствует не зависящий от поля член  $N_0$ , поскольку после

прохождения импульса, когда  $\mathbf{E}_L = 0$ , сохраняется ненулевая плотность плазмы. Когерентная с полем скорость электронов  $\mathbf{v}$  и связанный с нею ток  $\mathbf{J}$  отличны от нуля только под действием лазерного импульса, поэтому первыми членами в их разложении будут  $\mathbf{v}_1$  и  $\mathbf{J}_1$  соответственно.

Подставляя ряды по степеням поля (2.8) в уравнения (2.5) и (2.7), имеем

$$\frac{\partial N_0}{\partial \tau} = \sum_{\alpha} w^{(\alpha)} (|\mathbf{E}_L|) N_n^{(\alpha)}, \quad (2.9)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial \tau} + v_c \right) \mathbf{J}_1 = \frac{e^2}{m_e} N_0 \mathbf{E}_L, \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial \tau} + v_c \right) \mathbf{J}_2 = & \frac{e}{m_e c} \mathbf{J}_1 \times \mathbf{B}_L - \frac{1}{e} \left[ (\mathbf{J}_1 \cdot \nabla) \frac{\mathbf{J}_1}{N_0} + \frac{\mathbf{J}_1}{N_0} (\nabla \cdot \mathbf{J}_1) \right] \\ & - \frac{e}{m_e} \mathbf{E}_L \int_{-\infty}^{\tau} (\nabla \cdot \mathbf{J}_1) d\tau. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Уравнения (2.9) и (2.10) определяют модель нестационарного фототока в условиях ионизации [75], используемую при описании ТГц генерации при филаментации во внешнем электростатическом поле (см. главу 4) либо двухцветной филаментации (см. главу 5). Для чисто одноцветной филаментации они не обеспечивают генерации ТГц излучения. Однако уравнение (2.11) разрешает этот нелинейный процесс.

Ток поглощения  $J_a$  отвечает за потери энергии на ионизацию и может быть представлен в виде [101]:

$$J_a(\tau) = - \sum_{\alpha} \frac{U_i^{(\alpha)}}{E(\tau)} \frac{\partial N_n^{(\alpha)}(\tau)}{\partial \tau}, \quad (2.12)$$

где  $U_i^{(\alpha)}$  — потенциал ионизации молекулы кислорода или азота.

### §2.3. Обобщение модели нелинейного отклика среды для описания генерации терагерцового излучения во внешнем электростатическом поле

Внешнее электростатическое поле  $E_{DC}$ , т. е. нулевая гармоника, не распространяется и, следовательно, не может быть учтено в каждом члене однонаправленного уравнения распространения (2.2) как суперпозиция с

переменным (оптическим и ТГц) полем  $\mathcal{E}(\tau)$ . Однако допустимо учесть поле  $E_{DC}$  только в нелинейной части, описываемой поляризацией  $P$  и током  $J = J_e + J_a$ , см. выражения (2.10) и (2.12).

Исключим из поляризации  $P$  [формула (2.4)] нулевую гармонику, связанную с постоянным полем, заменив ее следующим образом:

$$P(\tau) = \chi^{(3)} E^3(\tau) \rightarrow \chi^{(3)} [(\mathcal{E}(\tau) + E_{DC})^3 - E_{DC}^3], \quad (2.13)$$

где  $\chi^{(3)}$  — коэффициент мгновенной кубической нелинейности,  $E(\tau) = \mathcal{E}(\tau) + E_{DC}$ .

Концентрация свободных электронов  $N_e(\tau)$ , которая определяет ток  $J(\tau)$  в общем случае зависит от полного поля  $E(\tau)$ . Однако туннельная или лавинная добавка к скорости ионизации  $w$  под действием электростатического поля  $E_{DC}$  с напряжённостью  $\sim 10$  кВ/см пренебрежимо мала по сравнению со скоростью прилипания электронов к молекулам кислорода  $O_2$  [102], поэтому мы рассчитывали скорость ионизации  $w$ , исходя только из оптического поля  $\mathcal{E}$ , то есть  $w(E) = w(\mathcal{E})$ . Таким образом ток поглощения  $J_a$ , определяемый также исходя из  $w(\mathcal{E})$ , сохраняет свою форму (2.12) с учетом замены  $E \rightarrow \mathcal{E}$ .

Время рекомбинации плазмы [102] превышает размер использованного в моделировании временного окна  $\sim 100$  пс. Поэтому согласно уравнению (2.10) на правой границе временного окна нестационарный фототок свободных электронов  $J_e(\tau \rightarrow +\infty) \propto E_{DC} N_e(\tau \rightarrow +\infty) \neq 0$ , в то время как на левой  $J_e(\tau \rightarrow -\infty) = 0$ . Следовательно преобразование Фурье, необходимое на каждом шаге интегрирования однонаправленного уравнения распространения, не может быть применено для  $J_e$ . Однако его производная  $G = \partial J_e / \partial \tau$  является нулевой при  $\tau \rightarrow \pm\infty$ . В связи с этим гармоника тока  $\hat{J} = \hat{\mathcal{F}}[J_e + J_a]$  в уравнении (2.2) преобразуется как

$$\hat{J} = \hat{G} / i\omega + \hat{J}_a, \quad (2.14)$$

где  $\hat{\mathcal{F}}$  — оператор прямого преобразования Фурье.

§2.4. Алгоритм определения фазового сдвига между гармониками  
оптического поля для максимального выхода терагерцового излучения

Характерной особенностью генерации ТГц излучения при двухцветной филаментации, наблюдаемой как в эксперименте, так и в  $0D + t$  моделировании [75,103,104], является синусоидальная зависимость его энергии от относительной фазы  $\varphi$  между импульсами основной  $E_1(\tau) \cos(\omega_0\tau)$  и второй  $E_2(\tau) \cos(2\omega_0\tau + \varphi)$  гармоник:

$$W_{\text{THz}}(\varphi) = A \sin(2\varphi - \varphi_0) + B, \quad (2.15)$$

где  $\tau$  — время в бегущей системе координат,  $\varphi_0, A, B$  — константы, зависящие от условий эксперимента или моделирования, причем  $B \geq A > 0$ . В эксперименте перемещение кристалла — удвоителя частоты (обычно  $\beta$ -ВВО), вдоль направления распространения излучения соответствует изменению относительной фазы  $\varphi$  между первой и второй гармониками вследствие дисперсии фазовых скоростей и позволяет максимизировать ТГц сигнал двухцветного филамента. Эта оптимизационная процедура является рутинной при проведении экспериментов по двухцветной ТГц генерации, однако в  $3D + t$  численном моделировании такая оптимизация [8,86] оказывается чрезвычайно ресурсоёмкой, поскольку требует множество расчетов, каждый из которых может длиться несколько дней [105,А6]. В настоящем разделе будет описана методика оптимизации энергии ТГц излучения двухцветного филамента, требующая трех расчетов с различными начальными условиями [86,106,А1].

В качестве начальных условий выберем линейно поляризованное двухцветное поле:

$$E(\tau, r, z = 0) = \exp\left(-\frac{r^2}{2a_0^2}\right) \times \left( E_1 \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\tau_1^2}\right) \cos(\omega_0\tau) + E_2 \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\tau_2^2}\right) \cos(2\omega_0\tau + \varphi) \right), \quad (2.16)$$

где  $\omega_0$  соответствует длине волны  $\lambda = 800$  нм,  $E_1$  и  $E_2$  амплитуды электрического поля, соответствующие энергиям 1.4 мДж и 10 мкДж,  $2\tau_1 = 125$  фс и  $2\tau_2 = 85$  фс — длительности основной и второй гармоник, соответственно,  $\varphi$  — относительная фаза между гармониками; начальный диаметр пучка  $2a_0 = 3$  мм. Геометрическая фокусировка описывалась умножением электрического поля (2.16) в пространстве  $(\omega, r)$  на фазовый множитель  $\exp[i\omega r^2/(2cf)]$  с фокусным расстоянием  $f = 15$  см.

Для проведения 3D + t моделирования в оптимальных условиях эксперимента необходимо знать начальную относительную фазу  $\varphi$ , соответствующую максимальной энергии ТГц излучения. Однако её определение с помощью 0D + t модели не представляется возможным, поскольку относительная фаза между импульсами первой и второй гармоник в области генерации ТГц излучения в окрестности фокуса отличается от начальной фазы  $\varphi$  вследствие распространения излучения в нелинейной диспергирующей среде [105]. Таким образом, для получения оптимальной фазы между импульсами в области генерации в трёхмерном моделировании должны быть исследованы несколько начальных фаз  $\varphi$ .

В результате 3D + t моделирования генерации ТГц излучения при двухцветной филаментации в воздухе на основе однонаправленного уравнения распространения (2.2) с начальными условиями (2.16) были получены значения энергии ТГц излучения  $W_{\text{THz}}$  для 22 различных начальных относительных фаз  $\varphi$  между импульсами первой и второй гармоник (чёрные точки на рис. 2.1). Красная кривая на рис. 2.1 показывает аппроксимацию формулой (2.15) зависимости энергии ТГц излучения  $W_{\text{THz}}$  от начальной фазы  $\varphi$ , восстановленную из трёх расчётов с различными фазами:  $\varphi = \varphi_j = \varphi_a + j \times 60^\circ$ ,  $j = -1, 0, 1$  (маркированные точки на рис. 2.1):

$$A = \sqrt{2 \left( \frac{1}{3} \sum_{j=-1}^1 W_{\text{THz}}^2(\phi_j) - B^2 \right)};$$

$$B = \frac{1}{3} \sum_{j=-1}^1 W_{\text{THz}}(\phi_j);$$

$$\phi_0 = 2\phi_a - \text{asin} \left( \frac{W_{\text{THz}}(\phi_a) - B}{A} \right),$$
(2.17)

где  $\phi_a$  — произвольная относительная фаза между первой и второй гармониками. Отличное согласие восстановленной по трём значениям кривой и результатов трёхмерного моделирования (ср. красную кривую и чёрные точки на рис. 2.1) говорит о возможности определения максимальной энергии ТГц излучения  $W_{\text{THz}}^{(\max)} = A + B$  в моделировании на основе любых трёх расчётов с начальными относительными фазами  $\phi$ , сдвинутыми на  $60^\circ$ .

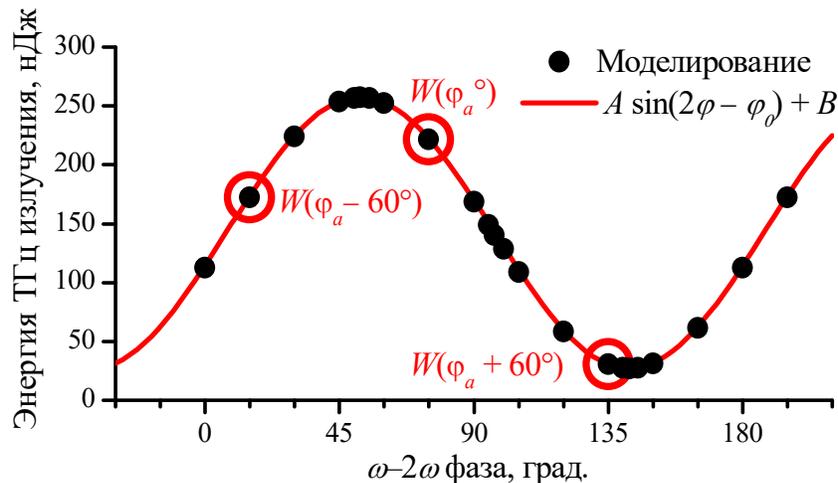


Рис. 2.1. К расчёту максимальной энергии ТГц излучения в условиях однолучевой схемы эксперимента: чёрные точки соответствуют энергии ТГц излучения, полученной при решении полной задачи распространения в воздухе для выбранных значений начальной относительной фазы  $\phi$  между импульсами основной и второй гармоник. Красная кривая соответствует синусоидальной аппроксимации (2.15) зависимости энергии ТГц излучения от начальной фазы  $\phi$  по трём расчётам с начальными относительными фазами  $\phi$ , сдвинутыми на  $60^\circ$  (три точки, отмеченные красными кругами)

Таким образом, разработанная методика позволяет провести 3D + t моделирование оптимизации выхода ТГц излучения для основных

экспериментальных схем по генерации ТГц излучения при двухцветной филаментации на основе трёх расчётов. Это позволяет получить оценку оптимальной ТГц энергии за разумно небольшое время (дни или недели). В последующих разделах эта методика будет применена для исследований ТГц генерации при двухцветной филаментации газов.

### §2.5. Численная схема с перекрывающимися расчетными областями для оптического и терагерцового полей (XDOT)

Самосогласованное описание филаментации и генерации ТГц излучения накладывает жесткие требования на расчетные сетки. Так, разрешение по времени  $\tau$  должно быть не хуже  $0.3$  фс для корректного описания пятой гармоники оптического излучения. Одновременно вся временная область должна достигать  $\sim 20$  пс и более для обеспечения приемлемого разрешения около  $50$  ГГц в спектральной области. В силу этого общее число точек во временной области будет  $\sim 2^{16}$  (для применения алгоритма быстрого преобразования Фурье число точек должно быть целой степенью двойки). Диаметр филамента составляет  $20\text{--}100$  мкм и менее, поэтому пространственное разрешение расчетной сетки должно быть  $1\text{--}5$  мкм. В тоже время ТГц излучение обладает расходимостью  $10^\circ$  и более, вследствие чего размер расчетной области должен быть не меньше  $1$  см. То есть число точек в пространственной области составляет  $\sim 10^4$ . Одно преобразование поля (2.1) занимает несколько минут, для распространения поля на один шаг по  $z$  (т.е. решения уравнения (2.2) на одном шаге) необходимо выполнить преобразование (2.1) четыре раза. Характерная длина филамента составляет  $\sim 1$  см, а шаг по  $z \approx 10$  мкм. Таким образом, время одного расчёта URPE займёт около недели.

С другой стороны, при характерных экспериментальных условиях (оптический импульс длительностью  $\sim 50$  фс, фокусировка сантиметрового пучка линзой с фокусным расстоянием  $10\text{--}30$  см) поля лазерных импульсов существуют во временном окне меньше пикосекунды, а их угловая расходимость заведомо не превышает  $5^\circ$ . Таким образом, для описания

распространения одного оптического поля достаточно было бы временной области менее 1 пс, а для описания ТГц излучения субфемтосекундное разрешение по времени явно избыточно. Также для ТГц пучка эффективно использовать широкую расчетную область  $\gtrsim 1$  см с относительно грубым шагом ( $\sim 10$  мкм) по поперечным координатам, тогда как для оптического представляется возможным уменьшить эти величины на порядок. В силу этого массивы для оптического и ТГц полей рационально «хранить» в оперативной памяти на различных сетках: с высоким временным и пространственным разрешением для оптического и высоким спек тральным (как по временным, так и по пространственным координатам) для терагерцового.

Поскольку ТГц излучение филаментов обычно отделено в спектре от оптического, можно представить поле  $\hat{E}(\omega)$  в уравнении распространения (2.2) как сумму оптической  $\hat{E}^{(\text{opt})}(\omega) = \mathcal{F}[E^{(\text{opt})}]$  и терагерцовой  $E^{(\text{THz})}(\omega) = \mathcal{F}[E^{(\text{THz})}]$  частей:

$$\begin{aligned} \hat{E}(\omega, k_x, k_y, z) &= \underbrace{\Theta(|\omega| - \Omega^{(\text{THz})}) \hat{E}(\omega, k_x, k_y, z)}_{\hat{E}^{(\text{opt})}(\omega, k_x, k_y, z)} \\ &+ \underbrace{\Theta(\Omega^{(\text{THz})} - |\omega|) \hat{E}(\omega, k_x, k_y, z)}_{\hat{E}^{(\text{THz})}(\omega, k_x, k_y, z)}, \end{aligned} \quad (2.18)$$

где  $\Theta(\omega)$  — функция Хевисайда. Частота  $\Omega^{(\text{THz})}$  является «границей» между оптическим и ТГц спектральными диапазонами. Разумно выбирать её около половины частоты лазерного излучения. Преобразование (2.18), применённое к гармонике тока ( $\mathcal{F}[J] = \mathcal{F}[J^{(\text{opt})}] + \mathcal{F}[J^{(\text{THz})}]$ ) и подстановка уравнения (2.18) в (2.2) приводят к системе двух уравнений:

$$\left\{ \left( \frac{\partial}{\partial z} + ik_z \right) \hat{E}^{(\text{opt})} = - \frac{2\pi\omega}{c^2 k_z} \underbrace{\Theta(|\omega| - \Omega^{(\text{THz})}) \mathcal{F}[J]}_{\mathcal{F}[J^{(\text{opt})}]} \right. \quad (2.19)$$

$$\left. \left( \frac{\partial}{\partial z} + ik_z \right) \hat{E}^{(\text{THz})} = - \frac{2\pi\omega}{c^2 k_z} \underbrace{\Theta(\Omega^{(\text{THz})} - |\omega|) \mathcal{F}[J]}_{\mathcal{F}[J^{(\text{THz})}]} \right. \quad (2.20)$$

Уравнения в системе (2.19)–(2.20) связаны через ток  $J = J(E^{(\text{opt})} + E^{(\text{THz})})$ , обеспечивая взаимодействие между оптическим и ТГц полями. При вычислении  $J$  только от оптического поля  $J = J(E^{(\text{opt})})$  система (2.19)–(2.20) описывает только генерацию ТГц излучения без учёта его рассеяния плазмой.

Уравнения (2.19)–(2.20) допускают интегрирование на различных сетках, учитывающих физические особенности оптического и ТГц полей: с высоким временным разрешением для оптического поля и высоким спектральным для терагерцового, что существенно сокращает требуемые вычислительные ресурсы и время расчёта.

## §2.6. Выводы по главе

В главе сформулирован основной теоретический аппарат и методы моделирования генерации ТГц излучения в филаменте. Получено выражение для фототока, квадратичного по полю лазерного импульса, обеспечивающего генерацию терагерцового излучения при филаментации одноцветных импульсов в газах. Разработана численная модель генерации ТГц излучения в филаменте, помещенном во внешнее электростатическое поле. Сформулированы методики оптимизации вычислений, применяемые в работе.

### 3. Терагерцовое излучение одноцветного плазменного канала фемтосекундного филамента

Как было показано в пионерской экспериментальной работе [32], одноцветный филамент (без примеси второй гармоники или внешнего поля) является источником низкоэнергетичного ТГц излучения. Измеренный спектр ТГц излучения одноцветного филамента простирается до нескольких терагерц [32,44,68,107–111], однако его угловой состав на различных ТГц частотах практически не исследован систематически до настоящего времени, хотя измерения угловых диаграмм направленности ведутся с 2005 года [39]. Так, в работах [9,39,40,52,112,А3] выполнены измерения одномерных (1D) угловых распределений ТГц излучения, форма которых являлась двугорбой с нулевым сигналом на оси лазерного пучка. Это было интерпретировано как коническая эмиссия ТГц излучения с радиальной поляризацией.

Однако эксперименты [44] по регистрации двухмерных (2D) диаграмм направленности ТГц излучения одноцветного филамента показали формирование в них двух максимумов на прямой, перпендикулярной поляризации лазерного излучения. Дальнейшие спектрально-селективные 2D измерения на частотах 0.3 и 1 ТГц [А4] показали трансформацию от кольцевого углового распределения на частоте  $\nu = 0.3$  ТГц к двум максимумам, подобным полученным в [44], при  $\nu = 1$  ТГц.

Моделирование генерации ТГц излучения одноцветным филаментом в газах затруднено в следствие ряда причин. Во-первых, в рамках классической нелинейной оптики [113–119] процесс одноцветной ТГц генерации в газах запрещен вследствие изотропной симметрии среды, и должны быть предложены другие нелинейные механизмы генерации [32,35,38,45,49,53, 112]. Во-вторых, активно используемые в самосогласованном численном моделировании приближения аксиальной симметрии и линейной поляризации лазерного и ТГц излучения [82,88,89,А2] заведомо неприменимы к ТГц излучению в случае одноцветной филаментации. Более того, вероятно, для самосогласованного моделирования одноцветной ТГц генерации

недостаточно уравнения URPE (2.2), но требуются более точные уравнения распространения, учитывающие продольную компоненту поля [90, 120, 121].

В третьей главе проведён анализ частотно-углового состава ТГц излучения одноцветного филамента.

### §3.1. Эксперимент по регистрации двумерных частотно-угловых распределений излучения в диапазоне 0.3–10-ТГц

Эксперименты [A7] проведены в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (группа проф. А.А. Ионина и д.ф.-м.н. Л.В. Селезнева) с использованием лазерного излучения с центральной длиной волны 744 нм, длительностью импульса по половине высоты 90 фс, энергией до 6 мДж и частотой следования 10 Гц (Avesta Ltd). Поляризация лазерного импульса на выходе из компрессора была горизонтальной. Однако для ряда экспериментов она контролировалась с помощью полу- и четвертьволновой пластинок. Для выделения аксиально-симметричной моды в пучок была вставлена апертура диаметром 6 мм на расстоянии около 3 м после компрессора, где диаметр пучка составлял  $\sim 8$  мм. Энергия излучения варьировалась дифракционным ослабителем, так что после апертуры составляла от 0.5 до 3 мДж, что соответствует режиму формирования одиночного филамента в окрестности фокуса. Затем пучок заводился на сферическое зеркало с фокусным расстоянием  $f = 25$  см либо  $f = 50$  см.

Терагерцовое излучение филамента детектировалось свехпроводящим болометром Scontel RS-CCR-1-12T-1+0.3-3T-0.1, чувствительным к излучению в диапазоне частот от 0.1 до 12 ТГц. Используемый болометр имеет два канала — низкочастотный NbN канал (0.1–3 ТГц) и высокочастотный (0.3–12 ТГц) MoRe канал (см. таблицу 3.1). В этой серии измерений низкочастотных компонент ТГц излучения использовался MoRe канал детектора. Сигнал болометра регистрировался осциллографом. Синхроимпульс для осциллографа поступал с фотодиода, регистрирующего рассеянное на оптических элементах излучение накачки. Осциллограф усреднял сигнал по 64 импульсам, записывалась амплитуда усредненного

сигнала. Входное окно болометра экранировалось либо узкополосными фильтрами с центральными частотами  $\nu = 0.3, 0.5, 1, 3$  или  $10$  ТГц (см. таблицу 3.1), либо кристаллом КРС-5, прозрачным при  $\nu > 5$  ТГц. Кроме того, перед полосовыми фильтрами была установлена прозрачная полипропиленовая плёнка толщиной около  $400$  мкм, которая пропускала ТГц излучение, но эффективно рассеивала оптическое. Для определения состояния поляризации ТГц излучения мы размещали ТГц проволочный поляризатор перед фильтрами. Болометр с фильтрами размещался на  $40$ -см подвижном столике, вращающемся вокруг вертикальной оси, проходящей через фокус сферического зеркала [рис. 3.1(а)]. Сферическое зеркало было закреплено на  $40$ -см вертикальном стержне [рис. 3.1(б)].

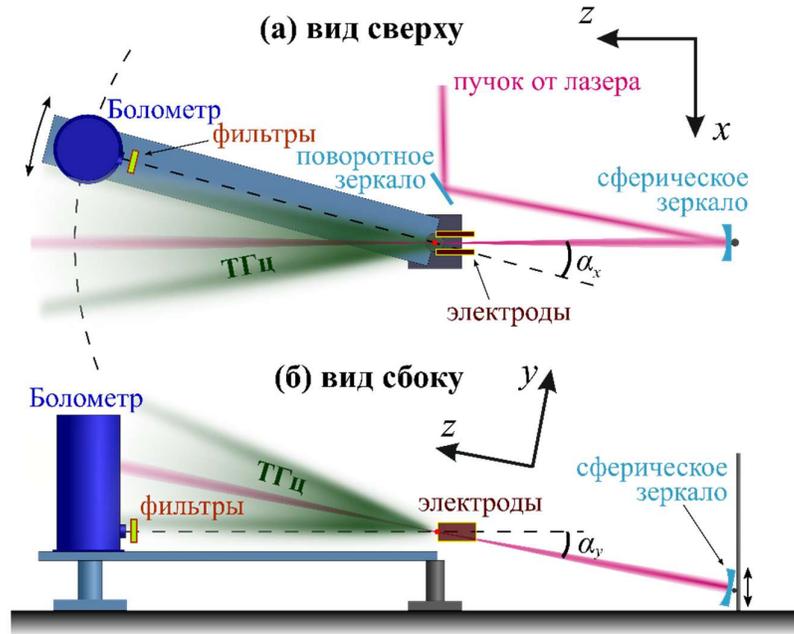


Рис. 3.1. Экспериментальная установка: (а) вид сверху и (б) вид сбоку. Горизонтальный угол  $\alpha_x$  варьировался вращением поворотного столика, на котором был установлен болометр, вертикальный угол  $\alpha_y$  варьировался путем перемещения сферического зеркала и юстировкой как сферического, так и поворотного зеркал таким образом, чтобы сохранить положение геометрического фокуса

Таблица 3.1. Чувствительность болометра  $\xi$ ; максимальное пропускание  $T$  и ширина по половине высоты (FWHM)  $\Delta\nu$  полосовых ТГц фильтров

Частота $\nu$ (ТГц)	0.3	0.5	1.0	3.0	10
Чувствительность $\xi$ (кВ/Вт) NbN канал/MoRe канал	40/35	60/55	70/45	40/45	-/30
Пропускание $T$	0.94	0.85	0.86	0.75	0.76
Ширина (FWHM) $\Delta\nu$ (ТГц)	0.067	0.067	0.17	0.32	1.3

При дальнейшем описании экспериментальных результатов будем использовать систему координат, в которой оси  $x$ ,  $y$  и  $z$  направлены горизонтально, вертикально и вдоль направления распространения лазерного излучения, соответственно, см. рис. 3.1.

Измерения поперечных распределений ТГц излучения проводились путем изменения горизонтального и вертикального углов  $\alpha_x$  и  $\alpha_y$  с помощью вращения поворотного столика с болометром [рис. 3.1(а)] и перемещения сферического зеркала вдоль вертикального стержня [рис. 3.1(б)], соответственно. После смещения сферического зеркала по вертикали переюстировалась система заведения излучения на зеркало и ориентация зеркала таким образом, чтобы конец филамента каждый раз был в одной точке, выровненной по дальнему краю электродов и по высоте с точностью около 1 мм. Для каждого значения угла  $\alpha_y$  производилось сканирование сигнала болометра по углу поворота  $\alpha_x$ , и таким образом измерялось двумерное распределение  $F(\alpha_x, \alpha_y)$  плотности энергии ТГц излучения на частоте, определяемой установленным перед болометром полосовым фильтром. Разрешение по углам выбиралось в диапазоне 1–4° в зависимости от общей ширины ТГц распределения.

Измеренные распределения плотности энергии ТГц излучения  $F(\alpha_x, \alpha_y)$  на частотах  $\nu \leq 3$  ТГц показаны цветом на рис. 3.2, верхний ряд которого соответствует фокусировке  $f = 50$  см, а нижний —  $f = 25$  см. Маркированные точками кривые (*восьмерки*) демонстрируют зависимость

пропускания ТГц излучения от угла поворота ТГц поляризатора. Поляризационные измерения выполнены в точках  $(\alpha_x, \alpha_y)$ , соответствующих центру восьмерки, большая ось которой определяет направление поляризации ТГц излучения.

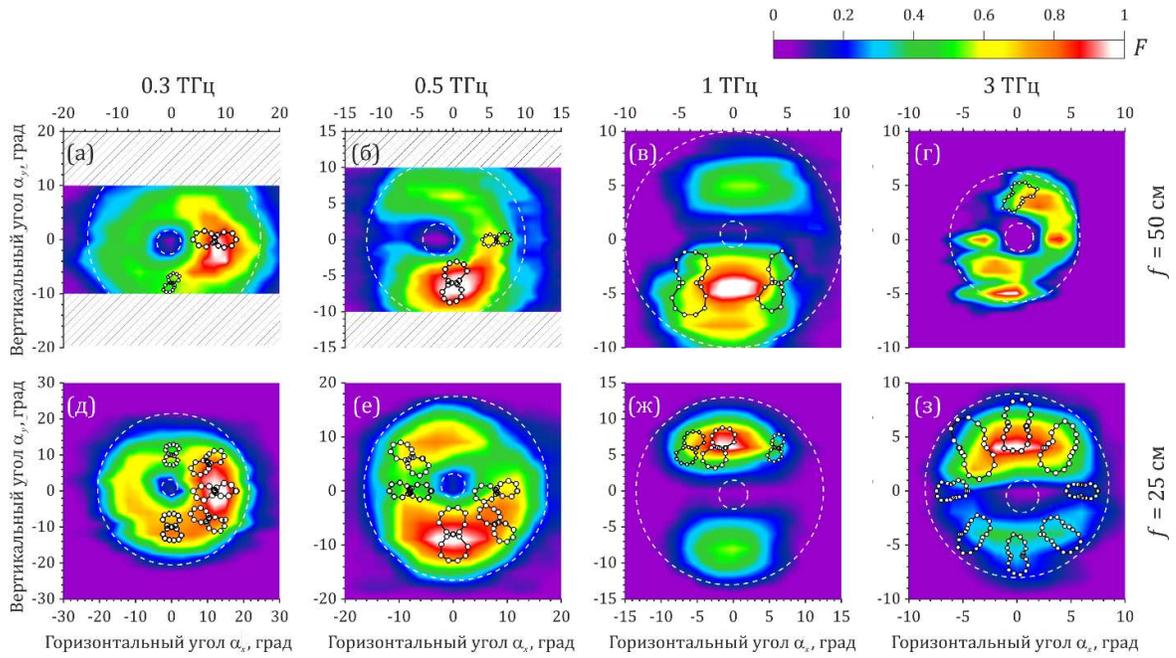


Рис. 3.2. Зарегистрированные в эксперименте 2D угловые распределения плотности энергии ТГц излучения  $F(\alpha_x, \alpha_y)$  частотах 0.3 ТГц (а, д), 0.5 ТГц (б, е), 1 ТГц (в, ж) и 3 ТГц (г, з). Верхний ряд соответствует фокусировке  $f = 50$  см, нижний —  $f = 25$  см. Маркированные точкими восьмерки показывают состояние поляризации в их центре. Штриховые окружности аппроксимируют измеренные угловые распределения кольцом с нулем на оси. Энергия фемтосекундного импульса 1.6 мДж

Для обеих фокусировок 0.3-ТГц и 0.5-ТГц электромагнитные волны распространяются в конус с нулевым сигналом на оси лазерного пучка [см. штриховые круги на рис. 3.2(а), (б), (д) (е)]. Поляризация ТГц излучения является радиальной — большие оси всех показанных на рис. 3.2(а), (б), (д) (е) восьмерок направлены в центр ТГц распределений. Тем самым, зарегистрированные нами 2D диаграммы направленности 0.3-ТГц и 0.5-ТГц излучения в общем согласуются с результатами выполненных ранее 1D измерений [40,39,112]. Однако, следует обратить внимание на модуляцию кольцевой диаграммы направленности при  $\nu = 0.5$  ТГц, см. рис. 3.2(б), (е). Два

ярких максимума на кольце расположены на оси  $y$  (напомним, лазерный импульс поляризован вдоль оси  $x$ ). При повороте полуволновой пластинкой поляризации лазерного излучения на  $90^\circ$  максимумы модуляции располагаются вдоль оси  $x$ , см. рис. 3.3, верхний ряд.

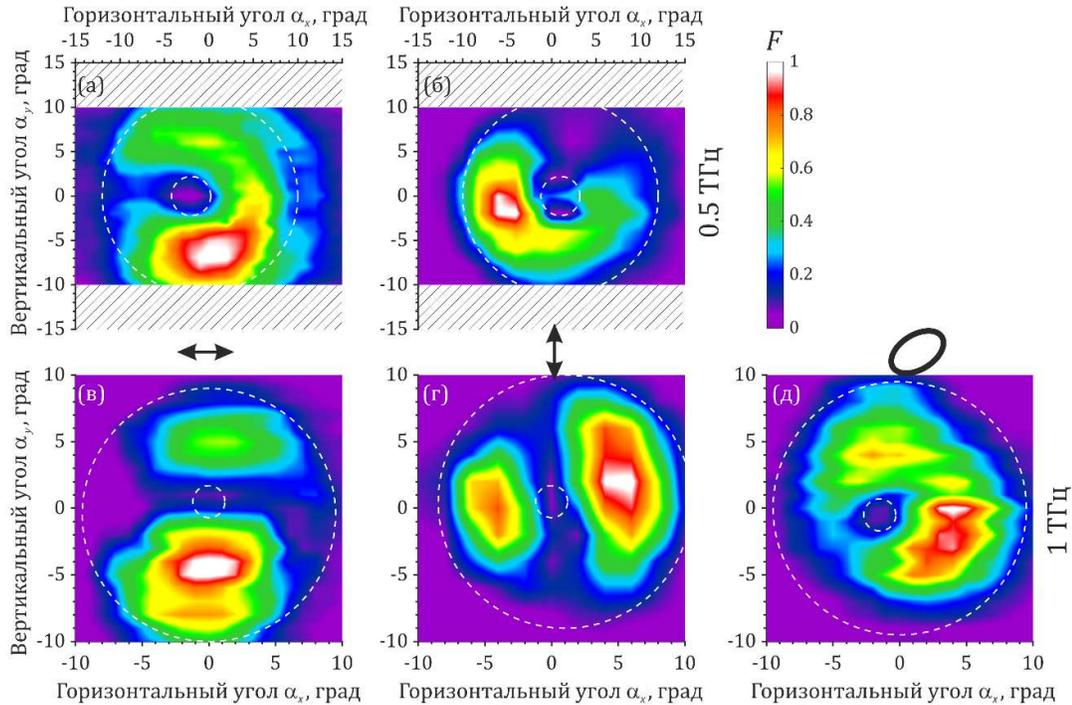


Рис. 3.3. Зарегистрированные в эксперименте 2D угловые распределения плотности энергии ТГц излучения  $F(\alpha_x, \alpha_y)$  для горизонтальной (а), (в), вертикальной (б), (г) и эллиптической (д) поляризации лазерного излучения, см. черные стрелки и эллипс. Верхний ряд соответствует  $\nu = 0.5$  ТГц, нижний —  $\nu = 1$  ТГц. Энергия фемтосекундного излучения составляет 1.6 мДж, фокусировка —  $f = 50$  см

С ростом частоты до 1 ТГц модуляция кольцевой диаграммы направленности возрастает настолько, что она становится двухлепестковой с максимумами вдоль оси  $y$ , см. рис. 3.2(в), (ж), а плотность энергии на оси  $x$  ( $\alpha_y = 0$ ) падает до уровня шумов. Одновременно ТГц излучение становится у-поляризованным. При повороте поляризации фемтосекундной накачки двухлепестковая диаграмма направленности поворачивается [рис. 3.3(в), (г)] аналогично случаю  $\nu = 0.5$  ТГц. Более того, для эллиптической поляризации излучения (четвертьволновая для 800-нм излучения пластинка формировала

эллиптически поляризованное 744-нм излучение с соотношением полуосей, равным 0.6), хотя модулированная кольцевая структура и восстанавливается, максимум модуляции оказывается на оси перпендикулярной большой полуоси эллипса, см. рис. 3.3(д).

Зарегистрированная двухлепестковая структура угловых диаграмм направленности при  $\nu = 1$  ТГц является устойчивой при вариации параметров эксперимента в достаточно широких пределах. Во-первых, она сохраняется при изменении фокусного расстояния в два раза, ср. рис. 3.2(в) и (ж). Во-вторых, практически одинаковые двухлепестковые структуры зарегистрированы при различных энергиях фемтосекундного излучения от 0.6 до 3 мДж (в режиме одного филамента), см. рис. 3.4. Кроме того, измеренные нами угловые распределения 1-ТГц излучения отлично соответствуют таковым, зарегистрированным в работе [44] без какой бы то ни было спектральной фильтрации. Вероятно, это связано с тем, что максимум спектра измеряемого ТГц сигнала находился в окрестности частоты 1 ТГц.

С ростом частоты до  $\nu = 3$  ТГц происходит восстановление сильно модулированной кольцевой диаграммы направленности ТГц излучения, поляризация которого возвращается к радиальной, см. рис. 3.2(г), (з). Более высокочастотные измерения также демонстрируют коническую расходимость, см. рис. 3.5.

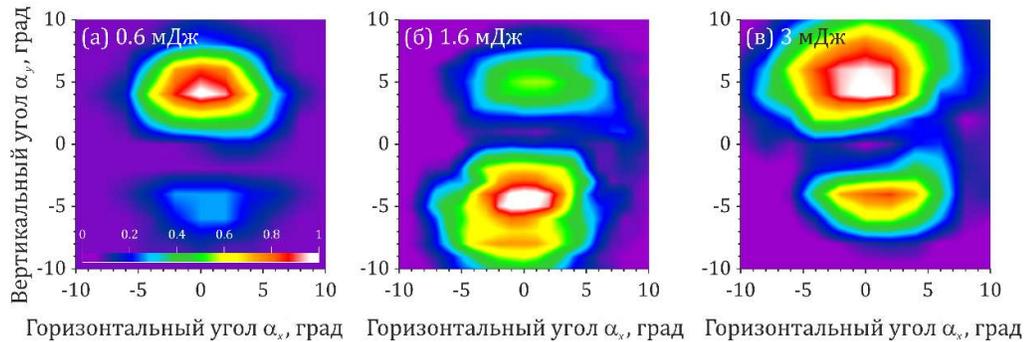


Рис. 3.4. Зарегистрированные в эксперименте 2D угловые распределения плотности энергии ТГц излучения  $F(\alpha_x, \alpha_y)$  для различной энергии фемтосекундного излучения: (а) соответствует 0.6 мДж, (б) — 1.6 мДж, (в) — 3 мДж. Фокусировка оптического излучения —  $f = 50$  см

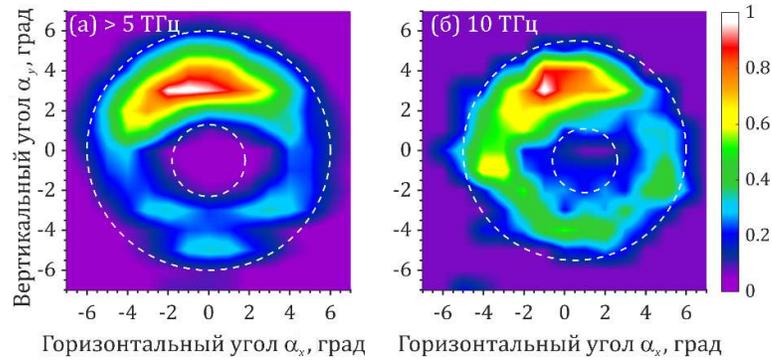


Рис. 3.5. Зарегистрированные в эксперименте 2D угловые распределения плотности энергии ТГц излучения  $F(\alpha_x, \alpha_y)$  при (а) спектральной фильтрации кристаллом КРС-5, прозрачным в области  $\nu > 5$  ТГц, и (б) полосовым фильтром с центральной частотой  $\nu = 10$  ТГц. Штриховые окружности аппроксимируют измеренные угловые распределения кольцом с нулем на оси. Энергия фемтосекундного излучения составляет примерно 3 мДж, фокусировка —  $f = 25$  см

Таким образом, 2D измерения показывают, что в широком спектральном диапазоне от 0.3 до 10 ТГц угловое распределение ТГц излучения одноцветного филамента является кольцевым, а его поляризация — радиальной. Исключением является частота 1 ТГц. Излучение с такой частотой имеет двулепестковую диаграмму направленности, причем для  $x$ -поляризованного фемтосекундного излучения лепестки расположены на оси  $y$ . Поляризация ТГц излучения в этом случае линейна и сонаправлена с осью  $y$ .

### §3.2. Векторное поле терагерцового излучения плазменного канала в дальней зоне дифракции

Для вычисления угловых распределений ТГц излучения одноцветного филамента в дальней зоне применим модель нелинейного отклика среды (2.9)—(2.11), разработанную в параграфе 2.2, в приближении заданного поля оптического импульса.

Пусть фемтосекундное лазерное излучение распространяется вдоль оси  $z$  параксиально (т.е. его поле имеет только поперечную компоненту), сохраняя осевую симметрию. Тогда электрическое и магнитное поля можно записать как

$$\mathbf{E}_L(\tau, r, z) = \mathbf{e}_x E_L(\tau, r, z), \quad \mathbf{B}_L(\tau, r, z) = \mathbf{e}_y E_L(\tau, r, z), \quad (3.1)$$

где  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . Согласно уравнению (2.10) для линейной поляризации излучения ток  $\mathbf{J}_1$  сонаправлен с полем  $\mathbf{E}_L$ , т.е.

$$\mathbf{J}_1(\tau, r, z) = \mathbf{e}_x J_1(\tau, r, z). \quad (3.2)$$

В цилиндрических координатах  $(x, y, z) = (r \cos \chi, r \sin \chi, z)$  уравнение (2.11) можно записать как

$$\left( \frac{\partial}{\partial \tau} + \nu_c \right) \mathbf{J}_2 = \mathbf{e}_z \underbrace{\frac{e J_1 E_L}{m_e c}}_{G_D} - \mathbf{e}_x \cos \chi \underbrace{\left[ \frac{\partial J_1^2}{\partial r e N_0} + \frac{e E_L}{m_e} \int_{-\infty}^{\tau} \frac{\partial J_1}{\partial r} d\tau \right]}_{G_Q}. \quad (3.3)$$

Первое слагаемое  $\mathbf{e}_z G_D$  в правой части полученного уравнения обеспечивает осцилляции тока  $\mathbf{J}_2$  на четных гармониках (в т.ч. нулевой) основной частоты падающего поля. Эти осцилляции направлены вдоль оси распространения  $z$ , т.е. это слагаемое определяет вклад в  $\mathbf{J}_2$  силы светового давления поля на электроны. Эта сила наводит в плазменном канале филамента продольный дипольный момент.

Второе слагаемое  $\mathbf{e}_x G_Q$  в правой части уравнения (3.3) также осциллирует на четных гармониках основной частоты падающего поля. Оно не обеспечивает дипольного момента вследствие того, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} G_Q r dr d\chi = 0, \quad (3.4)$$

и первым ненулевым членом мультипольного разложения становится квадруполь, соответствующий распределению зарядов вдоль оси  $x$ , показанному на рис. 3.6.

Переходя в спектральное пространство, запишем ток  $\mathbf{J}_2(\tau, r, \chi, z)$  как сумму дипольного и квадрупольного членов

$$\hat{\mathbf{J}}_2(\omega, r, \chi, z) = \mathbf{e}_z \mathbb{D}(\omega, r, z) + \mathbf{e}_x \cos \chi \mathbb{Q}(\omega, r, z). \quad (3.5)$$

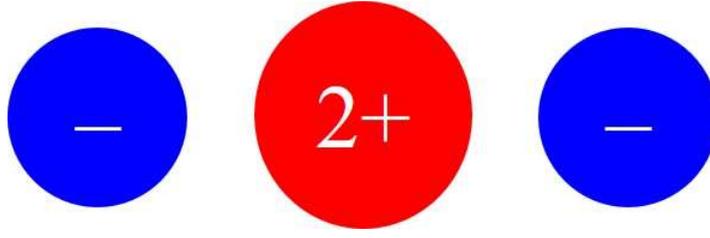


Рис. 3.6. Распределение зарядов, индуцированное  $\mathbf{e}_x G_Q$ , см. уравнение (3.3). Положительный заряд находится на оси пучка

Подставим теперь полученное выражение в дифракционный интеграл Стрэттона-Чу [122] для магнитной компоненты  $\mathbf{H}$  поля на ТГц частоте  $\omega$  в точке наблюдения, определяемой вектором  $\mathbf{R}$ :

$$\mathbf{H}(\omega, \mathbf{R}) = \iint_V \hat{\mathbf{J}}_2(\omega, \mathbf{r}) \times \nabla \psi d^3 \mathbf{r}, \quad (3.6)$$

где

$$\psi = \frac{\exp(ik|\mathbf{R} - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|} \quad (3.7)$$

и  $k = \omega/c$  — волновое число.

Вектор  $\mathbf{R}$  в сферических координатах можно записать как

$$\mathbf{R} = R\mathbf{n} = R[(\mathbf{e}_x \cos \varphi + \mathbf{e}_y \sin \varphi) \sin \theta + \mathbf{e}_z \cos \theta], \quad (3.8)$$

где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор, сонаправленный с  $\mathbf{R}$ . При наблюдении ТГц излучения в дальней зоне дифракции  $|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{r}|$ , поэтому  $\nabla \psi$  [см. формулу (3.7)] можно записать как

$$\nabla \psi \approx \frac{ik\mathbf{n}}{R} \exp(-ik\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}). \quad (3.9)$$

Подставляя (3.5), (3.8) и (3.9) в (3.6), а также учитывая, что переход от магнитного поля к электрическому может быть осуществлен по формуле  $\mathbf{E} = \mathbf{H} \times \mathbf{n}$ , можно получить

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\omega, \theta, \varphi) = & \frac{ik}{2R} (\mathbf{n} \cos \theta - \mathbf{e}_z) D(\omega, \theta) \\ & + \frac{k}{2R} (\mathbf{n} \sin \theta \cos \varphi - \mathbf{e}_z) \cos \varphi Q(\omega, \theta), \end{aligned} \quad (3.10)$$

где через  $D(\omega, \theta)$  и  $Q(\omega, \theta)$  обозначены следующие интегралы

$$D(\omega, \theta) = \iint \mathbb{D}(\omega, r, z) \mathfrak{J}_0(kr \sin \theta) \exp(-ikz \cos \theta) r dr dz, \quad (3.11)$$

$$Q(\omega, \theta) = \iint \mathbb{Q}(\omega, r, z) \mathfrak{J}_1(kr \sin \theta) \exp(-ikz \cos \theta) r dr dz, \quad (3.12)$$

где  $\mathfrak{J}_0$  и  $\mathfrak{J}_1$  — функции Бесселя нулевого и первого порядка соответственно.

Для малых углов  $\theta$  выражение (3.10) преобразуется к

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\omega, \theta, \varphi) \propto & i(\mathbf{e}_x \cos \varphi + \mathbf{e}_y \sin \varphi) \theta D(\omega, \theta) \\ & - \mathbf{e}_x \cos \varphi Q(\omega, \theta). \end{aligned} \quad (3.13)$$

§3.3. Нарушение осевой симметрии терагерцового излучения плазменного канала как результат сложения векторных полей дипольного и квадрупольного излучения

В разделе 3.1 экспериментально измеренные 2D распределения ТГц излучения одноцветного филамента представлены в зависимости от углов  $\alpha_x, \alpha_y$ . Кроме них, удобно ввести полярный  $\theta$  и азимутальный  $\varphi$  углы [см. Рис. 3.7(a)], которые в приближении малых углов  $\alpha_x, \alpha_y$ , связаны с ними соотношениями

$$\alpha_x = \theta \cos \varphi, \alpha_y = \theta \sin \varphi, \theta = \sqrt{\alpha_x^2 + \alpha_y^2}. \quad (3.14)$$

Для линейно поляризованного вдоль оси  $x$  лазерного излучения подстановка тока  $\mathbf{J}_2$  в дифракционный интеграл Страттона-Чу [122] вдоль протяженного филамента позволяет получить простое выражение для гармоник ТГц поля с частотой  $\omega = 2\pi\nu$  в дальней зоне [при переходе к угловым координатам  $\alpha_x, \alpha_y$  в формуле (3.13)]:

$$\mathbf{E}(\omega, \alpha_x, \alpha_y) \propto i(\mathbf{e}_x \alpha_x + \mathbf{e}_y \alpha_y) D(\omega, \theta) - \mathbf{e}_x \alpha_x \frac{Q(\omega, \theta)}{\theta}, \quad (3.15)$$

где скалярные функции  $D(\omega, \theta)$  и  $Q(\omega, \theta)$  определяются световым давлением и пондеромоторной силой соответственно [см. уравнения (3.3), (3.5), (3.11) и (3.12)].

Первое слагаемое в правой части формулы (3.15) соответствует дипольному излучению, наведенному действующей на электроны силой светового давления. Этот член описывает радиально поляризованное ТГц

излучение, см. рис. 3.7(б). Второе слагаемое в правой части формулы (3.15) является квадрупольным излучением, обусловленным пондеромоторной силой, связанной с градиентами поля и плазмы. Распределение поля такого квадрупольного источника подобно моде  $TEM_{10}$ , с поляризацией, направленной вдоль оси  $x$ , см. рис. 3.7(в).

Модуляция кольцевых структур, наблюдаемая в эксперименте (рис. 3.2—3.5), вероятно связана не только с неидеальностью юстировки оптической схемы, но и обусловлена тем, что дипольный  $D(\theta)$  и квадрупольный  $Q(\theta)/\theta$  вклады в ТГц излучение имеют один порядок величины и близкую угловую расходимость. Этот вывод подтверждается тем, что модуляция кольца поворачивается вслед за поворотом поляризации лазерного излучения, см. рис. 3.3. Тем самым, при теоретическом анализе ТГц генерации при одноцветной филаментации нельзя пренебречь ни влиянием силы светового давления, ни пондеромоторной силы.

Излучение становится линейно поляризованным вдоль оси  $y$  при  $\nu = 1$  ТГц, см. рис. 3.2(в), (ж). В поле (3.15)  $y$ -поляризованная компонента излучения содержится только в дипольном члене

$$\mathbf{E}(\theta, \varphi) \propto i\mathbf{e}_y \alpha_y D(\theta). \quad (3.16)$$

Такое распределение поля отлично соответствует двухлепестковой структуре, наблюдаемой в эксперименте, см. рис. 3.2(в), (ж) и рис. 3.4. Выражение (3.15) преобразуется в (3.16) при равенстве дипольного и квадрупольного членов по модулю и сдвиге фаз между ними, равном  $\pi/2$  [см. рис. 3.7(в)]:

$$Q(\theta) = i\theta D(\theta) = \theta D(\theta) \times \exp\left(i\frac{\pi}{2}\right). \quad (3.17)$$

Физически это означает, что обнаруженная в эксперименте  $y$ -поляризованная двухлепестковая структура является результатом деструктивной интерференции дипольного излучения, вызванного силой светового давления, и квадрупольного излучения, наведенного пондеромоторной силой.

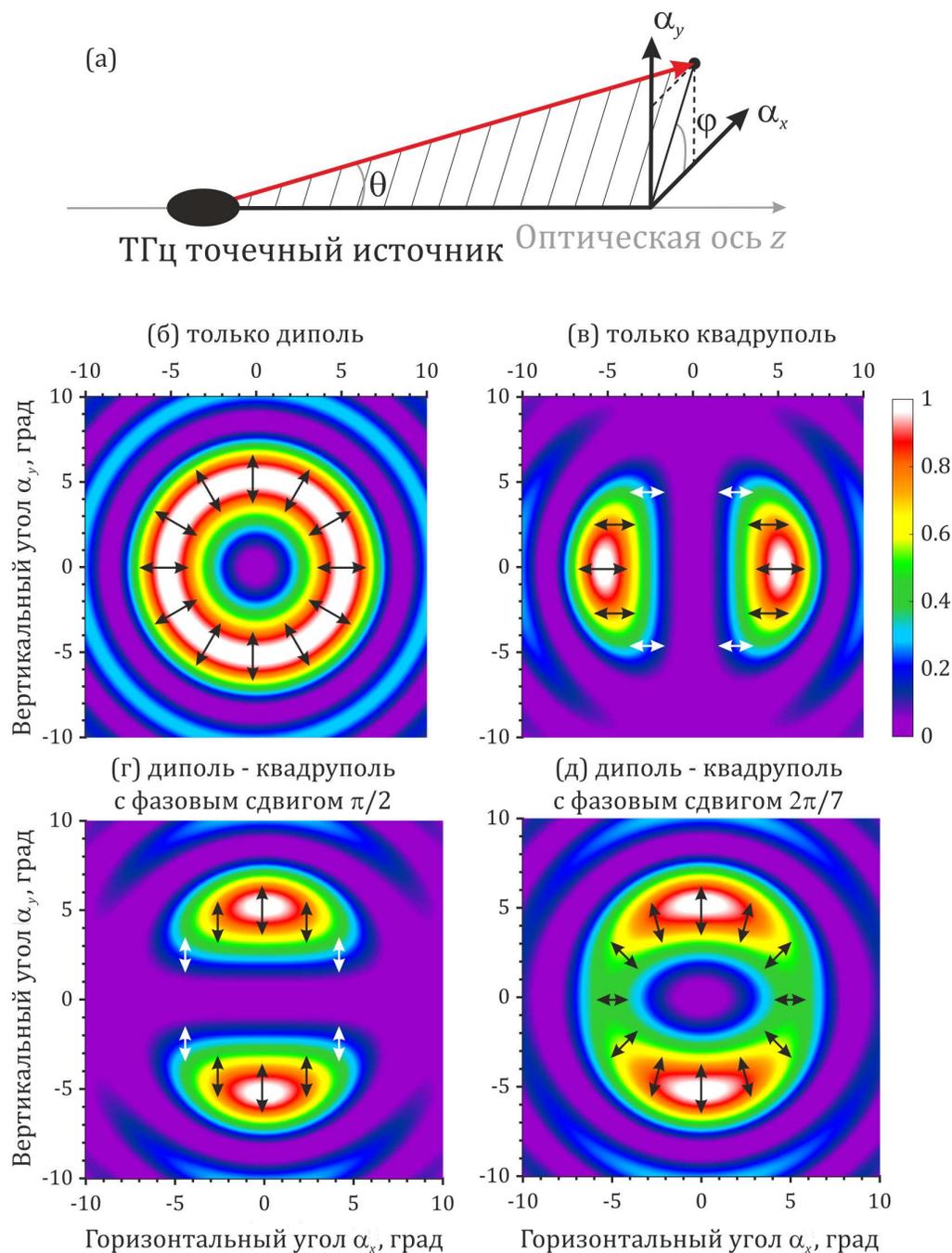


Рис. 3.7. (а) Определение углов  $\theta$  и  $\phi$ , определяемых углами  $\alpha_x$  и  $\alpha_y$ . Полученные по формуле (3.15) распределения интенсивности 1-ТГц излучения (цвет) и его поляризации (стрелки) для случаев (б) чисто дипольного излучения, (в) чисто квадрупольного излучения, (г), (д) их суперпозиции с различными фазами

Модулированные кольца с максимумом на оси  $y$ , обнаруженные в эксперименте при  $\nu = 0.5$  ТГц [рис. 3.2(б), (е)] или 3 ТГц [рис. 3.2(г), (з)], также могут быть описаны уравнением (3.15). Во-первых, это возможно, если

дипольный и квадрупольный источники равны по модулю, но сдвиг фаз между ними отличается от  $\pi/2$ , см. рис. 3.7(г). Во-вторых, при фазовом сдвиге, равном именно  $\pi/2$ , такая модуляция развивается, если  $|Q(\theta)| \neq \theta|D(\theta)|$ .

Таким образом, нами на основе простой, однако следующей из уравнений плазменной гидродинамики модели, построена следующая физическая интерпретация представленных в разделе 3.1 экспериментальных результатов. Зарегистрированные в эксперименте 2D распределения ТГц излучения являются результатом интерференции дипольного излучения, вызванного силой светового давления, и квадрупольного излучения, наведенного пондеромоторной силой; ни одним из этих механизмов пренебречь нельзя. При частоте  $\nu = 1$  ТГц дипольный и квадрупольный вклады сравниваются по модулю, а интерференция между ними становится деструктивной — возникает двулепестковая диаграмма направленности излучения, поляризация которого направлена вдоль оси  $y$  при  $x$ -поляризованном излучении фемтосекундной накачки.

#### §3.4. Угловые распределения терагерцового излучения одноцветного филамента в слабом внешнем электростатическом поле

При филаментации во внешнем электростатическом поле напряжённостью  $\sim 10$  кВ/см конверсия оптического излучения в терагерцовое возрастает на несколько порядков по сравнению со случаем чисто одноцветной филаментации [59]. Однако энергия ТГц излучения фемтосекундного филамента во внешнем электростатическом поле квадратично зависит от его напряжённости [59,61,65,107]. Поэтому в слабых полях с напряжённостью  $\sim 100$  В/см эффективность генерации ТГц излучения во внешнем электростатическом поле, где основным механизмом генерации является нестационарный фототок свободных электронов, обеспечивающий формирование поперечного дипольного момента, может быть сопоставимой с эффективностью чисто одноцветной генерации за счёт светового давления (продольный диполь) и пондеромоторной силы (квадруполь). При повышении напряжённости от сотен до тысяч В/см происходит увеличение вклада

поперечного диполя вплоть до его полного доминирования над продольным диполем и квадруполем.

Для исследования перехода от чисто одноцветной генерации ТГц излучения за счёт светового давления и ponderomotive силы, проанализированной выше, к одноцветной генерации в присутствии внешнего постоянного поля с напряжённостью  $\sim 10$  кВ/см (которая будет подробно рассмотрена в главе 4), где основным механизмом генерации становится нестационарный фототок свободных электронов, в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (группа проф. А.А. Ионина и д.ф.-м.н. Л.В. Селезнева) создана экспериментальная установка, схематически представленная на Рис. 3.8(а). Лазерное излучение с длиной волны 744 нм, длительностью импульса по половине высоты 90 фс, диаметром пучка  $\sim 3$  мм по уровню  $e^{-1}$ , энергией  $\sim 1$  мДж и частотой следования 10 Гц (лазерная система Avesta Ltd) фокусировалось линзой с фокусным расстоянием  $f = 20$  см в зазор шириной  $d = 4.5$  мм между плоскими электродами длиной 15 мм. Прикладываемое к электродам напряжение  $U_{DC}$  менялось в диапазоне от 0 до 1500 В.

Фемтосекундный филамент формировался между электродами и служил источником ТГц излучения, которое детектировалось NbN каналом сверхпроводящего болометра (Scontel RS-CCR-1-12T-1+0.3-3T-0.1), чувствительного к излучению в диапазоне частот от 0.3 до 3 ТГц (см. таблицу 3.1). Для регистрации угловых распределений интенсивности ТГц излучения  $I(\alpha)$  на различных частотах  $\nu$ , мы вращали болометр, размещённый на 50-см горизонтальной штанге, в плоскости электродов  $(x, z)$  вокруг вертикальной оси  $y$ , проходящей через геометрический фокус линзы [Рис. 3.8(а)], на угол  $\alpha$  относительно оси распространения лазерного излучения  $z$  и экранировали входное окно болометра с помощью полосовых фильтров на частотах  $\nu = 0.3, 0.5, 1$  и 3 ТГц. Тефлоновый фильтр, расположенный перед полосовыми фильтрами, предотвращал попадание в болометр оптического излучения.

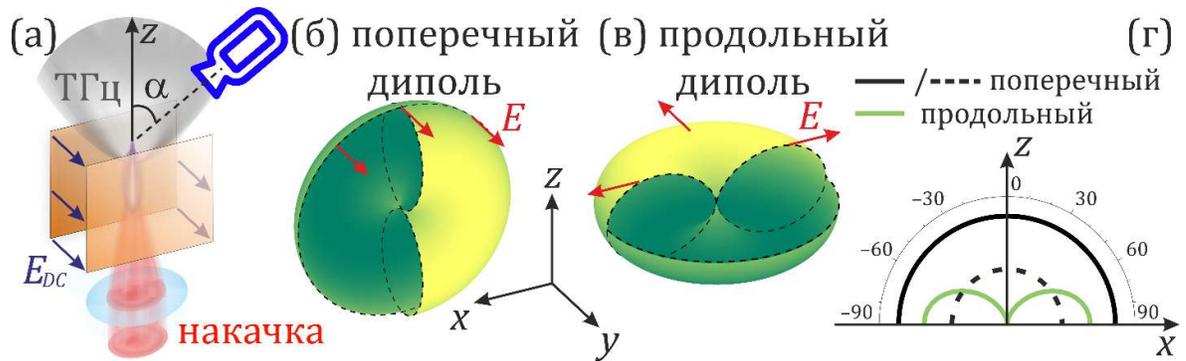


Рис. 3.8. (а) Схематическое представление геометрии эксперимента. Внешнее электростатическое поле  $E_{DC}$  параллельно оси  $y$ . Болومتر (синий детектор) поворачивался на угол  $\alpha$  относительно оси  $z$  в плоскости электродов  $(x, z)$ . 3D диаграммы направленности (б) локального источника ТГц излучения в филаменте, помещённом во внешнее электростатическое поле  $E_{DC}$  — поперечного диполя, (в) локального источника ТГц излучения в одноцветном филаменте — продольного диполя и (г) сечения диаграмм (б) и (в) плоскостью наблюдения  $(x, z)$ . Сплошная и пунктирная полуокружности на (г) показывают диаграмму направленности поперечного диполя, когда его вклад в локальный источник ТГц излучения превышает или меньше вклада продольного диполя, соответственно. Система координат  $(x, y, z)$  одинакова для панелей (а)–(в).

Измеренные угловые распределения ТГц излучения показаны символами на Рис. 3.9. Каждая строка на Рис. 3.9 соответствует фиксированному полосовому фильтру (см. таблицу 3.1), в то время как напряжение  $U_{DC}$  возрастает слева направо от 500 до 1500 В. Соответствующее электрическое поле  $E_{DC} = U_{DC}/d$  меняется от 1.1 до 3.3 кВ/см. Для любого приложенного напряжения и любых частот изменение полярности приложенного поля на противоположную не оказывало существенного влияния на угловые распределения ТГц излучения. Частота ТГц излучения увеличивается снизу вверх в каждой колонке от (а) до (в) на Рис. 3.9. Поскольку длительность импульса, энергия и центральная длина волны, а также линза и её положение остаются неизменными во время эксперимента, филамент и его плазменный канал полностью воспроизводятся для каждого рассмотренного положения болометра и каждого полосового фильтра. В таких условиях можно считать длину плазменного канала  $L$  постоянной.

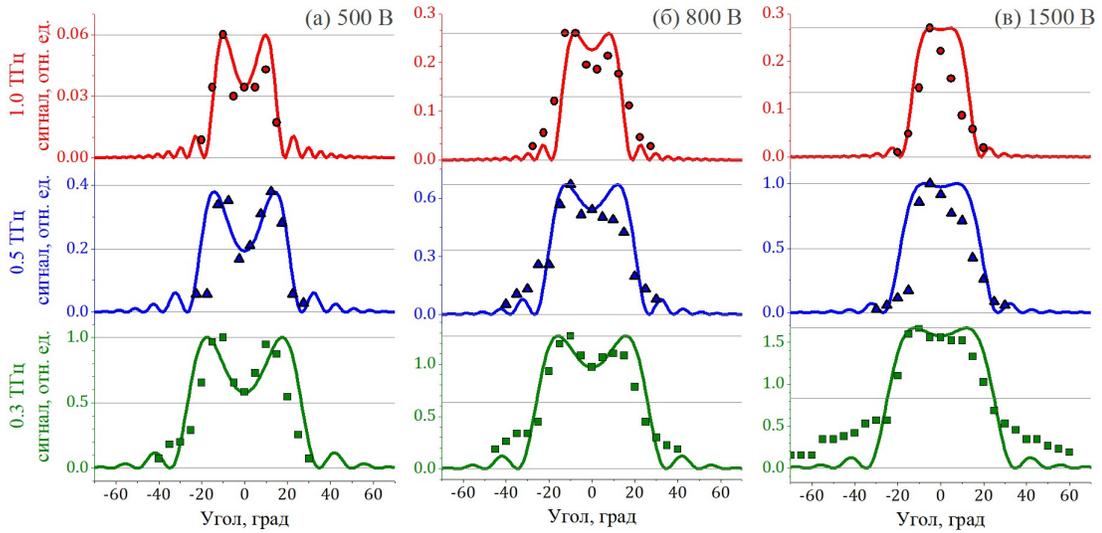


Рис. 3.9. Экспериментальные (символы) и полученные в моделировании (сплошные кривые) угловые распределения интенсивности ТГц излучения для различного внешнего поля (а–в) и полосовых фильтров (1, 0.5 и 0.3 ТГц, с верхней к нижней строке соответственно). Полученные в моделировании угловые распределения (сплошные кривые) аппроксимируют экспериментально измеренные зависимости (символы) в соответствии с уравнением (3.20) с постоянной длиной филамента  $L = 5.73$  мм и изменяющимся вкладом диполя  $\gamma$ . Полученные в моделировании кривые перенормированы на максимальную величину экспериментально измеренных угловых распределений. Серые прямые соответствуют максимальной величине измеренных распределений и её половине.

Угловая расходимость ТГц излучения  $\Delta\alpha$  протяжённого источника подчиняется уравнению, известному из теории радиоантенн [123]:

$$\Delta\alpha \propto \sqrt{\frac{\lambda}{L}} = \sqrt{\frac{c}{\nu L}}, \quad (3.18)$$

где  $\lambda$  и  $\nu$  — длина волны и частота ТГц излучения,  $c$  — скорость света. Эффект сужения угловых распределений  $I(\alpha)$  с увеличением частоты  $\nu$  хорошо заметен на Рис. 3.9: при увеличении частоты полосового фильтра в 3 раза с 0.3 до 1 ТГц полная ширина по половине высоты  $\Delta\alpha$  угловых распределений ТГц излучения уменьшается в 1.7 раза, от  $\Delta\alpha \approx 52^\circ$  до  $\Delta\alpha \approx 30^\circ$ , соответственно. Помимо уменьшения угловой ширины амплитуда ТГц сигнала также убывает с ростом частоты от  $\nu = 0.3$  до 1 ТГц.

В случае, когда к электродам приложено низкое напряжение  $U_{DC} = 500$  В, 1D угловые распределения ТГц излучения для всех изученных частот имеют два локальных максимума и минимум на оси пучка [Рис. 3.9(а)]. Такие распределения являются типичными для ТГц излучения одноцветного филамента как в присутствии слабого внешнего электростатического поля, так и при его отсутствии [40,44]. Для заданного полосового фильтра, т. е. фиксированной частоты  $\nu$ , увеличение приложенного к электродам напряжения  $U_{DC}$  с 500 до 1500 В приводит к уменьшению контраста кольца (см. Рис. 3.9). При напряжении  $U_{DC} = 1500$  В угловое распределение ТГц излучения преобразуется от диаграммы с двумя максимумами в унимодальную, а локальный минимум на оси пучка ( $\alpha = 0$ ) исчезает [Рис. 3.9(в)].

Проанализируем измеренные угловые распределения ТГц излучения для определения напряжённости электростатического поля, обеспечивающей равенство вкладов локальных ТГц источников в плазменном канале в присутствии и отсутствии внешнего поля. Пусть внешнее электростатическое поле  $E_{DC}$  направлено вдоль оси  $y$  [Рис. 3.8(а)]. Лазерный импульс распространяется вдоль оси  $z$  и формирует плазменный филамент между электродами. Детектор вращается в плоскости  $(x, z)$ , ортогональной внешнему полю  $E_{DC}$ . Далее будем рассматривать только поперечные компоненты ТГц поля.

Вне зависимости от наличия или отсутствия внешнего электростатического поля, плазменный канал одноцветного филамента излучает ТГц компоненту, обеспечиваемую нелинейным током второго порядка (см. параграф 2.2). Поскольку для частот 0.3–1 ТГц вклады дипольного излучения, вызванного силой светового давления, и квадрупольного излучения, наведенного пондеромоторной силой, в формировании 2D диаграммы направленности ТГц излучения в дальней зоне имеют один порядок величины и близкую угловую расходимость (см. формулу (3.15) в параграфе 3.3), то для моделирования качественного

изменения 1D угловых распределений ТГц излучения в плоскости  $(x, z)$ , см. рис. 3.8, в дальней зоне при увеличении напряжённости внешнего электростатического поля можно остановиться на любом из этих механизмов.

Переход от углового распределения с двумя максимумами к унимодальному с увеличением внешнего поля (Рис. 3.9) наблюдался в дальней зоне дифракции (около 50 см от филамента) для всех частот. При анализе угловых распределений ТГц излучения мы полагали, что каждый участок плазменного канала длиной  $dz$  совершает продольные дипольные колебания вне зависимости от присутствия или отсутствия внешнего поля. Такой локальный источник в плоскости  $(x, z)$  излучает под углом  $\theta$  поле, пропорциональное  $\sin^2 \theta$ , см. 3D диаграмму направленности на Рис. 3.8(в) и её поперечное сечение в плоскости  $(x, z)$  на Рис. 3.9(г), зелёная кривая. Будем полагать относительный вклад излучения продольного диполя в результирующее ТГц излучение филамента во внешнем электростатическом поле равным единице.

Болометр вращается в плоскости  $(x, z)$ , в которой радиально поляризованное поле продольного диполя обладает только  $x$ -компонентой. В то же время электростатическое поле  $E_{DC}$  параллельно оси  $y$ , поэтому дипольное излучение локального источника  $dz$  не зависит от угла  $\alpha$  и поляризовано вдоль оси  $y$  [Рис. 3.8(б) и чёрные кривые на Рис. 3.8(г)]. В связи с этим необходимо рассматривать векторную суперпозицию этих источников [61,124]. В соответствии с таким подходом терагерцовое поле  $\mathbf{E}(\theta)$ , излучаемое малым участком филамента  $dz$  может быть представлено уравнением:

$$\mathbf{E}(\theta) \propto \mathbf{e}_x \sin^2 \theta + \mathbf{e}_y \gamma(E_{DC}, \nu), \quad (3.19)$$

где первое слагаемое ( $\propto \sin^2 \theta$ ) описывает излучение продольного диполя, а второе — поперечного диполя через параметр  $\gamma$ , который характеризует вклад последнего и в основном зависит от напряжённости приложенного поля  $E_{DC}$  [сплошная и пунктирная чёрные кривые на Рис. 3.8(г) соответствуют случаям

$\gamma > 1$  и  $\gamma < 1$ ]. Зависимость  $\gamma$  от частоты  $\nu$  также возможна. Поскольку энергия ТГц излучения пропорциональна квадрату напряжённости внешнего поля  $E_{DC}$  [61], можно ожидать, что коэффициент  $\gamma$  будет пропорционален  $E_{DC}$ .

Поскольку ТГц волны, обеспечиваемые продольным и поперечным диполями, ортогонально поляризованы в плоскости  $(x, z)$  [см. красные векторы на Рис. 3.8(б, в)], их интенсивности складываются на детекторе без интерференционного слагаемого. Мы проверили в эксперименте, что смена полярности внешнего поля на противоположную не влияет на угловые распределения ТГц излучения. Вносимая внешним полем асимметрия в диаграммах направленности ТГц излучения наблюдалась в работах [44,61] вследствие вращения детектора в плоскости  $(y, z)$  в обозначениях Рис. 3.8. Геометрия экспериментов [44,61] соответствует локальному ТГц источнику  $\mathbf{E}(\theta) \propto \mathbf{e}_y \sin^2 \theta + \mathbf{e}_y \gamma(E_{DC}, \nu) \cos \theta$ , который обеспечивает интерференцию между излучениями продольного и поперечного диполей, и, следовательно, асимметрию в диаграммах направленности ТГц излучения.

Чтобы получить угловые распределения ТГц излучения в дальней зоне дифракции, мы использовали интерференционную модель [49]. Эта модель подразумевает, что плотность плазмы в филаменте постоянна вдоль длины  $L$ , поэтому все локальные источники идентичны. Таким образом,  $L$  является эффективной длиной макроскопического ТГц источника. В этом случае угловое распределение ТГц излучения в дальней зоне:

$$I(\alpha, \nu) \propto \left| \int_0^L \frac{1}{l(z)} \mathbf{E}(\theta(z)) \exp \left\{ \frac{2\pi\nu i[z + l(z)]}{c} \right\} dz \right|^2, \quad (3.20)$$

где  $\nu$  — частота ТГц излучения,  $l(z)$  и  $\theta(z)$  — длина радиус-вектора от локального ТГц источника с координатой  $z$  до детектора и угол его наклона относительно оси  $z$ , соответственно. Отметим, что поскольку длина филамента существенно меньше расстояния до детектора,  $\theta(z) \approx \alpha$  и  $l(z) \approx 50$  см (расстояние между филаментом и детектором). Однако в моделирование на основе уравнения (3.20) изменение угла между осью  $z$  и направлением от локального источника до детектора было учтено.

Мы аппроксимировали измеренные угловые распределения ТГц излучения  $I(\alpha)$  с помощью уравнения (3.20), используя метод наименьших квадратов. Сначала мы нашли эффективную длину филамента  $L$  путём аппроксимации распределения  $I(\alpha)$  в отсутствие внешнего электростатического поля ( $U_{DC} = 0$ ,  $E_{DC} = 0$ ). Измеряемый ТГц сигнал систематически уменьшался с увеличением частоты для любого приложенного напряжения (см. Рис. 3.9). Поэтому для определения длины  $L$  мы использовали измеренное распределение  $I(\alpha)$  на частоте  $\nu = 0.3$  ТГц, соответствующее наибольшему сигналу (и соответственно с наибольшим соотношением сигнал-шум), см. Рис. 3.10. Поскольку  $E_{DC} = 0$ , мы положили  $\gamma = 0$  в уравнении (3.19) и проинтегрировали выражение (3.20) для различных  $L$  в диапазоне от 1 до 20 мм с шагом 10 мкм. Длина  $L = 5.73$  мм обеспечивает минимум ошибки аппроксимации, см. лучшую аппроксимирующую зависимость  $I(\alpha)$  на Рис. 1.5. Такая длина филамента  $L$  согласуется с длиной плазменного канала, измеренного на той же экспериментальной установке [57].

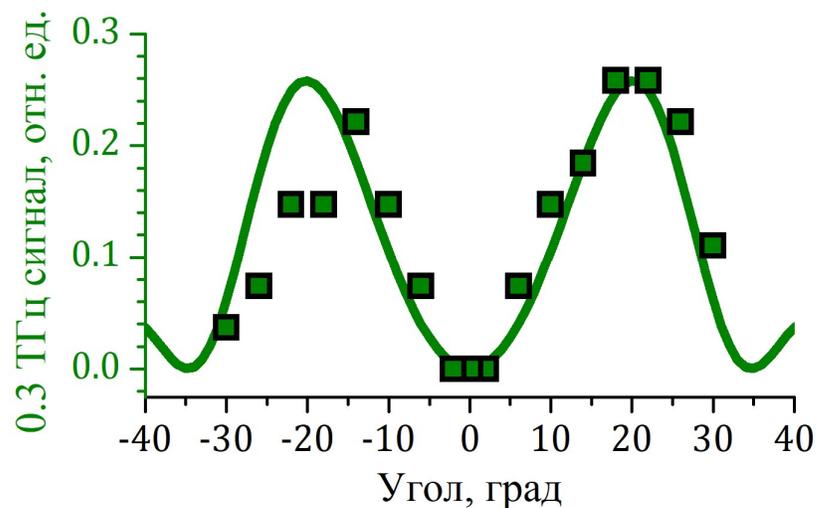


Рис. 3.10. Угловое распределение ТГц излучения на частоте  $\nu = 0.3$  ТГц, измеренное в эксперименте в отсутствие внешнего электростатического поля (зелёные квадраты), и его аппроксимация (сплошная кривая) в соответствии с уравнением (3.20) с фиксированным дипольным вкладом  $\gamma = 0$ .

Для дальнейшего анализа мы полагаем длину плазменного канала фиксированной  $L = 5.73$  мм. Правая часть уравнения (3.20) с локально излучаемым ТГц полем (3.19) линейно зависит от  $\gamma^2$ :

$$I(\alpha, \nu) \propto \left| \int_0^L \frac{\sin^2 \theta(z)}{l(z)} \exp \left\{ \frac{2\pi\nu i [z + l(z)]}{c} \right\} dz \right|^2 + \gamma^2 \left| \int_0^L \frac{1}{l(z)} \exp \left\{ \frac{2\pi\nu i [z + l(z)]}{c} \right\} dz \right|^2. \quad (3.21)$$

Мы применили стандартную процедуру [125] поиска параметра аппроксимации ( $\gamma^2$  в нашем случае) и его стандартного отклонения. Полученные зависимости представлены цветными кривыми на Рис. 3.9. Аппроксимирующие кривые согласуются с экспериментальными зависимостями и подтверждают увеличение интенсивности ТГц излучения на оси пучка при угле  $\alpha = 0$  с увеличением напряжённости внешнего поля  $E_{DC}$  для всех частот. В частности, для всех изученных частот поле с напряжённостью  $E_{DC} \approx 3.3$  кВ/см ( $U_{DC} = 1500$  В) обеспечивает ярко выраженный вклад дипольного излучения, см. Рис. 3.9(в).

С увеличением интенсивности на оси дипольный вклад  $\gamma$  в ТГц источник также растёт. Для всех угловых распределений, измеренных в эксперименте и аппроксимированных с помощью уравнения (3.20), зависимость  $\gamma$  от электрического поля  $E_{DC}$  представлена на Рис. 3.11, символы соответствуют частотам  $\nu$  на Рис. 3.9. Чувствительность дипольного вклада  $\gamma$  к изменению ТГц частоты  $\nu$  выражена слабо. Напротив, линейная зависимость  $\gamma$  от внешнего электростатического поля  $E_{DC}$  отчетливо видна (Рис. 3.11, серая сплошная линия). Мы аппроксимировали зависимость дипольного вклада  $\gamma$  от внешнего поля  $E_{DC}$  линейной функцией  $\gamma(E_{DC}) \propto E_{DC}$  для всех частот  $\nu$ , используя метод наименьших квадратов. Пересечение  $\gamma(0) = 0$  было фиксировано, поскольку в отсутствие внешнего электростатического поля ( $E_{DC} = 0$ ) локальный источник является продольным диполем [см. уравнение (3.19)]. Аппроксимирующая прямая подчиняется уравнению:

$$\gamma(E_{DC}) = \frac{E_{DC}}{E_{eq}}, \quad (3.22)$$

где поле  $E_{eq} = (3.2 \pm 0.8)$  кВ/см (см. Рис. 3.9) обеспечивает равенство вкладов излучения продольного диполя, являющегося локальным источником в филаменте в отсутствие внешнего поля, и излучения поперечного диполя, постепенно увеличивающегося с увеличением внешнего поля ( $\gamma(E_{eq}) = 1$ ).

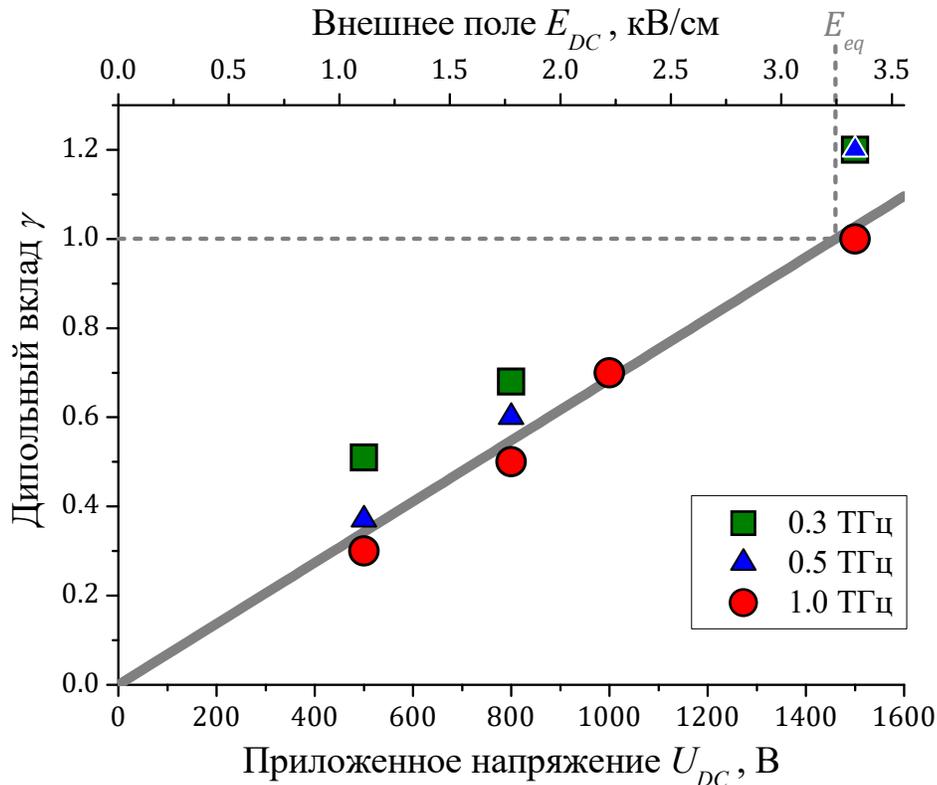


Рис. 3.11. Дипольный вклад  $\gamma$  для различных частот, показанных символами, соответствующими таковым на Рис. 3.9, в зависимости от напряжённости внешнего электростатического поля  $E_{DC}$  и линейная аппроксимация этой зависимости (серая линия).

Эта величина согласуется с оценками, которые могут быть проведены на основе данных, опубликованных в работах [44,61]. Действительно, взаимодействие между осевым и коническим ТГц излучением наблюдалось для 3 кВ/см [61] и 1.75 кВ/см [44]. При 5 кВ/см преобладает симметричное осевое излучение [61]. Поэтому балансирующее поле лежит в диапазоне 1.75–5 кВ/см. Величина балансирующего электростатического поля, найденная в работе [68], где ТГц волновые формы измерялись методом

электрооптического детектирования, на порядок меньше, чем найденная нами величина  $E_{eq}$ . Как упоминалось выше, измерения на основе метода электрооптического детектирования чувствительны к геометрии сбора ТГц излучения. Для небольшого полного угла сбора (даже угол  $10^\circ$  может считаться небольшим для  $\nu \sim 1$  ТГц) балансирующее электростатическое поле уменьшается из-за отсутствия осевой компоненты в излучении филамента в отсутствие внешнего поля, когда преобладает коническое излучение [40]. По этой причине измерения, представленные в работе [68], могут недооценивать балансирующее электростатическое поле.

### §3.5. Выводы по главе

На основе полученной из уравнений плазменной гидродинамики модели установлено, что нарушение осевой симметрии и азимутальная модуляция кольцевого распределения терагерцового излучения, генерируемого одноцветным филаментом на частоте 0.3–10 ТГц является эффектом интерференции ТГц волн, испускаемых при движении электронов, ускоренных силой светового давления (излучение продольного диполя) и пондеромоторной силой (квадрупольное излучение).

Измеренные группой проф. А.А. Ионина и д.ф.-м.н. Л.В. Селезнева (ФИАН) одномерные угловые распределения излучения с частотой 0.3–1 ТГц, генерируемого одноцветным филаментом во внешнем электростатическом поле с напряжённостью 0–3.3 кВ/см с использованием интерференционного интеграла разложены на сумму вкладов продольного (соответствующего одноцветному филаменту без внешнего поля) и поперечного (одноцветный филамент в сильном электростатическом поле с напряжённостью около 10 кВ/см) диполей. Установлено, что вклад излучения поперечного диполя пропорционален напряжённости внешнего электростатического поля, практически не зависит от частоты ТГц излучения и становится равным вкладу продольного диполя при внешнем поле ( $3.2 \pm 0.8$ ) кВ/см.

#### **4. Частотно-угловой состав терагерцового излучения одноцветного филамента во внешнем электростатическом поле**

Четвёртая глава посвящена генерации терагерцового излучения одноцветным филаментом во внешнем электростатическом поле. Эффективность преобразования оптического излучения в терагерцовое в такой схеме на один-два порядка выше, чем в случае одноцветного филамента в отсутствие внешнего поля. Такой рост эффективности преобразования обусловлен тем, что внешнее поле наводит в плазменном канале филамента поперечные токи, излучение которых разрешено в дипольном приближении.

Экспериментальные исследования генерации ТГц излучения при филаментации во внешнем постоянном электрическом поле ведутся с самого открытия явления [59] вплоть до настоящего времени [61,65,107]. При этом теоретические исследования явления проведены лишь в приближении интерференции полей локальных источников с известной диаграммой направленности [49,61] либо в одномерном приближении [65]. Самосогласованного моделирования распространения и генерации ТГц излучения филамента, помещенного в электростатическое поле, не проводилось до работы [A2].

##### **§4.1. Эксперимент по регистрации частотно-угловых распределений терагерцового излучения филамента во внешнем электростатическом поле**

Регистрация диаграмм направленности генерируемого в плазменном канале филамента ТГц излучения на различных частотах в присутствии внешнего электростатического поля была проведена в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (группа проф. А.А. Ионина и д.ф.-м.н. Л.В. Селезнева) на экспериментальной установке [A2], представленной на Рис. 4.1. В эксперименте использовалось лазерное излучение с длиной волны 744 нм, длительностью импульса по половине высоты 90 фс, энергией несколько миллиджоулей и частотой следования 10 Гц (лазерная система Avesta Ltd). Для выделения аксиально-симметричной моды после компрессора в пучок была

вставлена круглая апертура диаметром 2 мм, что уменьшало энергию импульса с  $\sim 2$  мДж до  $\sim 0.5$  мДж. Затем импульс распространялся в воздухе на расстояние 4 м до линзы с фокусным расстоянием 20 см. Одиночный филамент поджигался в зазоре шириной  $d = 4$  мм между плоскими электродами длиной  $a = 2$  см. К электродам прикладывалось напряжение  $U_{DC} = 4$  кВ, обеспечивающее электрическое поле с напряженностью  $E_{DC} = 10$  кВ/см в зазоре между ними.

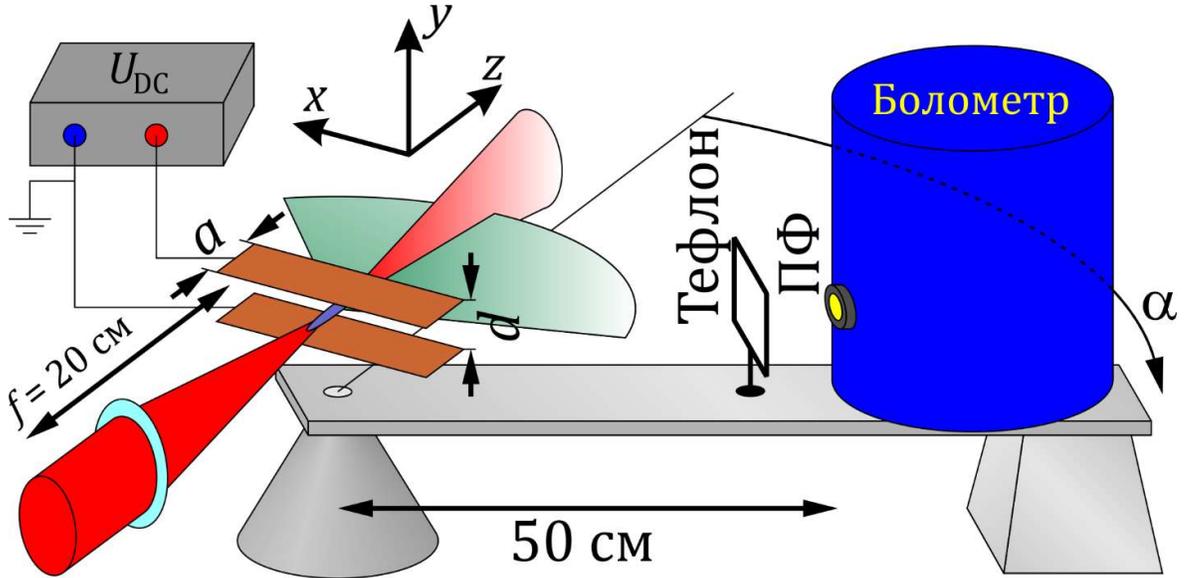


Рис. 4.1. Экспериментальная установка. Фемтосекундный филамент формируется между электродами под напряжением  $U_{DC}$ . Болометр фиксировался на вращающейся штанге с тефлоновыми и полосовыми (ПФ) ТГц фильтрами перед входным окном болометра

Терагерцовое излучение филамента детектировалось NbN каналом сверхпроводящего болометра Scontel RS-CCR-1-12T-1+0.3-3T-0.1, см. чувствительность в таблице 3.1. Для регистрации угловых распределений плотности энергии ТГц излучения  $F(\alpha)$  на различных частотах  $\nu$ , мы вращали болометр, размещённый на 50-см горизонтальной штанге, в плоскости электродов  $(x, z)$  вокруг вертикальной оси  $y$ , проходящей через геометрический фокус линзы (рис. 4.1), на угол  $\alpha$  относительно оси распространения лазерного излучения  $z$  и экранировали входное окно болометра с помощью полосовых фильтров на частотах  $\nu = 0.3, 0.5, 1$  ТГц.

Тефлоновый фильтр, расположенный перед полосовыми фильтрами, предотвращал попадание в болометр оптического излучения (рис. 4.1).

Полученные в эксперименте зависимости ТГц плотности энергии  $F$  от угла  $\alpha$  показаны маркерами на рис. 4.2 для частот  $\nu = 0.3$  ТГц (чёрный), 0.5 ТГц (красный) и 1 ТГц (синий). В эксперименте распределения  $F(\alpha)$  были зарегистрированы для всех частот  $\nu$  в одинаковых условиях за исключением узкополосных спектральных фильтров. Экспериментальные результаты на рис. 4.2 скорректированы с учётом чувствительности болометра  $\xi$  и пропускания фильтров  $T$  (см. таблицу 3.1).

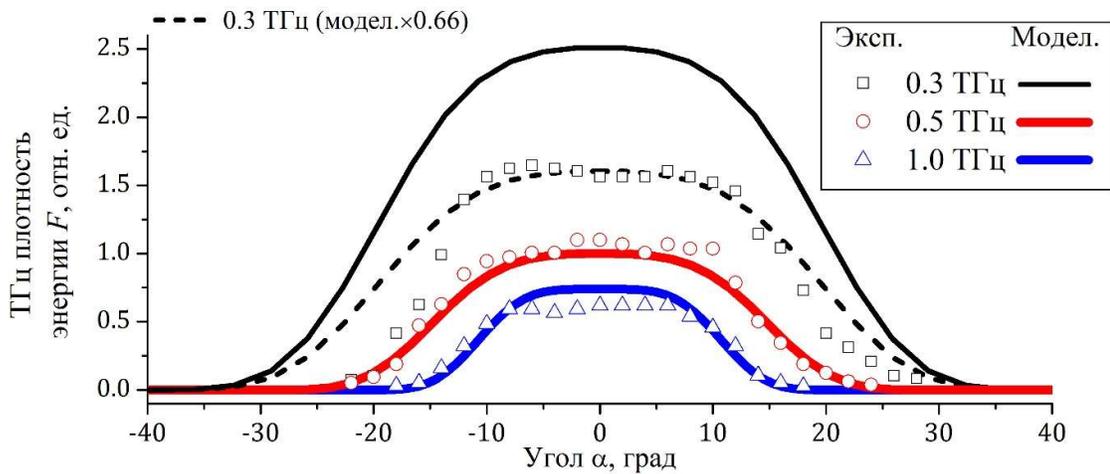


Рис. 4.2. Угловые распределения ТГц плотности энергии  $F(\alpha)$ , полученные для  $\nu = 0.3$  ТГц (чёрный), 0.5 ТГц (красный) и 1 ТГц (синий) в эксперименте (маркеры) и моделировании (кривые). Пунктирная кривая соответствует  $F(\alpha)$ , полученной в моделировании для 0.3 ТГц, с амплитудой, умноженной на 0.66

Распределения плотности энергии ТГц излучения  $F(\alpha)$  на всех исследованных частотах  $\nu = 0.3-1$  ТГц являются унимодальными с плоской вершиной. Максимальное значение плотности энергии на оси пучка спадает примерно в 3 раза с ростом частоты от 0.3 до 1 ТГц. Одновременно примерно в 2 раза уменьшается угловая ширина диаграммы направленности. Постоянное значение плотности энергии ТГц излучения в достаточно широком угловом диапазоне  $-10^\circ \lesssim \alpha \lesssim 10^\circ$  позволяет говорить о высоком качестве ТГц пучка, испускаемого фемтосекундным филаментом в постоянном внешнем поле.

Такой пучок может бы эффективно использован в различных приложениях, например, в диагностике плазмы [126].

Измеренные спектрально-селективные распределения плотности энергии ТГц излучения позволяют получить оценки спектральной интенсивности ТГц сигнала на соответствующих частотах, т.е. оценить его спектр. Поскольку в наших экспериментах мы измерили угловые распределения  $F(\alpha)$  вплоть до уровня шума, предлагаемый метод оценки ТГц спектра позволяет гарантированно учесть полную угловую расходимость ТГц излучения на всех, в т.ч. низких частотах [10].

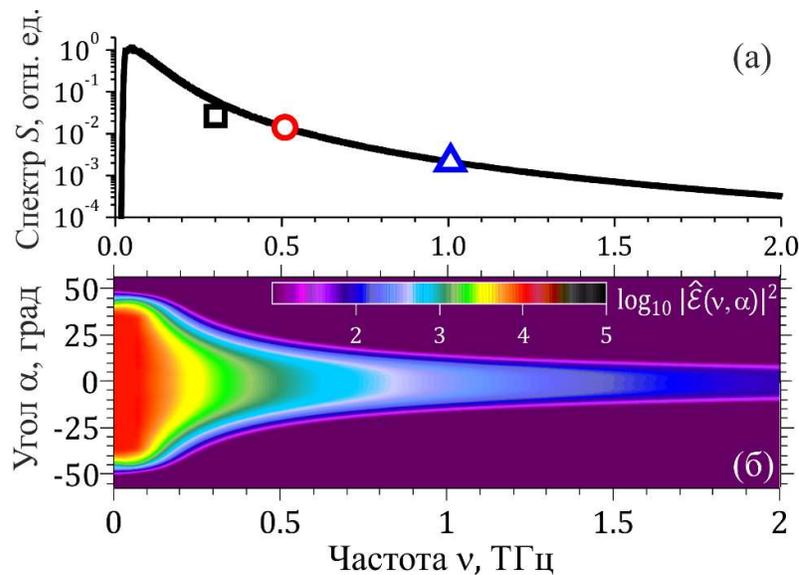


Рис. 4.3 (а) Интегральный спектр ТГц излучения  $S$  в моделировании (чёрная кривая) и эксперименте (символы). (б) Частотно-угловое распределение ТГц излучения в моделировании в диапазоне  $\nu < 2$  ТГц на расстоянии  $z = 21$  см

Для оценки спектральной интенсивности электромагнитного излучения филамента во внешнем электростатическом поле из измеренных угловых распределений  $F(\alpha)$  в предположении их аксиальной симметрии, были найдены спектральные интенсивности  $S$ , соответствующие центральным частотам полосовых фильтров  $\nu$ , как

$$S(\nu) = \frac{\Delta\alpha}{\Delta\nu} \sum_p F(\alpha_p) |\sin \alpha_p|, \quad (4.1)$$

где  $\alpha_p = p\Delta\alpha$ ,  $\Delta\alpha = 2^\circ$ , а индекс  $p$  пробегает по всем угловым позициям болометра. Полученные таким образом значения спектральных

интенсивностей [рис. 4.3(а), символы, форма и цвет которых соответствует таковым на рис. 4.2] уменьшаются с ростом частоты. Такое монотонное уменьшение спектральной интенсивности позволяет утверждать, что максимум спектра ТГц излучения филамента в постоянном внешнем поле находится на частоте ниже 0.3 ТГц. Данный результат находится в отличном согласии с измерениями спектра интерферометром Майкельсона [А6], в которых спектральный максимум ТГц излучения из филамента, помещенного в электростатическое поле, находится на частоте  $\sim 0.07$  ТГц.

#### §4.2. Численное моделирование филаментации и самосогласованной генерации терагерцового излучения во внешнем электростатическом поле

Для самосогласованного моделирования генерации ТГц излучения одноцветным филаментом во внешнем электростатическом поле была адаптирована модель нелинейного отклика среды, см. параграф 2.3 в главе 2. Небольшая мощность фемтосекундной накачки в эксперименте позволила нам провести численное моделирование для аксиально-симметричного пучка. Мы воспроизвели распространение фемтосекундного излучения от выхода компрессора в условиях эксперимента. Распространение лазерных импульсов с длиной волны 744 нм, длительностью 90 фс (FWHM) и энергией  $\sim 0.5$  мДж после 2-мм апертуры, описываемой начальным супер-гауссовым пучком 16-ой степени, на расстояние 4 м от неё до фокусирующей линзы было выполнено численным решением уравнения (2.2) в линейном режиме. Для описания геометрической фокусировки с фокусным расстоянием  $f = 20$  см мы умножили результирующее поле на фазовый множитель  $\exp[i\omega r^2/(2fc)]$  в  $(\omega, r, z)$  пространстве при  $z = 0$ , а затем распространили его линейно до  $z_0 = 18$  см (аналогично работе [105]). Начиная с расстояния  $z_0$ , уравнение (2.2) численно интегрировалось с учетом нелинейности, определяемой, в том числе, и постоянным электрическим полем  $E_{DC} = 10$  кВ/см.

В эксперименте измерялись угловые распределения ТГц излучения на частотах 0.3, 0.5 и 1 ТГц. Поскольку наименьшая частота в эксперименте

составляет 0.3 ТГц, моделирование требует спектрального разрешения не хуже 0.01 ТГц. В тоже время полный размер частотной области должен быть больше 1.5 ПГц для корректного описания третьей оптической гармоники. Обеспечить такое разрешение в большой области позволяет алгоритм XDOT (см. параграф 2.5 главы 2). Поэтому, начиная с  $z_0$ , решалась система (2.19)-(2.20) с электрическим полем  $E_{DC} = 10$  кВ/см в нелинейном члене. Частота  $\Omega^{(\text{THz})}$  была выбрана равной 95 ТГц. Уравнение (2.20) решалось на частотной сетке с разрешением  $95 \text{ ТГц}/2^{13} \approx 0.01 \text{ ТГц}$  и  $r$ -сетке размером 10 мм с  $5 \times 10^3$  узлов, а уравнение (2.19) — на частотной сетке с разрешением  $3 \text{ ПГц}/2^{12} \approx 0.74 \text{ ТГц}$  и  $r$ -сетке размером 2 мм с  $10^3$  узлов. Узлы  $r$ -сеток совпадали при  $r < 2$  мм.

Распределение  $|\widehat{\mathcal{E}}(\omega, k_r)|^2$ , полученное в моделировании, пересчитывалось в частотно-угловое распределение  $|\widehat{\mathcal{E}}(\nu, \alpha)|^2$  согласно якобиану

$$\frac{8\pi^3\nu^2}{c^2} \cos \alpha. \quad (4.2)$$

Величину  $F(\alpha) \propto |\widehat{\mathcal{E}}(\omega = 2\pi\nu, k_r = 2\pi\nu c^{-1} \sin \alpha)|^2 \nu^2 \Delta\nu \cos \alpha$ , учитывающую выражение (4.2) и ширину полосового фильтра  $\Delta\nu$  (см. таблицу 3.1), можно сравнивать с экспериментальными распределениями на разных частотах. Как в эксперименте, так и в моделировании угловые распределения ТГц излучения являются плоскими с максимумом на оси (кривые на рис. 4.2). Ширина угловых распределений в эксперименте и моделировании согласуется с точностью  $\sim 15\%$  для частоты 0.3 ТГц и более точно для остальных частот. Отношение амплитуд  $F(\alpha)$  на частотах 0.5 и 1 ТГц совпадает в эксперименте и моделировании. На частоте 0.3 ТГц максимум зависимости  $F(\alpha)$ , полученной в моделировании, в полтора раза превосходит соответствующий максимум в эксперименте. Вероятно, это связано с поляризационной селективностью болометра на низких частотах: он эффективнее пропускает ТГц излучение с горизонтальной поляризацией, тогда как в эксперименте

филамент был источником вертикально поляризованного ТГц сигнала, см. рис. 4.1. Восстановленные из угловых распределений спектральные интенсивности на частотах 0.3, 0.5 и 1 ТГц находятся в хорошем согласии с моделированием [ср. символы и кривую на рис. 4.3]. Тем самым, разработанная в настоящем разделе модель отлично воспроизводит результаты эксперимента.

Плоская форма диаграмм направленности наблюдается как в эксперименте, так и в моделировании для частот  $\nu \leq 1$  ТГц, см. диаграммы направленности при  $\nu = 0.3, 0.5$  и 1 ТГц на рис. 4.2 и частотно-угловое распределение излучения с частотой  $\nu < 2$  ТГц на рис. 4.3(б). Однако с ростом частоты оно трансформируется в кольцевое, см. рис. 4.4. Введем величину

$$\Phi(\nu) = \frac{|\hat{\mathcal{E}}(\nu, \alpha = 0)|^2}{\max_{\alpha} |\hat{\mathcal{E}}(\nu, \alpha)|^2}, \quad (4.3)$$

показывающую, как распределение с плоской вершиной переходит в кольцевое распределение. Значение  $\Phi = 1$  соответствует максимуму на оси, меньшие  $\Phi$  означают, что развивается кольцевая структура, которую можно считать основной, например, при  $\Phi = 0.5$ , что достигается при увеличении частоты до  $\nu \approx 8$  ТГц [рис. 4.4(а), белая кривая].

Физическая причина кольцевых распределений ТГц эмиссии может быть связана с рассеянием ТГц излучения в самонаведенной плазме филамента [127]. Согласно моделированию, концентрация плазмы составляет  $4\text{--}5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [рис. 4.5(в), зелёная кривая]. Диэлектрическая проницаемость плазмы равна  $1 - \omega_p^2 / (\omega^2 + \nu_c^2)$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота. Таким образом, кольцевое поперечное распределение ТГц излучения, возникающее вследствие рассеяния на плазме, должно появляться при  $\nu < \omega_p / 2\pi \approx 5$  ТГц, в то время как измеренные и полученные в моделировании распределения  $F(\alpha)$  являются плоскими в этом диапазоне частот, см. рис. 4.2, 4.4(а)–(в).

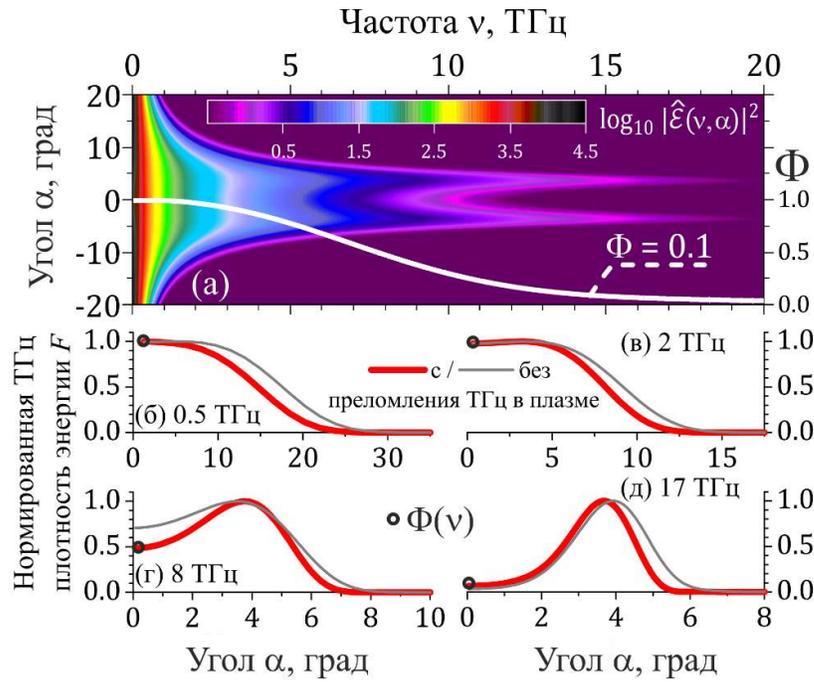


Рис. 4.4. (а) Частотно-угловое распределение ТГц излучения в моделировании в диапазоне  $\nu < 20$  ТГц на расстоянии  $z = 21$  см. Белая сплошная кривая показывает величину  $\Phi(\nu)$ , которая достигает значения 0.1 на частоте  $\nu \approx 14.5$  ТГц. (б)–(д) Нормированные распределения  $F(\alpha)$  с (красные кривые) и без (серые) учёта преломления ТГц волн в плазменном канале. Чёрные кружки указывают величину  $F(0)$ , которая равна  $\Phi$  на заданной частоте

Прямая проверка роли плазмы в формировании конической эмиссии ТГц излучения может быть выполнена путём сравнения частотно-угловых распределений ТГц излучения, полученных в моделирование в двух случаях: с и без учёта преломления ТГц волн в плазменном канале. В численной схеме XDOT (см. параграф 2.5 главы 2) уравнения для оптического  $\mathcal{E}^{(\text{opt})}$  и терагерцового  $\mathcal{E}^{(\text{THz})}$  полей связаны через материальный ток  $J = J(\mathcal{E}^{(\text{opt})} + \mathcal{E}^{(\text{THz})})$ . В этом случае система уравнений (2.19)–(2.20) описывает как генерацию новых частот, так и преломление уже существующих в плазменном канале. При вычислении  $J$  только от оптического поля  $J = J(\mathcal{E}^{(\text{opt})})$  система (2.19)–(2.20) описывает только генерацию ТГц излучения и его дальнейшее распространение в воздухе без плазмы. Вне зависимости от учёта рассеяния ТГц излучения плазмой, его

угловые распределения сохраняют плоскую форму с максимумом на оси в диапазоне частот от 0.1 ТГц до по меньшей мере 2 ТГц [ср. серые и красные кривые на рис. 4.4(б), (в)]. Кольцевые диаграммы направленности появляются на высоких ТГц частотах также в обоих случаях [рис. 4.4(г), (д)]. Таким образом, единственной возможной причиной формирования кольцевых структур в высокочастотной области оказывается деструктивная интерференция ТГц волн, излучённых на различных расстояниях  $z$  вдоль филамента [79].

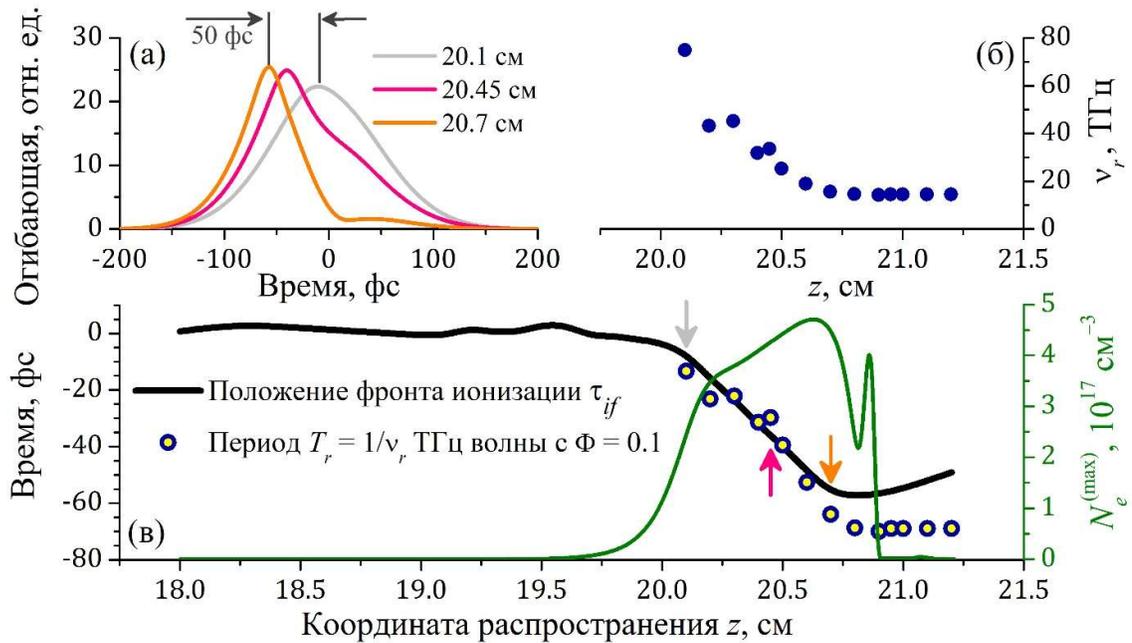


Рис. 4.5. (а) Огибающие импульса на расстояниях  $z$ , отмеченных цветными стрелками на (в). Зависимости от  $z$  (б) частоты  $\nu_r$ , для которой  $\Phi = 0.1$ ; (в) соответствующего периода ТГц волны  $T_r = 1/\nu_r$  (круги, левая ось, показана отрицательная величина), временной позиции фронта ионизации  $\tau_{if}$  (чёрная кривая, левая ось) и пиковой концентрации плазмы  $N_e^{(max)}$  (зелёная кривая, правая ось)

Пусть характерная частота  $\nu_r$  ярко выраженного кольца соответствует  $\Phi = 0.1$  [рис. 4.4(а)]. На рис. 4.5(б) представлена зависимость  $\nu_r(z)$ , найденная по полученным в моделировании частотно-угловым спектрам ТГц излучения. ТГц волны излучаются фронтом ионизации [41], который смещается в бегущей с групповой скоростью импульса системе координат от центра импульса при  $\tau = 0$  к его переднему фронту  $\tau < 0$  [128] с увеличением

расстояния  $z$  от начала филамента  $z_s = 20.1$  см до 20.7 см [рис. 4.5(а)]. Временной сдвиг фронта ионизации  $\tau_{if}$  совпадает с периодом ТГц волны  $T_r = 1/\nu_r$ , имеющей ярко выраженную кольцевую диаграмму направленности [ср. чёрную кривую и точки на рис. 4.5(в)]. При  $z > z_s$  зависимость  $\tau_{if}(z)$  может быть аппроксимирована линейной функцией

$$\tau_{if} \approx \Lambda(z - z_s), \quad (4.4)$$

см. чёрную кривую на рис. 4.5(в), при этом коэффициент  $\Lambda \approx -80$  фс/см. Он может быть пересчитан в скорость фронта ионизации в лабораторной системе координат как  $V_{if} = (v_g^{-1} + \Lambda)^{-1} \approx 1.002c$ , здесь  $v_g$  — групповая скорость импульса. Поскольку пиковая плотность плазмы слабо меняется вдоль канала [рис. 4.5(в), зелёная кривая], можно положить, что ТГц часть производной фототока  $G = \partial J_e / \partial \tau$  зависит только от  $\tau_{if}$ :

$$G_{\text{THz}}(\tau, z) = G_s[\tau - \tau_{if}(z)], \quad (4.5)$$

где  $G_s = G_{\text{THz}}(\tau, z = z_s)$ . Тогда её спектр есть

$$\hat{G}_{\text{THz}} = \hat{G}_s \exp[-i\omega\Lambda(z - z_s)]. \quad (4.6)$$

Решение однонаправленного уравнения распространения для осевой компоненты [136]

$$\hat{\mathcal{E}}(\omega, k_r = 0, z) \propto \hat{G}_s \int_{z_s}^z \exp\left[i\omega\zeta \left(\frac{n(\omega)}{c} - \frac{1}{v_g} - \Lambda\right)\right] d\zeta \quad (4.7)$$

является нулевым, если показатель экспоненты в (4.7) пробегает ровно  $2\pi i$  при интегрировании. Поскольку  $\Lambda \gg |nc^{-1} - v_g^{-1}|$ , характерная частота может быть оценена как  $\nu_r = \omega/(2\pi) \approx |\Lambda(z - z_s)|^{-1} = \tau_{if}^{-1}$  в согласии с результатом 3D + t моделирования, см. рис. 4.5(в).

### §4.3. Эксперимент по регистрации 10-терагерцового кольцевого пучка

Измеренный в работах [80,82] спектр ТГц излучения двухцветного филамента простирается до 10–30 ТГц. В экспериментах [22,81,129] двухцветный импульс из нескольких колебаний светового поля генерировал ТГц излучение со спектром, протягивающемся до  $\sim 100$  ТГц. Тем самым,

высокочастотное  $\sim 10$ -ТГц излучение двухцветного филамента хорошо исследовано. Измерения спектра одноцветного филамента во внешнем электростатическом поле [59,61,107] демонстрируют его локализацию в низкочастотной области ниже 3–5 ТГц. В связи с чем исследования более высокочастотных ТГц компонент до настоящего времени не проводились.

Измерения 2D угловых распределений ТГц излучения с частотой от 0.5 до 10 ТГц проведены в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (группа проф. А.А. Ионина и д.ф.-м.н. Л.В. Селезнева) на установке, подробно описанной в параграфе 3.1 главы 3.

Энергия излучения после апертуры составляла 1.8 мДж, что примерно в 3.5 раза выше, чем при низкочастотных измерениях, описанных в разделе 3.1, однако все еще в области энергий, обеспечивающих формирование только одного филамента в фокусе. Пучок фокусировался сферическим зеркалом с фокусным расстоянием  $f = 25$  см в 4-мм зазор между вертикально расположенными электродами ( $20 \times 80$  мм<sup>2</sup>). К электродам прикладывалось напряжение 6 кВ, обеспечивающее в зазоре между ними параллельное поляризации лазерного импульса электрическое поле с напряженностью 15 кВ/см. Такое поле заведомо меньше пробойного, однако в полтора раза выше используемого в наших измерениях низкочастотных ТГц компонент, см. раздел 4.1. Поскольку энергетический выход ТГц излучения при филаментации во внешнем постоянном поле пропорционален квадрату внешнего поля и квадрату энергии оптической накачки [59,61,107,130,А6], общий рост энергии ТГц излучения по сравнению с низкочастотными измерениями составлял  $\sim 25$  раз.

Низкочастотные распределения [0.5 и 1 ТГц, рис. 4.6(а), (б)] имеют характерную плоскую вершину в согласии с более ранними измерениями, в т.ч. 1D спектрально-селективными [61,66,А2], см. также раздел 3.1. Аналогичные результаты получены и при 2D регистрации ТГц излучения филамента во внешнем поле [44] Несмотря на то, что последний эксперимент выполнен без разрешения по частоте, наиболее энергетичные ТГц компоненты

сосредоточены в низких частотах  $\nu \lesssim 1$  ТГц, и интегральные по спектру измерения [44] воспроизводят результаты наших экспериментов при  $\nu = 0.5$  и 1 ТГц.

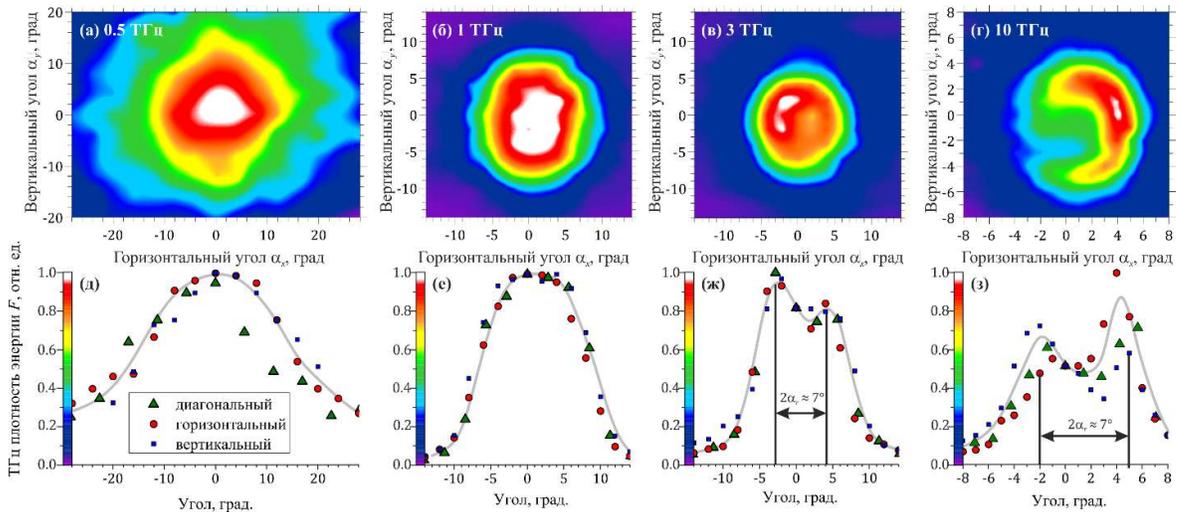


Рис. 4.6. (Верхняя строка) Двумерные распределения ТГц плотности энергии  $F(\alpha_x, \alpha_y)$ , измеренные на частотах (а)  $\nu = 0.5$ , (б) 1, (в) 3, (г) 10 ТГц и (нижняя строка) их диагональный ( $\alpha_x = -\alpha_y$ , зелёные треугольники), горизонтальный ( $\alpha_y = 0$ , красные круги) и вертикальный ( $\alpha_x = 0$ , синие квадраты) срезы, а также их сглаженная аппроксимация (серые кривые)

При повышении частоты до 3 и 10 ТГц излучение приобретает кольцевую структуру [рис. 4.6(в), (г)]. Охарактеризовать контрастность кольца можно с помощью отношения  $\Phi$  плотности энергии на оси ТГц пучка к максимальной по распределению, см. формулу (4.3). Величина  $\Phi$  равна  $0.86 \pm 0.07$  и  $0.57 \pm 0.10$  для 3 и 10 ТГц, соответственно. Измеренное значение  $\Phi(\nu = 10 \text{ ТГц})$  находится в согласии с результатами моделирования [см. рис. 4.4(а), (г)], в котором найдено значение  $\Phi(\nu = 8 \text{ ТГц}) = 0.5$ .

Угол расходимости конического излучения составляет  $(7 \pm 2)^\circ$  как для частоты  $\nu = 3$  ТГц, так и для  $\nu = 10$  ТГц, см. рис. 4.6(ж), (з). Тем самым, в эксперименте показана, что коническая расходимость высокочастотного ТГц излучения не зависит от частоты. Это отлично согласуется с результатами моделирования (рис. 4.4).

В работах [68,107] получены экспериментальные свидетельства, что спектр ТГц излучения филамента во внешнем электростатическом поле

является несколько более низкочастотным по сравнению со случаем филаментации без поля. В 2D измерениях низкочастотных компонент ТГц излучения филамента без внешнего поля [44,А4] установлено, что при определенных условиях диаграмма направленности ТГц излучения может быть конической. Измеренный на 10 ТГц сигнал обусловлен, однако, именно приложенным электростатическим полем, а не естественным излучением филамента. Действительно, измеренные 1D ( $\alpha_y = 0$ ) диаграммы направленности на 10 ТГц в одинаковых условиях с включенным ( $E_{DC} = 15$  кВ/см) и выключенным ( $E_{DC} = 0$ ) источником постоянного напряжения (рис. 4.7) показывают, что излучение филамента без поля на порядок слабее, чем представленный на рис. 4.6(г) сигнал.

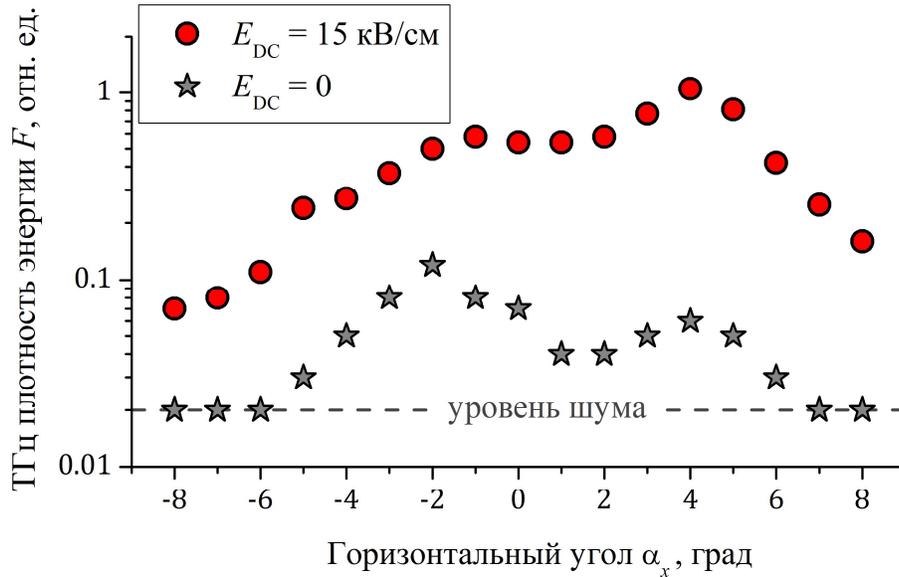


Рис. 4.7. 1D угловые распределения плотности энергии ТГц излучения  $F(\alpha_x)$ , измеренные на частоте  $\nu = 10$  ТГц в случае одноцветной филаментации во внешнем поле (красные круги) и без него (серые звёзды)

Итак, измеренное группой проф. А.А. Ионина и д.ф.-м.н. Л.В. Селезнева кольцевое распределение 10-ТГц излучения филамента во внешнем электростатическом поле находится в отличном согласии с предсказаниями теории.

#### §4.4. Физическая интерпретация диаграмм направленности терагерцового излучения филамента во внешнем электростатическом поле на основе спирали Френеля

Как следует из результатов нашего 3D +  $t$  моделирования (см. параграф 4.2), кольцевая структура высокочастотных распределений ТГц излучения филамента во внешнем постоянном поле определяется тем, что скорость фронта ионизации превышает скорость света (и ТГц волн в воздухе), вследствие чего протяженный плазменный источник обеспечивает для высоких частот деструктивную интерференцию ТГц излучения на оси пучка [см. формулы (4.4)–(4.7)]. Ключевым элементом для объяснения формирования кольцевых структур в высокочастотной части ТГц спектра является интеграл (4.7), который может быть вычислен с использованием наглядной пространственно-временной аналогии дифракционной спирали Френеля [A5].

Как показало наше моделирование, плотность плазмы филамента  $N_e$  может считаться постоянной на протяжении всей его длины  $L$  [см. рис. 4.5(в)]. На рис. 4.8(а) филамент схематически показан сине-зеленым овалом. В локальном времени (т.е. в системе отсчета, движущейся с групповой скоростью импульса  $v_g$ , распространяющегося линейно) максимум поля импульса смещается к переднему фронту импульса, поскольку в каждой точке филамента  $z$  максимум поля генерирует плазму и дефокусируется на ней [см. рис. 4.5(а)]. В следующей по длине распространения точке  $z$  филамента роль максимума поля берет на себя предшествующий временной срез. Таким образом, фронт ионизации распространяется быстрее групповой скорости импульса (и даже быстрее скорости света), см. рис. 4.8(б). Обозначим его скорость как  $V_{if}$ , тогда разность обратных скоростей фронта ионизации и импульса в линейной среде есть

$$\Lambda = \frac{1}{V_{if}} - \frac{n}{c}, \quad (4.8)$$

где  $n$  — показатель преломления воздуха,  $c$  — скорость света в вакууме. Грубую оценку величины  $\Lambda$  можно получить, если предположить, что за длину филамента  $L$  максимум поля сдвигается на половину длительности импульса. Действительно, филамент заканчивается, когда пиковой интенсивности недостаточно для образования плазмы. В модели бегущих фокусов это следует трактовать как то, что во временном срезе, который обеспечивает ионизацию на текущем расстоянии, локальная мощность ниже критической, и при этом внешней фокусировки недостаточно, чтобы поднять интенсивность до пороговой интенсивности ионизации. Соблюдение этих условий предполагает, что мощность/интенсивность текущего временного среза в 5–50 раз меньше максимальной по времени, т.е. отстоит от центра гауссова импульса на время порядка 1–2 его полуширины. Найденное таким образом для наших условий эксперимента (см. раздел 3.1) значение  $|\Lambda| = 50 \text{ фс/1 см} = 0.0015/c$  достаточно хорошо согласуется с полученным в моделировании ( $\sim 0.002/c$ ) и при этом настолько велико, что можно пренебречь дисперсией показателя преломления и различием между фазовой и групповой скоростью импульса — учет этих факторов изменяет  $\Lambda$  на величину  $\sim 1\%$ .

Будем полагать начало филамента  $z_s = 0$ . Тогда согласно (4.4) в бегущем времени максимум поля импульса достигается в момент времени  $\tau_{if} = \Lambda z$ . ТГц часть фототока электронов в условиях ионизации  $J_e$  определяется только концентрацией плазмы, скоростью релаксации фототока и напряженностью внешнего поля, поэтому может быть записана как  $J_e(\tau, z) = J_e(\tau - \Lambda z)$  [см. рис. 4.8(б)], а его спектр, соответственно — как  $\hat{J}_e(\omega, z) = \hat{J}_e(\omega, z = 0) \exp[-i\omega\Lambda z]$ , см. формулы (4.5) и (4.6). Этот ток определяет генерацию ТГц поля, поэтому для медленного ТГц поля различие групповых скоростей ТГц волны и фронта ионизации действует как фазовое рассогласование. Интегрирование ТГц поля  $\delta\hat{\mathcal{E}}(\omega, z) \propto \hat{J}_e(\omega, z) dz$  вдоль филамента приводит к тому, что низкочастотные ТГц компоненты всегда

сфазированы, в то время как для высоких наблюдается деструктивная интерференция.

Графическое представление интегрирования воспроизводит спираль Френеля, которая закручивается тем быстрее, чем выше частота ТГц излучения, см. рис. 4.8(в). Для частоты

$$\omega = \frac{2\pi}{|\Lambda|L} \quad (4.9)$$

спираль замыкается, то есть на этой частоте ТГц излучение от различных точек филамента интерферирует деструктивно. Например, для  $L = 1$  см и  $\Lambda = 0.002/c$  соответствующая частота равна  $\nu = \omega/(2\pi) = 15$  ТГц в отличном согласии с результатами 3D +  $t$  моделирования, см. рис. 4.4(а), 4.5(б).

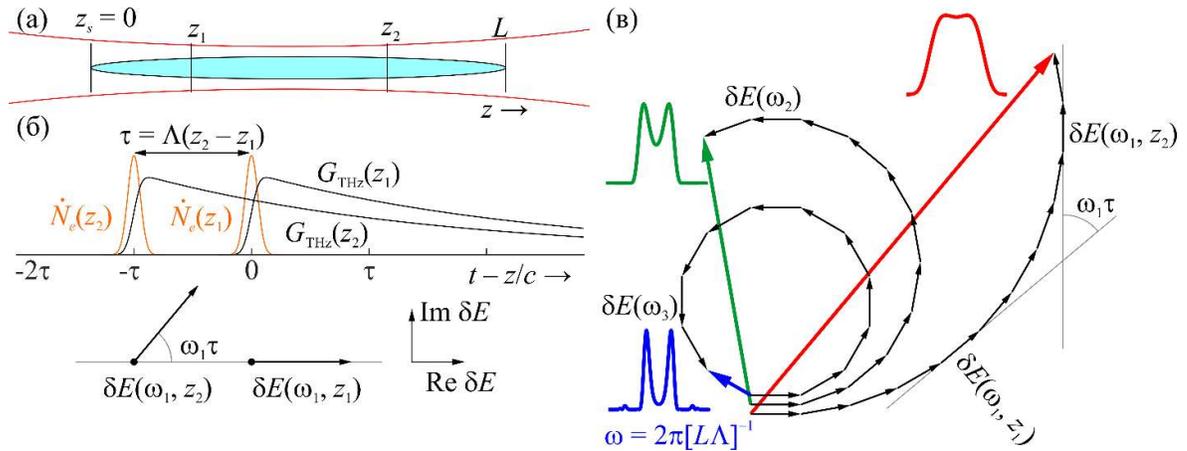


Рис. 4.8. (а) Рассмотрим филамент длиной  $L$  с постоянной плотностью плазмы  $N_e$ . (б) При распространении лазерного импульса от  $z_1$  до  $z_2$  фронт ионизации (обозначенный как  $\dot{N}_e$ , оранжевые кривые, здесь и далее точкой обозначена производная по локальному времени  $\tau$ ) смещается к переднему фронту импульса. Генератор ТГц излучения  $G = \partial J_e / \partial \tau$  остаётся практически неизменным, однако также смещается в локальном времени. Таким образом, спектральная компонента  $\delta E$ , обеспечиваемая этим током на заданной частоте  $\omega$ , вращается согласно теореме смещения.

(в) Суммирование спектральных компонент ТГц поля, сгенерированных вдоль филамента может быть конструктивным или деструктивным в зависимости от частоты, поскольку фазовое рассогласование растёт линейно с частотой. Здесь  $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$

Приведенные рассуждения справедливы для ТГц волн, распространяющихся вдоль оптической оси, тогда как для волны, излученной под углом  $\alpha$ , выражение для  $\Lambda$  преобразуется как

$$\Lambda' = \frac{1}{V_{if} \cos \alpha} - \frac{n}{c}, \quad (4.10)$$

поскольку необходимо спроецировать скорость фронта ионизации на выделенную ось. Следовательно, для частоты (4.9), при которой на оси пучка ТГц поле равно нулю, для угла  $\alpha \neq 0$  спираль оказывается незамкнутой, и излучение, распространяется в кольцо.

Случай

$$\Lambda'(\alpha) = 0 \quad (4.11)$$

соответствует чисто конструктивной интерференции волн, поскольку согласно (4.6) формально имеем  $\hat{J}_e(\omega, z) = \hat{J}_e(\omega, z = 0)$ . Уравнение (4.11) имеет решение в элементарных функциях

$$\alpha_r = \arccos\left(\frac{c}{V_{if}n}\right) \approx \sqrt{2\left(1 - \frac{c}{V_{if}n}\right)}. \quad (4.12)$$

Полученное выражение имеет два важных следствия. Во-первых, угол  $\alpha_r$  не зависит от частоты, следовательно, на любой частоте  $\omega$  в окрестности  $\alpha_r$  плотность энергии ТГц излучения будет близка к максимальному значению на этой частоте. Для высоких ТГц частот это соответствует коническому распространению ТГц излучения под углом  $\alpha = \alpha_r$ . Именно этот эффект получен в численном моделировании, см. частотно угловое распределение на рис. 4.4(а) и подтверждён в эксперименте, см. рис. 4.6(в) и (г).

Во-вторых, подстановка значений  $V_{if} = 1.002c$  и  $n = 1.0003$  [см. формулу (2.3)] дает значение  $\alpha_r \approx 4^\circ$ , что отлично согласуется с полученными в моделировании [рис. 4.4(г), (д)] и измеренными в эксперименте [рис. 4.6(в) и (г)] углами ТГц конической эмиссии.

#### §4.5. Увеличение энергии терагерцового излучения протяженного филамента при наращивании электродов

В случае одноцветного филамента, помещённого во внешнее электростатическое поле, аналогично случаю одноцветного филамента в отсутствии внешнего поля, наблюдается квадратичная зависимость энергии генерируемого ТГц излучения от энергии лазерного импульса [59]. В целях исследования диаграммы направленности и частотного состава ТГц излучения одноцветного филамента, помещённого во внешнее электростатическое поле, в случае множественной филаментации в Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова (группа проф. А.Б. Савельева-Трофимова) создана экспериментальная установка [А6], позволяющая измерить одномерные угловые распределения и спектр ТГц излучения при различных условиях фокусировки мощного фемтосекундного лазерного излучения, в том числе и на большие расстояния вплоть до 10 м.

В экспериментах использовалось излучение тераваттной фемтосекундной лазерной системы на кристалле Ti:Sa с центральной длиной волны 805 нм, длительностью импульса по половине высоты 55 фс, энергией до ~20 мДж и частотой следования 10 Гц. Диаметр пучка составлял 10 мм по полувысоте. Филамент формировался в воздухе на трассе протяженностью 48 м плоско-выпуклой линзой с фокусным расстоянием  $f = 2.67, 6$  или 10 м. До попадания на экспериментальную трассу излучение транспортировалось по вакуумному тракту, чтобы избежать влияния нелинейных эффектов на поперечное распределение и временную форму импульса. Для ТГц генерации лазерное излучение фокусировалось в зазор между электродами различной длины: в первой конфигурации электродов один из них (верхний) был наборным из отдельных пластинок длиной 5.5 см (с первой по пятую) и 19.5 см (шестая), а другой (нижний) представлял собой заземленную пластину длиной 47 см (вставка на рис. 4.9); во второй конфигурации использовались электроды длиной 2 м. Напряженность поля между электродами в обеих конфигурациях поддерживалась равной 10 кВ/см. Для измерения энергии

терагерцевого импульса был собран измерительный блок, в котором терагерцевое излучение фокусировалось двумя ТРХ линзами в детектор Голея (Tydex, GC-1P). Для получения диаграмм направленности ТГц излучения измерительный блок вращался вокруг оси, находящейся между электродами и отстоящей на 2.5 см от края электродов, см. рис. 4.9. Перед системой линз при измерениях ТГц диаграмм направленности дополнительно была установлена щель шириной 5 мм, что соответствовало вырезаемому углу  $2^\circ$ . При использовании 2-м электродов для измерения ТГц угловых распределений на место диафрагмы устанавливалось входное окно детектора Голея и детектор смещался перпендикулярно пучку, ТРХ линзы не ставились. Диаметр входного окна детектора Голея составлял 6 мм, что также соответствовало угловому разрешению  $\sim 2^\circ$ .

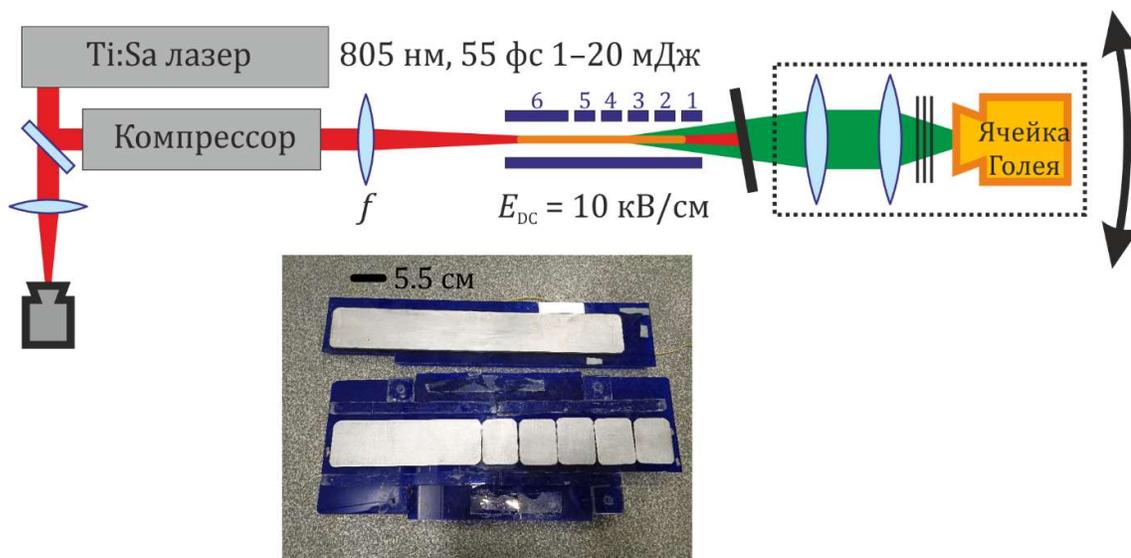


Рис. 4.9. Схема экспериментальной установки. Фемтосекундный лазерный импульс фокусируется линзой  $f$  в зазор между наборными электродами, между которыми создано электростатическое поле с напряженностью 10 кВ/см. Оптическое излучение отсекается тefлоновым диском, а ТГц излучение фокусируется при помощи двух линз на входное окно ячейки Голея. Внизу: фотография наборных электродов.

При фокусировке длиннофокусными линзами длина филамента составляет  $\sim 1$  м и более [40, А6], поэтому в зависимости от длины электродов и их положения в область внешнего электростатического поля могут попадать различные части филамента. В эксперименте продемонстрировано, что

эффективность генерации ТГц излучения в случае длинного филамента зависит от длины электродов и их положения относительно филамента. Например, зависимость энергии генерируемого ТГц излучения от положения 5.5-см электрода (использована только одна из наборных пластинок) при фокусировке лазерных импульсов с энергией 2.5 и 14 мДж на расстояние  $f = 2.67$  м показана на рис. 4.10.

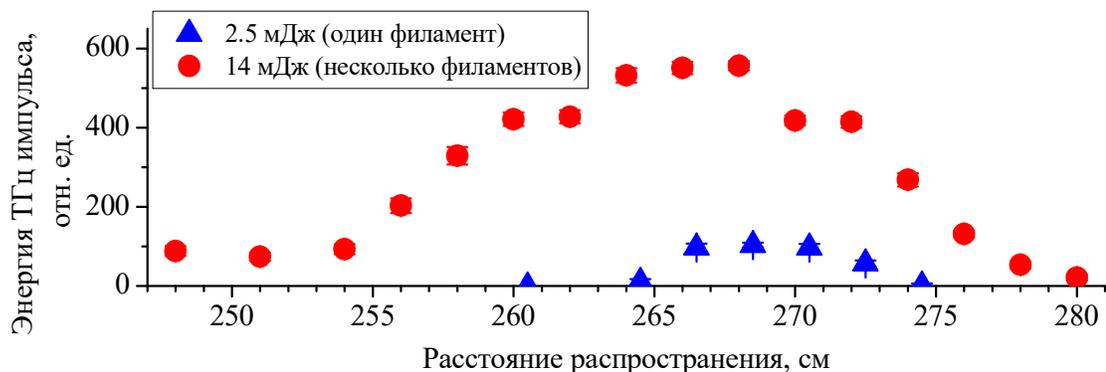


Рис. 4.10. Измеренные в эксперименте зависимости энергии ТГц излучения, испущенного различными участками филамента или их пучка, от расстояния распространения при фокусировке лазерных импульсов с энергией 2.5 мДж (синие круги) и 14 мДж (красные круги) на расстояние  $f = 2.67$  м.

Зависимость энергии ТГц излучения для филамента длиной 1 м (фокусировка лазерных импульсов с энергией 20 мДж на расстояние  $f = 2.67$  м) от длины электродов видна на Рис. 4.11, где чёрными квадратами показана зависимость энергии ТГц излучения от номера включенной секции (см. схему эксперимента на Рис. 4.9), а синей пунктирной прямой — энергия ТГц излучения, соответствующая случаю одновременного включения всех секций электродов. Также можно видеть, что сумма энергий ТГц излучения (зелёные круги на Рис. 4.11), измеренных при различных включенных секциях в пределах погрешности соответствует энергии ТГц излучения, генерируемого филаментом при всех включенных секциях электродов.

Аналогичные результаты были получены нами в самосогласованном моделировании, проведённом на основе URPE с применением алгоритма XDOT (см. главу 2) в условиях, качественно воспроизводящих условия эксперимента. Электроды в моделировании состояли из четырех пластин:

первая и последняя имели длину 1.7 см, а две средние секции — 0.85 см [см. рис. 4.12(a)]. Многосекционные электроды располагались между  $z_{el} = 71$  см и 76.1 см. Напряжение можно было подавать к каждой секции независимо. Предполагалось, что электростатическое поле  $E_{DC}$  равно 10 кВ/см во всей поперечной области 4 мм и вдоль секции электрода.

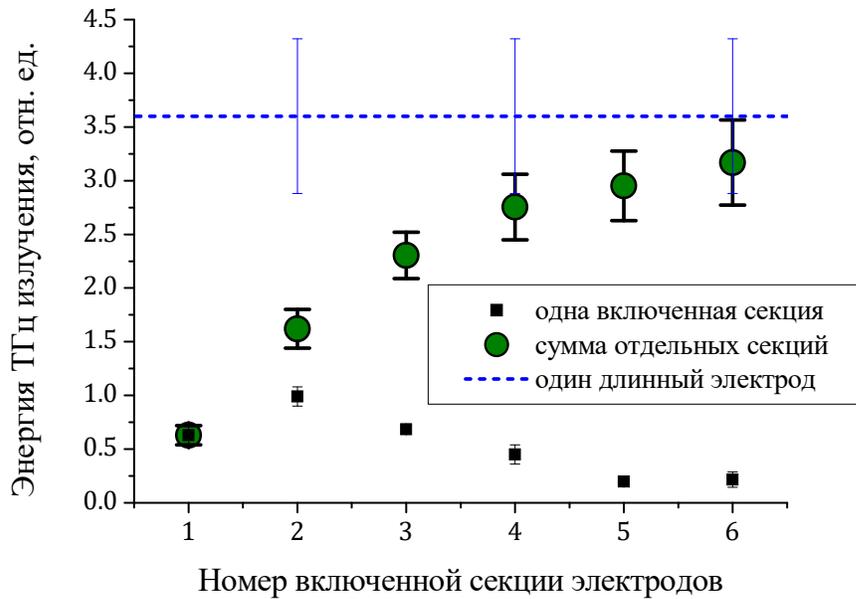


Рис. 4.11. Измеренная в эксперименте энергия ТГц излучения, испущенного филаментом при отдельных включенных секциях электродов, в зависимости от номера секции (чёрные квадраты), кумулятивная сумма этих энергий (зелёные круги) при фокусировке лазерных импульсов с энергией 20 мДж на расстояние  $f = 2.67$  м. Синяя пунктирная прямая показывает энергию ТГц излучения, генерируемого филаментом при всех включенных секциях электродов.

Предполагалось, что лазерный импульс на линзе (при  $z = 0$ ) с длиной волны 800 нм является гауссовым во времени и пространстве. Рассматривался случай средней мощности импульса (энергия 1 мДж, длительность по полувысоте 50 фс), а также умеренных условий фокусировки: числовая апертура  $NA \approx a_0/f \approx 4 \times 10^{-3}$ , где  $a_0 = 3$  мм и  $f = 75$  см — радиус пучка и фокусное расстояние соответственно. Геометрическая фокусировка пучка вводилась в начальные условия при  $z = 0$  путём умножения электрического поля импульса в пространстве  $(\omega, k_r, z)$  на множитель  $\exp[i\omega r^2/(2cf)]$ . Чтобы уменьшить

вычислительные затраты, с расстояния  $z = 0$  до расстояния  $z = z_0 = 56.25$  см вычислялось уравнение URPE (2.2) с током  $J = 0$  (как в работе [105]). Начиная с  $z_0$  нелинейные эффекты становились существенными и моделировалась полная нелинейная задача.

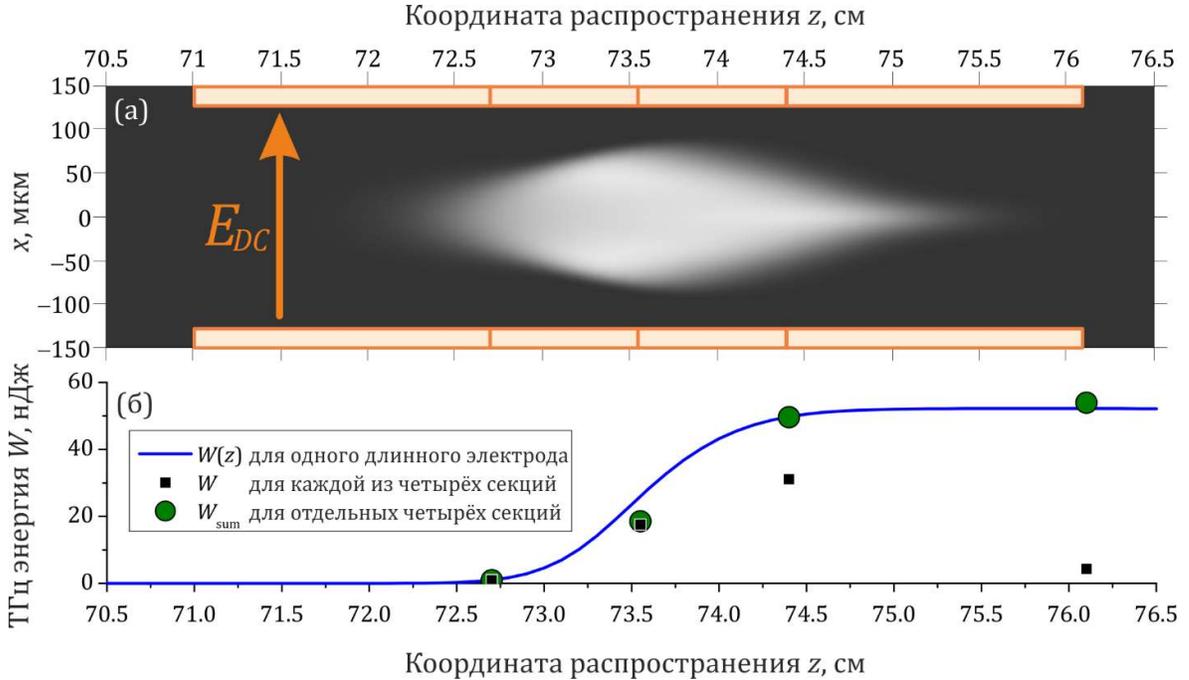


Рис. 4.12. (а) Схематическое изображение положения электродов относительно плазменного канала в численном моделировании.

(б) Зависимость энергии ТГц излучения  $W(z)$ , сгенерированного в случае одного длинного электрода от координаты распространения  $z$  (синяя кривая) в сравнении с суммой нарастающим итогом  $W_{sum}$  (зелёные круги) энергий ТГц излучения  $W$  (чёрные квадраты), сгенерированного в случае отдельных четырёх секций.

Мы пренебрегали генерацией ТГц излучения вне электродов, поэтому использовали частотную  $\nu$ -сетку с низким разрешением  $\sim 1.3$  ТГц в диапазоне расстояний от  $z_0$  до  $z_{el}$ . Такое спектральное разрешение пригодно только для описания нелинейной трансформации оптического импульса. Это позволяет дополнительно снизить вычислительные затраты, так как время вычислений распространения от  $z = z_0$  до  $z = z_{el}$  составило 2 часа на сервере с двумя процессорами Intel Xeon E5-2698 v4 (3000 (r) $\times$ 2<sup>13</sup>(t) узлов, параллельное вычисление на сорока потоках).

Начиная с расстояния  $z_{el}$  решалась система (2.19)-(2.20) с электрическим полем  $E_{DC} = 10$  кВ/см в нелинейном члене, описывающая генерацию ТГц излучения в области присутствия внешнего поля. Частота  $\Omega^{(THz)}$  была выбрана равной 170 ТГц. Уравнение (2.20) решалось на частотной сетке с разрешением  $170 \text{ ТГц}/2^{13} \approx 0.02 \text{ ТГц}$  и  $r$ -сетке размером 11.2 мм с  $7.5 \times 10^3$  узлов, а уравнение (2.19) — на частотной сетке с разрешением  $5.5 \text{ ПГц}/2^{12} \approx 1.3 \text{ ТГц}$  и  $r$ -сетке размером 4.5 мм с  $3 \times 10^3$  узлов. Узлы  $r$ -сеток совпадали при  $r < 4.5$  мм.

Для воспроизведения результатов эксперимента было проведено пять расчетов уравнения распространения, в которых напряжение подавалось либо на одну секцию электродов, либо на все четыре секции [рис. 4.12(а)]. Поскольку молекулы воздуха ионизируются только фемтосекундным импульсом, плазменный канал [рис. 4.12(а)] был одинаковым во всех случаях. Весь плазменный канал располагался между электродами. Наибольшая степень ионизации (плотность плазмы около  $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) достигалась между средними короткими секциями. Синяя кривая на рис. 4.12(б) представляет зависимость энергии  $W$  ТГц излучения (проинтегрированной по передней полусфере и спектральному диапазону 0.06-90 ТГц) от расстояния распространения  $z$  в случае, когда напряжение было подано на все четыре секции. Филамент в электростатическом поле эффективно генерирует ТГц-излучение между средними короткими секциями.

Черные квадраты на рис. 4.12(б) соответствуют энергии  $W_j$  ТГц излучения филамента в постоянном поле, когда только на  $j$ -ю секцию электродов подавалось напряжение, создающее поле  $E_{DC} = 10$  кВ/см. Энергии  $W_j$  рассчитывались аналогично случаю, когда все электроды находились под напряжением. Положение по  $z$  черных квадратов  $W_j$  соответствует концу  $j$ -го участка электрода. Во всех случаях энергия  $W_j$  вычислялась на расстоянии  $z = 76$  см для учета столкновительного поглощения ТГц излучения в плазменном канале филамента. Наиболее эффективно генерация ТГц происходила в области наибольшей плотности плазмы от  $\sim 72.5$  до  $\sim 74.5$  см, расположенной между короткими центральными участками электродов, см.

рис. 4.12(a), что находится в качественном согласии с результатами измерений, см. рис. 4.10.

Просуммируем выход ТГц излучения, генерируемого каждой из включенных секций  $W_{\text{sum}}(j) = \sum_{p=1}^j W_p$ , где  $j$  меняется от 1 до 4. Все значения приведены на рис. 4.12(б) зелеными кружками для тех же расстояний распространения  $z$ , что и  $W_j$ . Отличное соответствие значений  $W_{\text{sum}}(j)$  и  $W(z)$  подтверждает результаты эксперимента [А6], а именно то, что энергия ТГц излучения, генерируемого филаментом, помещённым во внешнее электростатическое поле между длинными электродами, представляет собой сумму энергии, генерируемой его частями.

В моделировании также получено, что уменьшение длины электродов при фиксированной длине плазменного канала приводит к уширению диаграммы направленности ТГц излучения, см. рис. 4.13.

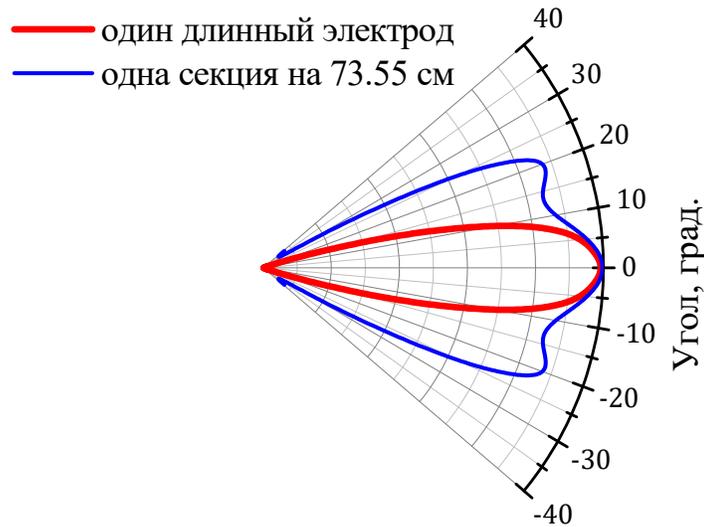


Рис. 4.13. Угловые распределения ТГц излучения, полученные в моделировании в дальней зоне ( $z = 76$  см) в случае одного длинного электрода (красная кривая) и в случае одной секции, расположенной на расстоянии  $z = 73.55$  см (синяя кривая).

Для демонстрации этого эффекта в эксперименте были измерены угловые распределения ТГц излучения, генерируемого при фокусировке лазерных импульсов с энергией 20 мДж линзой с фокусным расстоянием  $f = 2.67$  м в зазор между электродами длиной 47 см и линзами с фокусными

расстояниями 6 и 10 м в зазор между электродами длиной 2 м, см. рис. 4.14(a). Для всех фокусировок при такой энергии лазерного импульса происходило формирование пучка филаментов. Длина филаментов, определённая акустическим методом [131], составляла 1 м при  $f = 2.67$  м, 1.55 м при  $f = 6$  м и 4.53 м при  $f = 10$  м. Таким образом, были измерены диаграммы направленности ТГц источников длиной 47 см, 1.55 и 2 м, см. черные квадраты, красные круги и синие треугольники на рис. 4.14(a), соответственно. Угловые распределения ТГц излучения множества одноцветных филаментов, помещённых во внешнее электростатическое поле качественно совпадают со случаем одного филамента: диаграмма направленности в обоих случаях имеет унимодальное распределение с максимумом на оси [ср. рис. 4.2 и 4.14(a)]. Угловые диаграммы для 1.55-м и 2-м ТГц источников практически совпадают, угловая расходимость составляет  $\sim 14^\circ$ . В случае короткого ТГц источника угловая диаграмма становится шире и расходимость ТГц излучения составляет  $\sim 17^\circ$ .

Для анализа спектрального состава ТГц излучения одноцветных филаментов во внешнем электростатическом поле в измерительном блоке был собран интерферометр Майкельсона. С помощью преобразования Фурье из автокорреляционных функций были получены спектры ТГц сигнала [рис. 4.14(б)]. Вне зависимости от длины ТГц источника спектр имеет максимум на частоте  $\sim 0.1$  ТГц и спадает до уровня шума к  $\sim 0.5$  ТГц. Таким образом, представленные на рис. 4.14(a) диаграммы направленности соответствуют частоте  $\sim 0.1$  ТГц.

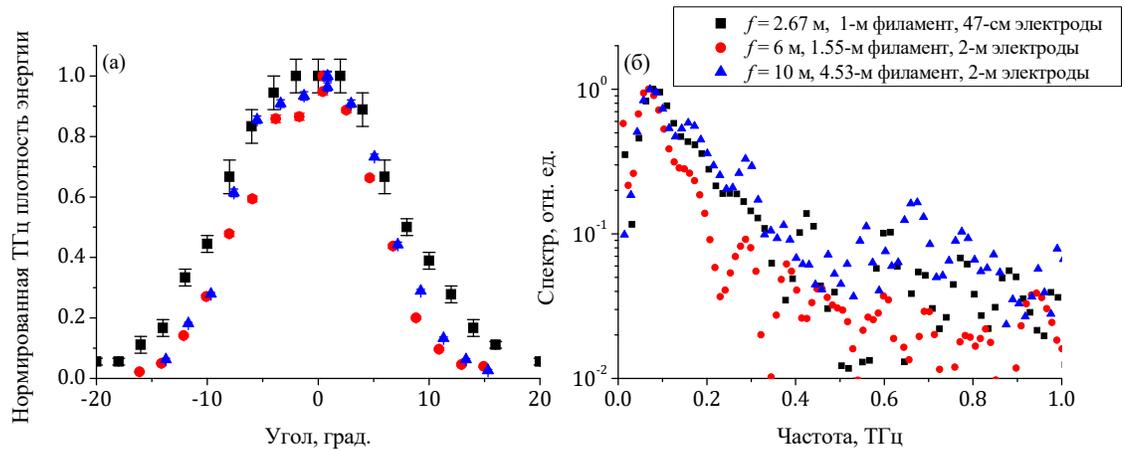


Рис. 4.14. Измеренные в эксперименте (а) угловые распределения ТГц излучения и (б) нормированные спектры в случае фокусировки лазерных импульсов с энергией 20 мДж линзой с фокусным расстоянием  $f=2.67$  м в зазор между электродами длиной 47 см (чёрные квадраты) и линзами с фокусными расстояниями 6 и 10 м в зазор между электродами длиной 2 м (красные круги и синие треугольники, соответственно).

#### §4.6. Выводы по главе

В количественном согласии между самосогласованным численным моделированием и экспериментом, поставленным в группе в ФИАН в группе проф. А.А. Ионина и д.ф.-м.н. Л.В. Селезнева, показано, что по мере роста частоты ТГц излучения филамента, помещенного во внешнее электростатическое поле, относительная интенсивность ТГц излучения на оси пучка непрерывно уменьшается, что обеспечивает плавный переход от распределения с плоской вершиной в низких частотах  $\nu \lesssim 1$  ТГц к кольцевому распределению при  $\nu \sim 10$  ТГц. Физическая причина формирования кольцевого углового распределения в высокочастотной части ТГц спектра состоит в деструктивной интерференции на оси лазерного пучка ТГц волн, испускаемых фронтом ионизации, распространяющемся со сверхсветовой скоростью.

В качественном согласии между самосогласованным численным моделированием и экспериментом, поставленным в группе проф. А.Б. Савельева-Трофимова (МГУ), показано, что в случае длинного

филамента длина ТГц источника определяется не длиной самого филамента, а размером области плазменного канала, находящегося во внешнем электростатическом поле, что соответствует длине электродов, если они короче филамента, и длине филамента, если они длиннее. При этом увеличение длины электродов при фиксированной длине плазменного канала вплоть до его длины приводит к сужению диаграммы направленности ТГц излучения и аддитивному увеличению его энергии.

## 5. Частотно-угловой состав терагерцового излучения двухцветного фемтосекундного филамента

Несмотря на более высокую эффективность конверсии оптического излучения в терагерцовое в случае одноцветного филамента, помещённого во внешнее поле, по сравнению с одноцветным филаментом без внешнего поля, она не превосходит  $10^{-5}$ . Дальнейшее увеличение эффективности оптического излучения в ТГц возможно при использовании двухцветного филамента в качестве источника ТГц излучения [69]. При использовании титан сапфирового (Ti:Sapphire) лазера накачки (0.8 + 0.4 мкм) эффективность конверсии в ТГц диапазон достигает 0.01 – 0.1% от начальной энергии лазерного импульса, а для инфракрасной накачки (4 + 2 мкм) — нескольких процентов [6–8].

В последние годы возрос интерес к изучению ТГц генерации в двухцветной схеме с соотношением частот затравки  $\omega_s$  и накачки  $\omega_0$  отличным от двойки ( $\omega_s \neq 2\omega_0$ ). Теоретические работы [132–134] предсказывают эффективную генерацию ТГц излучения для частот затравки  $\omega_s = \omega_0/2$ ,  $\omega_s = \omega_0/4$ ,  $\omega_s = 3\omega_0/2$ , и т.д. Терагерцовое излучение двухцветного филамента с такими соотношениями  $\omega_s/\omega_0$  наблюдалось экспериментально в работах [135,136]. Согласно [133], эффективность генерации ТГц излучения выше для соотношений частот  $\omega_s/\omega_0 = \alpha < 1$  по сравнению с обратной величиной  $\omega_s/\omega_0 = \alpha^{-1} > 1$ . Например, схема 0.8 + 1.6 мкм ( $\alpha = 1/2$ ) в 2 – 3 раза эффективнее, чем схема 0.8 + 0.4 мкм ( $\alpha^{-1} = 2$ ). Это выглядит соответствующим экспериментально измеренному увеличению эффективности конверсии в ТГц диапазон для более длинноволновых лазерных систем [6–8]. Тем не менее, моделирование [133] было выполнено в соответствии с точечной моделью (без учета распространения излучения) для импульсов накачки и затравки гауссовой формы и равной интенсивности 100 ТВт/см<sup>2</sup>. Последнее условие далеко от экспериментов в данной области. Например, в эксперименте [135] энергия затравки составляла лишь несколько процентов от энергии накачки.

В параграфе 5.1 изложены результаты численного моделирования генерации ТГц излучения при филаментации двухцветных импульсов с различным соотношением частот затравки и накачки при существенно большей энергии импульса накачки, чем импульса затравки, что характерно для эксперимента.

#### §5.1. Энергия терагерцового излучения двухцветного филамента при различных отношениях частот импульсов накачки

Нестационарный фототок свободных электронов является основным источником ТГц излучения филамента [82] и описывается уравнением (2.10). Для типичных интенсивностей в филаменте  $\sim 100$  ТВт/см<sup>2</sup> такая полуклассическая модель локального отклика среды отлично согласуется с прямым решением уравнения Шрёдингера (TDSE) [133,137]. Локальная в пространстве модель, не учитывающая распространение импульса, позволяет качественно описать спектр и поляризацию [80,135,138] ТГц излучения, а также зависимость эффективности генерации ТГц излучения от соотношения фаз между накачкой и затравкой [73,75].

Из модели фототока и экспериментов [75] хорошо известна синусоидальная зависимость энергетического выхода ТГц излучения от относительной фазы между импульсом накачки  $E_0(\tau) \cos(\omega_0\tau)$  и импульсом затравки  $E_s(\tau) \cos(\omega_s\tau + \varphi)$ :

$$W_{\text{THz}}(\varphi) = A \sin\left(\frac{2\pi}{\Phi} \varphi - \varphi_0\right) + B, \quad (5.1)$$

где период  $\Phi$  зависит от соотношения между частотами  $\omega_0$  и  $\omega_s$  и в случае  $\omega_s = 2\omega_0$  составляет  $\pi$ , см. уравнение (2.15). В эксперименте фаза  $\varphi$  обычно подбирается так, чтобы максимизировать ТГц сигнал  $W_{\text{THz}}^{(\max)} = A + B$ . Алгоритм оценки энергии ТГц излучения в моделировании, описанный в §2.4, может быть применен для произвольного отношения частот накачки и затравки с той разницей, что сначала необходимо определить период  $\Phi$  для конкретной пары  $\omega_0$  и  $\omega_s$  с помощью модели нестационарного фототока (2.10), а затем выполнить три расчёта на основе URPE с начальными фазами  $\varphi$ ,

отстоящими на  $\Phi/3$ . После этого параметры  $A$ ,  $B$ ,  $\varphi_0$  определяются с помощью формул (2.17).

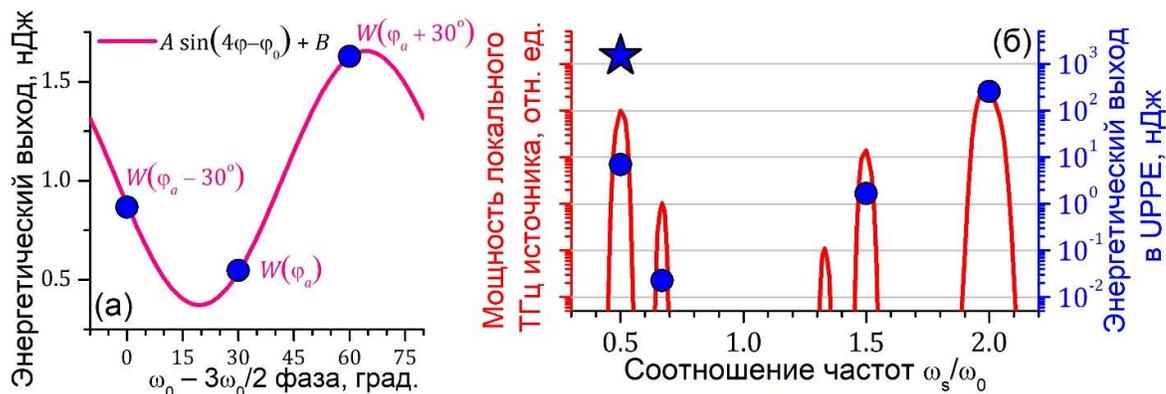


Рис. 5.1. (а) Зависимость энергии ТГц излучения от относительной фазы между импульсом накачки на 0.8 мкм и импульсом затравки на 0.53 мкм (период  $\Phi = \pi/2 = 90^\circ$ ). (б) Сравнение энергии ТГц излучения, посчитанной по модели нестационарного фототока (2.10) (красная кривая, левая ось), с результатами URPE моделирования (синие круги, правая ось) для различных соотношений частот  $\omega_s/\omega_0$  излучения накачки с фиксированной длиной волны 0.8 мкм и затравки. Каждый синий круг в URPE моделировании получен из трёх расчётов с начальными относительными фазами  $\varphi$  между  $\omega_0$  и  $\omega_s$ , сдвинутыми на треть периода  $\Phi$  синусоидальной зависимости [см. пример (а)]. Синяя звезда на панели (б) получена в URPE моделировании с накачкой на 1.6 мкм и затравкой на 0.8 мкм.

Было проведено моделирование в условиях, близких к экспериментальным [86,135]: импульсы накачки с длиной волны 0.8 мкм, энергией 1.4 мДж, длительностью 125 фс и затравки с центральной длиной волны  $\lambda_s$  (1.6, 1.2, 0.53 и 0.4 мкм), энергией 10 мкДж, длительностью 85 фс и диаметром пучка 3 мм фокусировались в атмосферный воздух линзой с фокусным расстоянием 15 см. Оба импульса были гауссовыми в пространстве и времени. Для уменьшения времени счёта был выполнен перенос начальных условий из плоскости  $z = 0$  в плоскость  $z = 12$  см аналогично работе [105]. Для каждого значения  $\lambda_s$  было проведено три расчёта с различными начальными фазами для получения корректного значения энергии ТГц излучения, см. пример восстановленной синусоидальной зависимости  $W_{\text{THz}}(\varphi)$  на Рис. 5.1(а).

Исследуем локальный отклик среды в случае туннельной ионизации на основе модели нестационарного фототока (2.10) при существенно отличающихся интенсивностях накачки и затравки, что характерно для эксперимента. Зададим интенсивность затравки  $I_s$  равной  $1 \text{ ТВт/см}^2$ , сохраняя интенсивность накачки  $I_0 = 100 \text{ ТВт/см}^2$ . Полученный относительный энергетический выход ТГц излучения локального источника показан красной кривой на Рис. 5.1(б) в зависимости от соотношения частот затравки и накачки  $\omega_s/\omega_0$  в диапазоне от 0.4 до 2.2 с шагом 0.01 (длина волны  $\lambda_s$  варьировалась от 2 до 0.35 мкм). Пики соответствуют рациональным соотношениям  $\omega_s/\omega_0$  1/2, 2/3, 4/3, 3/2, 2/1 в согласии с работой [133].

Энергия ТГц излучения в конце плазменного канала филамента, полученная в  $3D + t$  моделировании для различных соотношений частот затравки и накачки  $\omega_s/\omega_0$ , показана синими кругами на Рис. 5.1(б). Наибольшая энергия ТГц излучения достигается для частот затравки  $\omega_s = 2\omega_0$  и  $\omega_s = \omega_0/2$  в согласии с результатами модели нестационарного фототока (2.10). Однако при учете распространения соотношение частот  $\omega_s/\omega_0 = 1/2$  соответствует на порядок меньшей эффективности, чем в точечной модели. Так, в модели нестационарного фототока энергия ТГц источника для половинной частоты затравки (0.8 + 1.6 мкм) в три раза меньше, чем для удвоенной частоты затравки (0.8 + 0.4 мкм), в то время как уравнения распространения демонстрируют различие в 37 раз, 7 и 260 нДж соответственно. Различие результатов, полученных для локального ТГц генератора и в полном моделировании UPPE, вызвано эффектами распространения.

Для исследования причины столь значительного уменьшения эффективности генерации ТГц излучения рассмотрим пространственно-временные распределения импульсов накачки и затравки (Рис. 5.2). Высокоинтенсивный импульс накачки на 0.8 мкм имеет практически одинаковые пространственно-временные распределения интенсивности для всех четырёх изученных случаев и практически не меняется под действием

слабой затравки (Рис. 5.2, красные контуры). Распределения импульса затравки в свою очередь существенно отличаются для случаев низко- (Рис. 5.2, левая колонка, серые контуры) и высокочастотной затравки (Рис. 5.2, правая колонка, серые контуры). Низкочастотная затравка сильно расходится с оси распространения импульса накачки  $r = 0$ . Таким образом, перекрытие между импульсами затравки и накачки уменьшается, что снижает эффективность конверсии в ТГц излучение. Напротив, высокочастотная затравка остаётся на оси пучка (Рис. 5.2, правая колонка, серые контуры), поскольку дефокусировка в плазме менее выражена для высоких частот (плазменный вклад в показатель преломления  $\propto \omega^{-2}$ ).

Стоит отметить, что среди возможных двухцветных  $\omega_0 + \omega_s$  филаментов, только случай  $\omega_s = 2\omega_0$  может быть экспериментально реализован в виде однопучковой схемы, то есть кристалл для удвоения частоты может быть помещен в лазерный пучок между линзой и плазменным каналом. Во всех других случаях ( $\omega_s \neq 2\omega_0$ ) необходима параметрическая генерация, подразумевающая разделение пучка, генерацию импульса затравки на выбранной частоте  $\omega_s$  в независимом плече и его совмещение с накачкой. Временную задержку между импульсами накачки и затравки можно контролировать только в случае двухпучковой схемы, и это также позволяет увеличить ТГц выход, подобрав оптимальную задержку (см. рис. 2 в [86]). Поскольку воздух является средой с нормальной дисперсией групповой скорости, оптимальная временная задержка в случае высокочастотной затравки ( $\omega_s > \omega_0$ ) достигается, когда затравка проходит через финальную линзу раньше, чем накачка. В этом случае накачка догонит затравку в фокальной области, что увеличит область перекрытия и, соответственно, эффективность ТГц генерации. Напротив, импульс низкочастотной затравки ( $\omega_s < \omega_0$ ) для компенсации эффекта группового разбегания в области генерации необходимо сделать отстающим во времени. Однако в таком случае затравка будет распространяться через плазму, наведённую накачкой, ещё более рассеиваясь на ней.

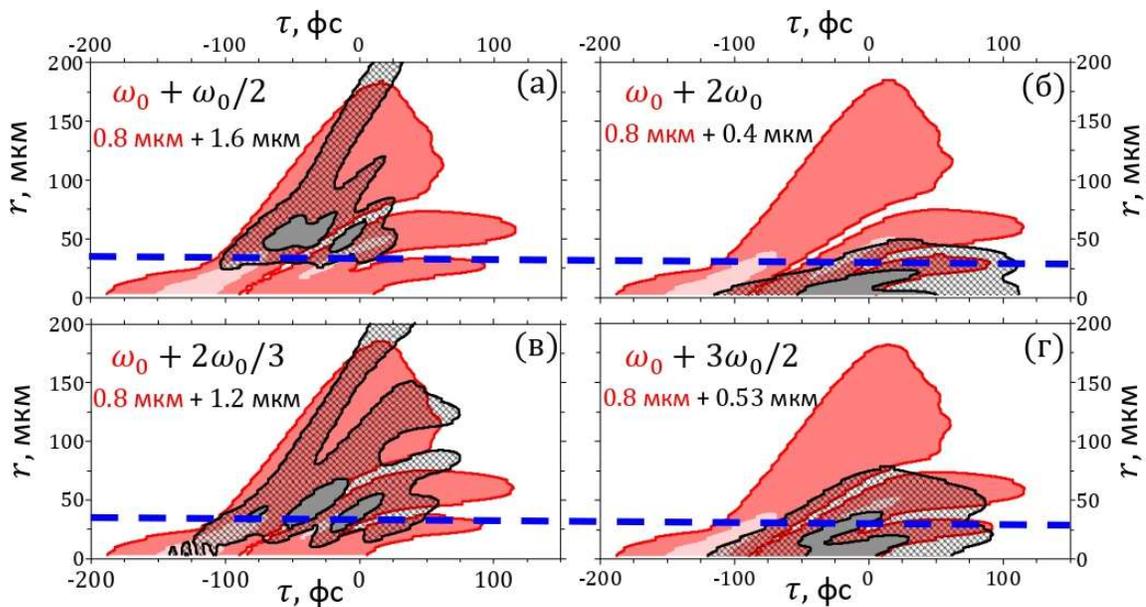


Рис. 5.2. Пространственно-временные распределения интенсивности в двухцветной схеме для комбинаций длин волн 0.8 + 1.6 мкм (а), 0.8 + 0.4 мкм (б), 0.8 + 1.2 мкм (в), 0.8 + 0.53 мкм (г). Красные контуры соответствуют импульсу накачки на 0.8 мкм, а серые — импульсу затравки. Синие штриховые линии соответствуют плотности плазмы  $5.4 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (максимальная плотность плазмы на оси  $2.3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ).

В случае если плазменный канал филамента создаётся низкочастотным импульсом с центральной длиной волны 1.6 мкм, а импульс на длине волны 0.8 мкм не имеет достаточно энергии для ионизации среды, энергия ТГц излучения возрастает в 200 раз, что показано в полном URPE моделировании (Рис. 5.1(б), ср. синие круг и звезду для комбинации 1.6 + 0.8 мкм). В самом деле, поскольку низкочастотный импульс становится источником плазмы, а высокочастотный распространяется в этой плазме, эффект утекания затравки с оси ослабевает, поскольку оптическая сила «плазменной линзы» обратно пропорциональна квадрату частоты ( $\propto \omega^{-2}$ ). Более того, перенос центральной длины волны накачки в инфракрасную область (с 0.8 мкм до 1.6 мкм), обеспечивает увеличение энергетического выхода ТГц излучения в 5 раз по сравнению с традиционной схемой 0.8 + 0.4 мкм вследствие большего отклика плазмы [139].

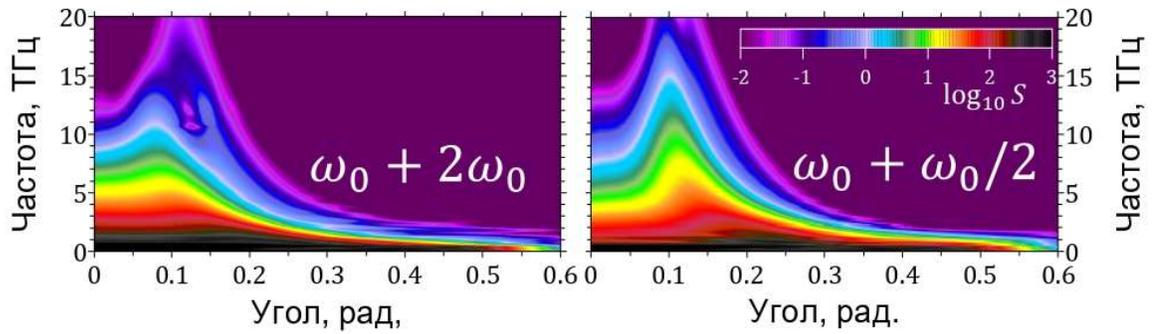


Рис. 5.3. Частотно-угловые распределения ТГц излучения в двухцветной схеме для комбинаций длин волн  $0.8 + 0.4$  мкм (слева) и  $0.8 + 1.6$  мкм (справа). Длина волны импульса накачки  $0.8$  мкм.

Экспериментальная регистрация полной энергии генерируемого ТГц излучения может быть затруднительна ввиду его сильной расходимости. Однако, для наиболее эффективных схем генерации ( $0.8 + 0.4$  мкм и  $0.8 + 1.6$  мкм) частотно-угловые спектры практически идентичны (Рис. 5.3): ТГц излучение в обоих случаях распространяется в конус с углом раствора  $\sim 0.12$  рад. Таким образом, схема регистрации ТГц излучения, используемая для случая двухцветной филаментации на  $0.8 + 0.4$  мкм может быть использована для регистрации ТГц излучения и в случае другой комбинации длин волн  $0.8 + 1.6$  мкм.

Схожесть частотно-угловых спектров для одинаковых длин волн накачки и разных длин волн затравки может быть объяснена следующим образом. В экспериментах по генерации ТГц излучения из двухцветного филамента [82,86] и в нашем моделировании, проведённом в условиях этих экспериментов, плазменный канал имеет длину  $\sim 1$  см, меньшую длины дефазировки  $l_d = (\lambda_0/2)(n(\omega_s) - n(\omega_0))^{-1} \approx 2$  см для  $0.8 + 0.4$  мкм двухцветного импульса [79] и  $\sim 8$  см для  $0.8 + 1.6$  мкм. Терагерцовое излучение, сформированное каждой отдельной точкой такого короткого плазменного канала и распространяющееся вперёд, не испытывает деструктивной интерференции [79]. Поэтому в поперечном распределении ТГц излучения не формируются интерференционные кольца под углами, соответствующими неколлинеарному фазовому синхронизму [79]. Доминирующим физическим

механизмом, который в этом случае определяет расходимость ТГц излучения с оси распространения, является деструктивная интерференция ТГц волн, излученных фронтом ионизации, движущимся со сверхсветовой скоростью, который формируется накачкой на длине волны 0.8 мкм с интенсивностью в сто раз выше интенсивности импульса затравки. Таким образом, излучение затравки для всех изученных частот не влияет на пространственно-временные распределения импульса накачки (Рис. 5.2, красные контуры) и соответствующие им плазменные каналы. Как следствие, у генерируемого ТГц излучения формируются схожие частотно-угловые распределения, не зависящие от частоты затравки, что показано на Рис. 5.3.

Итак, наиболее эффективным с точки зрения генерации ТГц излучения является именно использование импульса затравки на удвоенной частоте накачки. Эта схема является в целом хорошо исследованной. Тем не менее, форма диаграмм направленности излучения двухцветного филамента с частотой  $\nu \lesssim 3$  ТГц до настоящего времени систематически не исследована — в экспериментах [10,83,140] наблюдались угловые распределения ТГц излучения данного спектрального диапазона с максимумом на оси, тогда как в работах [74,79,141,142] зарегистрировано ТГц излучение с кольцевым профилем пучка.

В последующих параграфах систематически исследована направленность низкочастотного ( $\lesssim 3$  ТГц) терагерцового излучения двухцветного ( $\omega_0 + 2\omega_0$ ) филамента.

#### §5.2. Эксперимент по измерению разрешенных по частоте диаграмм направленности терагерцового излучения двухцветного филамента

В Физическом институте им. П.Н. Лебедева (группа проф. А.А. Ионина и д.ф.-м.н. Л.В. Селезнева) на установке, показанной на Рис. 5.4, были измерены угловые распределения ТГц излучения двухцветного фемтосекундного филамента в области  $\nu \lesssim 1$  ТГц. Относительная фаза между импульсами основной и второй гармоник варьировалась путем изменения положения кристалла ВВО, генерирующего вторую гармонику. В результате

распределения плотности энергии ТГц излучения трансформировались от кольцевых распределений к распределениям, имеющим форму кольца с дополнительным максимумом на оси лазерного пучка.

В эксперименте (рис. 5.4) мы использовали лазерное излучение с длиной волны 744 нм, длительностью импульса по половине высоты 90 фс, энергией до ~6 мДж и частотой следования 10 Гц (лазерная система «Старт-248» от ООО «Авеста», Россия). Импульсы были линейно поляризованы в горизонтальной плоскости. Диаметр пучка на выходе лазерной системы был 8 мм (по уровню  $e^{-1}$ ). Для очистки излучения от мод высоких порядков, пучок диафрагмировался апертурой диаметром  $2a_0 = 6$  мм, расположенной на расстоянии  $z_1 = 285$  см от выхода компрессора. Энергия фемтосекундного излучения варьировалась дифракционным ослабителем, измерения проводились с ~1-мДж пучком после апертуры.

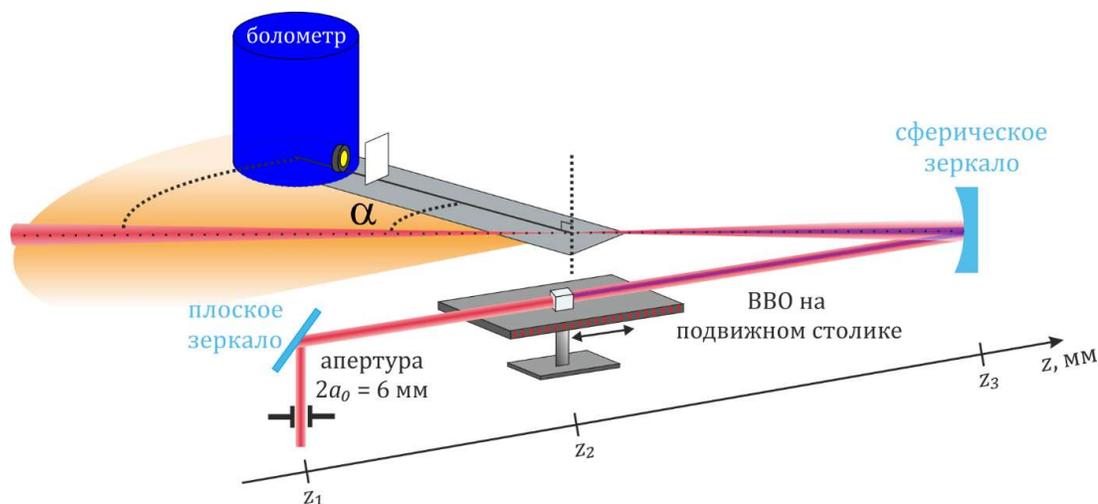


Рис. 5.4. Экспериментальная установка. Конец двухцветного филамента располагался на оси вращения поворотного столика, на котором закреплялся болометр. Расстояния от выхода из компрессора  $z_1 = 285$  см,  $z_2 = 350$  см и  $z_3 = 366$  см соответствуют положениям апертуры, ВВО на подвижном столике и сферического зеркала. Шаг перемещения ВВО по подвижному столику составлял 3 мм.

Для формирования двухцветного излучения пучок основной гармоники распространялся через кристалл ВВО (первого типа, толщиной 150 мкм), в результате чего генерировалась вторая гармоника с энергией ~50 мкДж. Ее

поляризация была линейной, угол между поляризациями основной и второй гармониками составлял  $30^\circ$ . Кристалл ВВО размещался на подвижной стойке на расстоянии  $z_2 = 350$  см от выхода компрессора (центральная позиция на стойке соответствовала смещению кристалла  $\Delta z_2 = 0$ , см. рис. 5.4). Максимальное смещение  $\Delta z_2$  кристалла ВВО относительно центральной позиции составляло 30 мм как в положительном, так и в отрицательном направлениях. Мы варьировали положение  $\Delta z_2$  с шагом 3 мм.

Двухцветный импульс фокусировался с помощью сферического зеркала с фокусным расстоянием 50 см, которое размещалось на расстоянии  $z_3 = 366$  см от выхода компрессора. Филамент длиной  $\sim 4$  см формировался в окрестности геометрического фокуса зеркала. Он являлся источником ТГц излучения, регистрируемого сверхпроводящим NbN болометром Scontel. Перед входным окном болометра размещались тефлоновая пластинка (для отсечения лазерного излучения) и полосовые фильтры с центральными частотами  $\nu = 0.3, 0.5$  и  $1$  ТГц, характеристики которых приведены в Таблице 3.1.

Болометр с фильтрами был размещен на поворотном столике длиной 40 см. Столик вращался на угол  $\alpha$  вокруг вертикальной оси, проходящей через геометрический фокус сферического зеркала, с шагом  $\Delta\alpha = 2^\circ$ . Размер входного окна болометра составляет 1 см, что в условиях нашего эксперимента обеспечивает угловое разрешение регистрирующей системы, равное  $1.5^\circ$ . Для каждого фильтра мы измерили зависимости плотности энергии ТГц излучения  $W_{\text{THz}}$  от положения  $\Delta z_2$  кристалла ВВО для конкретных углов  $\alpha$  (рис. 5.5) и  $1D$  угловые распределения  $W_{\text{THz}}(\alpha)$  для заданных значений  $\Delta z_2$  (рис. 5.6).

В первой серии экспериментов мы зафиксировали положение болометра на оси лазерного пучка ( $\alpha = 0^\circ$ ) и варьировали положение  $\Delta z_2$  кристалла ВВО, чтобы получить зависимость плотности энергии ТГц сигнала  $W_{\text{THz}}(\Delta z_2)$  на частотах  $\nu = 0.3$  и  $1$  ТГц, см. чёрные квадраты на рис. 5.5. Для обеих частот

плотность энергии  $W_{\text{THz}}$  испытывает колебания с периодом, равным длине дефазировки  $\sim 25$  мм между 744-нм и 372-нм волнами [79]. В процессе колебаний ТГц сигнал на оси пучка падает до уровня шума: контраст зависимости  $W_{\text{THz}}(\Delta z_2)$  равен  $0.80 \pm 0.08$  для  $\nu = 0.3$  ТГц и  $0.3 \pm 0.2$  для  $\nu = 1$  ТГц. Таким образом, ТГц излучение двухцветного филамента на оси пучка существенно зависит от фазы между импульсами основной и второй гармоник.

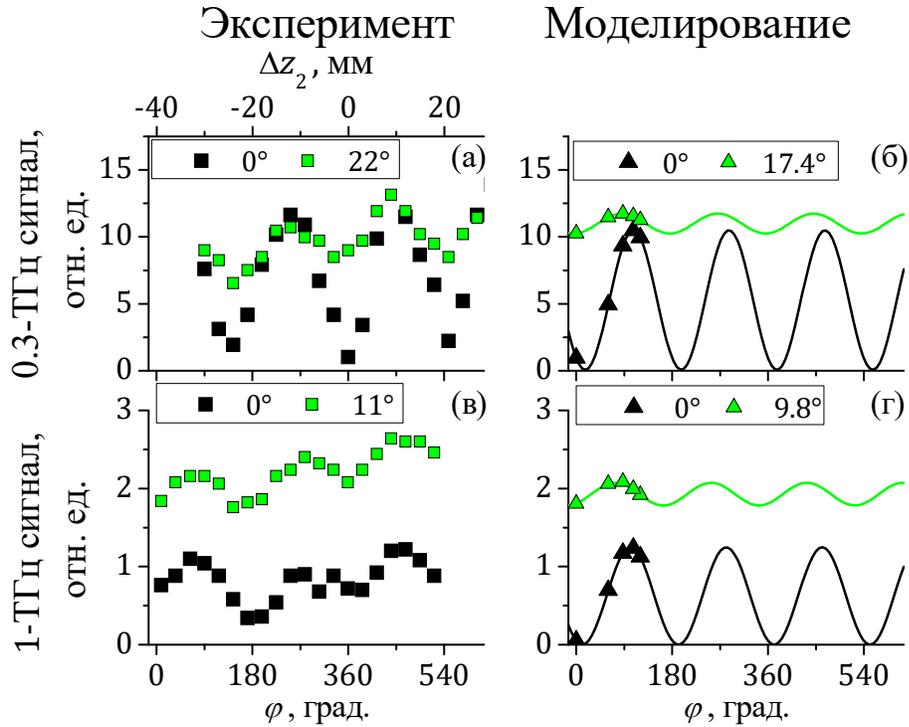


Рис. 5.5. Зависимости плотности энергии ТГц излучения от положения кристалла ВВО для частот  $\nu = 0.3$  ТГц (а), (в) и  $\nu = 1$  ТГц (б), (г) на оси ( $\alpha = 0^\circ$ , чёрные символы) и в кольце (зелёные символы), полученные в эксперименте (левый столбец) и в моделировании (правый столбец). Сплошные кривые в правом столбце — аппроксимация полученных в моделировании значений энергии ТГц излучения согласно формуле (2.15).

В следующей серии мы измерили угловые распределения  $W_{\text{THz}}(\alpha)$  на частотах  $\nu = 0.3, 0.5$  и  $1$  ТГц (см. рис. 5.6) для положений кристалла ВВО  $\Delta z_2$ , соответствующих максимуму или минимуму энергии осевой компоненты ТГц излучения. Коническое распределение ТГц излучения наблюдается на всех изученных частотах при минимальном выходе ТГц излучения на оси пучка (правый столбец на рис. 5.6). В случае максимального выхода ТГц излучение

также распространяется в конус (левый столбец на рис. 5.6), однако появляется яркий максимум на оси пучка, т.е.  $1D$  диаграмма направленности имеет три максимума. Соответствующее ей  $2D$  угловое распределение представляло бы собой кольцо с дополнительным максимумом на оси. Таким образом, в отличие от осевой ( $\alpha \sim 0^\circ$ ) компоненты, ТГц излучение, распространяющееся в конус, практически одинаково для фазы между оптическими гармониками, соответствующей как максимальной, так и минимальной плотности энергии ТГц излучения, распространяющегося вдоль оси лазерного пучка.

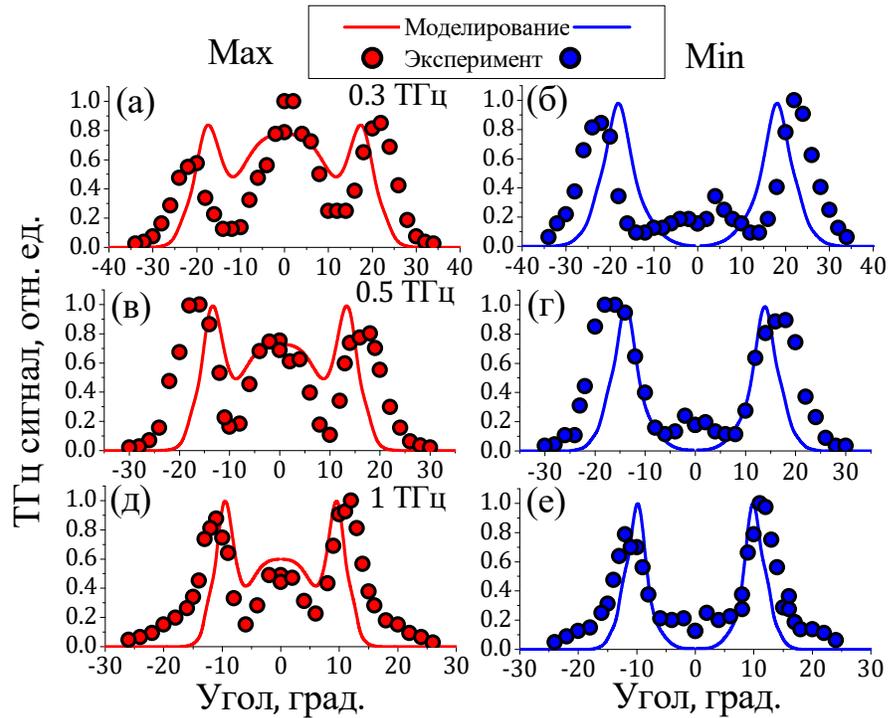


Рис. 5.6. Угловые распределения плотности энергии ТГц излучения для положений кристалла ВВО, соответствующих максимальному (левый столбец) и минимальному (правый столбец) значениям энергии излучения с частотой  $\nu = 0.3$  ТГц (а, б),  $\nu = 0.5$  ТГц (в, г) и  $\nu = 1$  ТГц (д, е), полученные в эксперименте (символы) и в моделировании (кривые).

Чтобы подтвердить слабую зависимость интенсивности ТГц излучения, распространяющегося в конус, от фазы между основной и второй гармониками, мы зафиксировали болометр под углом  $\alpha$ , соответствующем максимуму кольцевой структуры ( $22^\circ$  и  $11^\circ$  на частотах  $\nu = 0.3$  и  $1$  ТГц, соответственно), и измерили ТГц сигнал в зависимости от смещения  $\Delta z_2$  кристалла ВВО, см. зелёные квадраты на рис. 5.5. По сравнению с осевым ТГц

излучением в кольцах колебания в зависимостях  $W_{\text{THz}}(\Delta z_2)$  выражены гораздо слабее: контраст в них равен  $0.20 \pm 0.06$  для  $\nu = 0.3$  ТГц и  $0.11 \pm 0.04$  для  $\nu = 1$  ТГц.

### §5.3. Влияние сдвига фаз между оптическими гармониками на диаграммы направленности терагерцового излучения

Для моделирования генерации ТГц излучения при двухцветной филаментации мы использовали однонаправленное уравнение распространения (2.2), подробно описанное в главе 2. Для корректного учета условий эксперимента мы провели моделирование распространения на всем оптическом пути от компрессора лазерной системы ( $z = 0$ ), в качестве начальных условий выбрав широкий (радиус  $a_0 = 4$  мм) низкоинтенсивный пучок с гауссовым профилем, что позволило нам выполнять моделирование в приближении  $\hat{j}(\omega, k_r, z) = 0$ . Пучок проходил через апертуру на расстоянии  $z = z_1$ , а затем кристалл ВВО на расстоянии  $z = z_2$ . Апертура моделировалась умножением поля на  $\exp[-r^{16}/a_{ap}^{16}]$ , где радиус апертуры составлял  $a_{ap} = 3$  мм. Кристалл ВВО являлся источником импульса второй гармоники (372 нм, 50 мкДж), огибающая которого  $\mathcal{A}_2(\tau, r, z = z_2)$  пропорциональна  $\mathcal{A}_1^2(\tau, r, z = z_2)$ , где  $\mathcal{E}_1$  — огибающая импульса накачки (744 нм, 1 мДж, 90 фс). Тогда поле на расстоянии  $z = z_2$  может быть записано следующим образом:

$$E(\tau, r, z = z_2) = \frac{1}{2} \mathcal{A}_1(\tau, r) \exp(i\omega_0\tau) + c. c. + \frac{1}{2} \mathcal{A}_2(\tau, r) \exp(2i\omega_0\tau + i\varphi) + c. c., \quad (5.2)$$

где частота  $\omega_0$  соответствовала длине волны 744 нм. Двухцветный импульс распространялся в линейном режиме до сферического зеркала, расположенного на расстоянии  $z = z_3$ , влияние которого описывалось фактором  $\exp[i\omega r^2/(2cf)]$  в частотном пространстве  $(\omega, r, z)$ , где  $f = 50$  см — фокусное расстояние зеркала.

Для уменьшения времени вычислений, мы перенесли начальные условия со сферического зеркала, находящегося в плоскости  $z = z_3$  на

плоскость  $z = z_3 + (15/16)f$ , используя аналитическое решение уравнения (2.2) при  $J = 0$ .

Чтобы количественно воспроизвести результаты измерений низкочастотного ТГц излучения ( $\nu \leq 1$  ТГц), генерируемого в двухцветном филаменте, необходимо провести моделирование с высоким спектральным разрешением  $\sim 0.01$  ТГц. В связи с этим начиная с расстояния  $z_0$  решалась система (2.19)-(2.20) с  $\Omega^{(\text{THz})}$  равной 95 ТГц. Уравнение (2.20) решалось на частотной сетке с разрешением  $95 \text{ ТГц}/2^{13} \approx 0.01$  ТГц и  $r$ -сетке размером 10 мм с  $5 \times 10^3$  узлов, а уравнение (2.19) — на частотной сетке с разрешением  $3 \text{ ПГц}/2^{12} \approx 0.74$  ТГц и  $r$ -сетке размером 2 мм с  $10^3$  узлов. Узлы  $r$ -сеток совпадали при  $r < 2$  мм.

Энергия ТГц излучения, генерируемого в двухцветном филаменте, зависит от относительной фазы  $\varphi$  между импульсами основной и второй гармоник в соответствии с уравнением (2.15), см. параграф 2.4 главы 2. Для определения трёх параметров  $A$ ,  $B$  и  $\varphi_0$  в уравнении (2.15) необходимо провести три расчёта на основе UPPE с фазами  $\varphi = 0, 60^\circ$  и  $120^\circ$  в начальных условиях (5.2). По этим трём расчетам можно восстановить полную зависимость  $W_{\text{THz}}(\varphi)$ .

Используя описанную выше процедуру, мы воспроизвели зависимость (2.15), см. рис. 5.5(в, г), и нашли фазу  $\varphi^{(\text{max})}$ , при которой энергия ТГц излучения, распространяющегося в переднюю полусферу, максимальна. Чтобы изучить влияние относительной фазы  $\varphi$  на угловые распределения ТГц излучения двухцветного филамента в воздухе, мы в согласии с экспериментом провели моделирование двухцветной филаментации для начальной относительной фазы  $\varphi$ , соответствующей максимальной и минимальной полной (проинтегрированной по всем направлениям) энергии ТГц излучения, т.е.  $\varphi = \varphi^{(\text{max})}$  и  $\varphi = \varphi^{(\text{min})} = \varphi^{(\text{max})} - 90^\circ$ , см. рис. 5.6.

Самосогласованное моделирование ТГц генерации в двухцветном филаменте с помощью уравнения распространения в условиях эксперимента

отлично воспроизводит наблюдаемое в эксперименте влияние фазы  $\varphi$  на ТГц диаграммы направленности: кольцевое распределение с максимумом на оси, подобное символу  $\odot$ , для  $\varphi = \varphi^{(\max)}$  и полый конус для  $\varphi = \varphi^{(\min)}$ , а также сильную и слабую зависимость интенсивности ТГц излучения на оси пучка и в кольце от фазы  $\varphi$  (см. рис. 5.5 и 5.6).

Кольца в угловых распределениях ТГц излучения, интенсивность в которых слабо зависит от  $\varphi$ , хорошо согласуются с предсказаниями интерференционной модели [79] для длинного филамента. Согласно работе [79] длина дефазировки  $l_d$  уменьшается с ростом концентрации свободных электронов  $N_e$  в плазменном канале филамента. Для фокусного расстояния 50 см концентрация плазмы достигает  $\sim 10^{17}$  см $^{-3}$  (см. рис. 4a), что соответствует  $l_d \sim 15$  мм. Выбор  $L = 3.5$  см [рис. 5.8(a)] и  $l_d = 10$  мм позволяет воспроизвести с помощью интерференционной модели угол, под которым распространяется коническое ТГц излучение, в количественном согласии с  $3D + t$  моделированием, ср. залитые области с линиями на рис. 5.8(в, д). Однако, ТГц сигнал на оси, рассчитанный согласно работе [79] в таких условиях, как минимум на порядок ниже, чем ТГц сигнал в кольце. Таким образом, модель [79] не воспроизводит  $\odot$ -форму ТГц излучения, наблюдаемую в эксперименте и воспроизведённую в  $3D + t$  моделировании. Терагерцовое излучение, распространяющееся в конус, быстро покидает плазменный канал и распространяется линейно в воздухе. Интерференционный интеграл [79] учитывает только линейные эффекты и поэтому воспроизводит только линейно распространяющиеся ТГц компоненты.

#### §5.4. Энергия терагерцового излучения в кольцевой и осевой части пучка при двухцветной филаментации

В хорошем согласии между экспериментом и  $3D + t$  моделированием максимальное отношение между плотностью ТГц энергии на оси пучка и в кольце на частоте  $\nu = 0.3$  ТГц примерно равно единице. С увеличением частоты это отношение уменьшается, однако остаётся  $\sim 0.5$  при  $\nu = 1$  ТГц (см.

рис. 5.6, левый столбец). Поскольку ТГц кольцо занимает гораздо большую область, оно содержит большую долю энергии ТГц излучения. Оценим количественно эту энергию. В эксперименте и моделировании для любой фазы  $\varphi$  между гармониками и любой частоты  $\nu$  ТГц кольцо хорошо видно на угловых распределениях ТГц плотности энергии  $F(\alpha)$ , см. рис. 5.6. Мы вычислили спектральную мощность осевой  $P_a$  и кольцевой  $P_r$  ТГц компонент в предположении осевой симметрии ТГц плотности энергии следующим образом:

$$P_a = 2\pi \int_0^{\alpha_{\min}} F(\alpha) \sin \alpha \, d\alpha, \quad (5.3)$$

$$P_r = 2\pi \int_{\alpha_{\min}}^{\frac{\pi}{2}} F(\alpha) \sin \alpha \, d\alpha,$$

где угол  $\alpha_{\min}(\nu)$  соответствует локальному минимуму на зависимости  $F(\alpha)$  при  $\varphi = \varphi^{(\max)}$ , см. рис. 5.6, левый столбец. Тот же угол  $\alpha_{\min}$  использовался для вычисления ТГц спектральной мощности в кольце для противоположного случая минимальной ТГц энергии (рис. 5.6, правый столбец).

Рисунок 5.7(а) демонстрирует зависимости ТГц спектральной мощности от частоты  $\nu$ , полученной из результатов моделирования по формуле (5.3): синяя и красная кривые соответствуют коническим ТГц компонентам в случае минимальной  $P_r^{(\min)}$  и максимальной  $P_r^{(\max)}$  энергии ТГц излучения, соответственно, а красная пунктирная кривая соответствует осевой ТГц компоненте  $P_a^{(\max)}$ , формирующейся в случае максимальной ТГц энергии (рис. 5.6). В согласии со слабым влиянием фазы  $\varphi$  на коническую ТГц компоненту зависимости  $P_r^{(\min)}(\nu)$  и  $P_r^{(\max)}(\nu)$  являются практически одинаковыми для частот  $\nu = 0.2\text{--}5$  ТГц. В этом спектральном диапазоне осевая ТГц компонента имеет мощность  $P_a^{(\max)}(\nu)$  на порядок меньшую, чем  $P_r^{(\max)}(\nu) \approx P_r^{(\min)}(\nu)$ . В разумном согласии с экспериментом, отношение

$P_a^{(\max)}/P_r^{(\max)}$ , полученное по результатам моделирования, уменьшается до  $\sim 10\%$  с ростом частоты до  $\sim 2$  ТГц [ср. кривую и символы на рис. 5.7(б)]. Таким образом, независимо от фазы  $\varphi$  между гармониками,  $\sim 80\%$  энергии ТГц излучения, генерируемого в длинном ( $L > l_d$ ) двухцветном филаменте, распространяется в конус под углом  $\alpha > 5^\circ$  к оптической оси.

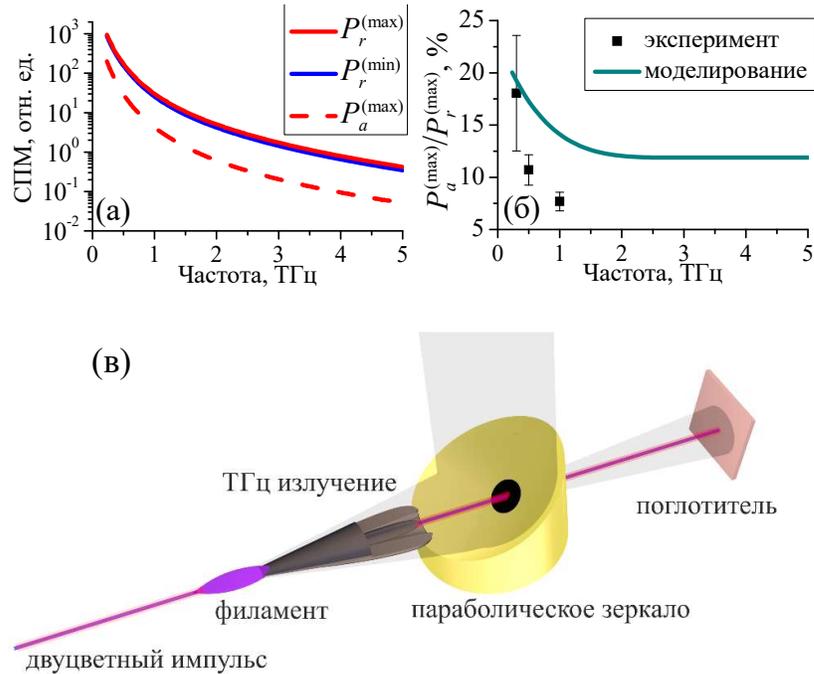


Рис. 5.7. (а) Спектральная плотность мощности (СПМ) кольцевых компонент терагерцового излучения в случае максимума и минимума энергии ТГц излучения. (б) Отношение СПМ ТГц излучения на оси и в кольце, полученное в моделировании (сплошные кривые) и в эксперименте (символы). Иллюстрация возможного использования кольцевой части терагерцового излучения: в то время как центральную часть ТГц пучка сложно отделить от оптического излучения, кольцевая часть будет направлено на исследуемый образец.

Наши измерения проведены с помощью наиболее используемой однопучковой схемы ТГц генерации (см. рис. 5.4), в которой стабильность ТГц волновых форм от импульса к импульсу обеспечивается условием  $\varphi = \text{const}$  для фиксированного положения удваивающего частоту кристалла. Однако существует и двухпучковая схема [73], в которой вторая гармоника генерируется в отдельном плече. Эта схема часто используется для исследований поляризации ТГц излучения двухцветного филамента

[84,135,143]. Преимуществом двухпучковой схемы по сравнению с однопучковой является возможность увеличения энергии генерируемого ТГц излучения путём оптимизации временного перекрытия между основной и второй гармониками с помощью линии задержки [86]. Однако без стабилизации относительной фазы между импульсами накачки и пробным [144], фаза  $\varphi$  меняется случайным образом от 0 до  $360^\circ$ , вследствие чего энергия ТГц пучка меняется от одного лазерного выстрела к другому на порядок [145], и только усредненная по многим выстрелам ТГц энергия имеет физический смысл. Использование независимого от фазы конического ТГц излучения, генерируемого в длинном двухцветном филаменте, уменьшает нестабильность ТГц энергии и, тем самым, повышает отношение сигнал/шум в экспериментах с двухпучковой схемой.

#### §5.5. Влияние длины двухцветного филамента на направленность ТГц излучения

Для исследования влияния длины двухцветного филамента на направленность ТГц излучения мы провели  $3D + t$  моделирование в условиях эксперимента [146], где (800+400)-нм импульс фокусировался в воздух линзой с фокусным расстоянием 30 см. Энергии/длительности основной и второй гармоник составляли 2 мДж/50 фс и 200 мкДж/35 фс, соответственно, диаметр пучка — 1 см. В окрестности геометрического фокуса формировался короткий филамент с длиной  $L \sim 5 \text{ мм} < l_d$  [рис. 5.8(б)].

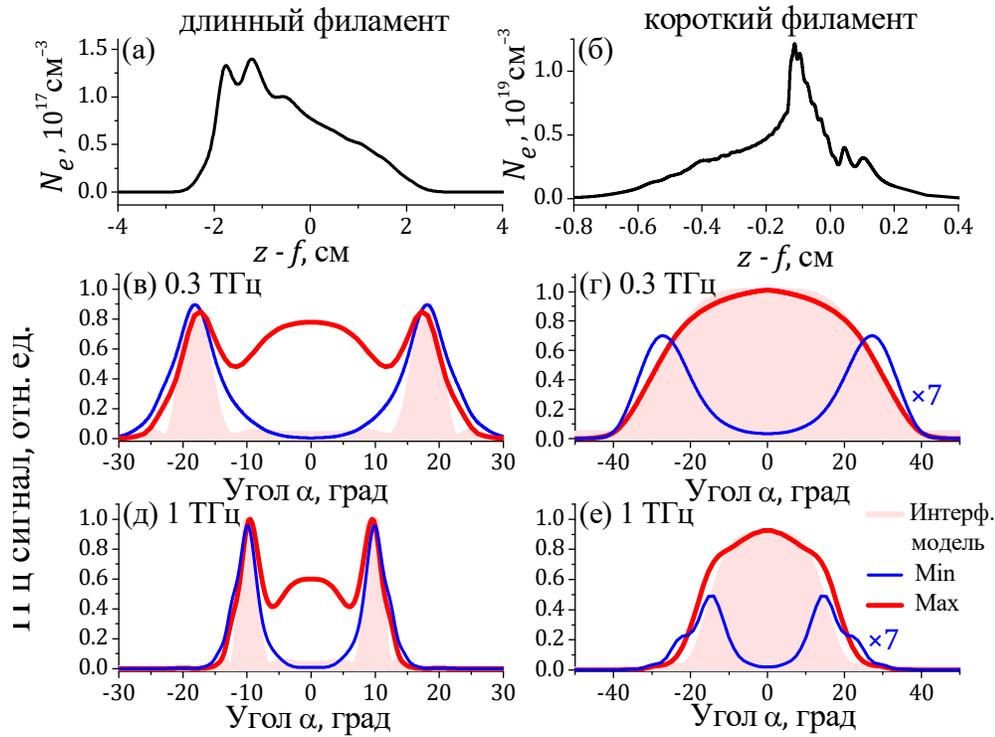


Рис. 5.8. Моделирование длинного ( $L \approx 4$  см, левый столбец) и короткого ( $L \approx 5$  мм, правый столбец) филаментов. (а), (б) Зависимости концентрации плазмы  $N_e$  от координаты распространения  $z$ . Угловые распределения энергии ТГц излучения с частотой 0.3 ТГц (в), (г) и 1 ТГц (д), (е). На (в) – (е) сплошными кривыми показаны результаты  $3D + t$  моделирования с помощью URPE в случае максимальной ( $\varphi = \varphi^{(\max)}$ , красный) и минимальной ( $\varphi = \varphi^{(\min)}$ , синий) энергий ТГц излучения; закрашенными областями показаны угловые распределения, полученные при помощи интерференционной модели [79] в случае максимальной энергии ТГц излучения.

В случае  $\varphi = \varphi^{(\max)}$  спектрально разрешенные диаграммы направленности ТГц излучения представляют собой унимодальное распределение с максимумом на оси без колец, в то время как в противоположном случае  $\varphi = \varphi^{(\min)}$  ТГц излучение распространяется в конус, см. рис. 5.8(г, е). Таким образом, в случае короткого филамента фаза  $\varphi$  между гармониками управляет формой диаграммы направленности ТГц излучения в дальней зоне дифракции аналогично случаю длинного филамента. Отметим, что в отличие от случая длинного филамента изменение фазы  $\varphi$  от  $\varphi^{(\min)}$  до  $\varphi^{(\max)}$  приводит к увеличению энергии ТГц излучения,

генерируемого в коротком двухцветном филаменте, на порядок [ср. красную и синюю линии на рис. 5.8(г, е)], и интерференционная модель [79] отлично согласуется с результатами  $3D + t$  моделирования при  $L = 5$  мм и  $l_d = 10$  мм.

#### §5.6. Выводы по главе

В самосогласованном моделировании были исследованы энергетические характеристики терагерцового излучения двухцветного филамента, сформированного импульсами накачки с частотой  $\omega_0$  (0.8 мкм) и затравки с частотами  $\omega_s = \omega_0/2, 2\omega_0/3, 3\omega_0/2, 2\omega_0$  (1.6, 1.2, 0.53 и 0.4 мкм соответственно). В согласии с  $0D + t$  моделью нестационарного фототока,  $\omega_0 + \omega_0/2$  и  $\omega_0 + 2\omega_0$  схемы являются наиболее эффективными. Однако, поскольку импульс затравки распространяется в плазме, сформированной сильной накачкой, излучение затравки с меньшей частотой ( $\omega_0 + \omega_0/2$  схема) систематически расходится сильнее и имеет меньшее пространственное перекрытие с импульсом накачки в плазменном филаменте в воздухе. Таким образом, затравка с частотой, равной доле основной частоты лазера, не может достичь эффективности генерации ТГц излучения  $\omega_0 + 2\omega_0$  схемы (7 и 260 нДж в наших условиях соответственно). Тем не менее, схема 0.8 + 1.6 мкм выглядит перспективной для эффективной генерации широкополосного ТГц излучения при фокусировке в воздух в случае двухцветного импульса с интенсивной составляющей на длине волны 1.6 мкм и слабой на 0.8 мкм. В численном моделировании показано, что такая схема оказывается в 200 раз более эффективной, чем схема с интенсивной компонентой на 0.8 мкм и слабой на 1.6 мкм и в 5 раз более эффективной, чем классическая схема 0.8 + 0.4 мкм.

В отличном согласии между самосогласованным численным моделированием и экспериментом, поставленным в группе в ФИАН в группе проф. А.А. Ионина и д.ф.-м.н. Л.В. Селезнева, показано, что в случае длинного ( $L > l_d \approx 25$  мм) двухцветного ( $\omega_0 + 2\omega_0$ ) филамента только осевая ТГц компонента чувствительна к начальной относительной фазе  $\varphi$  между импульсами накачки и пробным. Напротив, энергия ТГц излучения,

распространяющегося в конус, практически не зависит от относительной фазы и содержит более 80% энергии сгенерированного ТГц излучения. Блокировка оптического излучения вместе с центральной частью ТГц пучка [рис. 5.7(в)] позволяет избежать оптимизации относительной фазы между гармониками, при этом сохранится большая часть энергии ТГц излучения, достаточная для спектроскопии и других приложений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении сформулированы основные результаты работы:

1. Показано, что нарушение осевой симметрии и азимутальная модуляция кольцевого распределения терагерцового излучения, генерируемого одноцветным филаментом на частоте 0.3–10 ТГц, возникают вследствие интерференции волн, излучаемых при смещении свободных зарядов плазменного канала филамента под действием пондеромоторной силы и силы светового давления.
2. С использованием интерференционного интеграла угловые распределения терагерцового излучения одноцветного филамента в слабом внешнем электростатическом поле, измеренные в эксперименте, представлены в виде суперпозиции вкладов продольного диполя, возникающего под действием силы светового давления высокоинтенсивного импульса на электроны в плазменном канале филамента, и поперечного диполя, коллинеарного электростатическому полю. Установлено, что вклады от продольного и поперечного диполей в генерируемое терагерцовое излучения становятся сравнимы при достижении внешним полем значения  $(3.2 \pm 0.8)$  кВ/см.
3. В численном моделировании показано, что угловое распределение терагерцового излучения, генерируемого в воздухе плазменным каналом, находящимся в однородном внешнем электростатическом поле, меняется от унимодального с плоской вершиной на частоте  $\sim 0.3$  ТГц к кольцевому на частотах более 8 ТГц. Образование кольца на высоких частотах было подтверждено экспериментально. Оно обусловлено деструктивной интерференцией терагерцовых волн, излучаемых фронтом ионизации, распространяющимся со сверхсветовой скоростью.
4. При протяженной филаментации на воздушной трассе источником терагерцового излучения с максимумом на оптической оси является часть плазменного канала, находящаяся во внешнем электростатическом поле. Энергия терагерцового излучения в дальней зоне увеличивается аддитивно

- при наращивании длины электродов вдоль плазменного канала и насыщается, когда длина электродов достигает длины филамента.
5. При двухцветной филаментации наибольшая эффективность преобразования энергии оптического излучения в ТГц диапазон достигается при смещении импульсов основной и второй гармоник. При смещении высокоинтенсивного импульса основной гармоники со слабым импульсом с частотой, отличной от удвоенной, эффективность ТГц генерации на порядки ниже либо вследствие уменьшения спектральной интенсивности локальных источников, либо вследствие уменьшения области пространственно-временного перекрытия импульсов в филаменте.
  6. В численном моделировании, проведенном в условиях эксперимента по генерации терагерцового излучения в двухцветном филаменте, длина которого превосходит длину дефазировки основной и второй гармоник накачки, показано, что энергия распространяющегося в кольцо электромагнитного излучения с частотой 0.3–1 ТГц не зависит от начальной фазы между гармониками оптической двухцветной накачки. При этом доля энергии распространяющегося в кольцо терагерцового излучения существенно превышает энергию терагерцового излучения на оси филамента.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Есть научные работы, к которым целенаправленно идут годами, а есть те, которые рождаются лишь благодаря кропотливой работе, взаимовыручке и поддержке большой, сплочённой и дружной команды. И эта работа как раз такая. Слова благодарности, которые хочется сказать каждому лично по объёму существенно превзошли бы саму диссертацию, поэтому я постараюсь выразить их кратко, но от всей души благодарю всех за то, что они есть и за то, что они такие чудесные!

Я бы хотела выразить глубокую благодарность своим научным руководителям Косаревой Ольге Григорьевне и Панову Николаю Андреевичу, старшему коллеге Шипило Даниилу Евгеньевичу за огромное количество знаний, навыков, интересных задач и, конечно, за тепло, отзывчивость, поддержку, безграничное терпение и возможность быть частью команды, ставшей для меня настоящей семьёй. Отдельное спасибо я бы хотела сказать Залозной Елизавете Дмитриевне, а также младшим коллегам Врублевской Надежде Рональдовне и Илюшину Паулю Ярославовичу за дружескую атмосферу, поддержку и продуктивную совместную работу. Оказаться в таком коллективе стало для меня настоящим чудом, и я безмерно благодарна за него Лукашёву Алексею Алексеевичу, который привёл меня на втором курсе в лабораторию вычислительного эксперимента в оптике.

Настоящая работа во многом опирается на эксперименты группы профессора Ионина Андрея Алексеевича и доцента Селезнева Леонида Владимировича: Мокроусовой Дарьи Вадимовны, Ризаева Георгия Эдуардовича, Пушкарёва Дмитрия Владимировича, а также группы профессора Савельева-Трофимова Андрея Борисовича: Урюпиной Дарьи Сергеевны, Волкова Романа Валентиновича, Ушакова Александра Александровича, Митиной Екатерины Владимировны. Не вошли в диссертацию, но были крайне важны и познавательны для меня совместные работы с профессором Шкуриновым Александром Павловичем. Огромное спасибо им всем за увлекательные и продуктивные обсуждения, возможность

принимать участие в экспериментах и невероятную атмосферу сплочённой команды, готовой решать любые трудности на пути исследования новых интересных задач.

Также огромную благодарность хотелось бы выразить своему преподавателю по общей физике Полевому Петру Валерьевичу, перевернувшему мой взгляд на физику и научившему на примере, казалось бы, стандартных задач исследовательскому подходу, критическому мышлению, поиску многих вариантов решения задач, их анализу, а также анализу полученных результатов и его оформлению в виде ёмких выводов. Также я благодарна Лукашёвой Екатерине Викентьевне, за то, что однажды она поверила в меня и научила не бояться задач, решить которые сразу не получаются, а искать другие методы и подходы к их решению.

Особую признательность хотелось бы выразить учителям лицея научно-инженерного профиля г. Королёв, чей вклад в моё обучение и воспитание не поддаётся количественной оценке. Ведь каждый раз, когда опускаются руки, я вспоминаю, что я лицеист и это придаёт сил. Отдельное спасибо я бы хотела сказать Третьяковой Галине Сергеевне, благодаря которой я приняла твёрдое решение стать физиком.

Ну и, конечно, огромное спасибо семье, друзьям и ещё очень многим людям за колоссальную поддержку и веру в меня.

## Публикации автора по теме диссертации

### Публикации в рецензируемых журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова:

- A1. **Nikolaeva I.A.**, Shipilo D.E., Panov N.A., Kosareva O.G. Dual-wavelength filamentation with a fraction of fundamental laser frequency as a wideband THz source //Laser Physics Letters. – 2021. – V. 18. – №. 2. – P. 025401. – JIF = 1.4. / 0.31 п.л. / Вклад соискателя 80%.
- A2. **Nikolaeva I.A.**, Shipilo D.E., Pushkarev D.V., Rizaev G.E., Mokrousova D.V., Koribut A.V., Grudtsyn Y.V., Panov N.A., Seleznev L.V., Liu W., Ionin A.A., Kosareva O.G. Flat-top THz directional diagram of a DC-biased filament //Optics Letters. – 2021. – V. 46. – №. 21. – P. 5497-5500. – JIF = 3.1. / 0.25 п.л. / Вклад соискателя 60%.
- A3. Shipilo D.E., **Nikolaeva I.A.**, Pushkarev D.V., Rizaev G.E., Mokrousova D.V., Koribut A.V., Grudtsyn Y.V., Panov N.A., Seleznev L.V., Liu W., Ionin A.A., Kosareva O.G. Balance of emission from THz sources in DC-biased and unbiased filaments in air //Optics Express. – 2021. – V. 29. – №. 25. – P. 40687-40698. – JIF = 3.4. / 0.75 п.л. / Вклад соискателя 50%.
- A4. Ризаев Г.Э., Мокроусова Д.В., Пушкарев Д.В., Шипило Д.Е., **Николаева И.А.**, Панов Н.А., Селезнев Л.В., Косарева О.Г., Ионин А.А. Нарушение осевой симметрии терагерцового излучения плазмы одноцветного филамента //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2022. – Т. 115. – №. 11. – С. 699-702. – IF = 0.624 (РИНЦ). / 0.19 п.л. / Вклад соискателя 30%.
- Перевод:* Rizaev G. E., Mokrousova D. V., Pushkarev D. V., Shipilo D. E., **Nikolaeva I. A.**, Panov N. A., Seleznev L. V., Kosareva O. G., Ionin A. A. Breaking of the axial symmetry of terahertz radiation from single-color filament plasma //JETP Letters. – 2022. – V. 115. – №. 11. – P. 657-659. – JIF = 1.1. / 0.19 п.л. / Вклад соискателя 30%.
- A5. Rizaev G.E., Seleznev L.V., **Nikolaeva I.A.**, Shipilo D.E., Panov N.A., Pushkarev D.V., Mokrousova D.V., Ionin A.A., Kosareva O.G. Observation of conical emission from DC-biased filament at 10 THz //Optics Letters. – 2023. – V. 48. – №. 12. – P. 3147-3150. – JIF = 3.1. / 0.25 п.л. / Вклад соискателя 40%.
- A6. Mitina E., Uryupina D., **Nikolaeva I.**, Shipilo D., Panov N., Ushakov A., Volkov R., Kosareva O., Savel'ev A. Enhanced forward THz yield from the

long DC-biased femtosecond filament //Optics & Laser Technology. – 2023. – V. 159. – P. 108949. – JIF = 4.6 / 0.5 п.л. / Вклад соискателя 25%.

- A7. **Nikolaeva I.A.**, Shipilo D.E., Panov N.A., Rizaev G.E., Pushkarev D.V., Mokrousova D.V., Seleznev L.V., Zhang N., Liu W., Ionin A.A., Kosareva O.G. Terahertz beam with radial or orthogonal to laser polarization from a single-color femtosecond filament //Optics Express. – 2023. – V. 31. – №. 25. – P. 41406-41419. – JIF = 3.4. / 0.87 п.л. / Вклад соискателя 50%.
- A8. **Nikolaeva I.A.**, Vrublevskaya N.R., Rizaev G.E., Pushkarev D.V., Mokrousova D.V., Shipilo D.E., Panov N.A., Seleznev L.V., Ionin A.A., Kosareva O.G., Savel'ev A.B. Terahertz ring beam independent on  $\omega-2\omega$  phase offset in the course of two-color femtosecond filamentation //Applied Physics Letters. – 2024. – V. 124. – №. 5. – P. 051105. – JIF = 3.5. / 0.4 п.л. / Вклад соискателя 40%.

#### Доклады на конференциях:

- A9. 30th International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT'23), Самара, Россия, 18–21 сентября 2023; Terahertz generation from a single-color filament: ponderomotive force versus light pressure (Устный доклад); Авторы: **Nikolaeva I.A.**, Shipilo D.E., Panov N.A., Kosareva O.G.
- A10. VI International Conference on Ultrafast Optical Science (Ultrafast Light 2022), Москва, Россия, 3–7 октября 2021; Scaling laws of THz energy produced by two-color mid-infrared femtosecond laser plasmas (Устный доклад); Авторы: **Nikolaeva I.A.**, Shipilo D.E., Panov N.A., Kosareva O.G.
- A11. International Conference Laser Optics (ICLO-2022), Санкт-Петербург, Россия, 20–24 июня 2022; Boosting MIR to THz conversion with tight focusing (Стендовый доклад); Авторы: **Nikolaeva I.A.**, Shipilo D.E., Panov N.A., Kosareva O.G.
- A12. V International Conference on Ultrafast Optical Science (Ultrafast Light 2021), Москва, Россия, 4–8 октября 2021; Transition from quadrupole to dipole THz radiation source in a DC-biased single-color filament (Устный доклад); Авторы: **Nikolaeva I.A.**, Shipilo D.E., Panov N.A., Seleznev L.V., Mokrousova D.V., Grudtsyn Ya V., Rizaev G.E., Ionin A.A., Kosareva O.G.

### Список использованных источников

- [1] Mankova A.A., Borodin A.V., Kargovsky A.V., Brandt N.N., Luo Q., Sakodynskaya I.K., Wang K., Zhao H., Chikishev A.Yu., Shkurinov A.P., Zhang X.-C. Terahertz time-domain and FTIR spectroscopic study of interaction of  $\alpha$ -chymotrypsin and protonated tris with 18-crown-6 //Chemical Physics Letters. – 2013. – Т. 560. – С. 55-59.
- [2] Bergé L., Kaltenecker K., Engelbrecht S., Nguyen A., Skupin S., Merlat L., Fischer B., Zhou B., Thiele I., Jepsen P. U. Terahertz spectroscopy from air plasmas created by two-color femtosecond laser pulses: The ALTESSE project //Europhysics Letters. – 2019. – Т. 126. – №. 2. – С. 24001.
- [3] Prost E., Lorient V., Constant E., Compagnon I., Bergé L., Lépine F., Skupin S. Air-photonics based terahertz source and detection system //The European Physical Journal Special Topics. – 2023. – Т. 232. – №. 13. – С. 2157-2166.
- [4] Zhou B., Rasmussen M., Whelan P. R., Ji J., Shivayogimath A., Bøggild P., Jepsen P. U. Non-linear conductivity response of graphene on thin-film pet characterized by transmission and reflection air-plasma THz-TDS //Sensors. – 2023. – Т. 23. – №. 7. – С. 3669.
- [5] Yu Z., Zhang N., Wang J., Dai J., Gong C., Lin L., Guo L., Liu W. 0.35% THz pulse conversion efficiency achieved by Ti: sapphire femtosecond laser filamentation in argon at 1 kHz repetition rate //Opto-Electronic Advances. – 2022. – Т. 5. – №. 9. – С. 210065-1-210065-8.
- [6] Jang D., Schwartz R. M., Woodbury D., Griff-McMahon J., Younis A. H., Milchberg H. M., Kim K.-Y. Efficient terahertz and Brunel harmonic generation from air plasma via mid-infrared coherent control //Optica. – 2019. – Т. 6. – №. 10. – С. 1338-1341.
- [7] Mitrofanov A. V., Sidorov-Biryukov D. A., Nazarov M. M., Voronin A. A., Rozhko M. V., Shutov A. D., Ryabchuk S. V., Serebryannikov E. E., Fedotov A. B., Zheltikov A. M. Ultraviolet-to-millimeter-band supercontinua driven by ultrashort mid-infrared laser pulses //Optica. – 2020. – Т. 7. – №. 1. – С. 15-19.
- [8] Koulouklidis A. D., Gollner C., Shumakova V., Fedorov V. Y., Pugžlys A., Baltuška A., Tzortzakis S. Observation of extremely efficient terahertz generation from mid-infrared two-color laser filaments //Nature communications. – 2020. – Т. 11. – №. 1. – С. 292.

- [9] Rizaev G. E., Seleznev L. V., Mokrousova D. V., Pushkarev D. V., Ionin A. A. Terahertz emission pattern from a single-color filament plasma //Optics Letters. – 2022. – V. 47. – №. 22. – P. 5917-5920.
- [10] Shipilo D. E., Panov N. A., Nikolaeva I. A., Ushakov A. A., Chizhov P. A., Mamaeva K. A., Bukin V. V., Garnov S. V., Kosareva O. G. Low-frequency content of THz emission from two-color femtosecond filament //Photonics. – MDPI, 2022. – V. 9. – №. 1. – P. 17.
- [11] Hu B. B., Nuss M. C. Imaging with terahertz waves //Optics letters. – 1995. – T. 20. – №. 16. – C. 1716-1718.
- [12] Vladimirov V. M., Reushev M. Yu., Nikitin S. L., Davletshin N. N. Scanner for non-contact fault detection of materials in THz range //Международный научно-исследовательский журнал. – 2019. – №. 9 (87) Часть 1. – С. 56-61.
- [13] Kawase K., Ogawa Y., Watanabe Y., Inoue H. Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints //Optics express. – 2003. – T. 11. – №. 20. – C. 2549-2554.
- [14] Jackson J. B., Mourou M., Whitaker J. F., Duling I. N., Williamson S. L., Menu M., Mourou G. A. Terahertz imaging for non-destructive evaluation of mural paintings //Optics communications. – 2008. – T. 281. – №. 4. – C. 527-532.
- [15] Petrov N. V., Kulya M. S., Tsyppkin A. N., Bepalov V. G., Gorodetsky A. Application of terahertz pulse time-domain holography for phase imaging //IEEE transactions on terahertz science and technology. – 2016. – T. 6. – №. 3. – C. 464-472.
- [16] Nagatsuma T., Ducournau G., Renaud C. C. Advances in terahertz communications accelerated by photonics //Nature Photonics. – 2016. – T. 10. – №. 6. – C. 371-379.
- [17] Ferguson B., Zhang X. C. Materials for terahertz science and technology //Nature materials. – 2002. – T. 1. – №. 1. – C. 26-33.
- [18] Cole B. E., Williams J. B., King B. T., Sherwin M. S., Stanley C. R. Coherent manipulation of semiconductor quantum bits with terahertz radiation //Nature. – 2001. – T. 410. – №. 6824. – C. 60-63.
- [19] Li L., Chen L., Zhu J., Freeman J., Dean P., Valavanis A., Davies A. G., Linfield E. H. Terahertz quantum cascade lasers with > 1 W output powers //Electronics letters. – 2014. – T. 50. – №. 4. – C. 309-311.

- [20] Abo-Bakr M., Feikes J., Holldack K., Kuske P., Peatman W. B., Schade U., Wüstefeld G., Hübers H.-W. Brilliant, coherent far-infrared (THz) synchrotron radiation //Physical Review Letters. – 2003. – Т. 90. – №. 9. – С. 094801.
- [21] Williams G. P. FAR-IR/THz radiation from the Jefferson Laboratory, energy recovered linac, free electron laser //Review of Scientific Instruments. – 2002. – Т. 73. – №. 3. – С. 1461-1463.
- [22] Matsubara E., Nagai M., Ashida M. Ultrabroadband coherent electric field from far infrared to 200 THz using air plasma induced by 10 fs pulses //Applied Physics Letters. – 2012. – Т. 101. – №. 1. – С. 011105.
- [23] Tzortzakis S., Méchain G., Patalano G., André Y.-B., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A., Munier J.-M., Gheudin M., Beaudin G., Encrenaz P. Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air //Optics Letters. – 2002. – Т. 27. – №. 21. – С. 1944-1946.
- [24] Bartel T., Gaal P., Reimann K., Woerner M., Elsaesser T. Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes //Optics letters. – 2005. – Т. 30. – №. 20. – С. 2805-2807.
- [25] Daigle J. F., Théberge F., Henriksson M., Wang T.-J., Yuan S., Châteauneuf M., Dubois J., Piché M., Chin S. L. Remote THz generation from two-color filamentation: long distance dependence //Optics Express. – 2012. – Т. 20. – №. 6. – С. 6825-6834.
- [26] Тсупкин А. Н., Пономарева Е. А., Путилин С. Е., Смирнов С. В., Штумпф С. А., Мельник М. В., Е. Y., Козлов С. А., Zhang X.-C. Flat liquid jet as a highly efficient source of terahertz radiation //Optics Express. – 2019. – Т. 27. – №. 11. – С. 15485-15494.
- [27] Balakin A. V., Coutaz J.-L., Makarov V. A., Kotelnikov I. A., Peng Y., Solyankin P. M., Zhu Y., Shkurinov A. P. Terahertz wave generation from liquid nitrogen //Photonics Research. – 2019. – Т. 7. – №. 6. – С. 678-686.
- [28] Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air //Optics Letters. – 1995. – Т. 20. – №. 1. – С. 73-75.
- [29] Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media //Physics reports. – 2007. – Т. 441. – №. 2-4. – С. 47-189.
- [30] Кандидов В. П., Шленов С. А., Косарева О. Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения //Квантовая электроника. – 2009. – Т. 39. – №. 3. – С. 205-228.

- [31] Hamster H., Falcone R. W. Proposed source of sub-picosecond far infrared radiation //Ultrafast Phenomena VII. – Springer, Berlin, Heidelberg, 1990. – С. 125-127.
- [32] Hamster H., Sullivan A., Gordon S., White W., Falcone R. W. Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction //Physical review letters. – 1993. – Т. 71. – №. 17. – С. 2725.
- [33] Битук Д. Р., Федоров М. В. Релятивистские пондеромоторные силы //Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 1999. – Т. 116. – №4. – С. 1198-1209.
- [34] Proulx A., Talebpour A., Petit S., Chin S. L. Fast pulsed electric field created from the self-generated filament of a femtosecond Ti: Sapphire laser pulse in air //Optics Communications. – 2000. – Т. 174. – №. 1-4. – С. 305-309.
- [35] Cheng C. C., Wright E. M., Moloney J. V. Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings //Physical Review Letters. – 2001. – Т. 87. – №. 21. – С. 213001.
- [36] Shvets G., Kaganovich I., Startsev E. Comment on “Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings” //Physical review letters. – 2002. – Т. 89. – №. 13. – С. 139301.
- [37] Tikhonchuk V. T. Comment on “Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings” //Physical review letters. – 2002. – Т. 89. – №. 20. – С. 209301.
- [38] Sprangle P., Peñano J. R., Hafizi B., Kapetanacos C. A. Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces //Physical Review E. – 2004. – Т. 69. – №. 6. – С. 066415.
- [39] Löffler T., Kress M., Thomson M., Roskos H. G. Efficient terahertz pulse generation in laser-induced gas plasmas //Acta Phys. Pol. A. – 2005. – Т. 107. – С. 99-108.
- [40] D’Amico C., Houard A., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Tikhonchuk V. T. Conical forward THz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air //Physical review letters. – 2007. – Т. 98. – №. 23. – С. 235002.
- [41] Amico C. D., Houard A., Akturk S., Liu Y., Bloas J. Le, Franco M., Prade B., Couairon A., Tikhonchuk V. T., Mysyrowicz A. Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: theory and experiment //New Journal of Physics. – 2008. – Т. 10. – №. 1. – С. 013015.

- [42] Golubev S. V., Suvorov E. V., Shalashov A. G. On the possibility of terahertz wave generation upon dense gas optical breakdown //Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. – 2004. – Т. 79. – №. 8. – С. 361-364.
- [43] Bystrov A. M., Vvedenskii N. V., Gildenburg V. B. Generation of terahertz radiation upon the optical breakdown of a gas //Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. – 2005. – Т. 82. – №. 12. – С. 753-757.
- [44] Akhmedzhanov R. A., Ilyakov I. E., Mironov V. A., Suvorov E. V., Fadeev D. A., Shishkin B. V. Plasma mechanisms of pulsed terahertz radiation generation //Radiophysics and Quantum Electronics. – 2009. – Т. 52. – №. 7. – С. 482-493.
- [45] Zharova N. A., Mironov V. A., Fadeev D. A. Anisotropic effects of terahertz emission from laser sparks in air //Physical Review E. – 2010. – Т. 82. – №. 5. – С. 056409.
- [46] Wu H. C., Meyer-ter-Vehn J., Ruhl H., Sheng Z.-M. Terahertz radiation from a laser plasma filament //Physical Review E. – 2011. – Т. 83. – №. 3. – С. 036407.
- [47] Zhou B., Houard A., Liu Y., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Mora P., Smeenk C., Arissian L., Corkum P. Measurement and control of plasma oscillations in femtosecond filaments //Physical review letters. – 2011. – Т. 106. – №. 25. – С. 255002.
- [48] Jahangiri F., Hashida M., Nagashima T., Tokita S., Hangyo M., Sakabe S. Intense terahertz emission from atomic cluster plasma produced by intense femtosecond laser pulses //Applied Physics Letters. – 2011. – Т. 99. – №. 26. – С. 261503.
- [49] Панов Н. А., Косарева О. Г., Андреева В. А., Савельев А. Б., Урюпина Д. С., Волков Р. В., Макаров В. А., Шкуринов А. П. Угловое распределение интенсивности терагерцовой эмиссии плазменного канала фемтосекундного филамента //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2011. – Т. 93. – №. 11. – С. 715-718.
- [50] Panov N., Andreeva V., Kosareva O., Shkurinov A., Makarov V. A., Berge L., Chin S. L. Directionality of terahertz radiation emitted from an array of femtosecond filaments in gases //Laser Physics Letters. – 2014. – Т. 11. – №. 12. – С. 125401.
- [51] Minami Y., Kurihara T., Yamaguchi K., Nakajima M., Suemoto T. Longitudinal terahertz wave generation from an air plasma filament induced

- by a femtosecond laser //Applied Physics Letters. – 2013. – T. 102. – №. 15. – C. 151106.
- [52] Buccheri F., Zhang X. C. Terahertz emission from laser-induced microplasma in ambient air //Optica. – 2015. – T. 2. – №. 4. – C. 366-369.
- [53] Thiele I., Nuter R., Bousquet B., Tikhonchuk V., Skupin S., Davoine X., Gremillet L., Berge L. Theory of terahertz emission from femtosecond-laser-induced microplasmas //Physical Review E. – 2016. – T. 94. – №. 6. – C. 063202.
- [54] Shkurinov A. P., Sinko A. S., Solyankin P. M., Borodin A. V., Esaulkov M. N., Annenkov V. V., Kotelnikov I. A., Timofeev I. V., Zhang X.-C. Impact of the dipole contribution on the terahertz emission of air-based plasma induced by tightly focused femtosecond laser pulses //Physical Review E. – 2017. – T. 95. – №. 4. – C. 043209.
- [55] Englesbe A., Elle J., Reid R., Lucero A., Pohle H., Domonkos M., Kalmykov S., Krushelnick K., Schmitt-Sody A. Gas pressure dependence of microwave pulses generated by laser-produced filament plasmas //Optics Letters. – 2018. – T. 43. – №. 20. – C. 4953-4956.
- [56] Mokrousova D. V., Savinov S. A., Rizaev G. E., Shipilo D. E., Panov N. A., Seleznev L. V., Mityagin Yu. A., Ionin A. A., Shkurinov A. P., Kosareva O. G. Terahertz emission from a single-color ultraviolet filament //Laser Physics Letters. – 2019. – T. 16. – №. 10. – C. 105403.
- [57] Koribut A. V., Rizaev G. E., Mokrousova D. V., Savinov S. A., Reutov A. A., Mityagin Y. A., Seleznev L. V., Ionin A. A. Similarity of angular distribution for THz radiation emitted by laser filament plasma channels of different lengths //Optics Letters. – 2020. – T. 45. – №. 14. – C. 4009-4011.
- [58] Mitrofanov A. V., Voronin A. A., Rozhko M. V., Sidorov-Biryukov D. A., Nazarov M. M., Fedotov A. B., Zheltikov A. M. Polarization and spatial mode structure of mid-infrared-driven terahertz-to-microwave radiation //ACS Photonics. – 2021. – T. 8. – №. 7. – C. 1988-1996.
- [59] Löffler T., Jacob F., Roskos H. G. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air //Applied Physics Letters. – 2000. – T. 77. – №. 3. – C. 453-455.
- [60] Löffler T., Roskos H. G. Gas-pressure dependence of terahertz-pulse generation in a laser-generated nitrogen plasma //Journal of applied physics. – 2002. – T. 91. – №. 5. – C. 2611-2614.

- [61] Houard A., Liu Y., Prade B., Tikhonchuk V. T., Mysyrowicz A. Strong enhancement of terahertz radiation from laser filaments in air by a static electric field //Physical review letters. – 2008. – T. 100. – №. 25. – C. 255006.
- [62] Liu Y., Houard A., Prade B., Mysyrowicz A., Diaw A., Tikhonchuk V. T. Amplification of transition-Cherenkov terahertz radiation of femtosecond filament in air //Applied Physics Letters. – 2008. – T. 93. – №. 5. – C. 051108.
- [63] Lu X., Zhang X. C. Generation of elliptically polarized terahertz waves from laser-induced plasma with double helix electrodes //Physical Review Letters. – 2012. – T. 108. – №. 12. – C. 123903.
- [64] Wang T. J., Ju J., Liu Y., Li R., Xu Z., Chin S. L. Waveform control of enhanced THz radiation from femtosecond laser filament in air //Applied Physics Letters. – 2017. – T. 110. – №. 22. – C. 221102.
- [65] Su Q., Xu Q., Zhang N., Zhang Y., Liu W. Control of terahertz pulse polarization by two crossing DC fields during femtosecond laser filamentation in air //JOSA B. – 2019. – T. 36. – №. 10. – C. G1-G5.
- [66] Fukuda T., Otsuka T. P., Sentoku Y., Nagatomo H., Sakagami H., Kodama R., Yugami N. Experiments of forward THz emission from femtosecond laser created plasma with applied transverse electric field in air //Japanese Journal of Applied Physics. – 2020. – T. 59. – №. 2. – C. 020902.
- [67] Zhang Z., Chen Y., Zhang Z., Xia T., Zhang J., Sheng Z., Zhang J. Phase evolution of terahertz radiation from femtosecond laser-induced air plasma //Optics Letters. – 2020. – T. 45. – №. 7. – C. 1966-1969.
- [68] Feng S., Dong L., Tan Y., Wu T., Ma D., Zhang L., Zhang C., Zhao Y. Observation on the competition mechanism of terahertz wave generation from filament in bias electric field //Optics Communications. – 2020. – T. 473. – C. 125917.
- [69] Cook D. J., Hochstrasser R. M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air //Optics letters. – 2000. – T. 25. – №. 16. – C. 1210-1212.
- [70] Cook D. J., Chen J. X., Hochstrasser R. M. An intense broadband terahertz source based on a novel four wave rectification process //Ultrafast Phenomena XII. – Springer, Berlin, Heidelberg, 2001. – C. 197-199.
- [71] Kress M., Löffler T., Eden S., Thomson M., Roskos H. G. Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves //Optics letters. – 2004. – T. 29. – №. 10. – C. 1120-1122.

- [72] Roskos H. G., Thomson M. D., Kreß M., Löffler T. Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: From fundamentals to applications //Laser & photonics reviews. – 2007. – T. 1. – №. 4. – C. 349-368.
- [73] Xie X., Dai J., Zhang X. C. Coherent control of THz wave generation in ambient air //Physical review letters. – 2006. – T. 96. – №. 7. – C. 075005.
- [74] Zhong H., Karpowicz N., Zhang X. C. Terahertz emission profile from laser-induced air plasma //Applied Physics Letters. – 2006. – T. 88. – №. 26. – C. 261103.
- [75] Kim K. Y., Glowacki J. H., Taylor A. J., Rodriguez G. Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields //Optics express. – 2007. – T. 15. – №. 8. – C. 4577-4584.
- [76] Balakin A. V., Borodin A. V., Kotelnikov I. A., Shkurinov A. P. Terahertz emission from a femtosecond laser focus in a two-color scheme //JOSA B. – 2010. – T. 27. – №. 1. – C. 16-26.
- [77] Wang T. J., Marceau C., Yuan S., Chen Y., Wang Q., Théberge F., Châteauneuf M., Dubois J., Chin S. L. External focusing effect on terahertz emission from a two-color femtosecond laser-induced filament in air //Laser Physics Letters. – 2010. – T. 8. – №. 1. – C. 57.
- [78] Borodin A. V., Esaulkov M. N., Kuritsyn I. I., Kotelnikov I. A., Shkurinov A. P. On the role of photoionization in generation of terahertz radiation in the plasma of optical breakdown //JOSA B. – 2012. – T. 29. – №. 8. – C. 1911-1919.
- [79] You Y. S., Oh T. I., Kim K. Y. Off-axis phase-matched terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments //Physical review letters. – 2012. – T. 109. – №. 18. – C. 183902.
- [80] Borodin A. V., Panov N. A., Kosareva O. G., Andreeva V. A., Esaulkov M. N., Makarov V. A., Shkurinov A. P., Chin S. L., Zhang X.-C. Transformation of terahertz spectra emitted from dual-frequency femtosecond pulse interaction in gases //Optics letters. – 2013. – T. 38. – №. 11. – C. 1906-1908.
- [81] Blank V., Thomson M. D., Roskos H. G. Spatio-spectral characteristics of ultra-broadband THz emission from two-colour photoexcited gas plasmas and their impact for nonlinear spectroscopy //New Journal of Physics. – 2013. – T. 15. – №. 7. – C. 075023.

- [82] Andreeva V. A., Kosareva O. G., Panov N. A., Shipilo D. E., Solyankin P. M., Esaulkov M. N., González de Alaiza Martínez P., Shkurinov A. P., Makarov V. A., Bergé L., Chin S. L. Ultrabroad terahertz spectrum generation from an air-based filament plasma //Physical review letters. – 2016. – T. 116. – №. 6. – C. 063902.
- [83] 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. – T. 26. – №. 14. – C. 18202-18213.
- [84] Kosareva O., Esaulkov M., Panov N., Andreeva V., Shipilo D., Solyankin P., Demircan A., Babushkin I., Makarov V., Morgner U., Shkurinov A., Savel'ev A. Polarization control of terahertz radiation from two-color femtosecond gas breakdown plasma //Optics Letters. – 2018. – T. 43. – №. 1. – C. 90-93.
- [85] Ushakov A. A., Panov N. A., Chizhov P. A., Shipilo D. E., Bukin V. V., Savel'ev A. B., Garnov, S. V., Kosareva O. G. Waveform, spectrum, and energy of backward terahertz emission from two-color femtosecond laser induced microplasma //Applied Physics Letters. – 2019. – T. 114. – №. 8. – C. 081102.
- [86] Solyankin P. M., Nikolaeva I. A., Angeluts A. A., Shipilo D. E., Minaev N. V., Panov N. A., Balakin A. V., Zhu Y., Kosareva O. G., Shkurinov A. P. THz generation from laser-induced breakdown in pressurized molecular gases: on the way to terahertz remote sensing of the atmospheres of Mars and Venus //New Journal of Physics. – 2020. – T. 22. – №. 1. – C. 013039.
- [87] Kolesik M., Moloney J. V. Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations //Physical Review E. – 2004. – V.70. – №3. – P.036604.
- [88] Bergé L., Skupin S., Köhler C., Babushkin I., Herrmann J. 3D numerical simulations of THz generation by two-color laser filaments //Physical Review Letters. – 2013. – V. 110. – №. 7. – P. 073901.
- [89] Fedorov V. Y., Tzortzakis S. Extreme THz fields from two-color filamentation of midinfrared laser pulses // Physical Review A. – 2018. – V. 97. – №. 6. – P. 063842.
- [90] Couairon A., Kosareva O. G., Panov N. A., Shipilo D. E., Andreeva V. A., Jukna V., Nesa F. Propagation equation for tight-focusing by a parabolic

- mirror / A. Couairon, // Optics Express. – 2015. – V. 23. – №. 24. – P. 31240-31252.
- [91] Shipilo D. E., Nikolaeva I. A., Fedorov V. Yu., Tzortzakis S., Couairon A., Panov N. A., Kosareva O. G. Tight focusing of electromagnetic fields by large-aperture mirrors //Physical Review E. – 2019. – V. 100. – №. 3. – P. 033316.
- [92] Liu W., Chin S. L. Direct measurement of the critical power of femtosecond Ti: sapphire laser pulse in air //Optics Express. – 2005. – V. 13. – №. 15. – P. 5750-5755.
- [93] Lide D. R. (ed.). CRC handbook of chemistry and physics. – CRC press, 2004.
- [94] Kosareva O. G., Panov N. A., Uryupina D. S., Kurilova M. V., Mazhorova A. V., Savel'ev A. B., Volkov R. V., Kandidov V. P., Chin S. L. Optimization of a femtosecond pulse self-compression region along a filament in air //Applied Physics B. – 2008. – T. 91. – C. 35-43.
- [95] Uryupina D., Panov N., Kurilova M., Mazhorova A., Volkov R., Gorgutsa S., Kosareva O., Savel'ev A. 3D Raman bullet formed under filamentation of femtosecond laser pulses in air and nitrogen //Applied Physics B. – 2013. – T. 110. – C. 123-130.
- [96] Sun Y., Parra-Rivas P., Milián C., Kartashov Y. V., Ferraro M., Mangini F., Jauberteau R., Talenti F. R., Wabnitz S. Robust three-dimensional high-order solitons and breathers in driven dissipative systems: a Kerr cavity realization //Physical Review Letters. – 2023. – T. 131. – №. 13. – C. 137201.
- [97] Переломов А. М., Попов В. С., Терентьев М. В. Ионизация атомов в переменном электрическом поле //Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1966. – Т.50. – №5. – С.1393-1409.
- [98] Попов В. С. Туннельная и многофотонная ионизация атомов и ионов в сильном лазерном поле (теория Келдыша) //Успехи физических наук. – 2004. – Т. 174. – №. 9. – С. 921-951.
- [99] Карнаков Б. М., Мур В. Д., Попруженко С. В., Попов В. С. Современное развитие теории нелинейной ионизации атомов и ионов //Успехи физических наук. – 2015. – Т. 185. – №. 1. – С. 3-34.
- [100] Федоров М. В. Работа ЛВ Келдыша “Ионизация в поле сильной электромагнитной волны” и современная физика взаимодействия атомов с сильным лазерным полем //Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2016. – Т. 149. – №. 3. – С. 522-529.

- [101] Rae S. C., Burnett K. Detailed simulations of plasma-induced spectral blueshifting //Physical Review A. – 1992. – V. 46. – №. 2. – P. 1084.
- [102] Tzortzakis S., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A. Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air //Optics communications. – 2000. – V. 181. – №. 1-3. – P. 123-127.
- [103] Dai J., Karpowicz N., Zhang X.-C. Coherent polarization control of terahertz waves generated from two-color laser-induced gas plasma //Physical Review Letters. – 2009. – V. 103. – №. 2. – P. 023001.
- [104] Li M., Li W., Shi Y., Lu P., Pan H., Zeng H. Verification of the physical mechanism of THz generation by dual-color ultrashort laser pulses //Applied Physics Letters. – 2012. – V. 101. – №. 16. – P. 161104.
- [105] Zhang Z., Panov N., Andreeva V., Zhang Z., Slepko A., Shipilo D., Thomson M. D., Wang T.-J., Babushkin I., Demircan A., Morgner U., Chen Y., Kosareva O., Savel'ev A. Optimum chirp for efficient terahertz generation from two-color femtosecond pulses in air //Applied Physics Letters. – 2018. – V. 113. – №. 24. – P. 241103.
- [106] Nikolaeva I. A., Shipilo D. E., Panov N. A., Liu W., Savel'ev A. B., Kosareva O. G. Scaling Law of THz Yield from Two-Color Femtosecond Filament for Fixed Pump Power //Photonics. – MDPI, 2022. – V. 9. – №. 12. – P. 974.
- [107] Chen Y., Wang T.J., Marceau C., Théberge F., Châteauneuf M., Dubois J., Kosareva O., Chin S. L. Characterization of terahertz emission from a dc-biased filament in air //Applied Physics Letters. – 2009. – V. 95. – №. 10. – P. 101101.
- [108] Jahangiri F., Hashida M., Tokita S., Nagashima T., Ohtani K., Hangyo M., Sakabe S. Directional terahertz emission from air plasma generated by linearly polarized intense femtosecond laser pulses //Applied Physics Express. – 2012. – V. 5. – №. 2. – P. 026201.
- [109] Mokrousova D. V., Savinov S. A., Seleznev L. V., Rizaev G. E., Koribut A. V., Mityagin Yu. A., Ionin A. A., Nikolaeva I. A., Shipilo D. E., Panov N. A., Ushakov A. A., Savel'ev A. B., Kosareva O. G., Shkurinov A. P. Tracing air-breakdown plasma characteristics from single-color filament terahertz spectra // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2020. – V. 41. – P. 1105-1113.
- [110] Liu Y., Liu S., Houard A., Mysyrowicz A., Tikhonchuk V. T. Terahertz radiation from a longitudinal electric field biased femtosecond filament in air //Chinese Physics Letters. – 2020. – V. 37. – №. 6. – P. 065201.

- [111] Mou S., D'Arco A., Tomarchio L., Di Fabrizio M., Curcio A., Lupi S., Petrarca M. Simultaneous elliptically and radially polarized THz from one-color laser-induced plasma filament //New Journal of Physics. – 2021. – V. 23. – №. 6. – P. 063048.
- [113] Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. – М.: ВИНТИ, 1964.
- [114] Бломберген Н. Нелинейная оптика. – М.: Мир, 1966.
- [115] Апанасевич П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом. – Минск: Наука и техника, 1977.
- [116] Клышко Д.Н. Физические основы квантовой электроники. – М.: Наука, 1986.
- [117] Н.И. Коротеев, И.Л. Шумай, Физика мощного лазерного излучения (Наука, Москва, 1991)
- [118] Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики (Наука, Москва, 1989)
- [119] R.W. Boyd., Nonlinear optics, 3rd ed. – 2007.
- [120] Бочкарев С. Г., Быченков В. Ю. Ускорение электронов при острой фокусировке фемтосекундного лазерного излучения //Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37. – №. 3. – С. 273-284.
- [121] Andreasen J., Kolesik M. Nonlinear propagation of light in structured media: Generalized unidirectional pulse propagation equations //Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics. – 2012. – Т. 86. – №. 3. – С. 036706.
- [122] Stratton J. A., Chu L. J. Diffraction theory of electromagnetic waves //Physical review. – 1939. – Т. 56. – №. 1. – С. 99.
- [123] Хансен Р. С. Фазированные антенные решётки. //М.: Техносфера. – 2012.
- [124] Suvorov E., Akhmedzhanov R., Fadeev D., Plyakov I., Mironov V., Shishkin B. On the peculiarities of THz radiation generation in a laser induced plasmas //Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2011. – Т. 32. – С. 1243-1252.
- [125] Тейлор Д. Введение в теорию ошибок. Мир (1985).
- [126] Jang D., Uhm H. S., Jang D., Hur M. S., Suk H. Electron density characterization of inductively-coupled argon plasmas by the terahertz time-domain spectroscopy // Plasma Sources Science and Technology. – 2016. – V. 25. – №. 6. – P. 065008.

- [127] Gorodetsky A., Koulouklidis A. D., Massaouti M., Tzortzakis S. Physics of the conical broadband terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments //Physical Review A. – 2014. – V. 89. – №3. – P. 033838.
- [128] Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air / A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov, S. L. Chin, O. G. Kosareva, V. P. Kandidov // Optics Letters. – 1997. – V. 22. – №. 5. – P. 304-306.
- [129] Dai J., Clough B., Ho I.-C., Lu X., Liu J., Zhang X.-C. Recent Progresses in Terahertz Wave Air Photonics // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology – 2011 – V. 1 – №. 1 – P. 274-281.
- [130] Wang T-J., Ju J., Wei Y., Li R., Xu Z., Chin S. L. Longitudinally resolved measurement of plasma density along femtosecond laser filament via terahertz spectroscopy //Applied Physics Letters. – 2014. – V. 105. – №. 5. – P. 051101.
- [131] Uryupina D. S., Bychkov A. S., Pushkarev D. V., Mitina E. V., Savel'ev A. B., Kosareva O. G., Panov N. A., Karabutov A. A., Cherepetskaya E. B. Laser optoacoustic diagnostics of femtosecond filaments in air using wideband piezoelectric transducers //Laser physics letters. – 2016. – T. 13. – №. 9. – C. 095401.
- [132] Wang W. M., Li Y. T., Sheng Z. M., Lu X., Zhang J. Terahertz radiation by two-color lasers due to the field ionization of gases //Physical Review E – 2013. – T. 87. – №. 3. – C. 033108.
- [133] Kostin V. A., Laryushin I. D., Silaev A. A., Vvedenskii N. V., Ionization-induced multiwave mixing: terahertz generation with two-color laser pulses of various frequency ratios //Physical Review Letters. – 2016. – T. 117. – №. 3. – C. 035003.
- [134] Wang W. M., Sheng Z. M., Li Y. T., Zhang Y., Zhang J. Terahertz emission driven by two-color laser pulses at various frequency ratios //Physical Review A. – 2017. – T. 96. – №. 2. – C. 023844.
- [135] Vvedenskii N. V., Korytin A. I., Kostin V. A., Murzanev A. A., Silaev A. A., Stepanov A. N. Two-color laser-plasma generation of terahertz radiation using a frequency-tunable half harmonic of a femtosecond pulse //Physical Review Letters. – 2014. – T. 112. – №. 5. – C. 055004.
- [136] Zhang L. L., Wang W. M., Wu T., Zhang R., Zhang S. J., Zhang C. L., Zhang Y., Sheng Z. M., Zhang X. C. Observation of terahertz radiation via the two-color laser scheme with uncommon frequency ratios //Physical Review Letters. – 2017. – T. 119. – №. 23. – C. 235001.

- [137] Silaev A. A., Romanov A. A., Vvedenskii N. V. Generation of tunable mid- and far-infrared pulses during gas ionization by a chirped two-color laser field //Optics Letters. – 2020. – T. 45. – №. 16. – C. 4527-4530.
- [138] Rodriguez G., Dakovski G. L. Scaling behavior of ultrafast two-color terahertz generation in plasma gas targets: energy and pressure dependence //Optics express. – 2010. – T. 18. – №. 14. – C. 15130-15143.
- [139] Fedorov V. Y., Tzortzakis S. Optimal wavelength for two-color filamentation-induced terahertz sources //Optics Express. – 2018. – T. 26. – №. 24. – C. 31150-31159.
- [140] Sørensen C. B., Guiramand L., Degert J., Tondusson M., Skovsen E., Freysz E., Abraham E. Conical versus Gaussian terahertz emission from two-color laser-induced air plasma filaments //Optics Letters. – 2020. – T. 45. – №. 7. – C. 2132-2135.
- [141] Ushakov A., Chizhov P., Bukin V., Shipilo D., Panov N., Kosareva O., Garnov S. Multiple filamentation effects on THz radiation pattern from laser plasma in air //Photonics. – MDPI, 2020. – T. 8. – №. 1. – C. 4.
- [142] Li H., Zhang Y., Sun W., Wang X., Feng S., Han P., Ye J., Zhang Y. Contribution of the optical rectification in terahertz radiation driven by two-color laser induced plasma //Optics express. – 2020. – T. 28. – №. 4. – C. 4810-4816.
- [143] Houard A., Liu Y., Prade B., Mysyrowicz A. Polarization analysis of terahertz radiation generated by four-wave mixing in air //Optics Letters. – 2008. – T. 33. – №. 11. – C. 1195-1197.
- [144] Zhang Y., Jiao Z. H., He T., Zhao J., Fan X., Chen T., Wang G. L., Yan T. M., Zhou X. X., Jiang Y. Intensity-surged and bandwidth-extended terahertz radiation in two-foci cascading plasmas //Optics Letters. – 2022. – T. 47. – №. 15. – C. 3816-3819.
- [145] Esaulkov M., Kosareva O., Makarov V., Panov N., Shkurinov A. Simultaneous generation of nonlinear optical harmonics and terahertz radiation in air: polarization discrimination of various nonlinear contributions //Frontiers of Optoelectronics. – 2015. – T. 8. – C. 73-80.
- [146] Ushakov A., Chizhov P., Nikolaeva I., Shipilo D., Panov N., Bukin V., Mamaeva K., Kosareva O., Garnov S. Superposition of  $2\omega$  and Electrostatic Field Induced Terahertz Waveforms in DC-Biased Two-Color Filament //Applied Sciences. – 2021. – T. 11. – №. 24. – C. 11888.