

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Митина Екатерина Владимировна

**Формирование регулярных массивов филаментов и генерация терагерцевого
излучения слабосфокусированными и коллимированными фемтосекундными
лазерными пучками**

1.3.19. - Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор Савельев-Трофимов А.Б.

Москва - 2023 г.

Содержание

Введение	5
Актуальность темы	5
Степень разработанности темы	6
Цели и задачи	7
Объект и предмет исследования	8
Научная новизна	9
Теоретическая и практическая значимость	9
Методология диссертационного исследования	10
Положения, выносимые на защиту	11
Достоверность полученных результатов	12
Апробация результатов	12
Личный вклад	14
1 Явление филаментации и методы его исследования	15
1.1 Обзор литературы	15
1.1.1 Механизм формирования филамента	15
1.1.1.1 Эволюция плазменного канала. Генерация акустической волны	17
1.1.2 Методы исследования плазменного канала филамента	19
1.1.2.1 Акустический метод исследования филамента	20
1.1.3 Выводы	23
1.2 Широкополосный акустический метод исследования филамента	23
1.2.1 Форма акустического сигнала	23
1.2.2 Схема детектирования акустического сигнала	25
1.2.3 Анализ акустического сигнала, полученного с помощью широкополосного пьезоприемника	25
1.2.3.1 Пространственное разрешение пьезоприемника.	26
1.2.3.2 Методика оценки параметров филамента по экспериментальным акустическим сигналам	27
1.2.4 Погрешность метода	29
1.2.5 Апробация метода	29
1.2.5.1 Оценка пространственной стабильности лазерного пучка широкополосным акустическим методом	30

1.2.5.2	Оценка параметров одиночного, множественного и суперфила- мента с помощью широкополосного акустического метода . . .	35
1.2.6	Выводы	36
2	Создание регулярных массивов филаментов с помощью амплитудной мо- дуляции пучка	38
2.1	Обзор литературы. Множественная филаментация и создание массивов фила- ментов	38
2.1.1	Влияние линейных и нелинейных процессов на распространение пучка при филаментации	41
2.1.1.1	Геометрическая фокусировка	41
2.1.1.2	Филаментация пучка в присутствии амплитудной модуляции .	42
2.1.2	Формирование постфиламента	43
2.1.3	Выводы	44
2.2	Описание экспериментальной установки	45
2.2.1	Доставка лазерного излучения на протяженную трассу	47
2.3	Моделирование линейного распространения пучка при дифракции на ампли- тудной маске	48
2.4	Регуляризованные плазменные каналы тераваттного лазерного филамента в воздухе при внешней фокусировке.	51
2.4.1	Филамент, регуляризованный маской M0, в разных условиях фокусировки	52
2.4.2	Нелинейное моделирование амплитудно регуляризованной филаментации	56
2.4.3	Влияние конфигурации маски	58
2.4.4	Выводы	61
2.5	Протяженные стабильные массивы филаментов, образованные тераваттным фемтосекундным коллимированным пучком	62
2.5.1	Стохастическая филаментация	63
2.5.2	Амплитудно регуляризованная филаментация	64
2.5.3	Обсуждение результатов	66
2.5.4	Выводы	69
3	Генерация терагерцевого излучения филаментом, помещенным в электро- статическое поле	71
3.1	Обзор литературы. Терагерцевое излучение фемтосекундного филамента. . .	71

3.1.1	Механизмы генерации ТГц излучения. Сравнение эффективностей генерации	71
3.1.2	Угловая направленность и спектр терагерцевого излучения	76
3.1.3	Интерференция терагерцевых сигналов отдельных филаментов	80
3.1.4	Выводы	82
3.2	Описание экспериментальной установки	82
3.2.1	Детектирование терагерцевого излучения	85
3.2.2	Оценки поглощения терагерцевого излучения в системе сбора	86
3.3	Увеличение выхода ТГц излучения в длинном филаменте, помещенном в электростатическое поле	87
3.3.1	Экспериментальные результаты	87
3.3.2	Численное моделирование	94
3.4	Генерация ТГц излучения филаментом в электростатическом поле в условиях разной внешней фокусировки.	100
3.5	Выводы	103
4	Заключение	105
	Список литературы	108

Введение

Актуальность темы

Филаментация фемтосекундного лазерного излучения в газовой среде сопровождается образованием слабоионизированных каналов [1–3]. Поперечный размер плазменных каналов составляет около 100 мкм, а их длина достигает нескольких метров и даже километров в зависимости от мощности лазерного пучка и режима фокусировки. Концентрация свободных электронов обычно находится в диапазоне $10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Волна электронной концентрации, распространяющаяся вслед за лазерным импульсом является источником терагерцевого излучения.

Такой терагерцевый источник имеет широкий спектр (от 0,05 до 200 ТГц в зависимости от режима [4, 5]). Изменяя длительность (чирп) лазерного импульса, его энергию, расходимость и моду пучка можно управлять положением филамента в пространстве и тем самым расположить источник терагерцевого излучения вблизи исследуемого объекта.

В двуцветном филаменте ($\omega + 2\omega$) была достигнута эффективность конверсии лазерного излучения в терагерцевое $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ при энергии терагерцевого импульса 6 мкДж [6]. Помещая одноцветный филамент в электростатическое поле были достигнуты значительно меньшие эффективности конверсии ($\sim 10^{-9}$), но данная схема обладает своими плюсами: генерация происходит в заполненный конус с максимумом сигнала вдоль оси распространения пучка накачки; не требуется помещения нелинейного кристалла в пучок, что особенно актуально для мощных лазерных систем. Также перекрытие пучков первой и второй гармоники лазерного импульса не может быть достигнуто в двухцветной схеме вдоль длинного филамента из-за разных скоростей распространения двух импульсов, что приводит к насыщению эффективности генерации ТГц [7, 8]. Электростатическое же поле вполне может быть приложено вдоль всего филамента.

Также большой интерес представляют упорядоченные и управляемые массивы фемтосекундных филаментов. Использование управляемого массива филаментов позволяет формировать массив терагерцевых источников, выполнить условия когерентного суммирования терагерцевого излучения от нескольких филаментов и получить квазимонохроматический узкий пучок [9]. Формирование массивов филаментов также интересно для транспортировки оптического, терагерцевого или микроволнового излучения. Было получено каналирование оптического излучения по волноводу плотности воздуха, образованного областями уменьшенной плотности, остающихся после филамента, на расстояние ~ 70 длин Релея [10].

Для практического использования фемтосекундного филамента на протяженных трассах

принципиально важно получать неинвазивно информацию о параметрах созданного филамента. Широкие возможности диагностики плазменного канала филамента доступны при измерении испускаемого акустического сигнала. Подобный подход хорошо себя зарекомендовал при оценке длины филамента и поглощенной средой энергии [11–19]. Однако, используя широкополосные детекторы возможно расширить область применения данного подхода и существенно диагностируемых параметров.

Степень разработанности темы

Филаментация в воздухе исследуется уже в течение более 30 лет [1–3]. Протяженный филамент формируется благодаря динамическому балансу керровской самофокусировки и плазменной дефокусировки, когда пиковая мощность лазерного излучения превышает критическую ($P_{cr} = 5 - 10$ ГВт для 800 нм). Если мощность излучения превышает критическую во много раз, возникает сразу несколько филаментов - наблюдается множественная филаментация [20–22]. Отдельные филаменты множественного филамента имеют примерно те же параметры, что и одиночный филамент, центрами зарождения нелинейных фокусов являются возмущения амплитудного или фазового фронтов [21]. Наблюдалось, что филаменты могут притягиваться, сливаться, отталкиваться, сталкиваться, а также могут распространяться спирально [25]. Возможно также контролировать расстояние до начала филамента. В [26] было это продемонстрировано в коллимированном пучке с помощью изменения chirpa импульса. Начало филамента изменяло свое положение в диапазоне от нескольких метров до 300 м от начала трассы.

Чаще всего для формирования упорядоченных массивов филаментов используются фазовые маски [10, 27–30]. Но применимость этого подхода ограничена эффектами самовоздействия в материале маски. Кроме того, фазовые маски весьма чувствительны к неоднородностям интенсивности на волновом фронте пучка, которые всегда присутствуют в мощных лазерных системах [31, 32].

Альтернативным способом регуляризации пучка является использование амплитудных масок или сеток [33–37], представляющих собой непрозрачные экраны с различной конфигурацией отверстий. Основным недостатком здесь являются потери энергии лазерного импульса, вносимые маской. В статье [38] было показано, что осцилляции интенсивности на оси пучка, возникающие после обрезания пучка отверстием из-за дифракции Френеля, могут быть использованы для управления положением одиночного филамента внутри стеклянного блока, перемещаемого вдоль этой оси. В статье [36] проведен теоретический анализ

филаментации фемтосекундного пучка после прямоугольного отверстия. Было показано, что локальную плотность энергии в поперечном сечении пучка можно предсказать с помощью линейной теории дифракции, а керровская нелинейность начинает оказывать влияние, если мощность пучка превышает критическую.

Обратим внимание, что не проводилось исследования влияния дифракции на маске на положение и параметры филаментов, образующихся в пучке после маски.

Генерация терагерцевого излучения филаментом впервые наблюдалась в [39]. Терагерцевое излучение испускается продольными осцилляциями плазмы филамента под действием пондеромоторной силы [40]. Эффективность конверсии лазерного излучения в терагерцевое была мала, оценивалась в $\sim 10^{-11}$ в [41] при энергии ТГц импульса $\sim 10^{-14}$ Дж. Для протяженного филамента в [23] была предложена интерференционная модель, предсказывающая когерентное суммирование терагерцевых сигналов отдельных участков филамента и сужение диаграммы направленности излучения длинного филамента.

Существует несколько способов усиления терагерцевого сигнала филамента. Смещение основного излучения и второй гармоники в филаменте (двухцветная филаментация) позволяет увеличить эффективность конверсии терагерцевого сигнала до $\sim 10^{-4}$ ([6, 24]). Но из-за пространственно-временного рассогласования импульсов первой и второй гармоники этот метод не дает заметного усиления сигнала для протяженного филамента [44].

В [43] наблюдалось усиление ТГц сигнала на ~ 3 порядка в присутствии электростатического поля. Диаграмма направленности ТГц излучения при этом трансформировалась из полого конуса в пучок с максимумом на оси филамента. Исследовалось терагерцевое излучение короткого одиночного филамента в присутствии электростатического поля [45–50]. Ожидается увеличение терагерцевого сигнала при приложении поля вдоль длинного филамента.

Филамент испускает акустическую волну вследствие релаксации плазменного канала. Акустический метод исследования является одним из простых неинвазивных методов исследования филамента [11–19]. Его применяют для измерения длины филамента и линейной плотности вложенной энергии в среду. Для этого применяются микрофоны с полосой приема в килогерцевом диапазоне. Исследования филаментов в воздухе с микрофонами с полосой приема более 1 МГц не проводилось.

Цели и задачи

Основными целями работы были:

- Экспериментальная разработка и практическое применение метода широкополосного

акустического исследования филамента для получения информации об одиночном и множественном филаменте в сфокусированном и коллимированном случаях. Исследование энерговыклада в среду вдоль трассы в различных режимах филаментации.

- Создание экспериментальной установки для проведения исследований филаментации тераваттного фемтосекундного лазерного излучения на протяженной атмосферной трассе, а именно, вакуумного тракта для доставки пучка на трассу и мобильного диагностического стенда.
- Исследование распределения плотности энергии излучения вдоль трассы в различных режимах филаментации и фокусировки (одиночный и множественный стохастический филаменты, регуляризованный филамент).
- Исследование генерации терагерцевого излучения (энергия, диаграмма направленности, спектр) вдоль трассы в различных режимах филаментации в присутствии электростатического поля. Исследование увеличения выхода ТГц излучения с ростом энергии лазерного импульса, длины филамента и числа филаментов.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования в данной работе был фемтосекундный лазерный филамент. Мощный лазерный пучок самофокусируется в нелинейной среде. Вблизи оси пучка образуется плазма, за счет динамического баланса керровской самофокусировки и плазменной дефокусировки образуется протяженный филамент. При релаксации токами плазменного канала испускается терагерцевое излучение. В результате дальнейшей термализации формируется акустическая волна.

Предметом исследования являлось формирование регулярного пучка филаментов в воздухе в сфокусированном и коллимированном режимах с помощью амплитудной маски. Было показано, что при широкополосном детектировании акустической волны филамента можно получать информацию об отдельных филаментах в массиве (объемную плотность поглощенной средой энергии и поперечный размер), можно определять пространственное положение филаментов в поперечном сечении. Также предметом исследования являлись параметры терагерцевого излучения, которое испускает протяженный филамент, помещенный в электростатическое поле.

Научная новизна

При регуляризации пространственной структуры коллимированного пучка с помощью амплитудной маски одиночные филаменты зарождаются из максимумов плотности энергии на расстоянии, при котором отверстием открывается первая зона Френеля. Такой максимум содержит не менее $1/3$ энергии лазерного импульса, прошедшей через отверстие. Самофокусировка приводит к образованию филамента, если пиковая мощность излучения превышает критическую мощность.

В сфокусированном пучке с регуляризованной пространственной структурой плазменные каналы филаментов образуются из максимумов плотности энергии, обладающих энергией, соответствующей критической мощности самофокусировки, и имеющих размер ~ 100 мкм.

Филаментация слабосфокусированного лазерного пучка тераваттной мощности создает протяженный плазменный канал. Поперечные колебания электронной концентрации, вызванные приложением постоянного электростатического поля электродами длиной 5,5-47 см с напряженностью поля 10 кВ/см, генерируют ТГц излучение. Эффективное суммирование ТГц излучения вдоль плазменного канала в электростатическом поле значительно увеличивает выход ТГц, почти пропорционально длине электродов (если она меньше длины плазменного канала). Эффективность преобразования лазерного излучения в ТГц возрастает вместе с энергией лазерного импульса W и достигает насыщения, а энергия ТГц импульса возрастает как $\sim W^{1,6 \pm 0,2}$ в рассмотренном диапазоне энергии лазерного импульса от 1 до 20 мДж. ТГц излучение испускается в полный конус с углом раствора $18^\circ \pm 2^\circ$. ТГц спектр, измеряемый интерферометром Майкельсона, определяется концентрацией электронов в плазменном канале и лежит в диапазоне 0,05–0,3 ТГц.

Максимальный сигнал при приложении электростатического поля вдоль всего филамента наблюдался при формировании филамента с линзой $F = 6$ м при диаметре пучка 10 мм ($NA = 8 \cdot 10^{-4}$). Максимум в спектре при этом оставался в области 0,05-0,3 ТГц и не зависел от фокусировки. Наблюдались высокочастотные максимумы при приложении поля только в зоне высокой концентрации плазмы в филаменте.

Теоретическая и практическая значимость

С помощью экспериментально разработанного широкополосного акустического метода исследования филамента можно исследовать плазменный канал филамента. Регистрация акустического сигнала приемником с шириной полосы более 6 МГц обеспечивает в одном импульсе неинвазивное измерение объемной и линейной плотности поглощенной энергии с

поперечным и продольным пространственным разрешением менее 100 мкм и 7 мм соответственно.

Разработан новый метод акустического измерения пространственной стабильности пучка мощных импульсных лазеров *in situ*. Показано, что изменение во времени положения акустического импульса можно использовать для оценки стабильности пучка с погрешностью до 1 мкрад за несколько сотен лазерных выстрелов. Значение пространственной стабильности, полученное с использованием нового метода, хорошо совпадает со стабильностью, рассчитанной с использованием стандартных измерений в дальней зоне.

Начало филаментов, образованных пучком, регуляризованным с помощью амплитудной маски, может быть определено из решения задачи линейного распространения пучка и в коллимированном, и в сфокусированном случае. Созданный и исследованный регулярный массив филаментов длиной 10–15 м может быть использован для доставки оптического излучения вдоль трассы по виртуальному волноводу.

Использование лазерных филаментов для генерации ТГц импульсов дает уникальную возможность сформировать ТГц импульс близко к удаленному объекту исследования [26]. Прикладывая электростатическое поле к длинному филаменту можно удаленно эффективно генерировать терагерцевое излучение вдоль оси распространения излучения в спектральном диапазоне около 0,05–0,3 ТГц.

Методология диссертационного исследования

В работе был разработан метод акустического исследования фемтосекундного филамента с высоким пространственным разрешением в поперечном направлении. Цилиндрическая акустическая волна, исходящая от филамента, регистрировалась широкополосным пьезоприемником. Показана возможность исследования структуры множественного филамента широкополосным акустическим детектором, проанализированы его преимущества по сравнению с узкополосным акустическим приемником.

Исследовалось формирование регулярных массивов фемтосекундных филаментов. Для формирования регулярного массива филаментов лазерный пучок перегорался амплитудными масками разной конфигурации (непрозрачными пластинками с отверстиями). Филамент в коллимированном пучке формировался на атмосферной трассе длиной 48 м, что позволило проследить формирование, распространение и распад филаментов при энергии лазерного импульса >10 мДж.

Создана установка для вывода лазерного излучения на трассу по вакуумному тракту.

Длина тракта составляла около 8 м, давление внутри создавалось $\sim 10^{-2}$ мбар для минимизации искажений фазового фронта пучка. Тракт внутри был оснащен системой моторизованных зеркал, позволяющих юстировать схему, не напуская воздух. Создан мобильный диагностический стенд для проведения измерений вдоль протяженной трассы. На нем был расположен широкополосный акустический детектор, высоковольтный блок для создания электростатического поля, система регистрации терагерцевого импульса, измеритель энергии лазерного импульса и распределения плотности энергии лазерного излучения.

В дополнение к широкополосному акустическому методу филамент исследовался путем регистрации распределения плотности энергии излучения (моды). Излучение перегораживалось непрозрачным экраном, далее изображение переносилось с экрана на ПЗС матрицу. С помощью этого метода исследовалось формирование массива филаментов в коллимированном и сфокусированном режимах.

Линейное распространение пучка моделировалось с помощью программного пакета *Diffraction* [128], что позволило соотнести пространственное положение плазменных каналов филаментов с формированием дифракционных световых каналов.

Вторая часть диссертационной работы посвящена регистрации терагерцевого излучения протяженного филамента. Исследовалось терагерцевое излучение филамента, помещенного в электростатическое поле. Электростатическое поле прикладывалось вдоль всего филамента и вдоль его части. Максимальная длина электродов составляла 2 м.

Терагерцевое излучение фокусировалось полиметилпентеновыми (TPX) линзами в детектор Голея для измерения энергии импульса. Спектр исследовался с помощью интерферометра Майкельсона, смонтированного перед детектором. Пучок терагерцевого излучения отправлялся на светоделитель, разделялся и отражался обратно двумя зеркалами, одно из которых было подвижным. При регистрации энергии терагерцевого излучения в разных положениях зеркала была получена корреляционная функция терагерцевого импульса.

Положения, выносимые на защиту

- Регистрация акустического сигнала от филамента, создаваемого в воздухе мощным фемтосекундным лазерным излучением, приемником с шириной полосы 6 МГц обеспечивает в одном импульсе измерение объемной и линейной плотности поглощенной энергии с поперечным и продольным пространственным разрешением менее 100 мкм и 7 мм соответственно.
- Формирование регулярных плазменных каналов с помощью амплитудной моду-

ляции волнового фронта в воздухе для сфокусированного фемтосекундного лазерного пучка происходит при выполнении следующих условий: 1) пиковая мощность в каждом из пучков, образованных амплитудной маской, превышает критическую мощность самофокусировки в 2-3 раза, и 2) фокусное расстояние линзы оказывается больше длины самофокусировки каждого из пучков, либо расстояния первой зоны Френеля для отверстия амплитудной маски. Если длина самофокусировки для отдельного пучка превышает фокусное расстояние линзы, возможно формирование одиночного филамента по оси исходного лазерного пучка.

- Стабильный массив филаментов на протяженной атмосферной трассе формируется для коллимированного фемтосекундного лазерного пучка при амплитудной модуляции волнового фронта, если пиковая мощность излучения, прошедшего через каждое отверстие, превышает критическую мощность самофокусировки в 2-3 раза. При этом начало массива филаментов определяется расстоянием, на котором открывается первая зона Френеля от отверстий маски, обеспечивающей амплитудную модуляцию волнового фронта.
- Увеличение выхода ТГц излучения (в 100 и более раз) и обужение его диаграммы направленности для одноцветного филамента достигается в режиме слабой фокусировки тераваттного фемтосекундного пучка при условии, что длина приложения электростатического поля примерно равна длине плазменного канала филамента.

Достоверность полученных результатов

В представленных экспериментах измерения производились разными методами (акустический метод совместно с регистрацией ТГц излучения, акустический метод совместно с детектированием распределения плотности энергии), проверялась согласованность результатов. Экспериментальные результаты в главах 2 и 3 также сравнивались с численным моделированием. Результаты исследований были опубликованы в рецензируемых научных журналах и представлены автором на международных конференциях.

Апробация результатов

Основные публикации, выпущенные по материалам диссертации с импакт фактором журнала и вкладом автора в процентах:

**Научные статьи, опубликованные в журналах Scopus, WoS, RSCI, а также в
Перечне изданий МГУ**

- [1a] Uryupina, D. S., Bychkov, A. S., Pushkarev, D. V., Mitina, E. V., Savel'ev, A. B., Kosareva, O. G., Panov, N. A., Karabytov, A. A., & Cherepetskaya, Laser optoacoustic diagnostics of femtosecond filaments in air using wideband piezoelectric transducers //Laser physics letters. – 2016. – Т. 13. – №. 9. – С. 095401. *JIF WoS 1,7; 20%*
- [2a] Pushkarev, D., Mitina, E., Uryupina, D., Volkov, R., Karabytov, A., & Savel'ev, A. In situ optoacoustic measurement of the pointing stability of femtosecond laser beams //Laser Physics Letters. – 2018. – Т. 15. – №. 2. – С. 025401. *JIF WoS 1,7; 60%*
- [3a] Pushkarev, D., Mitina, E., Shipilo, D., Panov, N., Uryupina, D., Ushakov, A., Volkov, R., Karabutov, A., Babushkin, I., Demircan, A., Morgner, U., Kosareva, O., & Savel'ev, A. Transverse structure and energy deposition by a subTW femtosecond laser in air: from single filament to superfilament //New Journal of Physics. – 2019. – Т. 21. – №. 3. – С. 033027. *JIF WoS 3,3; 30%*
- [4a] Pushkarev, D. V., Lar'kin, A. S., Mitina, E. V., Zhidovtsev, N. A., Uryupina, D. S., Volkov, R. V., Karpeev, S.V., Khonina, S.N., Karabutov, A.A., Geints, Yu. E., Kosareva, O. G., & Savel'ev, A. B. Robust multifilament arrays in air by Dammann grating //Optics Express. – 2021. – Т. 29. – №. 21. – С. 34189-34204. *JIF WoS 3,8; 20%*
- [5a] Mitina, E., Uryupina, D., Zhidovtsev, N., Volkov, R., Kosareva, O., & Savel'ev, A. Long-range robust multifilament arrays from terawatt femtosecond beam //Laser Physics Letters. – 2021. – Т. 19. – №. 1. – С. 015201. *JIF WoS 1,7; 60%*
- [6a] 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. – Т. 159. – С. 108949. *JIF WoS 5; 60%*
- [7a] Mitina, E., Uryupina, D., Shipilo, D., Nikolaeva, I., Panov, N., Volkov, R., Kosareva, O., & Savel'ev, A. Diffraction Impact onto Regularized Plasma Channel Formation by Femtosecond Laser Filamentation //Photonics. – Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2023. – Т. 10. – №. 8. – С. 928. *JIF WoS 2,4; 60%*

Иные труды соискателя

- [8a] Mitina, E., Pushkarev, D., Uryupina, D., Volkov, R., Karabytov, A., Kosareva, O., & Savel'ev, A. Nonpertubing diagnostics of multiple filamentation and superfilamentation of powerful femtosecond laser pulses in air. IEEE 2018 International Conference Laser Optics (ICLO) (2018). *60%*
- [9a] Mitina, E., Pushkarev, D., Ushakov, A. A., Uryupina, D., Kosareva, O., & Savel'ev, A. Optimization of terahertz production from femtosecond multi- and superfilaments in air. In 2020 International Conference Laser Optics (ICLO) (2020), IEEE, pp. 1–1. *60%*

Личный вклад

Все оригинальные экспериментальные результаты, представленные в работе, получены автором, либо при его непосредственном участии. Митина Е.В. участвовала в создании экспериментальной установки и проведении экспериментов, обрабатывала и обсуждала полученные результаты, участвовала в написании статей. Моделирование линейного распространения пучка производилось автором в разделе 2.4 и Жидовцевым Н. А. в разделе 2.5. Моделирование филаментации с помощью модели медленно меняющейся волны (раздел 2.4.2) и нелинейного однонаправленного уравнения распространения пучка (раздел 3.3.2) производилось Косаревой О. Г., Пановым Н. А., Шипило Д. Е., Николаевой И. А.

1 Явление филаментации и методы его исследования

В этой главе будет рассматриваться широкополосный акустический метод исследования фемтосекундного филамента, его возможности и погрешности.

1.1 Обзор литературы

Впервые филамент - протяженный световой канал с длиной, превышающей длину Рэлея - наблюдался в работе [53] при фокусировке наносекундных лазерных импульсов в кювету с органическими жидкостями. В [54] наблюдались узкие световые каналы в коллимированном лазерном пучке в воздухе на расстоянии 25 м от начала распространения. Позже, с появлением фемтосекундных импульсов, проводились исследования филаментов фемтосекундного излучения, которые сопровождалась формированием плазменного канала [55–57].

Одним из наиболее перспективных сценариев использования филамента является его реализация на протяженной атмосферной трассе [58, 59] для защиты от молний [60, 61], создания лидаров белого света [62–64], доставки оптического или микроволнового излучения [30, 65, 66], удаленной генерации ТГц [26].

1.1.1 Механизм формирования филамента

Формирование фемтосекундного лазерного филамента зависит в основном от двух конкурирующих процессов [1, 2]. В дальнейшем, если не оговорено обратное, будем рассматривать филаментацию в воздухе лазерного излучения с центральной длиной волны 800 нм. Во-первых, при распространении лазерного импульса за счет оптического эффекта Керра происходит изменение показателя преломления среды. Сформированный профиль показателя преломления действует как фокусирующая линза. Это приводит к самофокусировке пучка и к увеличению пиковой плотности энергии. Во-вторых с увеличением пиковой плотности энергии начинается ионизация среды и создается плазма, вызывающая дефокусировку пучка. Динамический баланс между самофокусировкой и дефокусировкой в плазме, обеспечивает появление стабильного светового канала (филамента) и распространение его на расстояние, превышающее длину Рэлея.

Однако, эффект самофокусировки не гарантирует схлопывание пучка, так как всегда присутствует дифракция. Дифракция приводит к тому, что пучок расширяется в поперечном сечении при распространении в среде. То есть, присутствуют два конкурирующих процесса: один расширяет пучок, другой - сужает. Мощность пучка, при которой пучок не расширяется и не сужается, называется критической мощностью самофокусировки P_c . Для импульсов

длительностью менее ~ 100 фс самофокусировка проходит преимущественно за счет керровского электронного отклика. Критическая мощность самофокусировки в воздухе составляет порядка 10 ГВт [67]. Для импульсов большей длительности не только электроны, но и ядра вносят свой вклад в нелинейность среды. Критическая мощность самофокусировки при этом уменьшается и составляет порядка 5 ГВт [67].

Расстояние до начала филамента оценивается длиной самофокусировки пучка, мощность которого равна пиковой мощности импульса. Для гауссового пучка это расстояние можно оценить по формуле Марбургера [68]:

$$Z_M = \frac{0,367ka_0^2}{(((P/P_c)^{1/2} - 0,852)^2 - 0,0219)^{1/2}} \quad (1)$$

где k - волновое число, a_0 - радиус пучка по уровню интенсивности $1/e$, P - пиковая мощность импульса, P_c - критическая мощность самофокусировки.

Типичные характеристики одиночного филамента:

- Интенсивность $\sim 4 \cdot 10^{13}$ Вт/см², диаметр светового канала ~ 100 мкм [1], диаметр плазменного канала < 100 мкм [69].
- Концентрация плазмы $\sim 10^{16} - 10^{17}$ см⁻³ [69],
- Плазменная частота в канале филамента $\omega_{pe} = \sqrt{e^2 n_e / (m_e \epsilon_0)} \sim 1 - 10$ ТГц (период колебаний 1-0,2 пс), соответствующая ей длина волны ~ 330 мкм. Обратим внимание, плазменная частота растет с концентрацией электронов.
- Частота столкновений электронов с нейтралами в канале филамента [70] $\nu_{en} \approx 2,8 \cdot 10^8 r_n^2 N_n T_e^{0,5} \sim 0,5$ ТГц (2 пс), где r_n - характерный радиус нейтрала, обычно $r_n \sim 10^{-8}$ см, $N_n \sim 3 \cdot 10^{19}$ - концентрация нейтральных атомов и молекул, T_e - температура электронов. Температура электронов может достигать ~ 6 эВ [72], обычно оценивается ~ 1 эВ. В литературе оценки частоты столкновений варьируются в широком диапазоне, от 0,5 ТГц [65] до 5 ТГц [71].

Когда мощность лазерного излучения во много раз превышает критическую мощность самофокусировки, в поперечном сечении пучка возникает сразу несколько филаментов [20–22]. Число филаментов m определяется пиковой мощностью пучка, $m \sim P/P_c$, где P - пиковая мощность излучения в рассматриваемом пучке, P_c - критическая мощность самофокусировки.

1.1.1.1 Эволюция плазменного канала. Генерация акустической волны

Филаментация сопровождается генерацией акустической волны, которая является следствием релаксации плазменного канала филамента. Механизм генерации был подробно описан в [72].

Для определения характерных времен релаксации плазмы в [72] использовалась модель, в которой учитывался нагрев электронов, диссоциация, отрыв электронов от отрицательно заряженных ионов, температуропроводность и радиальные вариации плазмы, которые обусловлены разницей давлений между плазмой и окружающим воздухом. Учитывалось более сорока процессов в плазме, а именно, образование и распад возбужденных состояний молекул электронными столкновениями, их спонтанный распад, диссоциация молекул, фотоионизация, столкновительная ионизация, электрон-ионная рекомбинация, присоединение и отделение электрона от нейтральной молекулы, ион-ионная рекомбинация, обмен электроном.

Для формирования плазмы в [72] использовалось лазерное излучение с длиной волны 526 нм, длительностью импульса 500 фс, размером пучка 3 мм. Излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 50 см (большая длительность импульса влияет на процесс формирования плазмы и никак не влияет на дальнейшую эволюцию плазменного канала).

Цепочка процессов, происходящая в воздухе во время прохождения лазерного импульса в воздухе и после:

1. При фокусировке лазерного излучения вблизи фокальной точки в результате туннельной и многофотонной ионизации появляются свободные электроны и формируется плазма (во время прохода лазерного импульса). Для импульсов с длительностью, большей 100 фс, влияние может оказывать и ударная ионизация.
2. Электроны, ускоренные лазерным полем, преобразуют часть своей кинетической энергии в энергию ионизации (столкновительной ионизации), молекулярной диссоциации, возбуждения (вращения, колебания, возбуждения в высшие электронные состояния) и нагревания тяжелых частиц.
3. После прохода лазерного импульса в плазме преобладают процессы энергетической релаксации, рекомбинации (электрон-ион, ион-ион, атом-атом) и прикрепление электрона к кислороду.
4. Увеличение давления, сопровождающее нагрев плазмы, вызывает радиальное расширение (что, таким образом, уменьшает концентрацию частиц воздуха по сравнению с

концентрацией окружающей среды и генерирует акустическую волну в окружающий воздух). Радиальное расширение продолжается до тех пор, пока не установится баланс давления с давлением внешней среды. Намного позже плазма охлаждается за счет теплопроводности и сжимается из-за уменьшения внутреннего давления.

Электронная температура достигает максимального значения (около 6 эВ) во время лазерного импульса и уменьшается за характерное время 10^{-11} с из-за неупругих столкновений с тяжелыми составляющими (ионами, атомами, молекулами) [72]. Температура тяжелых составляющих возрастает за время 10^{-9} - 10^{-8} с, что соответствует времени рекомбинации O_2^+ с электронами при электронной температуре в несколько эВ. Температуры вне плазмы и внутри становятся равными при температуре приблизительно в 0,1 эВ. Это достигается через 10^{-6} - 10^{-5} с. Температура плазмы уменьшается начиная примерно с 10^{-4} секунды, что примерно соответствует характерному времени теплопроводности.

Электронная концентрация достигает максимального значения в $\sim 4 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ за время лазерного импульса. Концентрация ионов O_2^+ практически совпадает с концентрацией электронов, поскольку потенциал ионизации молекул O_2 (12,1 эВ) ниже, чем потенциал N_2 (15,6 эВ).

Около 1% молекул N_2 переходят в возбужденное состояние с временем жизни меньше 10^{-6} с. С другой стороны, примерно 16% молекул O_2 переходят в возбужденное состояние и их число непрерывно возрастает в течение исследуемого времени, поскольку их характерное время релаксации составляет 0,1 с при комнатной температуре.

Давление плазмы имеет два максимума. Первый максимум достигается во время лазерного импульса и в основном связан с давлением электронов, тогда как второй максимум, который достигается через 10^{-8} с после прохождения лазерного импульса, связан с нагревом и диссоциацией молекул воздуха. Уменьшение давления, следующее за вторым максимумом, вызвано расширением плазмы. Акустическая волна, образующаяся в окружающем воздухе, мешает распространению плазмы. Через $2 \cdot 10^{-7}$ с давление акустической волны больше давления плазмы, расширение плазмы эффективно замедляется.

Радиус плазмы начинает увеличиваться с 10^{-8} - 10^{-7} с и увеличивается примерно в 1,8 раза до того, как начинает уменьшаться на 10^{-5} секунде из-за давления акустической волны.

Спустя 1 мкс газ достигает механического равновесия, образуя нагретую область пониженного давления. Затем происходит релаксация температуры за счет теплопроводности и частично конвекции в течение десятков микросекунд.

Акустическая волна филамента исследовалась с помощью интерферометрического мето-

да в [17], проводилось сравнение с теоретическим расчетом. Излучение, формирующее филамент и пробный импульс, распространялись навстречу друг другу. Таким образом измерялся фазовый набег пробного импульса для сечения филамента и окружающей его акустической волны.

Для надежного измерения фазового набега в такой схеме важно сохранять длину взаимодействия достаточно короткой, чтобы преломление на акустической волне незначительно искажало зондирующий пучок. Это достигается за счет уменьшения длины филамента до ~ 2 мм при относительно жесткой фокусировке.

Филамент генерировался импульсами Ti:Sa лазера длительностью 50 фс, длиной волны 800 нм при частоте 10/1000 Гц. Пробный импульс длиной волны 532 нм и длительностью 7 нс распространялся навстречу импульса накачки.

Акустическая волна имела продольный пространственный масштаб порядка 50 мкм, представляла собой одиночную волну сжатия и следующую за ней волну разряжения, распространялась со скоростью звука ($c_s = 340$ м/с). Амплитуда волны спадала с расстоянием как $\sim r^{-1/2}$ (цилиндрическая волна), акустическая волна свою форму не меняла. Также в [17] исследовалась акустическая волна регулярного множественного филамента (регуляризация производилась фазовой маской - прозрачной пластинкой с переменной толщиной). Формировался массив филаментов, расположенных по кольцу. Наблюдались два одиночных акустических импульса, соответствующие волнам, идущим в центр и из центра кольца.

1.1.2 Методы исследования плазменного канала филамента

Существует несколько основных методов, позволяющих исследовать параметры плазменного канала филамента. Их все можно разделить на два типа, а именно, оптические (типа накачка-зондирование) и "экспресс"методы.

Для оптических методов требуется второй (зондирующий) лазерный пучок, задержанный относительно основного [73–75]. Также часто эти методы непригодны для измерения низких концентраций плазмы, что как раз наблюдается в коллимированном филаменте. Для "экспресс"методов дополнительный пучок не нужен, что делает их удобными для измерений на протяженной трассе. Для осуществления этих методов вблизи филамента помещаются электроды [76–78], антенны [79], детекторы (акустические) [11]. В отличие от оптических методов эти методы требуют дополнительной калибровки для получения абсолютных величин концентрации электронов.

Метод исследования проводимости плазменного канала филамента был предложен в [76].

Филамент проходил сквозь отверстия двух электродов, электрическая цепь замыкалась через филамент. Эксперимент показал, что в присутствии филамента сопротивление воздуха сильно уменьшается, что позволяет использовать филамент для управления электрическим разрядом. Средняя концентрация плазмы оценивалась по значению проводимости.

Располагая электроды по сторонам от филамента можно измерить концентрацию плазмы [77, 78], получив абсолютные значения с калибровкой интерференционным методом. Механизм появления переходного тока следующий. Под действием мощного электростатического поля в плазме создается разделение зарядов, среда поляризуется. Эта индуцированная поляризация генерирует электростатическое поле, которое приводит к падению напряжения между электродами. Для поддержания постоянного напряжения блок питания электродов генерирует дополнительные заряды, которые и формируют переходный ток.

При помещении внутренней жилы коаксиального кабеля вблизи филамента [79] на выходе наблюдался электрический сигнал длительностью менее 1 нс, который был пропорционален суммарному заряду плазмы в отдельных участках филамента. Наблюдалось разделение зарядов вдоль филамента. С помощью съемки филамента сбоку была получена концентрация ионов положительных ионов (N_2^+) в филаменте, вычитая эти зависимости была получена относительная концентрация электронов вдоль филамента.

Акустический метод исследования филамента основан на регистрации акустической волны филамента, испускаемой при релаксации плазмы. На фоне остальных "экспресс" методов он выделяется простотой интерпретации сигнала. Акустический сигнал приходит позже возможного сигнала от лазерного импульса в зависимости от расстояния от детектора (позже на ~ 15 мс при помещении детектора в 5 мм от филамента). Изменяя расстояние от филамента до детектора можно видеть изменение времени прихода акустического сигнала, что облегчает процесс поиска слабого сигнала. Акустическая волна филамента представляет собой волну сжатия и разрежения (N-форма) с длительностью ~ 200 нс (~ 5 МГц), что легко регистрируется большинством осциллографов и плат сбора данных.

Рассмотрим подробно акустический метод исследования филамента.

1.1.2.1 Акустический метод исследования филамента

Метод исследования филамента на основе регистрации его акустического сигнала использовался и ранее [11–14, 16–18]. Однако во всех работах для исследования филамента в воздухе использовался акустический приемник с полосой приема несколько кГц. Это позволяет оценивать только поглощенную средой энергию и длину филамента с поперечным

пространственным разрешением в несколько десятков мм.

В [11] было предложено использование микрофона для определения длины филамента и пространственного профиля концентрации электронов вдоль распространения излучения. Разрешающая способность метода вдоль филамента в этом эксперименте составляла 1,1 см, что определялось шириной трубки, в которую был помещен микрофон. Использовался микрофон с шириной полосы 15 кГц, располагался он в 10 см от филамента. Были получены акустические сигналы в разных точках вдоль филамента, концентрация электронов считалась прямо пропорциональной амплитуде сигнала.

В [12] исследовалось поглощение фемтосекундных и наносекундных импульсов воздухом с помощью высокочувствительного оптоакустического детектора. Использовалось излучение Ti-Sa лазерной системы с энергией импульса ≤ 10 мДж, длительностью 90 нс или 80 фс. Использовался микрофон с шириной полосы приема до 20 кГц с концентратором, фокусирующим акустические импульсы. С помощью этого микрофона были зафиксированы акустические сигналы не только от излучения, распространяющегося в режиме филаментации, но и без образования филамента. Наибольшую амплитуду акустический сигнал имел при формировании филамента. Поглощение излучения фс импульса было существенно выше (почти на 2 порядка), чем поглощение излучения наносекундной длительности при сравнимых спектральных ширинах излучения. Наблюдалась квадратичная зависимость поглощения воздухом фемтосекундного излучения от энергии лазерного импульса.

В [13] исследовалось взаимодействие лазерных импульсов фемтосекундной длительности с аэрозолями и одиночными частицами. Для измерения поглощения использовались два канала регистрации - оптический и акустический. С помощью оптического канала измерялось ослабление излучения в аэрозольной среде. Акустическая часть установки включала в себя два детектора с линейным частотным диапазоном 2-100 кГц. Первый микрофон (опорный) находился на расстоянии 0,5 м от фокуса зеркала. Микрофон 2 перемещался вдоль оптической оси лазерного излучения от фокуса до расстояния 4,2 м от него. Микрофоны были удалены от оптической оси на 1,5 см. При формировании филамента использовалось излучение Ti-Sa лазерной системы с энергией импульса < 17 мДж, с длительностью импульса 80 фс. Излучение фокусировалось зеркалом с фокусным расстоянием равным 120 или 86,5 см. Энергия в импульсе была менее 17 мДж. Наблюдалось резкое уменьшение акустического сигнала за фокусом линзы, обусловленное распадом филамента. Регистрация акустического сигнала вдоль распространения излучения позволяла восстанавливать геометрический размер области с повышенной ионизацией в каждом лазерном выстреле. В каждой акустической выборке наблюдались три сигнала, а именно, сигнал ближайшей к микрофону части

филамента и два сигнала от краев зоны плазменного канала.

В [14, 15] были проведены эксперименты, аналогичные [11]. Использовались микрофоны с шириной полосы 20 и 140 кГц соответственно. В [14] был предложен упрощенный способ оценки концентрации электронов в канале филамента по амплитуде акустического сигнала, основанный на скоростных уравнениях для электронов и нейтральных частиц в плазме из [73]. Однако, метод не давал абсолютного значения концентрации электронов. В [15] исследовалось время прихода акустического импульса, длина и относительная концентрация плазмы в филаменте.

В [16] использовался микрофон с шириной полосы 0,2-100 кГц. Он располагался перпендикулярно филаменту (как во всех выше перечисленных экспериментах) и параллельно. При формировании филамента зеркалом с фокусным расстоянием $F = 86$ см фиксировались особые акустические сигналы (которые ранее наблюдались в [13]), образующиеся на концах филамента. С длиннофокусным зеркалом ($F = 130$ см) для определения длины производилось сканирование микрофоном вдоль филамента. Параметры излучения были аналогичны параметрам в [13]. В работе исследовалась длина филамента в сфокусированном режиме и применимость формулы Марбургера (1) вместе с формулой из геометрической оптики $F_N = \left(\frac{1}{F} + \frac{1}{z_f} \right)$ для оценки расстояния самофокусировки. Было показано, что увеличение начальной энергии лазерного импульса приводит к смещению нелинейного фокуса от геометрического в сторону источника прямо пропорционально увеличению начальной энергии импульса, что противоречит оценкам по формуле Марбургера.

В [18] измерялся энерговклад в среду одиночным филаментом тремя независимыми методами: измерение акустической волны с помощью микрофона; интерферометрическое исследование возмущения плотности, оставшееся за филаментом после ухода акустической волны; прямое измерение поглощения лазерного излучения воздухом с помощью фотодиода и интегрирующей сферы. С помощью этих методов была определена линейная плотность поглощенной энергии вдоль филамента. При длительности импульса 70 фс и энергиях 4 мДж и 2,5 мДж максимальная линейная плотность энергии была 3,7 мкДж/см и 0,5 мкДж/см соответственно.

В [19] акустический сигнал регистрировался микрофоном с максимальной частотой приема ~ 90 кГц, измерялась диаграмма направленности. Диаграмма направленности строилась из центра филамента – самой яркой точки, определенной с помощью боковой съемки люминесценции. Здесь также была разработана модель лазерно-индуцированных плазменных филаментных источников звука, основанная на модели акустического линейного источника конечной длины для описания диаграммы направленности. Этот источник состоял из элемен-

тарных акустических точечных источников. Форма сигнала такого элементарного источника определялась как форма сигнала короткого филамента при жесткой фокусировке.

1.1.3 Выводы

В филаменте присутствует плазма, необходимая для распространения лазерного излучения в виде стабильного светового канала. Акустический метод является одним из простых методов исследования плазменного канала филамента, отличается от регистрации электромагнитного сигнала плазмы простотой интерпретации результатов. Релаксация плазмы и последующий локальный нагрев среды являются источником цилиндрической акустической волны, формирующейся вокруг филамента. Эта волна имеет вид одиночного колебания сжатия и разряжения с характерным пространственным размером порядка 50 мкм (соответствующая длительность сигнала 150 нс, частота ~ 6 МГц).

Тем не менее, ранее для исследования филамента в воздухе использовались только килогерцевые микрофоны (максимальная детектируемая частота 140 кГц). Форма сигнала представляла собой импульсный отклик микрофона, амплитуда сигнала была пропорциональна линейной плотности поглощенной энергии и концентрации плазмы.

Используя акустические детекторы с полосой приема в мегагерцевом диапазоне можно детектировать реальную форму акустической волны. В экспериментальной части данной главы акустические сигналы филамента будут детектироваться широкополосным акустическим детектором и будут определяться параметры филамента по этим сигналам.

1.2 Широкополосный акустический метод исследования филамента

В отличие от килогерцевого микрофона, использование широкополосного (мегагерцевого) акустического детектора для диагностики филамента позволяет измерять в одном лазерном выстреле диаметр плазменного канала, объемную и линейную плотность поглощенной энергии. Также можно измерять расстояния между отдельными филаментами множественного филамента.

1.2.1 Форма акустического сигнала

Группой лаборатории лазерной оптоакустики под руководством А. А. Карабутова был теоретически обоснован широкополосный акустический метод исследования филамента [111, 112], в этой диссертации представлено его экспериментальная реализация и разработка метода автоматизированного получения параметров теплового источника по параметрам аку-

стического сигнала. Приведем здесь основные аналитические формулы, описывающие акустическую волну филамента.

В [113] было получено аналитическое выражение во временной и частотной областях для цилиндрической волны давления, генерируемой лазерным импульсом, распространяющимся в жидкости. Это выражение справедливо для размеров лазерного пучка в диапазоне от ~ 10 мкм до расстояния r_0 , на котором наблюдается импульс (как правило, несколько мм). Длительность импульса причем должна была быть меньше времени распространения акустической волны от пятна освещения до точки наблюдения (несколько микросекунд). Было найдено полное аналитическое решение для акустического сигнала, возникающего благодаря поглощению и электрострикции. Электрострикция играет заметно меньшую роль, чем поглощение для относительно маленьких размеров лазерного пучка (200 мкм) и малых длительностях импульса (70 нс).

Решение из [113] было применено к случаю распространения лазерного излучения в воздухе и генерации звука филаментом.

Было показано, что тепловой источник можно считать цилиндрическим и, для решения акустической задачи, образующимся мгновенно. Время формирования теплового источника филамента $\tau_f \sim 10$ нс (время нагрева ионов, атомов, молекул воздуха, см. раздел 1.1.1.1). Характерное время выравнивания температуры $\tau_{th} \sim w_0^2/\chi$, где w_0 - характерный размер теплового источника, χ - коэффициент температуропроводности. Характерное время релаксации механических напряжений $\tau_p \sim w_0/c_s$, где c_s - скорость звука. Для воздуха при комнатной температуре $\chi \sim 2 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $c_s \approx 340$ м/с. Полагая $w_0 \sim 20$ мкм (оценка снизу), получим $\tau_{th} \sim 20$ мкс $\gg \tau_p \sim 60$ нс $> \tau_f \approx 10$ нс. Таким образом, поскольку длина филамента существенно превосходит радиус теплового источника и $\tau_{th} \gg \tau_p > \tau$, образующийся акустический источник можно считать цилиндрическим и образующимся мгновенно.

Пренебрегая влиянием вязкости, электрострикции, теплопроводности и затухания лазерного излучения вдоль оси пучка (учитываются для импульсов > 1 нс [113] и при распространении на расстояния, превышающие несколько мм [114]), считая длительность лазерного импульса бесконечно малой, решение для акустического сигнала, исходящего от филамента, было записано следующим образом:

$$p(r, t) = \frac{H_0 w_0^2 \beta}{2\sqrt{2\pi} c_p} \sqrt{\frac{c_s}{r}} \left(\frac{c_s}{w_0}\right)^{3/2} F\left(\left(t - \frac{r}{c_s}\right) \frac{c_s}{w_0}\right) \quad (2)$$

$$F(x) = [\Gamma(3/4)_1 F_1(-1/4; 1/2; x^2) - 2x\Gamma(5/4)_1 F_1(1/4; 3/2; x^2)] e^{-x^2} \quad (3)$$

где H_0 - объемная плотность энергии в тепловом источнике, w_0 - размер теплового источника, β - коэффициент теплового расширения, c_p - удельная теплоемкость при постоянном давлении, c_s - скорость звука в воздухе, $\Gamma(x)$ - гамма-функция Эйлера. ${}_1F_1(a; c_s; x)$ - вырожденная гипергеометрическая функция.

Вклад затухания акустической волны оценивался по формуле для плоских волн $\tilde{p} \rightarrow \tilde{p} \exp^{-ax}$ где a - коэффициент затухания, $a = \alpha f^2$. Умножение Фурье-образа \tilde{p} на функцию \exp^{-ax} сводится к замене радиуса теплового источника эффективным значением

$$w_0 \rightarrow \sqrt{w_0^2 + (c_s/\pi)^2 \alpha r} \quad (4)$$

Обратим внимание на то, что H_0 входит в формулу (2) как множитель и изменяет только амплитуду импульса, не изменяя форму сигнала во времени. В [113] формула (2) была проанализирована подробнее, было получено, что амплитуда сигнала пропорциональна также $w_0^{-3/2}$ и ширина пропорциональна w_0 .

Максимум спектра теоретического акустического сигнала от одиночного филамента с учетом затухания в воздухе находился на частоте 1,16 МГц при ширине спектра 1,87 МГц (полная ширина по полувысоте). Детектируя данный сигнал приемником с полосой приема, превышающей частоты сигнала можно получить реальную форму акустического сигнала.

1.2.2 Схема детектирования акустического сигнала

Акустический сигнал будем регистрировать в направлении, перпендикулярном распространению филамента. Плоскость детектора будет располагаться параллельно филаменту на расстоянии 2-5 мм от него.

В эксперименте будет использоваться широкополосный пьезоэлектрический детектор на основе полимерной пленки поливинилиденфторида (ПВДФ) толщиной 110 мкм (рабочая полоса пропускания до 6 МГц) с диаметром рабочей зоны 6 мм. Сигнал с пьезоприемника будет усиливаться широкополосным усилителем с коэффициентом усиления 12 и записываться.

1.2.3 Анализ акустического сигнала, полученного с помощью широкополосного пьезоприемника

В этом разделе обсудим применимость широкополосного акустического метода к исследованию одиночного и множественного филамента, а также алгоритм получения информации о филаменте из акустического импульса.

Рассмотрим широкополосный пьезоприемник с шириной полосы 6 МГц и какие величины можно получить с его использованием.

1.2.3.1 Пространственное разрешение пьезоприемника.

Разрешение приемника вдоль филамента определялось диаметром рабочей области, которая составляла 6 мм. Первый критический угол падения акустической волны на пленку составлял $7,2^\circ$, детектор находился в ~ 4 мм от филаментов. Отсюда получаем длину филамента, с которой акустическая волна поглощается пленкой $6 + 2 \cdot 4 \sin(7,2^\circ) = 7 \pm 0,1$ мм.

Приемник с максимальной частотой приема в 6 МГц может зафиксировать импульс с длительностью минимум $\tau_{min} = \frac{1}{6 \cdot 10^6} = 0,167$ мкс.

Рассмотрим ситуацию, в которой существует несколько источников акустического сигнала, расположенных в разных точках пространства. Пусть эти источники испускают акустический сигнал одновременно. Сигнал от более далеких источников будет приходить позже на детектор по сравнению с более близко расположенными.

На рисунке 1 представлены примеры сигналов, наблюдаемых на выходе широкополосного акустического детектора. Черной кривой представлен типичный сигнал одиночного филамента. Красной кривой соответствует сигнал двух пар филаментов. Каждая пара филаментов находится на одном расстоянии от детектора и она формирует по одному сигналу. Длительность этих акустических сигналов ~ 200 нс. Такая картина наблюдалась с амплитудной маской при формировании четырех филаментов, расположенных в вершинах квадрата (см. далее раздел 2.4).

Можно оценить минимальное расстояние между источниками, сигналы от которых будут восприниматься детектором как разные сигналы. Оценим это расстояние как $l_{min} = \tau_{min} c_s$. За τ_{min} возьмем длительность наблюдаемых акустических сигналов, $\tau_{min} \sim 200$ нс. Скорость звука равна приблизительно $c_s \approx 340$ м/с, следовательно $l_{min} \approx 70$ мкм.

То есть для случая множественной филаментации (массив филаментов – массив акустических источников) с помощью пьезоприемника с шириной полосы 6 МГц можно разрешить филаменты, отстоящие друг от друга на расстоянии ≈ 70 мкм.

Один детектор может измерять только проекции расстояний между филаментами. Использование нескольких датчиков позволяет измерять абсолютные расстояния между филаментами и получать расположение филаментов в пространстве [115].

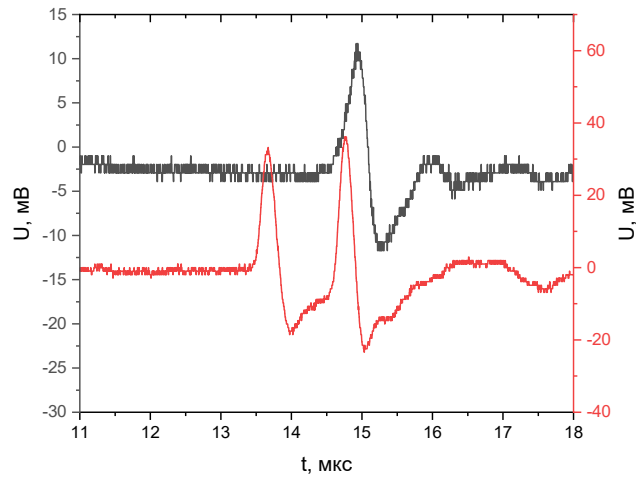


Рис. 1: Примеры сигналов, наблюдаемых на выходе широкополосного акустического детектора. Черной кривой представлен сигнал одиночного филамента. Красной кривой соответствует сигнал двух пар филаментов. На красной кривой видны два акустических пика, соответствующих двум парам филаментов.

1.2.3.2 Методика оценки параметров филамента по экспериментальным акустическим сигналам

Проведем анализ связи параметров экспериментального сигнала и параметров исходного теплового акустического источника. Для нахождения параметров филамента из акустического сигнала использовался расчет из статьи [112] с учетом конечной полосы приема пьезоприемника. Теоретическая форма акустического сигнала фильтровалась с помощью фильтра низких частот с функцией окна Хэмминга до полосы 6 МГц.

Далее по отфильтрованной кривой были построены следующие зависимости:

1. Зависимость ширины теоретического акустического сигнала от ширины теплового канала (Рис.2а). В соответствии с формулой (2) ширина акустического сигнала зависит только от размера теплового источника и не зависит от объемной плотности энергии H_0 . Это не менялось и после фильтрации, кривые для разных H_0 совпали. В соответствии с теорией (см. раздел 1.2.1) зависимость ширины акустического сигнала от размера источника близка к линейной. Но вблизи малых w_0 наблюдается отклонение от линейной зависимости – длительность акустического сигнала перестает уменьшаться с уменьшением размера источника. Вертикальной линией отмечен минимальный

размер акустического источника, меньше которого зависимость нельзя считать линейной. Линейная аппроксимация представлена на Рис. 2а пунктирной линией. Насыщение длительности сигнала обусловлено конечной шириной полосы приема пьезоприемника. Ширина акустического сигнала оказывается близкой к его аппаратной функции.

2. Зависимость амплитуды теоретического акустического сигнала от ширины теплового источника для широкополосного пьезоприемника при фиксированном значении H_0 (Рис.2б).

Была построена также зависимость амплитуды теоретического акустического сигнала от ширины теплового канала, которая завершает алгоритм вычисления параметров акустического источника (см. Рис. 2б). Зная длительность акустического сигнала, находим размер источника по кривой Рис. 2а. И далее, зная размер теплового источника, находим объемную плотность энергии в источнике H_0 по кривой Рис. 2б деля экспериментальное значение амплитуды на амплитуду, определенную по графику (кривая на Рис. 2б построена для $H_0 = 1$ Дж/см³ для удобства вычислений).

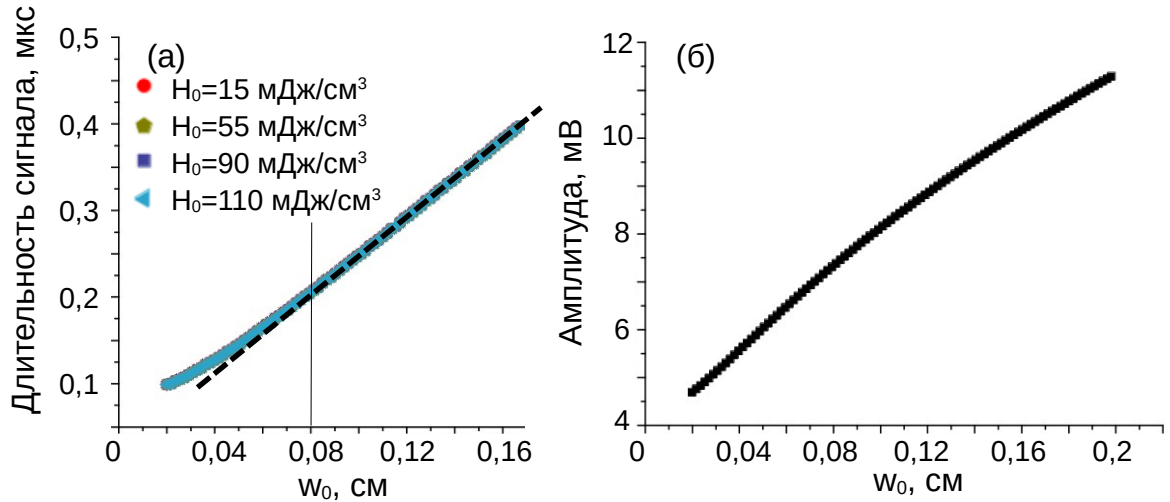


Рис. 2: (а) Зависимость длительности акустического сигнала (по полувысоте) от размера теплового источника и (б) зависимость амплитуды акустического сигнала от размера акустического источника.

Зная w_0 и H_0 , находилась линейная плотность энергии W в тепловом канале.

$$W = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty H_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) r dr d\phi = \pi H_0 w_0^2 \quad (5)$$

Эта формула верна для случая цилиндрического гауссового распределения температуры в акустическом источнике. Как раз для такого случая была получена формула (2).

1.2.4 Погрешность метода

Погрешность акустического метода складывается из нескольких составляющих:

- Погрешность аппроксимации теоретических кривых, на Рис. 2. Ее можно фактически свести к нулю увеличивая количество точек и аппроксимируя более сложной функцией. При расчете проводилась аппроксимация полиномами пятой степени с проверкой поведения функции между точками графика. Погрешность всех коэффициентов в результате аппроксимации составила менее 0,2%. Обратим внимание, что эта погрешность практически в 10 раз меньше погрешностей из следующего пункта, то есть, увеличения точек кривой и увеличения степени полинома не требовалось.
- Определение положения и величины максимума и ширины экспериментального сигнала. Детектирование нескольких акустических пиков осуществлялось встроенной функцией LabVIEW (графическая среда разработки) Peak detector. Погрешность при аппроксимации параболой давала вклад в определение амплитуды сигнала в несколько процентов, сильно зависящую от уровня шума экспериментального сигнала. Для определения ширины (длительности) сигнала в цикле последовательно считывались точки, пока амплитуда сигнала не станет в 2 раза меньшей максимальной. Такой способ определения длительности уменьшал длительность сигнала при увеличении шума (увеличивая ее погрешность), но был удобен для обработки большого количества экспериментальных выборок. Погрешность определения длительности можно оценить сравнивая длительность, посчитанную из центра и от краев максимума. Эти две длительности можно получить считывая точки выборки из максимума вперед и назад и от начала и конца выборки в сторону сигнала вдоль оси времени, пока они не переступят порог в половину амплитуды сигнала. Разности времен пересечения порога даст две рассматриваемые длительности. В эксперименте наблюдались сигналы, когда эти длительности отличались практически в 2 раза. Тем не менее, типичная погрешность определения длительности сигнала составляла также около нескольких процентов.

1.2.5 Апробация метода

Разработанный метод использовался для исследования филамента в следующих работах, часть из которых вошли в настоящую диссертацию:

[120] Пушкарев Д. В., Митина, Е. В., Урюпина, Д. С., Волков, Р. В., Панов, Н. А., Карабутов, А. А., ... & Савельев, А. Б. Нелинейный рост энергоклада в среде при слиянии регуляризованных

фемтосекундных филаментов // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. - 2017. - Т. 106. - №. 9. - С. 545-548.

[121] Pushkarev D. V., Mitina, E. V., Uryupina, D. S., Lar'kin, A. S., Ushakov, A. A., Panov, N. A., ... & Savel'ev, A. B. Transverse structure and energy deposition control by amplitude and phase beam regularization in multifilamentation regime // 2018 International Conference Laser Optics (ICLO). - IEEE, 2018. - С. 205-205.

[122] Mitina E., Pushkarev, D., Uryupina, D., Volkov, R., Karabytov, A., Kosareva, O., & Savel'ev, A. Nonpertubing diagnostics of multiple filamentation and superfilamentation of powerful femtosecond laser pulses in air // 2018 International Conference Laser Optics (ICLO). - IEEE, 2018. - С. 252-252.

[123] Pushkarev D., Mitina, E., Uryupina, D., Volkov, R., Karabytov, A., & Savel'ev, A. In situ optoacoustic measurement of the pointing stability of femtosecond laser beams // Laser Physics Letters. - 2018. - Т. 15. - №. 2. - С. 025401.

[124] Pushkarev D., Mitina, E., Shipilo, D., Panov, N., Uryupina, D., Ushakov, A., ... & Savel'ev, A. Transverse structure and energy deposition by a subTW femtosecond laser in air: from single filament to superfilament // New Journal of Physics. - 2019. - Т. 21. - №. 3. - С. 033027.

[32] Pushkarev D. V., Lar'kin, A. S., Mitina, E. V., Zhidovtsev, N. A., Uryupina, D. S., Volkov, R. V., ... & Savel'ev, A. B. Robust multifilament arrays in air by Dammann grating // Optics Express. - 2021. - Т. 29. - №. 21. - С. 34189-34204.

[125] Mitina E., Uryupina, D., Zhidovtsev, N., Volkov, R., Kosareva, O., & Savel'ev, A. Long-range robust multifilament arrays from terawatt femtosecond beam // Laser Physics Letters. - 2021. - Т. 19. - №. 1. - С. 015201.

[126] Mitina E., Uryupina, D., Nikolaeva, I., Shipilo, D., Panov, N., Ushakov, A., ... & Savel'ev, A. Enhanced forward THz yield from the long DC-biased femtosecond filament // Optics & Laser Technology. - 2023. - Т. 159. - С. 108949.

[127] Mitina E. et al. Diffraction Impact onto Regularized Plasma Channel Formation by Femtosecond Laser Filamentation // Photonics. – Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2023. – Т. 10. – №. 8. – С. 928.

Рассмотрим подробнее некоторые результаты, которые удалось получить с использованием разработанного акустического метода.

1.2.5.1 Оценка пространственной стабильности лазерного пучка широкополосным акустическим методом

Пространственная стабильность лазерного пучка (Beam pointing stability, BPS) традиционно определяется угловым среднеквадратичным отклонением положения слабо сфокусированного лазерного пучка [116]. Пучок либо напрямую перегораживается матрицей камеры,

либо изображение пучка переносится с экрана на матрицу. Далее определяются изменения положения центра масс пучка от импульса к импульсу. Оба способа измерения подразумевают сильное ослабление мощности пучка для предотвращения повреждения детектора и прерывание пучка.

Нами был предложен новый способ измерения пространственной стабильности без перегоривания пучка (неинвазивный) и требующий ослабление энергии лазерного импульса только до энергии формирования одиночного филамента [123]. Для этого детектировалась акустическая волна, генерируемая при пробое воздуха. Было показано, что энергии фемтосекундного импульса в несколько мДж, сфокусированного линзой с фокусным расстоянием 312 см, достаточно для проведения измерений пространственной стабильности с угловым разрешением в несколько мкрад с помощью широкополосного акустического детектора. Типичными значениями пространственной стабильности для лабораторных мощных лазерных систем, причем, и импульсных, и непрерывных, являются $\sim 15 - 100$ мкрад [117, 118], адаптивными системами это значение можно уменьшить до < 1 мкрад [119].

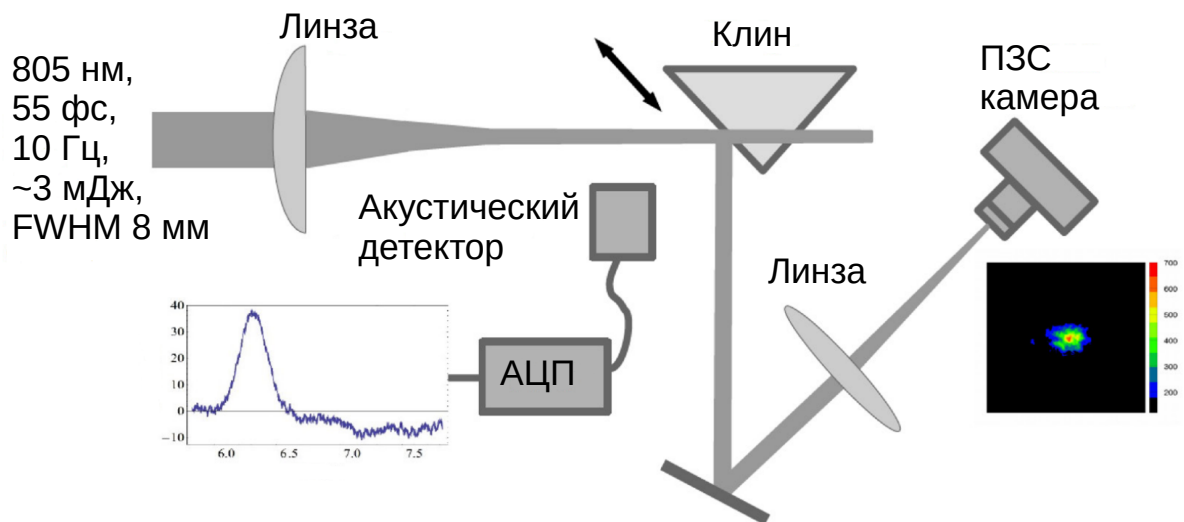


Рис. 3: Схема установки измерения пространственной стабильности пучка

Использовалась тераваттная фемтосекундная лазерная система Ti:Sa (805 нм, 50 фс, 10 Гц). Энергия импульса поддерживалась на уровне ~ 3 мДж для формирования одиночного филамента. Пучок (0,8 см шириной по полувысоте) был слабо сфокусирован в воздухе плоско-выпуклой линзой с фокусным расстоянием $F = 312$ см (см. Рис. 3).

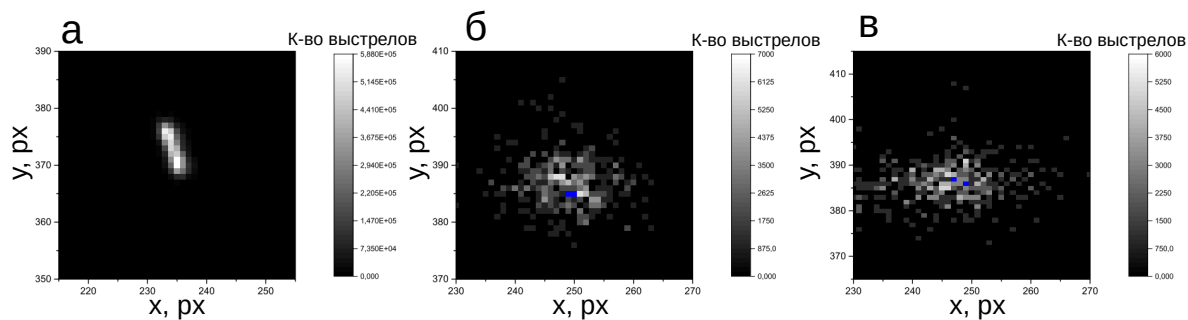


Рис. 4: Распределение центра масс пучка в серии лазерных выстрелах. Измерения производились в плоскости ПЗС для непрерывного излучения лазерного диода (а) и для фемтосекундного пучка в режимах малой $\sim 0,3$ мДж (б) и большой ~ 3 мДж (в) энергии.

Было проведено сравнение двух методов измерения пространственной стабильности. Первым был стандартный метод исследования отклонения пучка в фокальной плоскости. Клинь помещался в пучок в фокальной плоскости и отражал небольшой процент лазерной энергии. Этот клин можно было перемещать, сохраняя его отражающую поверхность почти в одной плоскости. Изображение с поверхности клина переносилось на ПЗС камеру (The Imaging Source DMK 23FV024) с помощью линзы для измерения пространственного распределения интенсивности в фокальной плоскости. Схема измерений была проверена с помощью ИК-лазера с диодной накачкой (OBIS 785 LX, Coherent, Inc.) на длине волны 785 нм с неподвижным клином. Данные, представленные на Рис. 4(а), показывают флуктуации центра масс примерно для 10000 последовательных измерений. Лазерное излучение диода имело две точки стабильности, разделенные расстоянием 12 мкм, со среднеквадратичным отклонением 6 ± 1 мкм (что соответствует пространственной стабильности = 4 мкрад) для каждой точки стабильности. Это среднеквадратичное значение почти равно размеру пикселя ПЗС (6 мкм).

Далее измерялась пространственная стабильность для режимов малой ($\sim 0,3$ мДж) и большой (~ 3 мДж) энергии фемтосекундного лазерного излучения. Филаментация наблюдались только в режиме большой энергии, пиковая мощность импульса же в слабом режиме была ниже критической мощности в воздухе. Отметим, что множественный филамент, формирующийся при энергиях выше 4-5 мДж, не позволяет проводить измерения пространственной стабильности. Следовательно, проверим, остается ли пространственная стабильность фемтосекундного пучка неизменной в режиме одиночного филамента по сравнению со

стандартными процедурами измерения, реализованными в слабом режиме.

Отражающая поверхность клина повреждалась после нескольких лазерных выстрелов в режиме большой энергии, потому клин перемещался после каждого лазерного выстрела. Его поверхность могла при этом сместиться относительно исходной плоскости за счет этого движения. Это, в свою очередь, приводило к смещению изображения пучка в плоскости ПЗС. Для учета такого возможного смещения был выбран специальный режим работы лазера накачки усилителя: (1) одно плечо накачки усилителя блокировалось (слабый режим измерений пространственной стабильности), клин не смещается; (2) плечо накачки открывается на одиночный мощный выстрел (режим большой энергии), после чего клин перемещается в новое положение. Данные, полученные для слабого режима, давали усредненное положение центра масс пучка для каждого положения клина и одиночного измерения в сильном режиме. Все экспериментальные данные здесь были получены при частоте повторения 0,1 Гц из-за ограничений на скорость передачи данных. Данные по отклонению центра масс пучка представлены на рисунках 4(б) и (в) для режимов малой и большой энергии (300 и 10000 выстрелов для режимов малой и большой энергии соответственно). Среднеквадратичные отклонения центра масс пучка были оценены как 19 и 23 мкм вдоль вертикальной и горизонтальной осей соответственно. Пространственные стабильности составляли 14 и 16 мкрад соответственно. Следовательно, филаментационный режим (режим большой энергии) измерений пространственной стабильности дал ту же оценку, что и измерения стандартного (слабого) режима.

Второй метод представляет из себя акустическое детектирование. При этом акустический детектор располагался на расстоянии 1 см от фокальной плоскости и 3-4 мм от оптической оси пучка. Сигнал с детектора оцифровывался быстрым аналого-цифровым преобразователем (PC-карта PLX9054 PCI с частотой оцифровки 500 МГц, 8-разрядным разрешением; ООО "Руднев-Шиляев") в каждом лазерном выстреле. Таким образом, одновременные одноимпульсные измерения акустического сигнала и пространственного изображения позволили оценить пространственную стабильность двумя независимыми методами.

От импульса к импульсу флуктуации временного положения акустического максимума были связаны с пространственной нестабильностью, форма импульса же не менялась от выстрела к выстрелу. Таким образом, по временному интервалу τ между моментом прихода лазерного импульса и максимумом импульса можно рассчитать расстояние G от центра плазменного канала до акустического детектора в каждом лазерном импульсе.

На Рис. 5 представлена гистограмма интервала τ (или расстояния $G - G_0$, где G_0 — среднее расстояние, рассчитанное по гистограмме), накопленного за 500 лазерных импульсов на

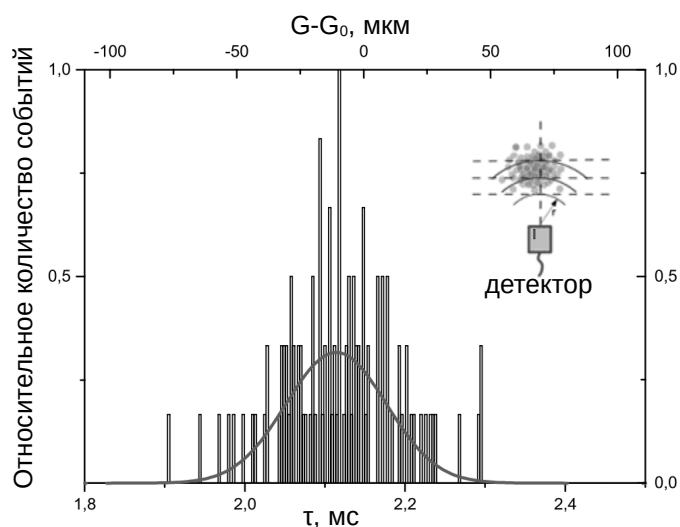


Рис. 5: Нормированное распределение времени прихода акустического импульса от выстрела к выстрелу. По верхней оси отложены расстояния, на которых находился филамент, испустивший данный сигнал.

расстоянии 296 см от линзы, формирующей филамент. Его полуширина на полувысоте σ составляет 25 ± 2 мкм. Для оценки пространственной стабильности по гистограмме необходимо учитывать конкретную геометрию детектирования (см. вставку к Рис. 5): экспериментально полученная гистограмма является результатом усреднения по дугам с центром на принимающей пленке детектора, а для оценки пространственной стабильности вдоль оси следует усреднять по прямым линиям (штриховые линии на вставке), направленным перпендикулярно оси лазерного пучка. Сплошная линия на рисунке 5 представляет аппроксимацию функцией Гаусса первоначально полученной гистограммы. Его коррекция за счет усреднения по дугам, а не по прямым, была неотличима от сплошной линии на Рис. 5. Это связано с тем, что ширина гистограммы на полувысоте порядка 50-70 мкм, а расстояние от преобразователя до оптической оси значительно больше (4 мм). Таким образом, дуга составляет всего $1-2^\circ$, и можно напрямую использовать гистограмму в нашей геометрии для оценки пространственной стабильности по акустическим экспериментальным данным.

Таким образом, пространственная стабильность лазерного пучка составляла 16 ± 4 мкрад при измерении стабильности стандартным методом и 17 ± 2 мкрад при измерении широкополосным акустическим методом. Значения совпали в пределах погрешности.

1.2.5.2 Оценка параметров одиночного, множественного и суперфиламента с помощью широкополосного акустического метода

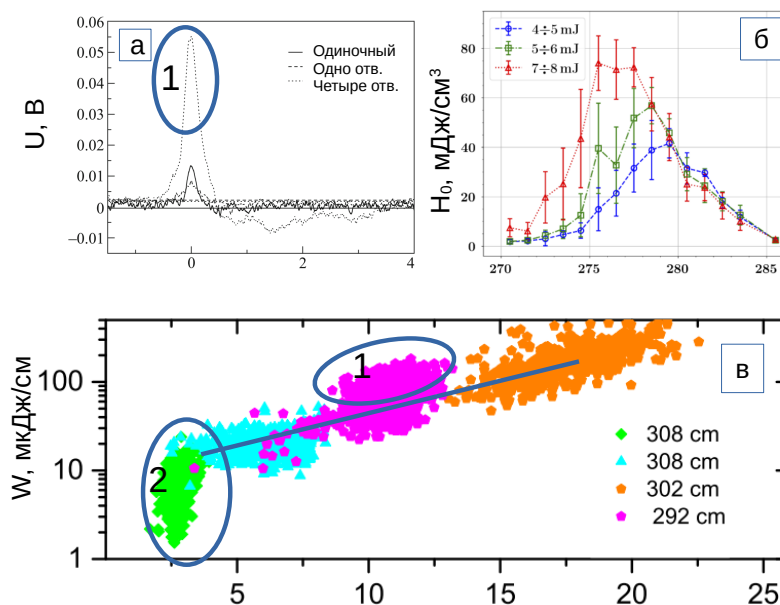


Рис. 6: (а) Акустические сигналы одиночного филамента, амплитудно регуляризованного филамента маской с четырьмя отверстиями и филамента, образованного одним открытым отверстием [120]. (б) Зависимость объемной плотности поглощенной энергии в филаменте вдоль филамента в случае регуляризации филамента с помощью решетки Даммана [32]. (в) Зависимость линейной плотности энергии от энергии лазерного импульса для стохастического и регулярного филамента [124].

На Рис. 6 представлены основные результаты, полученные с помощью акустического широкополосного метода и виды обработки полученных данных и представления результатов. Широкополосный акустический детектор ставился вблизи филамента, регистрировались его акустические сигналы. Исследовались разные режимы филамента, одиночный, множественный стохастический и регуляризованный. Регуляризация множественного филамента производилась амплитудными масками (непрозрачная пластинка с отверстиями) и фазовыми масками (прозрачная пластинка переменной толщины).

На Рис. 6а из статьи [120] представлены акустические сигналы одиночного филамента, регуляризованного филамента амплитудной маской с четырьмя отверстиями и филамента после одного отверстия. Виден мощный сигнал (линия из точек) суперфиламента. К представленным сигналам было применено бегущее среднее для уменьшения шума, сигналы никак не усреднялись от выстрела к выстрелу.

На Рис. 6б изображена эволюция объемной плотности энергии вдоль филамента, регуляризованного решеткой Даммана [32]. Решетка Даммана представляла собой фазовую пластинку, состоящую из массива квадратов с фазовым набегом 0 или π . Филамент, образованный решеткой Даммана, сравнивался с филаментом, образованным фазовой маской, состоящей из четырех квадратов с фазовым набегом 0 или π . Фазовый набег соседних квадратов и у фазовой решетки и у фазовой маски отличался на π . Для отдельных акустических сигналов рассчитывались H_0, w и W и усреднялись для каждого положения детектора. Исследование массивов плазменных каналов с помощью акустического метода показало, что с решеткой Даммана не происходит слияния филаментов вблизи фокуса линзы в отличие от фазовой маски.

На Рис. 6в представлены неусредненные параметры тепловых источников филаментов в разных режимах. По оси x отложена энергия лазерного импульса, по y - линейная плотность энергии акустического источника. На таком графике хорошо виден процесс зарождения одиночного филамента, можно хорошей точностью определить энергию его образования ($\sim 1,5$ мДж). Область зарождения одиночного филамента отмечена на рисунке эллипсом с цифрой 2. Для стохастического филамента (синие и оранжевые точки) линейная плотность энергии филамента ложится на прямую в логарифмическом масштабе по оси y [124]. Фиолетовые точки соответствуют регуляризованному филаменту с помощью амплитудной маски, рост линейной плотности энергии, отмеченный эллипсом с цифрой один обусловлен формированием суперфиламента вблизи фокуса линзы. Подробное исследование и обсуждение данных результатов не является предметом настоящей диссертации.

1.2.6 Выводы

В работе был впервые экспериментально реализован метод широкополосной акустической диагностики филамента. Метод позволяет в одном лазерном выстреле неинвазивно получать параметры теплового источника акустического сигнала, которые в свою очередь отражают параметры плазменного канала филамента. Регистрация акустического сигнала от филамента, создаваемого в воздухе мощным фемтосекундным лазерным излучением, приемником с шириной полосы 6 МГц обеспечивает в одном импульсе измерение объемной и линейной плотности поглощенной энергии с поперечным и продольным пространственным разрешением менее 100 мкм и 7 мм соответственно.

Значение пространственной стабильности мощного лазерного пучка может быть измерено не прерывая лазерный пучок по акустическому сигналу от плазмы, возникающей при

мягкой фокусировке этого пучка. Было показано, что изменение положения акустического импульса во времени можно использовать для оценки стабильности пучка с точностью до 1 мкрад за несколько сотен лазерных выстрелов. Значение пространственной стабильности, полученное с использованием нового метода, хорошо совпадает со стабильностью, рассчитанной с использованием стандартных измерений распределения плотности энергии пучка в дальней зоне.

2 Создание регулярных массивов филаментов с помощью амплитудной модуляции пучка

В этой главе будет рассматриваться возможность создания массивов филаментов с помощью амплитудных масок – непрозрачных пластинок с отверстиями. Массивы филаментов создавались в условиях внешней фокусировки и без нее на протяженной атмосферной трассе.

2.1 Обзор литературы. Множественная филаментация и создание массивов филаментов

В лазерном пучке возникает сразу несколько филаментов, если мощность лазерного излучения во много раз превышает критическую мощность самофокусировки. Центрами зарождения нелинейных фокусов являются случайные возмущения интенсивности и фазы светового поля [20–22].

Одной из важных задач в рамках рассматриваемой темы является создание регулярной структуры протяженных плазменных каналов для транспортировки электромагнитного излучения.

В [65,66] теоретически рассматривалась возможность формирования виртуального волновода, составленного из плазменных каналов филаментов, для передачи СВЧ и ТГц-излучения в воздухе. Рассматривался массив филаментов, расположенных по кругу, и образующих полый плазменный цилиндр. СВЧ импульс распространялся внутри этого цилиндра. Также была рассмотрена более простая схема – распространение СВЧ импульса вдоль сплошного массива филаментов.

Также возможна транспортировка излучения волноводом с повышенной плотностью воздуха. В [30] было продемонстрировано экспериментально, что фемтосекундные филаменты могут создавать протяженную и устойчивую волноводную структуру в воздухе со временем жизни в несколько миллисекунд. Это позволяет осуществлять каналирование мощных лазерных импульсов на большие расстояния и таким образом облучать удаленные цели. Волновод создавался с помощью четырех филаментов, размещенных в вершинах квадрата. При столкновении их акустических волн появлялась зона повышенной плотности (акустический волновод). Акустический волновод формировался через ~ 60 нс после прохождения лазерного импульса. На больших временах (> 200 нс) зоны пониженной плотности после каждого филамента ("density hole") формировали практически непрерывное кольцо пониженной плотности. Таким образом центр оказывался окруженным этим кольцом и становился зоной с относительно повышенной плотностью (тепловой волновод). Тепловой волновод наблюдал-

ся на временах ~ 2 мкс. Авторам удалось каналировать 90% энергии импульса (110 мДж, 7 нс, 532 нм) по тепловому волноводу на расстояние ~ 15 длин Релея.

В 2023 году вышла статья [10], в которой было получено каналирование лазерного импульса (1 мДж, 532 нм, расходящийся как $f/950$) на расстояние ~ 70 длин Релея (50 м). Каналирование было осуществлено по тепловому волноводу, сформированному пучком филаментов, расположенных по кольцу. Такая конфигурация филаментов получалась при распространении Лагерр-Гауссового пучка, сформированного фазовой маской.

Также массивы филаментов могут применяться как излучатели мощного направленного излучения терагерцевого диапазона (об этом подробнее в разделе 3.1.3).

Для перечисленных задач важна возможность управлять положением филаментов и расстоянием между ними. Также важны повторяемость массива филаментов от импульса к импульсу, его протяженность и устойчивость к неоднородностям атмосферы. Можно управлять пространственным расположением филаментов, воздействуя на амплитуду или фазу входного лазерного пучка.

Например, в [27, 28] была продемонстрирована возможность упорядочивания множественного филамента с помощью изменения астигматизма и эллиптичности пучка. Наблюдалась хорошая воспроизводимость пространственного расположения филаментов и увеличенная стабильность одиночного филамента при сильном астигматизме [28]. При регуляризации филаментации с помощью изменения эллиптичности пучка наблюдалось парное симметричное возникновение филаментов вдоль фокусов эллипса пучка [27]. В случае эллиптического пучка наблюдалось уменьшение критической мощности образования двух филаментов и увеличение критической мощности образования одного филамента (с $4,9P_{cr}$ для круглого пучка до $6P_{cr}$ эллиптического).

В [33] была экспериментально показана регуляризация множественного филамента с помощью сетки. После сетки наблюдался массив филаментов с пространственными координатами, соответствующими центрам ячеек. Отклонения от этих координат были обусловлены шумом. В [86] было теоретически показано для регуляризованного таким образом филамента в метаноле, что наиболее эффективное управление филаментами осуществляет сетка, обеспечивающая самое близкое формирование филаментов к выходу лазерной системы. Оптимальный размер одной квадратной ячейки содержит мощность $(3,1 - 3,2)P_{cr}$, где P_{cr} – критическая мощность самофокусировки.

В [35] было показано, что возможно создать заданную структуру из филаментов путем наложения сильных градиентов поля в профиле входного лазерного пучка. Был рассмотрен случай амплитудной маски – непрозрачной пластинки с тремя и пятью отверстиями, рас-

положенными в вершинах правильного треугольника и пятиугольника. На выходе каждого отверстия формировался филамент, влияние шума оказалось малым.

В [29] было продемонстрировано формирование массива филаментов с помощью фазовых пластинок с разностью фаз между областями в π . Было показано, что используя дополнительную фокусировку и геометрические особенности пучка можно варьировать количество филаментов и расстояние между филаментами. Было также показано, что используя аксикон можно получить массив филаментов в форме полого цилиндра, состоящий из восьми филаментов. Использовалось излучение (800 нм, 1 кГц, 40 фс) с энергией в импульсе до 6 мДж. После прохождения через фазовую пластинку излучение фокусировалось с помощью линзы (использовались линзы с фокусными расстояниями $F = 0,5; 1; 2$ м). В [30] для создания массива из четырех филаментов использовались фазовые маски, аналогичные использованным в [29]. Обратим внимание также на то, что после фазовой маски образуется массив филаментов, с разностью фаз в π друг между другом, что в соответствии с данными, полученными в статье [25], ведет к отталкиванию филаментов и предотвращает их взаимодействие. Аналогично амплитудная маска порождает массив взаимодействующих филаментов.

Относительно недавно стала исследоваться филаментация сложных световых пучков. Для формирования таких пучков использовались фазовые маски с плавным изменением фазы.

В [80] теоретически исследовалась филаментация лазерного пучка, представлявшего собой суперпозицию гауссового и кольцевого пучков. Наблюдалось сильное удлинение области филамента, в зависимости от энергии кольцевого пучка. Внешнее кольцо формировало волновод, способствующий каналированию центральной части пучка, поставляющей энергию в филамент.

Увеличение интенсивности внутри филамента наблюдалось в расчетах для кольцевого пучка Эйри [81]. Кольцевой пучок Эйри представляет собой набор концентрических колец в сечении, перпендикулярном оси распространения. Интенсивность внутри филамента, образованного пучком Эйри, оказалась в 1,5 раза больше по сравнению с филаментом, образованным гауссовым пучком. Было показано, что основной процесс, ответственный за превышение интенсивности гауссового пучка, это самофокусирующие свойства кольцевого пучка Эйри.

2.1.1 Влияние линейных и нелинейных процессов на распространение пучка при филаментации

Рассмотрим влияние дифракции пучка при внешней фокусировке и при введении в пучок амплитудных или фазовых масок.

2.1.1.1 Геометрическая фокусировка

Геометрическая фокусировка может сильно изменять свойства филаментов. В [83] исследовался переход между коллимированным и сильно сфокусированным филаментом. Был предложен аналитический метод для определения перехода и он соответствовал реальному сдвигу в балансе физических механизмов, управляющих филаментацией. Сравнивалась кривизна волнового фронта, которую формируют геометрическая фокусировка, керровская самофокусировка и плазменная дефокусировка. Было показано, что в условиях большой числовой апертуры филаментация в основном определяется геометрической фокусировкой и эффектами плазмы, тогда как керровская нелинейность играет значительную роль при уменьшении числовой апертуры.

В [69] было экспериментально показано, что концентрация плазмы и диаметр плазменного канала одиночного филамента сильно зависят от фокусного расстояния линзы, используемой для фокусировки пучка, но мало зависят от мощности лазерного излучения. Для этого использовалось лазерное излучение Ti:Sa лазера (807 нм, 10 Гц, 45 фс, размер пучка 4,2 мм, энергия импульса до 4 мДж). Для формирования филамента использовались несколько линз с фокусными расстояниями от 10 см до 380 см (F/D от 11 до 452), также исследовался коллимированный пучок. Метод боковой съемки флуоресценции молекул азота N_2^+ использовался для получения информации о концентрации плазмы в канале филамента и для измерения его диаметра. Метод продольной дифракции использовался для калибровки.

Концентрация электронов зависела нелинейно от пиковой мощности излучения. Для всех фокусных расстояний наблюдалось сначала резкое увеличение концентрации плазмы, далее наблюдалось насыщение. Но насыщение происходило на разных значениях концентрации электронов. Концентрация насыщения росла с уменьшением фокусного расстояния. Для фокусного расстояния $f = 380$ см ($F/D = 452$) насыщение происходило на $n_e = 10^{15}$ см⁻³, для $f = 10$ см ($F/D = 11$) - на $n_e = 10^{18}$ см⁻³.

Диаметр плазменного канала сильно увеличивался с увеличением мощности, когда мощность еще не достигала P_{cr} . При $P > P_{cr}$ также наблюдалось увеличение диаметра плазменного канала, но в меньшей степени. Диаметр увеличивался примерно на 50% (от 60 до 90

мкм) между P_{cr} до $3P_{cr}$ в случае линзы с фокусным расстоянием 50 см. Увеличение диаметра составляло около 40% для линзы с фокусным расстоянием 100 см (от 55 до 77 мкм) в том же диапазоне мощности излучения. В случае фокусного расстояния 380 см наблюдается лишь слабое изменение диаметра плазменного канала в зависимости от мощности лазера. Таким образом, максимальный диаметр наблюдался при $f = 50$ см, минимальный - при $f = 10$ см.

2.1.1.2 Филаментация пучка в присутствии амплитудной модуляции

Рассмотрим влияние дифракции на филаментацию пучка при сильных возмущениях амплитудного фронта.

В работе [3] обсуждалось, какие процессы в филаменте являются основными на разных этапах филамента. До филамента доминирующим процессом при $P > P_{cr}$ выделялась нелинейность, причем пучок с сильными возмущениями амплитудного или фазового фронта не рассматривался.

Существует небольшое число работ, где рассматривается влияние дифракции на формирование филаментов в сильно дифрагирующем пучке.

В [38] исследовано влияние пространственного профиля пучка на самофокусировку в стекле. Для фокусировки излучения использовалась круглая апертура. За апертурой стеклянный блок передвигался вдоль оси распространения пучка, фиксировалось появление филамента в стекле. Дифракция на отверстии ведет к формированию цепочки максимумов и минимумов на оси отверстия, окруженных кольцами. Формирование филамента было согласовано с наличием центрального максимума.

В [36] с помощью моделирования было продемонстрировано, что исследуя то, как линейная дифракция перераспределяет излучение, можно предсказать положение и относительную мощность точек зарождения филаментов. Пучок перераспределяется линейной дифракцией, максимумы интенсивности становятся местами, к которым дополнительно стягивается излучение за счет самофокусировки. Исследовался пучок, прошедший через квадратную диафрагму и через диафрагму сложной формы с самофокусировкой и без нее.

В [84] формировались массивы филаментов с помощью отражающей фазовой маски. Было экспериментально показано, что на ранних стадиях распространения поперечное перераспределение энергии подчиняется линейным законам дифракции, определяющим начальные условия для формирования филаментов в пучке (801 нм, 120 фс, 30 мДж, 10 Гц).

Кроме того дифракция влияет на спектр импульса. В [85] экспериментально исследовалась генерация суперконтинуума слабо сфокусированным ($F = 1$ м) фемтосекундным ла-

зерным импульсом (40 фс, 1 кГц, 8 мДж), модифицированным частичным перекрытием лазерного пучка непрозрачным экраном. Экран располагался примерно на половине фокусного расстояния от линзы. В отличие от спектра, генерируемого невозмущенным сфокусированным пучком, спектральная интенсивность суперконтинуума, генерируемого частично перекрытым лазерным пучком, оказалась как минимум на порядок выше в видимом диапазоне спектра. Экспериментальные результаты были интерпретированы следующим образом: дифракция на краю экрана вместе с самофокусировкой приводят к усилению влияния фазовой самомодуляции на дифракционных неоднородностях интенсивности и, следовательно, к спектральному уширению.

Таким образом видим, что при введении в пучок сильных возмущений фазового или амплитудного фронтов филамент может появиться, его позиция и параметры могут управляться дифракцией.

2.1.2 Формирование постфиламента

После филамента образуется световой канал без плазмы, но характеризующийся высокой интенсивностью.

Впервые световые каналы без плазмы наблюдались в [87] на установке Teramobile (200 мДж, 100 фс, 10 Гц, диаметр пучка 3,4 см) на атмосферной трассе длиной до 2,3 км. При увеличении длительности импульса до 3–10 пс добавлением отрицательного чирпа наблюдались световые каналы на расстояниях >500 м от начала трассы. В световых каналах отсутствовала плазма, но их расходимость была меньше дифракционной. Пиковая интенсивность в световых каналах была как минимум на порядок ниже, чем требуется для многофотонной ионизации молекул воздуха. Образование стабильного протяженного канала объяснялось действием керровской самофокусировки и дифракции.

В [88] было показано, что постфиламент образуется из максимума дифракции излучения резервуара энергии на плазменном канале филамента. С помощью полосовых фильтров наблюдалось смещенное в длинноволновую область излучение из плазмы в центре пучка и концентрические кольца дифракции на плазменном канале на основной длине волны. Плазма блокирует излучение резервуара энергии подобно круглому непрозрачному экрану, вставленному в центр лазерного пучка и индуцирует осевую интенсивную точку (пятно Пуассона).

В [89] наблюдался постепенный сдвиг спектра излучения, идущего вдоль оптической оси, в красную область в течение 20 м после филамента. Эксперимент был проведен на 100 м трассе с излучением 90 фс, 744 нм, 6 мДж и немного расходящимся пучком ($F = -50$ м). Наблюдался

сдвиг в красную область до длины волны 850 нм с формированием цепочки спектральных максимумов. Новый спектральный пик появлялся каждые 3-4 м. С помощью моделирования было показано, что спектральные максимумы указывают на образование последовательности фс импульсов, появляющихся в течение распространения.

В [90] исследовались частотно-угловые спектры постфиламента, длительность лазерного импульса. Наблюдалась цепочка смещенных в красную область максимумов, локализованных на оси пучка с расходимостью менее 0,5 мрад. В диапазоне 55–70 м количество максимумов и их смещение в красную область увеличивалось с расстоянием и достигало длины волны 1 мкм. Длительность импульса, измеренная автокорреляционным методом, практически не менялась. Далее на расстояниях от 70 до 95 м распространение характеризовалось уменьшенной расходимостью пучка и неизменным спектром импульса. Постфиламент как световой канал с уменьшенной угловой расходимостью наблюдался на расстояниях 55–95 м от выхода компрессора (~пять дифракционных длин). Расходимость постфиламента по сравнению с гауссовым пучком аналогичного диаметра отличалась на 2 порядка.

2.1.3 Выводы

Регулярные массивы лазерных филаментов в воздухе востребованы для каналирования и генерации электромагнитного излучения. Фактически есть только два способа их формирования: модификация амплитудного или фазового фронта.

Распространение излучения до филамента в случае жесткой фокусировки определяется дифракцией. Изменяя внешнюю фокусировку можно менять размер плазменного канала и концентрацию плазмы в нем.

При помещении в пучок амплитудных или фазовых масок, доминирующим эффектом, определяющим распространение пучка, может стать также не самофокусировка, а дифракция. Филамент начинает зарождаться на максимумах дифракции. Экспериментально этот эффект наблюдался в воздухе только в случае регуляризации фазовой маской.

После филамента образуется световой канал (постфиламент) без плазмы с малой расходимостью. Его формирование объясняется самофокусировкой, которая частично компенсирует дифракционную расходимость.

Экспериментальная часть этой главы будет посвящена созданию массивов филаментов с помощью амплитудных масок и их исследованию. Будет определяться влияние дифракции на формирование филаментов и условия формирования постфиламента.

2.2 Описание экспериментальной установки

Для формирования филаментов использовалась Ti:Sa-лазерная система с длительностью импульса 55 фс, частотой следования импульсов 10 Гц, длиной волны 805 нм, энергией в импульсе до 20 мДж (см. Рис. 7). Формирование массивов филаментов исследовалось в сфокусированном пучке (схема (а)) и в коллимированном (схема (б)). Диаметр пучка по поперечному сечению составлял 7 мм в серии экспериментов со сфокусированным пучком и 14 мм в коллимированном.

Пучок перегораживался амплитудными масками — непрозрачными пластинками с четырьмя отверстиями (см. таблицу 1). Исследовалось влияние размера и расположения отверстий на формирование пучка филаментов. В сфокусированном пучке использовались маски М0–М3, в коллимированном — М3 и М4.

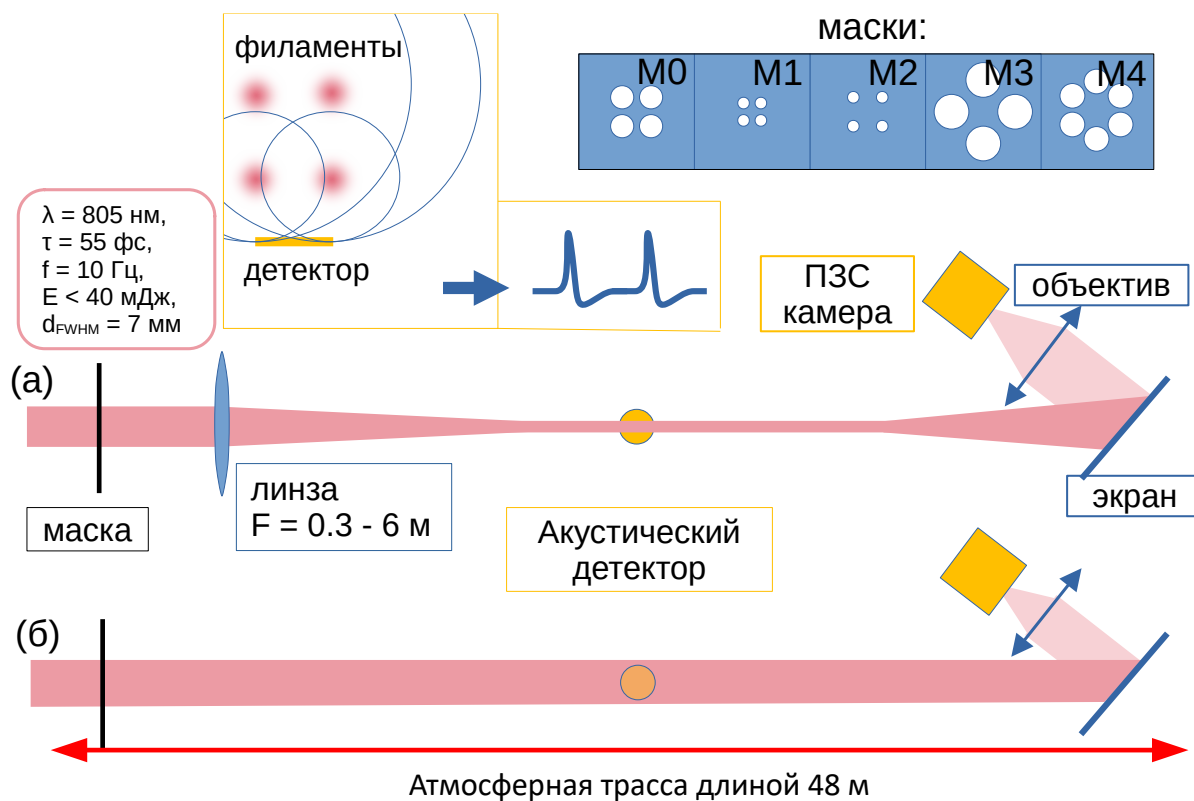


Рис. 7: Схема экспериментальной установки для исследования формирования массивов филаментов в сфокусированном (а) и в коллимированном пучке (б). На вставке показано поперечное сечение лазерного пучка с четырьмя филаментами и акустическим детектором. Акустические волны двух ближних и двух дальних филаментов дают два пика, которые регистрируются детектором.

В таблице указан диаметр отверстий D , а также расстояние между центрами отверстий d .

Название	M0	M1	M2	M3	M4
Тип					
d , мм	5	3	5	8	5
D , мм	4	2	2	6	4
F_0 , м	5	1.25	1.25	11.25	5
Коэффициент про- пускания, %	50	16	10	41	15

Таблица 1: Параметры амплитудных масок, d – расстояние между центрами отверстий, D – диаметр отверстия, F_0 – расстояние, соответствующее открытию первой зоны Френеля отверстием маски.

В пятой строке таблицы представлено расстояние от отверстия маски до осевого максимума при открытии первой зоны Френеля $F_0 = D^2/(4\lambda)$ на длине волны падающего излучения $\lambda = 805$ нм. Каждая маска вырезала разные части падающего гауссова пучка. Доля энергии лазерного импульса, прошедшая через отверстия маски, представлена в шестой строке таблицы для каждой маски. В то время как энергия после всей маски определяла поведение центрального филамента вблизи фокуса линзы, энергия после одного отверстия определяла формирование филаментов после каждого отверстия. Пучок фокусировался линзой с фокусными расстояниями $F = 30\text{--}600$ см, расположенной сразу после маски.

Исследовалось распределение плотности энергии в пучке (мода излучения) после распада филаментов в сфокусированном случае и в коллимированном в зоне филаментации. Лазерный пучок перегораживался белым экраном, изображение с экрана переносилось на ПЗС-камеру (MindVision MV-UB130GM-T) с помощью объектива. По необходимости перед камерой устанавливались нейтральные фильтры для ослабления интенсивности излучения. Чтобы заключить, является ли узкое световое пятно на экране филаментом, мы проверяли наличие конической эмиссии в дальней зоне.

Параллельно с измерениями моды излучения проводились широкополосные акустические измерения для определения параметров плазменного канала внутри филамента. Этот метод обсуждался ранее в разделе 1.2. Плоскость пленки акустического детектора была параллельна стороне маски и оптической оси. Сигнал с акустического детектора оцифровывался высокоскоростным двухканальным аналого-цифровым преобразователем (LA-n1USB, 8 бит,

максимальная частота дискретизации 1 ГГц, ООО "Руднев-Шиляев").

Появление нескольких акустических пиков в детектируемом сигнале отражало наличие нескольких филаментов. Поперечное сечение филаментов и акустического детектора в плоскости, перпендикулярной оси пучка, схематически показано на вставке к Рис. 7. Окружности вокруг филаментов изображают акустические сигналы в тот момент времени, когда они достигают поверхность акустического детектора. Акустический сигнал одиночного филамента представляет собой одиночное колебание сжатия и разрежения. Акустические сигналы двух ближних и двух дальних филаментов перекрываются и образуют два акустических пика. При этом объемная плотность энергии увеличивается вдвое, а диаметр филамента практически не изменяется.

В каждой акустической выборке детектировались акустические максимумы и отмечались их положения во времени. Далее параметры сигналов, пришедших одновременно в разных лазерных выстрелах, усреднялись. При этом предполагалось, что подобное расположение филаментов сохранялось от выстрела к выстрелу. Это действительно наблюдалось в эксперименте при формировании регуляризованного филамента. Диаметр теплового источника, объемная плотность энергии и линейная плотность энергии оценивались по амплитуде и ширине пиков (см. раздел 1.2.3.2).

2.2.1 Доставка лазерного излучения на протяженную трассу

Филаменты в коллимированном режиме исследовались на протяженной атмосферной трассе длиной 48 м. Для доставки фемтосекундного излучения на протяженную трассу был создан вакуумный тракт (см. Рис. 8). Тракт стыкуется с компрессором лазерных импульсов, откачивается до давления $\sim 10^{-2}$ мбар чтобы минимизировать нелинейные эффекты, происходящие в пучке по пути до трассы. Внутри тракта излучение опускается на высоту ~ 60 см от пола для безопасного проведения эксперимента. Тракт был оснащен системой моторизованных зеркал, с помощью которых можно юстировать схему не напуская атмосферный воздух. Общая длина вакуумного тракта составляет около 8 м. Пучок выходит из вакуумной системы на трассу сквозь кварцевое окно толщиной 5 мм. Вакуумный тракт является новой лабораторной установкой для экспериментов по филаментации, позволяющей проводить эксперименты с фемтосекундным лазерным излучением тераваттной мощности на протяженной трассе.

О необходимости доставки излучения по вакуумному тракту можно судить по фазовому набегу, который получил бы пучок, прошедший до трассы по воздуху при атмосферном

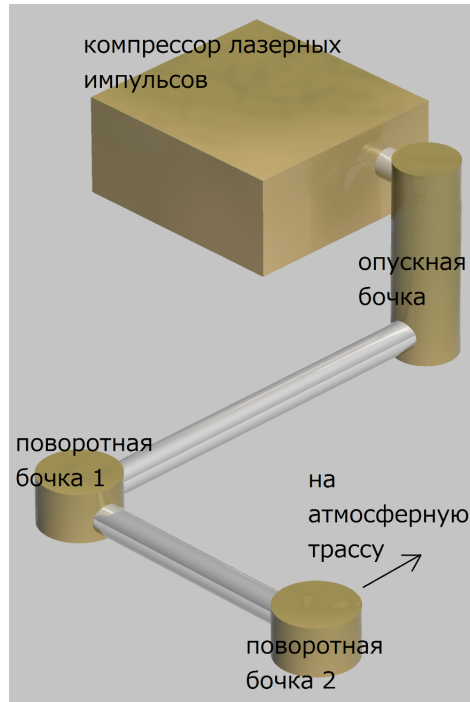


Рис. 8: Схема вакуумного тракта

давлении. Фазовый набег оценим с помощью интеграла $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I z$, где $\lambda = 805$ нм – длина волны лазерного излучения, $n_2 = 3 \cdot 10^{-19}$ см²/Вт – нелинейный показатель преломления воздуха, I – интенсивность и $z = 8$ м – расстояние от компрессора до начала трассы. Для лазерного импульса длительностью 55 фс и энергией 20 мДж $\beta \approx 22 \approx 7\pi$. Такой существенный фазовый набег внес бы сильные искажения в параметры лазерного импульса.

Для исследования филамента на трассе был создан мобильный диагностический стенд, включающий в этой серии экспериментов широкополосную акустическую диагностику, регистрацию моды излучения и системы сбора данных.

2.3 Моделирование линейного распространения пучка при дифракции на амплитудной маске

Проводилось также моделирование линейного распространения пучка с помощью готового Python пакета *Diffraction* [128]. Рассмотрим формулы, с помощью которых осуществляется вычисление дифракционной картины методом Релея-Зоммерфельда в данном пакете. Вывод аналитических формул повторим, следуя [129] и [130]. Особое внимание будем уделять приближениям, которые используются при выводе.

В теориях Кирхгофа и Релея-Зоммерфельда излучение рассматривается как скалярное явление также, как и в [129, 130]. То есть, игнорируется связь компонент векторов электри-

ческого и магнитного поля через уравнения Максвелла. Было ранее показано, что скалярная теория дает очень точные результаты, если препятствия, на которых дифрагируют световые волны, больше длины волны света и дифрагирующее поле наблюдается на расстоянии от объектов, намного большем длины волны.

Обозначим распределение комплексной амплитуды оптического возмущения в плоскости P_0 как скалярную функцию $U_0(x, y; 0)$. Будем считать, что нет больше источников света, дающих вклад в поле $U(x, y; z)$ в плоскости P .

Предположим также, что комплексная амплитуда любого монохроматического оптического возмущения, распространяющегося сквозь свободное пространство, должна удовлетворять независящему от времени волновому уравнению (уравнению Гельмгольца). Также предположим, что существует преобразование Фурье скалярного поля $U(x, y; 0)$. Преобразование существует, если функция, к которой применяется преобразование Фурье, является точно определенной характеристикой физической величины [131].

Определим преобразования Фурье, которые существуют в плоскостях P_0 и P :

$$\begin{aligned}
 A_0(\alpha, \beta; 0) &= \int \int_{-\infty}^{\infty} U_0(x, y; 0) \exp(-i(\alpha x + \beta y)) dx dy \\
 U_0(x, y; 0) &= \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\alpha, \beta; 0) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \\
 A(\alpha, \beta; z) &= \int \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y; z) \exp(-i(\alpha x + \beta y)) dx dy \\
 U(x, y; z) &= \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} A(\alpha, \beta; z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta
 \end{aligned} \tag{6}$$

Второе и четвертое уравнения в (6) означают то, что монохроматическая волна может быть разложена по плоским волнам, чьи амплитуда являются функциями косинусов направления вектора распространения. Функции $A_0(\alpha, \beta; 0)$ и $A(\alpha, \beta; z)$ - спектр косинусов направления плоских волн, входящих в $U_0(x, y; 0)$ и $U(x, y; z)$.

Уравнение Гельмгольца запишем в виде:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + k^2 U = 0 \tag{7}$$

Подставляя вместо $U(x, y; z)$ его разложение Фурье и требуя, чтобы плоские волны разложения также удовлетворяли уравнению Гельмгольца, получаем

$$A(\alpha, \beta; z) = A_0(\alpha, \beta; 0) e^{i\sqrt{k^2 - \alpha^2 - \beta^2} z} = A_0(\alpha, \beta; 0) G(\alpha, \beta; z) \tag{8}$$

где $G(\alpha, \beta; z)$ - оптическая функция передачи.

$$g(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int \int G(\alpha, \beta, z) \exp(i\alpha x + i\beta y) d\alpha d\beta = \frac{1}{2\pi} \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{z}{r} \left(\frac{1}{r} - ik \right) \quad (9)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$

Таким образом $U(x, y, z)$ может быть вычислена как свертка $U(x, y, 0)$ и $g(x, y, z)$, что фактически является иллюстрацией принципа Гюйгенса и является общей формулой дифракции Релея-Зоммерфельда. Также тут переходим к интегрированию по отверстию.

$$U(x, y, z) = \int \int_A U_0(\zeta, \eta, 0) g(x - \zeta, y - \eta, z) d\zeta d\eta = \int \int_A U(\zeta, \eta, 0) \frac{\exp(jkr)}{2\pi r} \frac{z}{r} \left(\frac{1}{r} - jk \right) d\zeta d\eta \quad (10)$$

где $r = \sqrt{(x - \zeta)^2 + (y - \eta)^2 + z^2}$

Далее для численного вычисления $U(x, y, z)$ в плоскости апертуры $U(\zeta, \eta, 0)$ задается эквидистантная сетка размером $N \times N$. Для точки наблюдения (x_m, y_n, z) интеграл может быть вычислен численным интегрированием как сумма Римана:

$$U(x_m, y_n, z) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N U(\zeta_i, \eta_j, 0) g(x_m - \zeta_i, y_n - \eta_j, z) \Delta\zeta \Delta\eta \quad (11)$$

где $\Delta\zeta$ и $\Delta\eta$ шаг сетки в плоскости апертуры.

Подробнее про практическую реализацию метода и погрешности вычислений можно найти в [130].

Мы же покажем совпадение результатов, полученных с помощью аналитической формулы и с помощью пакета для задачи дифракции, для которой существует аналитическое решение. Была выбрана аналитическая формула дифракции в дальней зоне (Фраунгофера) на отверстии ([132], формула 33.25).

Считаем, что на отверстие радиусом a падает плоская волна с длиной волны 800 нм, диаметр отверстия составляет 4 мм.

$$A(r, \theta) = \frac{A_0}{\pi a^2} \int_0^a r' dr' \int_{\theta}^{2\pi+\theta} \exp[ikr' \frac{r}{l} \cos(\theta - \theta')] d\theta' = A_0 \frac{2J_1(kar/l)}{kar/l} \quad (12)$$

где $A(r, \theta)$ – амплитуда поля на расстоянии l от отверстия, a – радиус отверстия, J_1 – функция Бесселя 1-го порядка, k – волновое число. Искомая интенсивность равна $I = |A|^2$.

На рисунке 9 представлены срезы, проходящие через центр дифракционной картины. На расстоянии 25 м (рис. 9а) отверстие вырезает 0,2 площади зоны Френеля, следовательно наблюдается дифракция Фраунгофера. Синей кривой соответствует аналитическая формула,

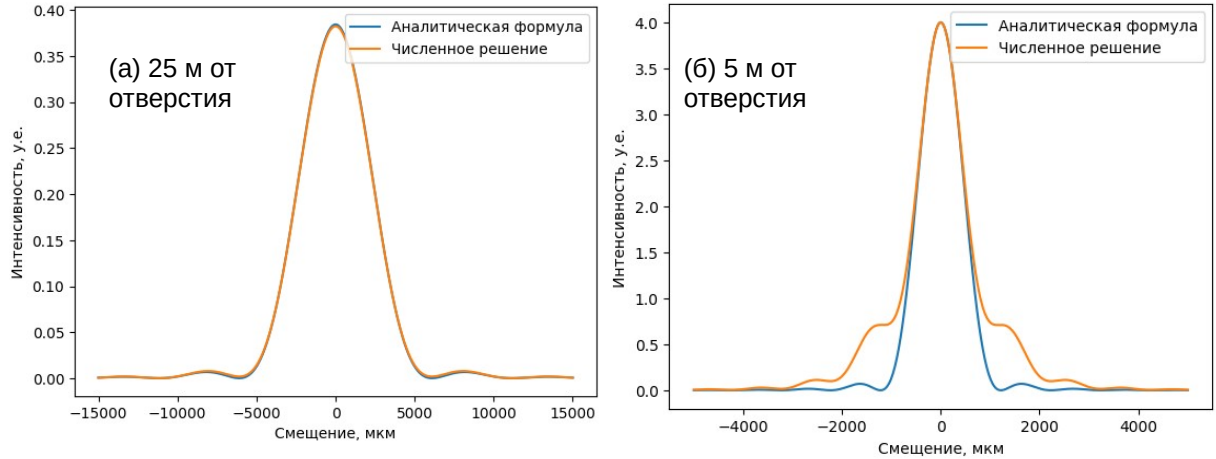


Рис. 9: Сравнение распределений интенсивностей дифракции на круглом отверстии, полученных с помощью аналитической формулы (синяя кривая) и пакета *Diffraction* (оранжевая кривая) [128] на расстоянии 25 м (а) и 5 м (б) от отверстия. По горизонтальной оси отложено смещение из центра дифракционной картины – продолжения центра отверстия. По вертикальной оси отложена нормированная интенсивность излучения.

оранжевой – численное решение. Можно видеть, что совпадение практически идеальное. На расстоянии 5 м (рис. 9б) отверстие вырезает одну зону Френеля и аналитическая формула становится неприменима, что видно по несовпадению кривых по краям. При этом в зоне основного пика совпадение хорошее. Таким образом было показано, что аналитическое решение и распределение, рассчитанное пакетом совпадают, что свидетельствует о верной работе пакета и о его применимости к нашей задаче.

Анализируя численную кривую, приведенную на Рис. 9б было получено, что в центральном максимуме первой зоны Френеля (по полувысоте) содержится $\sim 20\%$ интенсивности излучения, прошедшего через отверстие.

2.4 Регуляризованные плазменные каналы тераваттного лазерного филамента в воздухе при внешней фокусировке.

По материалам данного раздела была опубликована статья [127]

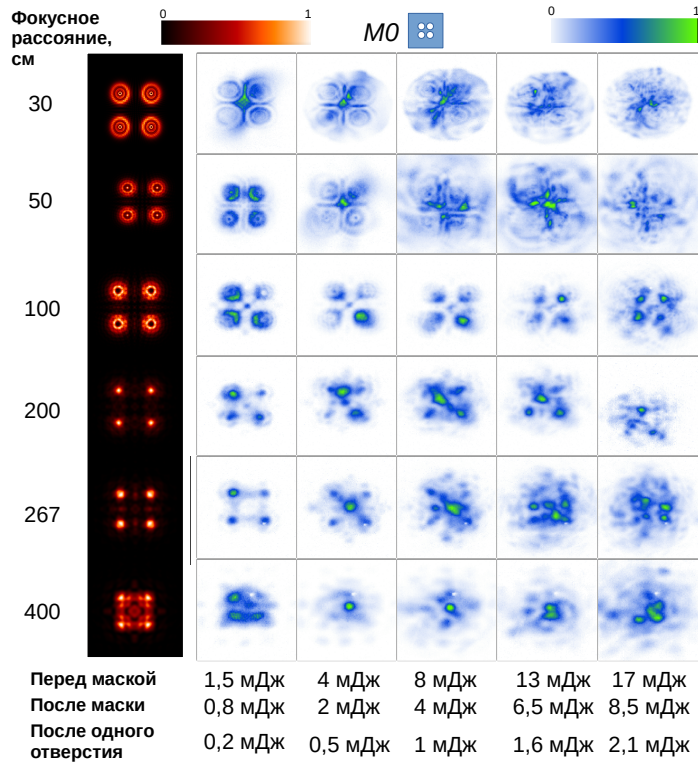


Рис. 10: Рассчитанные с использованием модели линейного распространения (1-й столбец) и экспериментальные (остальные столбцы) распределения плотности энергии с использованием линз с разной фокусировкой F на расстоянии $z \approx 1,5F$. Разные столбцы для экспериментальных данных соответствуют разным энергиям лазерного импульса, которые указаны под рисунком.

2.4.1 Филамент, регуляризованный маской M0, в разных условиях фокусировки

В первой серии экспериментов исследовалось влияние фокусного расстояния линзы F (см. схему (а) на Рис. 7) на поперечную структуру множественного филамента, сформированного пучком с регуляризованной пространственной структурой с помощью амплитудной маски, при разных энергиях лазерного импульса. Использовалась маска M0 (параметры маски приведены в таблице 1). На рисунке 10 показаны моды излучения на расстоянии около $1,5F$ с $F = 30\text{--}400$ см. Измерения моды излучения проводились на расстоянии, при котором постфиламенты не повреждали экран. В первой колонке представлена расчетная мода излучения в режиме линейного распространения. Распространение пучка моделировалось с помощью пакета Diffractio (подробнее про моделирование см. раздел 2.3). Маска, линза и падающий гауссов пучок задавались на двумерном массиве, состоящем из 512×512 элементов. Массив соответствовал квадрату $10 \text{ мм} \times 10 \text{ мм}$ в пространстве. Далее методом Рэля-Зоммерфельда

был получен массив на заданном расстоянии от исходной плоскости.

В остальных столбцах (2–6) приведены экспериментальные результаты при различных энергиях лазерного импульса. Энергии лазерного импульса до маски, после маски и после одного отверстия указаны под рисунком.

Наши предыдущие исследования показали, что формирование одиночных филаментов невозмущенным (без амплитудной модуляции) лазерным пучком происходит в диапазоне энергий импульса от 2 до 5 мДж [124], что соответствует пиковой мощности свыше $P_{cr} = 40$ ГВт. Таким образом, был выбран диапазон энергий для наблюдения эволюции пучка в трех различных режимах распространения: (1) квазилинейный случай (энергия на отверстие $\sim 0,2$ мДж, пиковая мощность 4 ГВт), (2) нелинейный случай (энергия на отверстие $\sim 0,5$ –1 мДж), когда энергии, прошедшей через все четыре отверстия, достаточно, чтобы сформировался филамент, и (3) случай высокой энергии (энергия на отверстие 1,6–2 мДж), когда одиночный филамент формируется после каждого отверстия маски.

Как и ожидалось, при низкой энергии излучение распространяется квазилинейно (второй столбец на Рис. 10). Видно, что рассчитанные и измеренные моды при минимальной энергии практически идентичны. При фокусировках $F = 30$ –50 см и высоких энергиях наблюдалась неструктурированная засветка ПЗС матрицы, обусловленная свечением плазмы из области пробоя. Яркий белый максимум интенсивности наблюдался на оси пучка при $F = 267$ –400 см и энергии лазерного излучения 0,5–1 мДж на отверстие (третий и четвертый столбцы на Рис. 10). Пучок, соответствующий этому максимуму, возникал в области, близкой к фокусу линзы, не исчезал в дальней зоне и имел малую угловую расходимость. Излучение четырех пучков, образованных отверстиями маски, также присутствовало в моде, но их яркость была слабее, чем у центрального пятна. Центральный пучок соответствовал постфиламенту (см. раздел 2.1.2), который является продолжением одиночного филамента, созданного нелинейным слиянием четырех пучков вдоль исходной оптической оси (осевой филамент). В формировании постфиламента участвует небольшая часть переднего фронта лазерного импульса, слабо искаженная плазмой. Энергии этой части импульса должно быть достаточно для поддержания нелинейного распространения. В случае слабой фокусировки часть лазерного пучка образует моду, которая может существовать на больших расстояниях за счет баланса керровской нелинейности и дифракции. В случае жесткой фокусировки градиент интенсивности в фокусе высок, почти весь импульс находился под влиянием плазмы и образования постфиламента не наблюдалось. Наблюдался распад центрального пучка на несколько постфиламентов с увеличением энергии до 13–17 мДж (пятый и шестой столбцы на Рис. 10). Это связано с увеличением мощности излучения в приосевой части пучка до

нескольких критических мощностей.

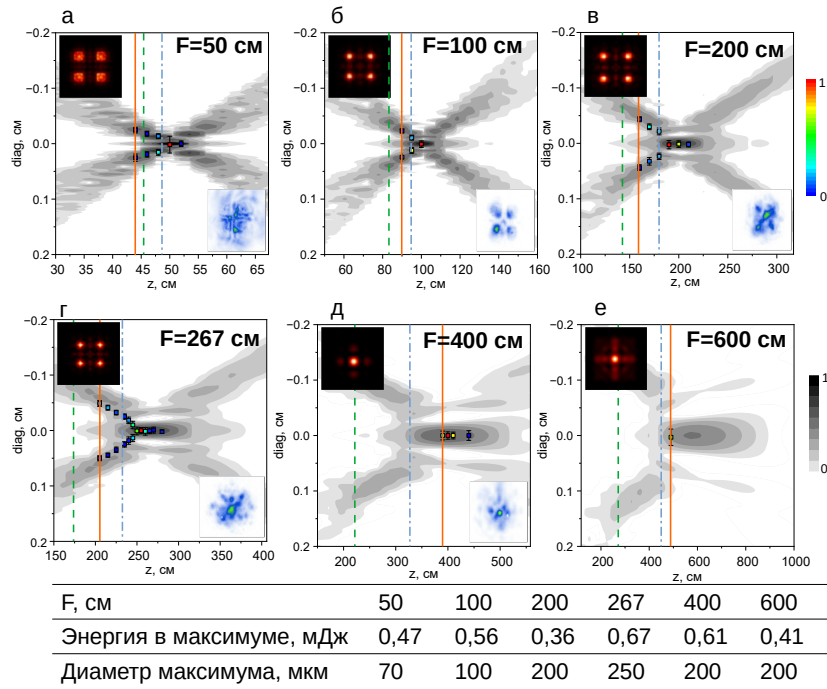


Рис. 11: Акустические измерения (цветные квадраты) для филамента при $F = 50 - 400$ см (регуляризация пучка с маской M_0 , энергия лазерного импульса перед маской 10 мДж). Цвет обозначает объемную плотность поглощенной энергии акустического источника (плазменного канала), вертикальный диапазон представляет размер источника. На изображениях в оттенках серого показаны поперечные сечения интенсивности в режиме линейного распространения в плоскости, заданной осью лазерного пучка и диагональю маски. Лазерное излучение распространяется слева направо. Вертикальные линии обозначают расстояние, на котором был зарегистрирован акустический сигнал L_a (оранжевая сплошная), расстояние открытия первой зоны Френеля F_f для одного отверстия маски (зеленая пунктирная) и расстояние самофокусировки L_f (синяя штрихпунктирная). На вставках представлены рассчитанные на расстояниях L_a (верхний левый угол) и измеренные на расстоянии $z = 1.5F$ (правый нижний угол) моды излучения в поперечном сечении. В таблице под рисунком приведены расчетные значения суммарной энергии и диаметра дифракционного максимума, возникающего в режиме линейного распространения на расстоянии L_a .

Исследовалась динамика плазменных каналов при распространении лазерного пучка. Акустический сигнал регистрировался для каждой фокусировки F в широком диапазоне расстояний z от линзы. Данные, полученные с помощью акустических измерений, представлены на Рис. 11 в виде квадратов с градацией цвета. Цвет точки указывает на объемную плотность поглощенной энергии в зоне длиной 6 мм вдоль филамента. Ширина по оси x

соответствует поперечному размеру теплового источника и примерно совпадает с диаметром плазменного канала. Фон в оттенках серого показывает расчетное сечение интенсивности в линейном режиме. Приведено сечение в плоскости, проходящей через ось пучка и диагональ квадрата маски, образованного отверстиями.

Анализ линейного распространения пучка показал, что на расстоянии $F_f = (1/F + 1/F_0)^{-1}$ (зеленая пунктирная линия на Рис. 11, F_0 – расстояние, на котором отверстием открывается первая зона Френеля без фокусировки, $F_0 = r^2/\lambda$, где r – радиус отверстия, λ – длина волны), формируется узкий максимум интенсивности, содержащий $\sim 0,25$ энергии, прошедшей через отверстие. При этом расстояние самофокусировки каждого лазерного пучка, вырезанного отверстием $L_f = (1/F + 1/Z_M)^{-1}$ (синяя штрихпунктирная линия), где Z_M – расстояние самофокусировки по формуле Марбургера (формула (1) в разделе 1.1.1) для гауссова пучка с диаметром, равным диаметру отверстия D , находится дальше, чем F_f . Если образующийся при дифракции Френеля максимум содержит достаточную пиковую мощность для самофокусировки, то он схлопывается на небольшом расстоянии в несколько сантиметров. Это схлопывание образует плазменный канал, и мы видим его как акустический сигнал (начало плазменного канала показано оранжевой сплошной линией).

Таким образом филаменты формируются в отдельных пучках, прошедших через отверстия, если $F \leq 267$ см и энергия достаточно велика (рис. 11а–в). Одиночный филамент на оптической оси исходного лазерного пучка формируется при слабой фокусировке ($F \geq 400$ см, Рис. 11г,д). При этом пиковая мощность в пределах максимума, сформированного дифракцией Френеля, не превышает критическую, а ближе к фокальной области дифракция (в частности, формирование кольцевой структуры) предотвращает схлопывание каждого пучка даже на уменьшенном расстоянии F_f . Одиночный филамент формируется на оптической оси за счет слияния энергии четырех сходящихся пучков.

Энергия лазерного импульса, а также энергия, прошедшая через каждое отверстие маски, влияет на расположение плазменных каналов. На Рис. 12 представлены результаты, полученные с энергией лазерного импульса 17 мДж, 10 мДж и 5 мДж, что соответствует энергии на отверстие 2,1 мДж, 1,2 мДж и 0,6 мДж. При энергии 5 мДж пиковая мощность, достаточная для формирования филамента, достигалась только после слияния четырех пучков в фокальной области. При этом энергия, собравшаяся в тонком 100 мкм канале, составляла 0,4 мДж в соответствии с линейной моделью распространения. Этого достаточно для схлопывания пучка и образования плазменного канала. Плазменные каналы сначала возникали в боковых пучках при повышении энергии до 10 мДж, а затем сходились к центру пучка и образовывали плазменный канал на оптической оси. Расчетная энергия в центральном максимуме

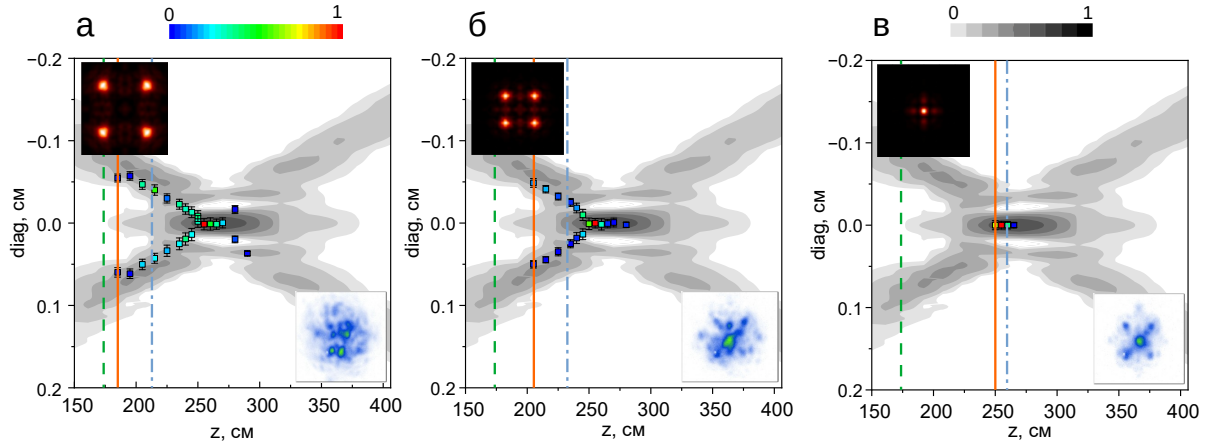


Рис. 12: Экспериментальные акустические сигналы и рассчитанные распределения плотности энергии в режиме линейного распространения для энергий лазерного импульса 17 мДж (а), 10 мДж (б) и 5 мДж (в) перед маской ($F = 267$ см, регуляризация пучка с маской M0). Остальные обозначения те же, что и на Рис. 11.

(диаметром 200 мкм) каждого пучка составляла 0,45–0,6 мДж вблизи координаты первого наблюдения акустического сигнала. В зависимости от энергии исходного пучка центральный канал может распадаться на несколько близко расположенных каналов (см. Рис. 12а).

Картина дифракции пучка после фокуса практически повторяет картину до фокуса, однако в расходящихся после фокуса пучках не образуются филаменты. Это связано с образованием филамента. Часть начальной энергии лазера расходуется на ионизацию и распределяется по новым компонентам спектра. В результате мощности излучения в боковых пучках становится недостаточно для формирования филамента.

2.4.2 Нелинейное моделирование амплитудно регуляризованной филаментации

Для подтверждения динамики формирования плазменных каналов группой лаборатории численного эксперимента в оптике под руководством О.Г. Косаревой было проведено численное моделирование. Использовалась модель медленно меняющейся волны (nonlinear envelope equation (уравнение (73) в [3]) в координатах (t, x, y, z) , где t – время, x, y – поперечные координаты, z – координата распространения. Модель учитывала дифракцию в параксиальном приближении, дисперсию до третьего порядка, эффекты самоукручения, мгновенную и запаздывающую керровскую нелинейность, ионизацию и фототок свободных электронов. Энергия лазерного импульса и энергия, прошедшая через одно отверстие, составляли 7 мДж и

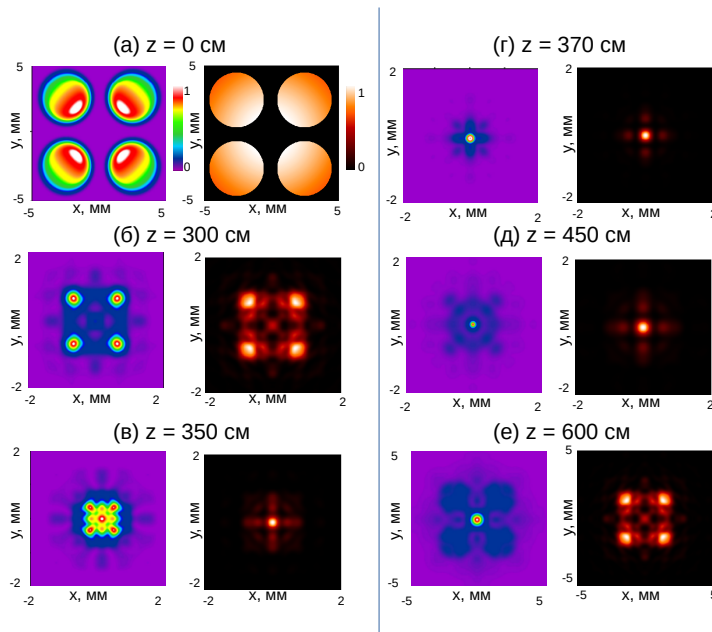


Рис. 13: Моделирование поперечных распределений плотности энергии в пучке, регуляризованном маской M0 (энергия 2 мДж после маски, внешняя фокусировка линзой $F = 4$ м) при различных расстояниях вдоль распространения z . Результаты решения нелинейного уравнения показаны в первом и третьем столбцах. Во втором и четвертом столбцах показаны распределения интенсивности в случае линейного распространения пучка. Расстояния от линзы составляют 0 (а), 300 (б), 350 (в), 370 (г), 450 (д) и 600 (е) см.

0,5 мДж соответственно. На рисунке 13 показаны моды излучения, полученные в нелинейных расчетах (графики плотности энергии в радужных цветах). Графики в черно-красных цветах представляют распределения интенсивности в случае линейного распространения пучка.

Расчетные значения концентрации электронов в плазменном канале и интенсивности излучения вдоль филамента представлены на Рис. 14. Как и в эксперименте (см. Рис. 11д), свободные электроны возникали в области слияния четырех пучков вблизи фокуса. Пиковая концентрация электронов достигала $\sim 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. На расстоянии появления плазмы линейная теория дифракции дает оценки для энергии и диаметра дифракционного канала $\sim 0,4$ мДж и ~ 150 мкм (см. Рис. 13в, линейный случай) соответственно. Это хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Плазменный канал сохранялся на расстоянии около 1 м и затухал по мере уменьшения интенсивности излучения в филаменте. Длина плазменного канала, измеренная в эксперименте, также составляла $(1 \pm 0,1)$ м. Моды, полученные в результате численного моделирования, отчетливо демонстрируют формирование постфиламента (рис. 13д) с небольшой угловой расходимостью. Поддержание малой расходимости происходит за счет баланса керровской нелинейности и дифракции. В этом случае доля энер-

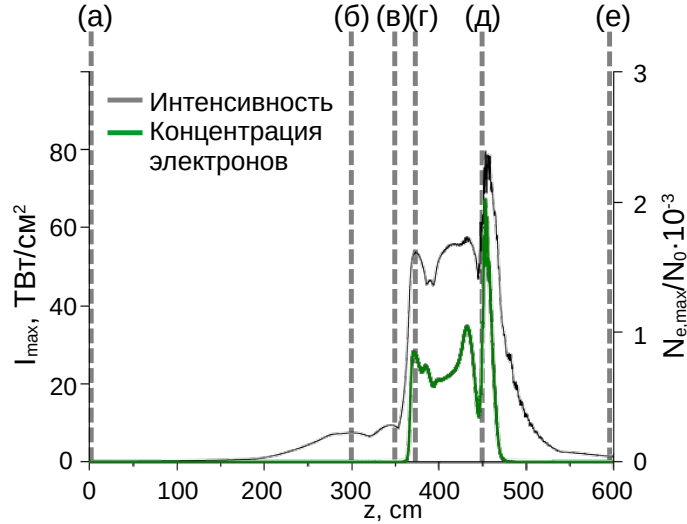


Рис. 14: Пиковая интенсивность пучка I_{max} (левая вертикальная ось) и концентрация свободных электронов $N_{e,max}$ в плазменном канале (правая вертикальная ось, значения нормированы на $N_0 = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) в зависимости от расстояния вдоль распространения z для регуляризованного пучка (маска M0, энергия лазерного импульса 2 мДж после маски, фокусировка $F = 400 \text{ см}$). Вертикальные линии (a)–(e) отмечают расстояния на которых были получены моды пучка на Рис. 13.

гии в пучке постфиламента составляет несколько процентов, а интенсивность слишком мала для образования плазмы.

Таким образом, основное отличие между результатами, полученными в линейных и нелинейных численных расчетах, заключается в наблюдении перераспределения энергии между различными спектральными компонентами во времени и пространстве, динамикой образования осевого филамента и постфиламента и т.д. Поток энергии перед фокальной областью описывается линейной дифракционной моделью распространения, в то время как нелинейность вызывает резкое схлопывание пучка с последующим образованием плазменного канала. Тем не менее, начало плазменного канала можно легко оценить с помощью линейной модели распространения.

2.4.3 Влияние конфигурации маски

В этой серии экспериментов исследовалась структура плазменных каналов в зависимости от взаимного расположения отверстий маски. Каждое отверстие маски вырезает круг из исходного лазерного пучка и формирует отдельный пучок. Четыре пучка сходятся под углом θ в зависимости от расположения отверстий на маске. Сначала было рассмотрено вли-

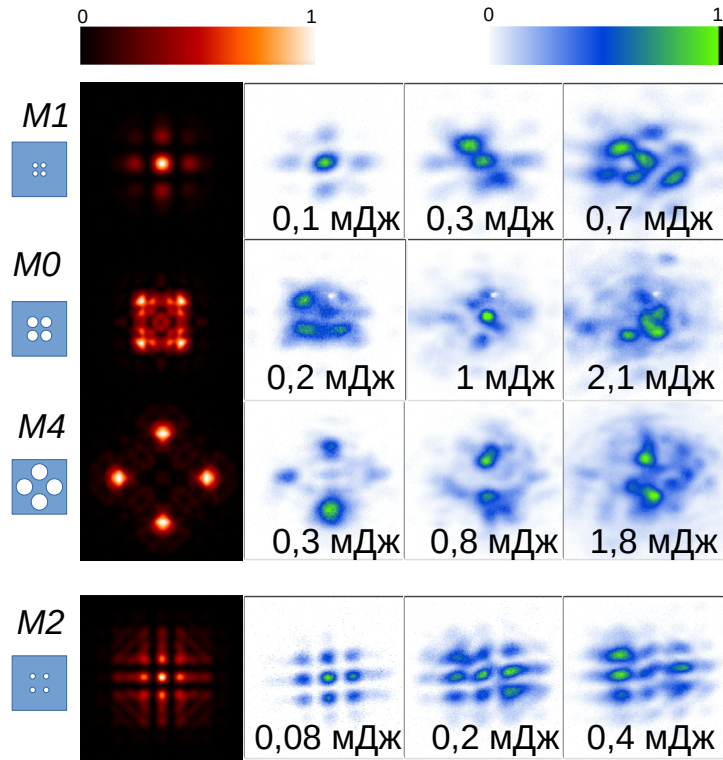


Рис. 15: Рассчитанные по модели линейного распространения (1-й столбец) и экспериментальные (2–4-й столбцы) моды излучения после окончания филамента на расстоянии 558 см от линзы с $F = 400$ см с использованием масок M0–M3. Для каждого изображения указана энергия лазерного импульса, прошедшая через одно отверстие маски.

яние угла схождения пучков θ на осевой плазменный канал, формирующийся вблизи фокуса линзы. Рассматривались три маски с отверстиями, расположенными в вершинах квадрата со сторонами 3 мм, 5 мм и 8 мм (см. маски M1, M0 и M3 в таблице 1). Диаметры отверстий были выбраны так, чтобы захватывать как можно больше энергии в каждой четверти пучка, то есть 2 мм, 4 мм и 6 мм.

Для формирования филаментов использовалась линза с $F = 400$ см. На Рис. 15 показаны рассчитанные линейные (1-й столбец) и экспериментальные (со 2-го по 4-й столбцы) моды излучения после филамента. Для каждого изображения, полученного в эксперименте, указана энергия лазерного импульса, прошедшего через одно отверстие маски. Видно, что моды, полученные в режиме малой энергии импульса (2-й столбец), хорошо повторяют модель линейного распространения (1-й столбец). Небольшое отличие моды маски M3 обусловлено эллиптичностью исходной моды пучка и неравномерным распределением энергии

излучения между четырьмя отверстиями. В третьем столбце энергии лазерного импульса, проходящей через четыре отверстия, достаточно для формирования аксиального филамента, но недостаточно для зарождения филаментов в четырех сходящихся пучках. Изображения, полученные с максимальной энергией импульса, (4-й столбец) соответствуют множественной филаментации и, по сути, разрушению структуры филаментов, заданной маской. В режиме осевой филаментации (3-й столбец) видно, что для маски M0 формируется одиночный протяженный филамент. Угол схождения пучков в этом случае $\theta_{M0} = 0,05^\circ$.

Угол схождения пучков меньше при использовании маски M1 ($\theta_{M1} = 0,03^\circ$), что приводит к увеличению вероятности расщепления центрального филамента на несколько. Это происходит за счет появления близко расположенных пучков и интерференции излучения отдельных каналов (см. режимы дифракции в 1-м столбце). В результате на моде в дальней зоне часто виден не один, а два и более филаментов. В дальней зоне для маски M3 с $\theta_{M3} = 0,08^\circ$ постфиламент от аксиального филамента не наблюдался.

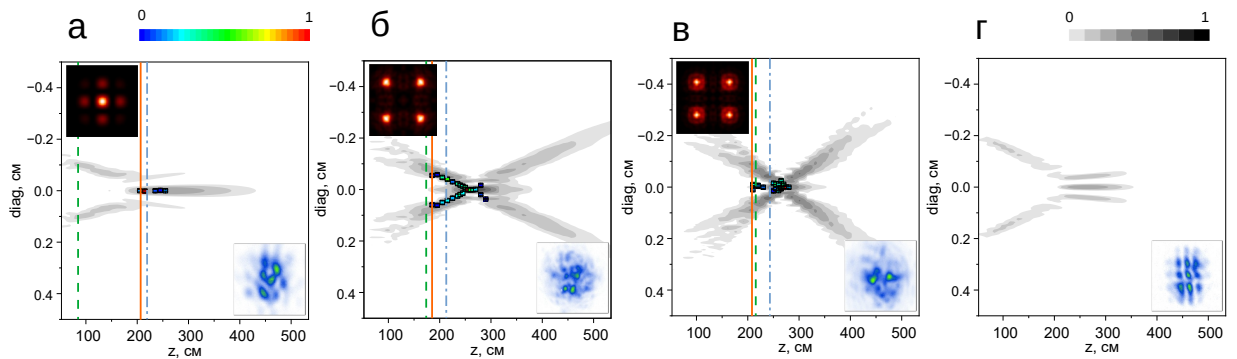


Рис. 16: Экспериментальные акустические сигналы и сечения интенсивности, рассчитанные в режиме линейного распространения при энергии 17 мДж перед масками, $F = 267$ см. Энергия на отверстие составляла 0,7 мДж с маской M1 (а), 2,1 мДж с маской M0 (б), 1,8 мДж с маской M3 (в) и 0,4 мДж с маской M2 (г). Остальные обозначения те же, что и на Рис. 11.

Уменьшение эффективной числовой апертуры и угла схождения приводит к увеличению длины осевого плазменного канала (см. Рис. 16). Формирование постфиламента наблюдалось только в первых двух случаях (маски M0 и M1). По-видимому, это связано с гораздо более длинным световым каналом, образованным за счет дифракции на оптической оси после фокуса. Его длину можно оценить как ~ 108 см для маски M3 ($\theta_{M3} = 0,08^\circ$), ~ 170 см для маски M0 ($\theta_{M0} = 0,05^\circ$) и ~ 190 см для маски M1 ($\theta_{M1} = 0,03^\circ$).

В нижнем ряду рисунка 15 показан пример формирования массива 3×3 филаментов с

использованием маски МЗ с четырьмя отверстиями. Пространственное расположение световых каналов в фокусе существенно отличается от исходной конфигурации отверстий в маске и в большей степени определяется дифракцией и взаимной интерференцией излучения пучков. Видно, что в фокусе линзы образуются девять протяженных световых каналов длиной 1,5 м (см. Рис. 16г). Пучки располагаются на расстоянии ~ 100 мкм друг от друга и содержат в себе примерно одинаковую энергию. Суммарная энергия излучения, сосредоточенная в этих пучках, составляет около 40% энергии, прошедшей через маску. С увеличением энергии лазерного импульса каждый из этих каналов формировал слабые постфиламенты (см. нижний ряд на Рис. 15). Небольшая энергия, проходящая через отверстия, не позволяла в этом случае наблюдать акустические сигналы. Однако, судя по постфиламентам, этот режим распространения был близок к филаментационному. При увеличении энергии, проходящей через маску, до 0,4 мДж излучение отдельных каналов начинает интерферировать из-за их близкой расположенности.

2.4.4 Выводы

Таким образом, в данном разделе было показано, что пространственная структура, начало и длина массива плазменных каналов, образующихся при филаментации в воздухе сфокусированного фемтосекундного лазерного импульса с модулированным амплитудным фронтом, зависят не только от количества отверстий в амплитудной маске и пиковой мощности, проходящей через каждое отверстие, но также от диаметра отверстий и фокусировки.

Если пиковая мощность, прошедшая через одно отверстие, ниже критической мощности самофокусировки, а полная пиковая мощность, прошедшая через все отверстия, выше критической, то в области фокуса наблюдается образование одиночного филамента. Его начало связано с дифракционным стягиванием излучения к оптической оси с последующим быстрым схлопыванием из-за малого диаметра дифракционного канала. Если суммарная пиковая мощность незначительно (в 2–3 раза) превышает критическую мощность, формируется одиночный филамент на оптической оси. В противном случае он распадается и формируется множественный филамент. Одиночный постфиламент формируется при достаточной длине дифракционного канала, т.е. при малом угле схождения пучков после маски (в нашем эксперименте $\leq 0,05^\circ$).

Если пиковая мощность, прошедшая через одно отверстие, порядка критической мощности, наблюдается влияние дифракции Френеля. Формируются максимумы интенсивности на осях пучков, прошедших через отверстия, которые могут содержать достаточную пиковую

мощность для быстрого схлопывания (диаметр этих дифракционных максимумов невелик, 100–200 мкм). Обычно один такой максимум содержит 20–30% энергии, прошедшей через отверстие, но это также зависит от соотношения между расстоянием открытия первой зоны Френеля и фокусным расстоянием линзы F . Если F велико (в нашем эксперименте это $F > 400$ см), то максимум, образованный дифракцией Френеля, широк и содержит малую энергию. Таким образом, короткий филамент появляется в фокальной области без постфиламентации. В противном случае каждый пучок создает филамент, а их пространственное положение задается маской. Далее эти филаменты сходятся в фокальной области и образуют одиночный или множественный филамент (и постфиламенты) на оптической оси в зависимости от суммарной пиковой мощности. При дальнейшем увеличении пиковой мощности множественный филамент формируются как перед, так и/или внутри фокальной области со стохастическим пространственным распределением.

Таким образом, эксперименты показали решающую роль дифракции при филаментации фемтосекундного пучка с амплитудной модуляцией в отличие от не регуляризованных (или слабо сфокусированных) гауссовских пучков. Был предложен способ, основанный на модели линейного распространения и дифракции, создания регуляризованного пучка филаментов с помощью амплитудной модуляции фемтосекундного пучка. Численное моделирование нелинейного уравнения огибающей с учетом дисперсии, мгновенной и запаздывающей керровской нелинейностью, ионизации показало, что учет сложной динамики нелинейных процессов существенно не улучшает предположения о позициях плазменных каналов в пространстве, сделанные на основе анализа дифракционных картин.

2.5 Протяженные стабильные массивы филаментов, образованные тераваттным фемтосекундным коллимированным пучком

В данной серии экспериментов рассматривалось формирование филамента без внешней фокусировки в двух режимах: (1) стохастическая множественная филаментация и (2) регуляризованная амплитудной маской.

Диаметр пучка составлял 14 мм по полувысоте, использовались маски М3 и М4 (коэффициент пропускания энергии для маски М3 составлял $\approx 27\%$ и $\approx 15\%$ для М4).

Сечения плотности энергии пучка измерялись на разных расстояниях от выходного окна для разных энергий лазерного импульса. По полученным изображениям прослеживалась динамика формирования, взаимодействия и распада множественных филаментов вдоль пути распространения.

По материалам данного раздела была опубликована статья [125].

2.5.1 Стохастическая филаментация

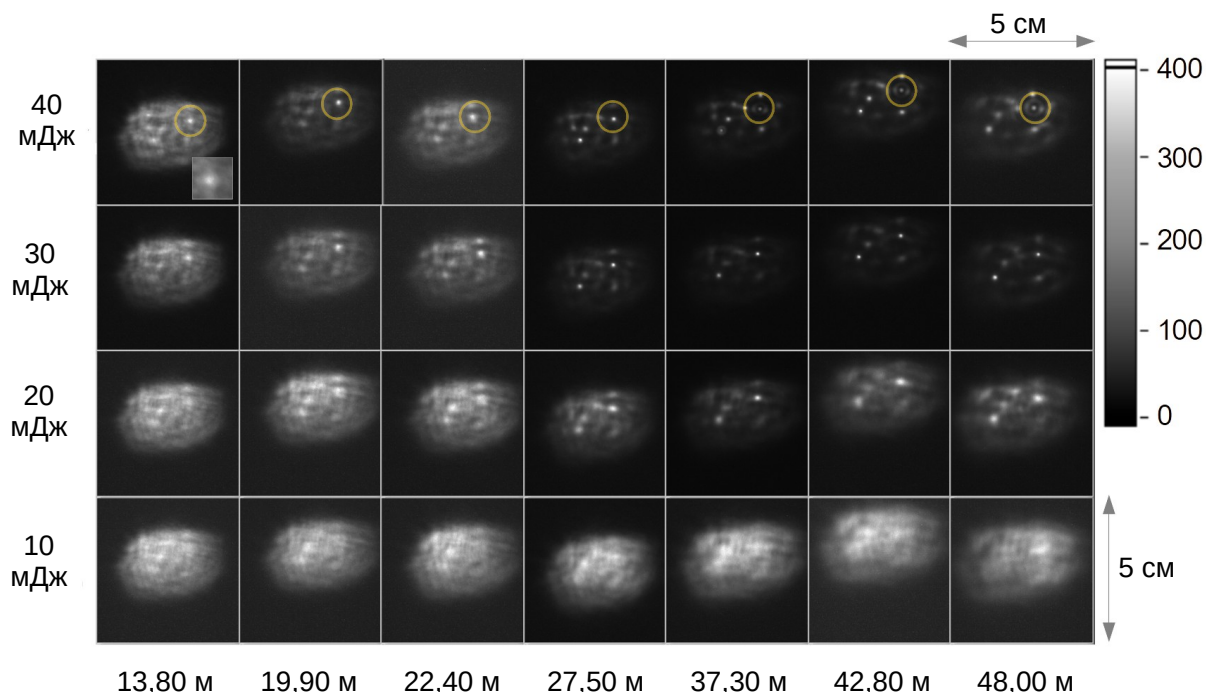


Рис. 17: Сечения пучка (плотность энергии) в стохастическом режиме филаментации для коллимированного лазерного пучка на разных расстояниях L ($\pm 0,05$ м) от выходного окна (строки) при различной энергии лазерного импульса W_p (столбцы). Желтыми кружками в первой строке отмечен один и тот же филамент на разных L . Яркость каждого изображения нормирована на максимум.

В нерегуляризованном режиме (см. Рис. 17) наблюдалось зарождение отдельных филаментов из неоднородностей пучка. Об этом свидетельствует одинаковое расположение отдельных филаментов внутри множественного: от выстрела к выстрелу расположение филаментов было практически фиксировано. Более того, одни и те же филаменты можно было наблюдать на разных расстояниях вдоль распространения L (например, изображения из первого ряда на Рис. 17, филамент отмечен желтым кружком).

Длина отдельного филамента достигала 10–15 м, после чего он распадался, лазерная энергия перекачивалась в другие части пучка. Видно, что на расстоянии 13,8 м яркое пятно имеет уже круглый контур (вставка на Рис. 17), но его диаметр не минимален. То есть, филамент только начинает формироваться. В диапазоне расстояний от 19,9 м до 27,5 м мода излучения филамента имеет яркое пятно в центре. Распад филамента и кольца конической эмиссии становятся видимыми на расстояниях $> 37,3$ м.

Также хорошо видно смещение начала филамента к выходному окну с ростом энергии W_p (и пиковой мощности P). $L_{exp} \approx 20$ м при $W_p = 40$ мДж, в то время как длины атмосферного пути было недостаточно для наблюдения филамента с $W_p = 10$ мДж.

Длина самофокусировки гауссова пучка может быть оценена по формуле Марбургера (1). Любое фазовое или амплитудное искажение пучка (что соответствует пространственному качеству $M^2 > 1$) приводит к увеличению длины самофокусировки относительно предсказанного уравнением (1) [34, 91].

В таблице 2 приведены длины Z_M и L_{exp} для нескольких энергий W_p . В эксперименте филаменты зарождались на бóльших расстояниях, чем предсказывает уравнение (1). Это связано с тем, что распределение плотности энергии не является гауссовым. Кроме того, уравнение (1) плохо применимо для случая образования нескольких филаментов.

W_p , мДж	Z_M , м	L_{exp} , м ($\pm 0,05$ м)
40	18,3	19,9
30	21,5	27,5
20	27,1	37,3
10	41,2	Филамент не наблюдался

Таблица 2: Длины самофокусировки, Z_M , рассчитанные по формуле Марбургера и наблюдаемые экспериментально, L_{exp} , в режиме стохастической филаментации для различных энергий импульса W_p .

2.5.2 Амплитудно регуляризованная филаментация

Теперь обсудим результаты, полученные с регуляризованным филаментом с маской МЗ. На Рис. 18 представлены плотности энергии для этого случая. Наилучшая структура из четырех филаментов наблюдалась при $W_p = 10\text{--}20$ мДж. Отметим, что для этого диапазона энергий до маски, энергия, приходящаяся на одно отверстие $W_{p1} \sim 1$ мДж (см. таблицу 3), каждое отверстие формирует по одному филаменту (напомним, что образование филамента фиксировалось по кольцам конической эмиссии в конце трассы). С увеличением энергии лазерного импульса филаменты начинают зарождаться раньше. Неоднородностями здесь выступают дифракционные кольца, поэтому филамент формируется не по центру (см., например, изображение при $L = 9,15$ м и $W_p = 40$ мДж). Это приводит к смещению положения филамента в поперечном сечении пучка. Пучок, вырезанный одним отверстием маски ($W_p = 30$ мДж, $L = 13,8$ м) формирует два филамента вместо одного. Длины филаментов были

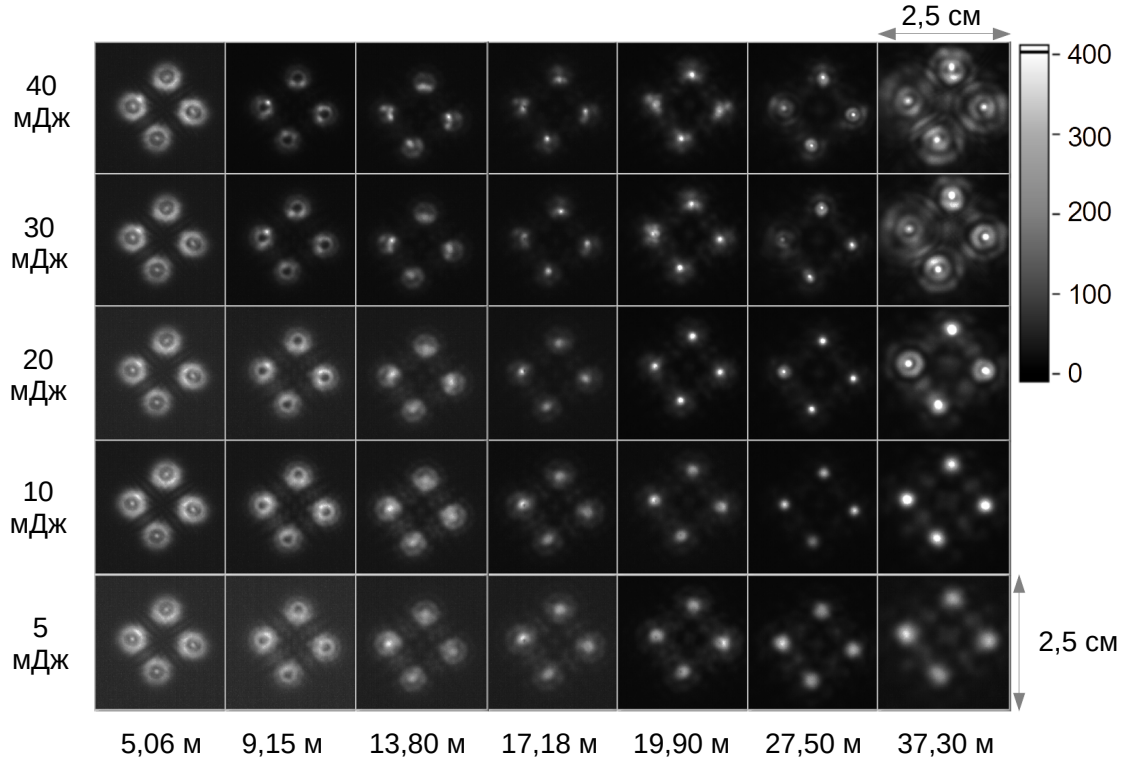


Рис. 18: Сечения пучка (плотность энергии) в режиме регуляризованной филаментации для коллимированного лазерного пучка на разных расстояниях L ($\pm 0,05$ м) от выходного окна (столбцы) при различной энергии лазерного импульса W_p (строки). Яркость каждого изображения нормирована на максимум.

практически такими же, как и в случае стохастических филаментов (~ 10 м).

В табл. 3 приведены энергии W_{p1} импульса, прошедшего через одно отверстие амплитудной маски, длина самофокусировки Z_M , рассчитанная по формуле Марбургера (формула (1)) для одного отверстия, и расстояние L_{exp} , на котором филаменты наблюдались в эксперименте. В качестве диаметра пучка при расчете длины самофокусировки использовался диаметр отверстия маски. Филаменты начинались гораздо ближе к выходному окну, чем длина самофокусировки $L_{exp} \ll Z_M$. Изменение энергии лазерного импульса сдвигает L_{exp} , но намного меньше, чем предсказывает формула (1) (в два раза вместо восьми).

Для амплитудно-модулированного пучка с маской МЗ был зарегистрирован акустический сигнал от одного из филаментов. В стохастическом режиме акустический сигнал не наблюдался, что свидетельствует о более высоком энергокладе в среду в случае регуляризованного филамента.

На Рис. 19 представлен акустический сигнал, наблюдаемый на $L = 17,18 \pm 0,05$ м при

W_p , мДж	W_{p1} , мДж	Z_M , м	L_{exp} , м ($\pm 0,05$ м)
40	2,6	26,7	9,15
30	1,95	34,6	9,15
20	1,3	52,4	13,8
10	0,65	192,0	17,8
5	0,35	∞	Филамент не наблюдался

Таблица 3: В таблице представлены длины самофокусировки, рассчитанные по формуле Марбургера и наблюдаемые экспериментально для регуляризованного амплитудной маской МЗ пучка без дополнительной фокусировки.

$W_p = 42$ мДж. Сигнал был сглажен бегущим средним для уменьшения шума. Ширина и объемная плотность энергии теплового источника, испускающего акустический сигнал, вычислялись по алгоритму, описанному в разделе 1.2.3.2. Это дает полуширину (по уровню $1/e$) акустического источника $w_0 = 240$ мкм, объемную плотность энергии $H_0 = 2,5$ мДж/см³ и линейную плотность энергии $W = 4,6$ мкДж/см.

Эти значения можно сравнить с ранее полученными данными о свойствах филаментов. В работе [30] линейная плотность энергии одиночного филамента оценена как 6 мкДж/см. Филаменты, образованные слабо сфокусированным пучком в нашем предыдущем исследовании (фокусное расстояние 312 см и диаметр пучка 7 мм на полувысоте), были в два раза шире, а объемная плотность энергии \sim в 100 раз больше [120]. Но в [69] для сфокусированного пучка (с условиями фокусировки, аналогичными [120]) наблюдалось увеличение концентрации электронов (а значит, и объемной плотности энергии) на порядок по сравнению с коллимированным случаем, а ширина филамента практически не изменялась. В текущем исследовании филамент от коллимированного пучка шире, что может еще уменьшить значение H_0 .

2.5.3 Обсуждение результатов

Наиболее интересной особенностью результатов, представленных в таблице 3 и Рис. 18, является то, что филаменты формируются намного раньше, чем предсказывает формула Марбургера (формула (1)). Рассмотрим более подробно процесс зарождения филамента на Рис. 18. Эволюция дифракционной картины с расстоянием в начале филамента хорошо прослеживается при энергии 5 мДж (нижний ряд на Рис. 18), где на начальных этапах распространение излучения близко к линейному (энергия после одного отверстия $W_{p1} \approx 0,3$ мДж, $P/P_c < 1$). На $L = 5,6$ м распределение плотности энергии кольцеобразное с пятном в цен-

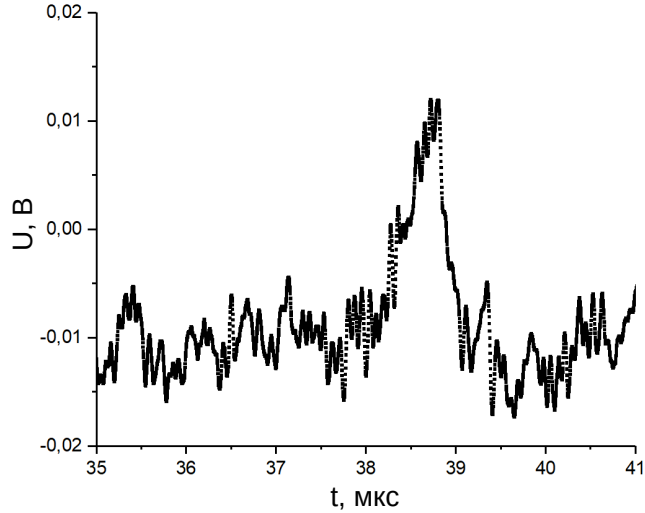


Рис. 19: Акустический сигнал, полученный от одиночного филамента в амплитудно регуляризованном с маской МЗ режиме, зарегистрированный на расстоянии $L = 17,18 \pm 0,05$ м, $W_p = 42$ мДж.

тре. Это пятно исчезает на $L = 9,15$ м и далее формируется яркое центральное пятно уже без окружающего его кольца на расстоянии $L \sim 20$ м. Длина самофокусировки по формуле Марбургера при этом $Z_M \sim \infty$. Далее при увеличении L диаметр этого пятна увеличивается за счет дифракции.

Происхождение этого пятна следующее: каждое отверстие формирует глобальный максимум плотности энергии на расстоянии, когда отверстием маски открывается первая зона Френеля $F_0 = r^2/\lambda$, где r – радиус отверстия, λ – длина волны. На этом расстоянии первая зона Френеля занимает все отверстие. Это дает оценку $F_0 \sim 15$ м для отверстия радиусом 3 мм. Моделирование дифракции гауссова пучка (диаметром 14 мм по полувысоте) на маске МЗ было выполнено с использованием модуля `Diffraction` для Python [128] Никитой Жидовцевым. На Рис. 20а показана плотность энергии вдоль оси одного из четырех пучков, создаваемых маской. Глобальный максимум находится на расстоянии 15 м от начала трассы. Колебания возникали из-за интерференции с соседними пучками. Поперечные сечения плотности энергии и фазы на этом расстоянии показаны на Рис. 20б и Рис. 20в. Каждое яркое пятно на этом рисунке содержит $\approx 9\%$ энергии, прошедшей через маску, т.е. $\approx 0,5$ мДж при энергии 20 мДж до маски.

Теперь обратимся к случаям с более высокой энергией в исходном пучке (Рис.18). Филаменты зарождаются при $L = 9,15$ м, если $W_p > 20$ мДж, причем они возникают на дифрак-

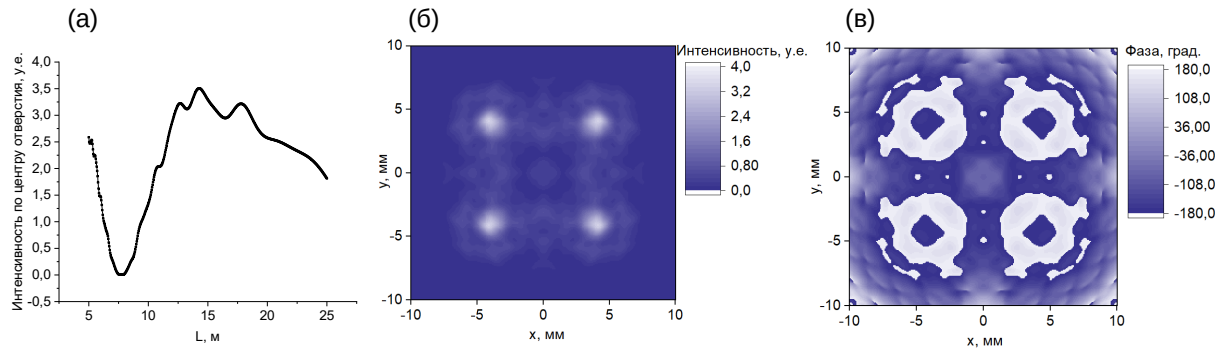


Рис. 20: (а) Рассчитанная нормированная плотность энергии излучения, прошедшая через одно отверстие в линейном режиме вдоль оси, проходящей через центр отверстия вдоль оптической оси. Рассчитанные нормированные распределения плотности энергии (б) и фазы (в) в сечении на $L = 15$ м после маски МЗ в линейном режиме.

ционном кольце, ближе к центру. Это происходит из-за градиента плотности энергии на отверстиях, обусловленного гауссовым распределением плотности энергии падающего пучка. Далее ($L = 13,8$ м) дифракционная картина снова представляет собой кольцо с более интенсивным пятном в центре и практически без спада плотности энергии между кольцом и центральным пятном. Упорядоченная структура четырех филаментов формируется при $L > 17$ м и $W_p = 10\text{--}20$ мДж. Дифракция Френеля формирует здесь максимумы по осям отверстий, излучение в пределах этих максимумов самофокусируется, и формируется стабильный массив филаментов. Из таблицы 3 видно, что для преодоления критической мощности в пучках после маски необходимо не менее $W_p = 10$ мДж. Эта структура сохраняется на протяжении 10–15 м.

Зарождение филаментов на дифракционном кольце происходит на расстоянии $L \sim 9,15$ м, если $W_p = 30\text{--}40$ мДж. Структура четырех филаментов не так стабильна, как при низкой W_p : каждое отверстие может образовывать несколько филаментов, расположенных вдоль кольца.

Мы также исследовали филаменты после маски М4 с шестью отверстиями. Общая картина формирования филаментов была такой же. Наилучшая устойчивая структура шести филаментов наблюдалась при энергии лазерного импульса $W_p = 30\text{--}40$ мДж. Это соответствует энергии, проходящей через одно отверстие $W_{p1} \approx 1\text{--}1,5$ мДж. На Рис. 21 показана плотность энергии в поперечном сечении пучка на расстоянии $L = 17,2$ м. Здесь энергии на отверстие было достаточно чтобы превысить критическую мощность самофокусировки для каждого из шести пучков. Филаменты формировались по центрам пучков, их длина со-

ставляла 10-15 м. При энергии $W_p = 20$ мДж и ниже филаменты не формировались, хотя структура из шести дифракционных каналов сохранялась.

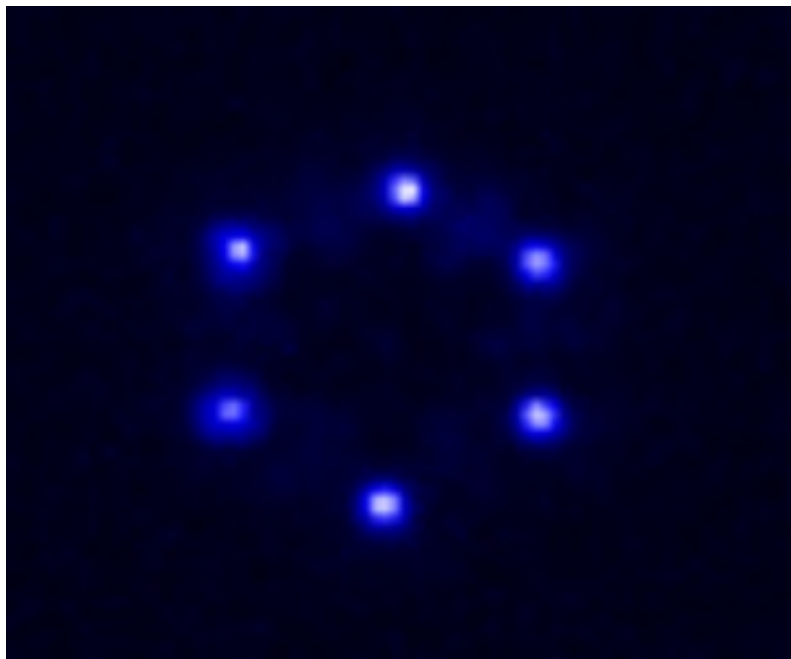


Рис. 21: Пучок, наблюдающийся после маски с шестью отверстиями при энергии в импульсе на расстоянии 17,1 м от начала трассы и энергии в импульсе 40 мДж.

2.5.4 Выводы

Было показано, что регуляризация пространственной структуры тераваттного коллимированного фемтосекундного пучка с помощью маски с несколькими отверстиями позволяет создать устойчивый массив филаментов длиной не менее 10–15 м. Филаменты зарождались гораздо ближе к началу трассы, чем это предсказывает теория самофокусировки нерегуляризованного лазерного пучка. За счет дифракции на отверстиях формируется максимум плотности энергии на оси отверстия на расстоянии, когда отверстием маски открывалась первая зона Френеля. В этом максимуме содержится не менее $1/3$ энергии лазерного импульса, проходящей через отверстие. Самофокусировка приводит к образованию филамента, если пиковая мощность превышает критическую мощность самофокусировки. Так как диаметр пучка, формируемого в первой зоне Френеля, составляет около 1 мм, длина самофокусировки невелика, всего 1–2 м. Экспериментально наблюдаемые расстояния, на которых формируется массив филаментов, оказались близки значениям, полученным при моделировании дифракции пучка маске.

Для формирования устойчивого массива филаментов необходимо выбрать начальную энергию импульса, обеспечивающую зарождение филамента из максимума плотности энер-

гии первой зоны Френеля. Это соответствует энергии импульса 10–20 мДж перед амплитудной маской с четырьмя отверстиями, используемой в экспериментах. Если энергия выше, одиночные филаменты в массиве разбиваются на несколько, но общая длина массива увеличивается.

Результаты показали важность дифракции для формирования массивов филаментов с помощью амплитудных масок. Чтобы получить массив желаемой конфигурации, необходимо правильно подобрать энергию импульса и диаметр пучка, а также геометрию амплитудной маски (количество отверстий, их диаметры и расстояния между отверстиями).

3 Генерация терагерцевого излучения филаментом, помещенным в электростатическое поле

В настоящей главе приведены экспериментальные результаты, подтверждающие перспективность подхода, основанного на увеличении длины филамента и переходе в режим множественной филаментации для генерации ТГц излучения в присутствии электростатического поля.

3.1 Обзор литературы. Терагерцевое излучение фемтосекундного филамента.

В [92] было предсказано излучение фемтосекундного филамента в терагерцевом (ТГц) диапазоне. Генерация терагерцевого излучения протяженным фемтосекундным филаментом впервые наблюдалась в [39]. Детектировалось терагерцевое излучение в направлении, перпендикулярном оптической оси. Излучение (120 фс, 800 нм, $E = 30$ мДж, 10 Гц) фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $F = 2$ м, формировался филамент. Измерения проводились гетеродинным детектором на частотах 94 и 112 ГГц.

3.1.1 Механизмы генерации ТГц излучения. Сравнение эффективностей генерации

Современное представление о механизме генерации ТГц в филаменте было предложено в [41]. Терагерцевое излучение распространяется в конус вокруг оптической оси благодаря процессу, напоминающему генерацию черенковского излучения (см. Рис. 22). Фронт лазерного импульса при распространении создает в воздухе плазму (процесс филаментации), оставшаяся часть импульса расталкивает электроны за счет пондеромоторной силы, создавая за лазерным импульсом область положительного заряда. Эта заряженная область движется вместе с лазерным импульсом со скоростью света. Подобно черенковскому излучению электрического заряда, движущегося быстрее скорости света в среде, излучение распространяется вдоль конуса, ориентированного по направлению распространения, имеет радиальную поляризацию, а размер источника во много раз меньше длины волны излучения.

Однако в процессе генерации ТГц излучения филаментом есть два основных отличия: во-первых, в плазменный канал в целом нейтрален. Пондеромоторная сила лазерного импульса вызывает разделение зарядов, движущийся источник представляет собой дипольную структуру [79]. Интерференция излучения положительных и отрицательных зарядов снижает эффективность генерации, но не подавляет ее полностью. Во-вторых, ТГц излучение генерируется, даже если скорость фронта ионизации в точности равна скорости света. При-

чем генерация происходит из-за конечности длины филамента, которая также определяет угол, под которым распространяется ТГц излучение [41]. С этой точки зрения процесс схож с генерацией переходного излучения.

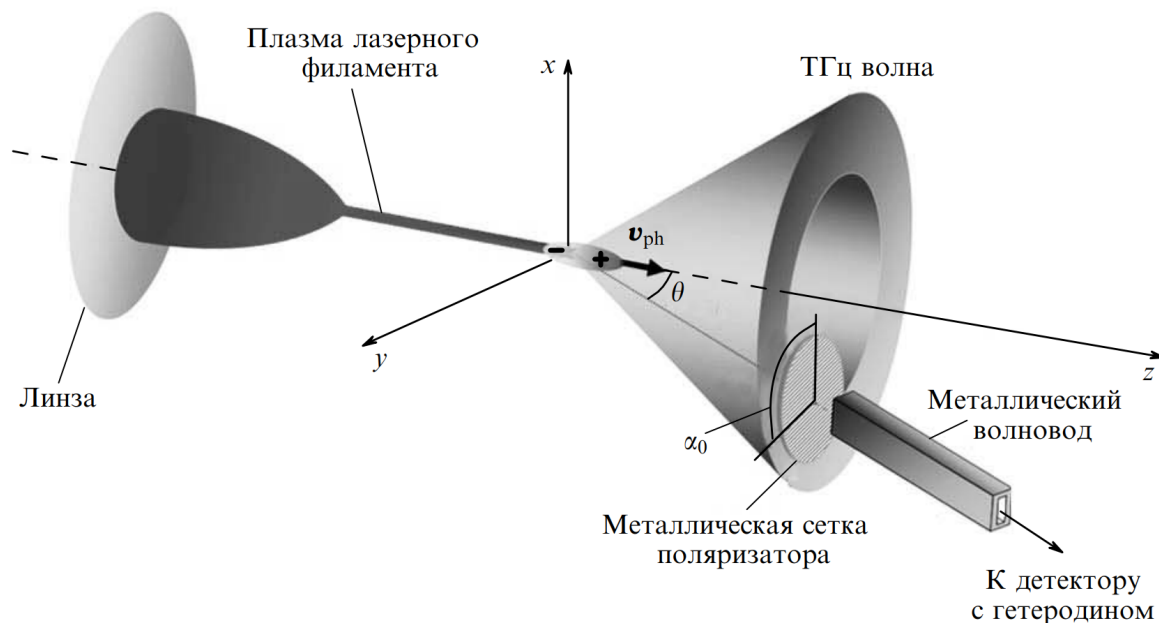


Рис. 22: На рисунке схематически изображен механизм генерации ТГц излучения филаментом. Диполь, созданный лазерным импульсом в плазме филамента испускает ТГц излучение под углом θ к оптической оси. Также представлен вариант детектирования ТГц излучения гетеродинным детектором с измерением поляризации излучения металлической сеткой. Рисунок взят из [2].

Характерное время (см. оценки в разделе 1.1.1) столкновений электронов с нейтральными атомами в 1-2 раза больше периода колебаний плазмы на плазменной частоте [41]. То есть, успевают произойти 1-2 колебания прежде чем колебания затухнут за счет столкновений (см. Рис. 23). Продольный размер дипольной структуры можно оценить как расстояние от лазерного импульса до точки на филаменте за импульсом, где колебания плазмы уже не наблюдаются. Это расстояние равно $\sim 30 - 100$ мкм [40].

Для протяженного филамента в [23] была предложена интерференционная модель. Плазменный канал филамента является протяженным источником излучения. В предположении, что терагерцевое излучение из отдельных его областей когерентно, и основной вклад в его генерацию вносят колебания электронной концентрации, электрическое поле плазменного канала в точке размещения приемника терагерцевого излучения является результатом интерференции излучения отдельных его областей. Плазменный канал филамента в отсутствие внешнего поля аксиально-симметричен, его поперечный дипольный момент равен нулю, из-

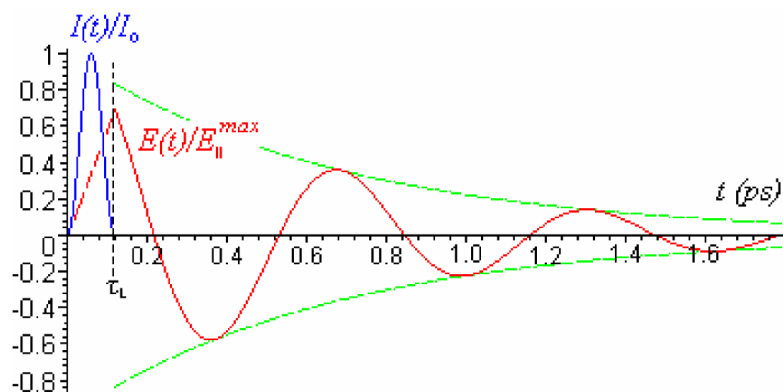


Рис. 23: На рисунке синей кривой обозначен лазерный импульс, красной - динамика электрического поля в плазме филамента. После прохождения лазерного импульса происходят продольные колебания поля в плазменном канале с характерным временем в обратную частоту столкновений электронов с нейтральными атомами. Рисунок взят из [41].

лучение каждой области длиной dz является квадрупольным. Эффективность конверсии лазерного излучения в терагерцевое одиночным филаментом мала, оценивалась в $\sim 10^{-11}$ в [41] при энергии ТГц импульса $\sim 10^{-14}$ Дж.

Можно увеличить выход терагерцевого излучения, помещая филамент в электростатическое поле. Одиночный филамент (50 фс, 800 нм, $E = 2,5$ мДж, 100 Гц; длина филамента ~ 2 см), помещенный в электростатическое поле 5 кВ/см, продемонстрировал увеличение эффективности конверсии на 3 порядка, чем в случае без поля, а именно, $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ с энергией ТГц импульса 0,05 нДж [43]. Измерения проводились болометром с полосовым фильтром на частоте 1,3 ТГц. Так как полоса пропускания фильтра покрывала только диапазон от 0,8 до 1,8 ТГц, можно предположить, что значительная часть энергии терагерцевого импульса потерялась и стоит ожидать больших значений эффективности конверсии.

В [43] также был предложен механизм генерации терагерцевого излучения филаментом в электростатическом поле. Внешнее поле разделяет электроны и ионы в плазме филамента в направлении своего действия, что вызывает поперечный ток. Этот ток, порожденный разделением зарядов, генерирует терагерцевое излучение с поляризацией, параллельной линиям напряженности поля, и распространяющегося в полный конус.

В [93] было показано, что терагерцевое излучение филамента, помещенного в электростатическое поле, может быть представлено как сумма излучения филамента без поля и линейно поляризованного излучения, индуцированного полем. Только линейно поляризованное излучение усиливалось при увеличении напряженности поля, параметры источника излучения невозмущенного филамента не изменялись. То есть, внешнее поле не влияло на продольные

токи плазменного канала филамента, а создавало дополнительные.

В [94] электростатическое поле прикладывалось параллельно филаменту. Наблюдалось увеличение ТГц сигнала на 3 порядка, как и в случае поперечного приложения поля. Поле создавалось электродами с отверстиями для прохождения филамента. Измерения проводились гетеродинным детектором, чувствительным к частоте 0,1 ТГц. В случае приложения продольного поля, ионизованные лазерным излучением электроны ускоряются вдоль филамента под действием суммарной напряженности поля $E_e + E_w$, где E_e означает внешнее поле, а E_w – электростатическое поле, созданное пондеромоторным разделением зарядов. За длину филамента бралось расстояние между электродами. В отличие от приложения поля перпендикулярно оптической оси, диаграмма направленности и поляризация излучения при продольном приложении поля были идентичны одиночному филаменту без внешнего поля и оставались неизменными с увеличением напряженности.

В [95] был предложен метод увеличения энергии терагерцевых импульсов, основанный на локальном увеличении плотности воздуха. Исследовалось ТГц излучение жестко сфокусированного второго лазерного импульса (800 нм, 35 фс, 1 кГц, фокусировка с $NA = 0,125$) на акустической волне первого импульса. Излучение первого импульса (0,2 мДж) создавало плазму вблизи фокуса, которая испускала акустическую волну. Наблюдалось увеличение интенсивности ТГц излучения в 13 раз, когда фокус основного (0,2 мДж) импульса попадал на максимум плотности акустической волны. Поляризация излучения была направлена вдоль градиента плотности акустической волны (вдоль ее распространения). Такое направление поляризации объяснялось градиентом плотности воздуха, который задавал направление движения электронов после прохождения основного лазерного импульса.

Добавление к основному излучению, формирующему филамент, его второй гармоники (формирование двуцветного филамента) также увеличивает выход терагерцевого сигнала. К механизму, основанному на токах в плазменном канале филамента (механизм фототока) прибавляется еще четырехволновое смешение. Причем разделить эти механизмы достаточно трудно [96]. Согласно модели фототока свободные электроны, образующиеся при ионизации воздуха и ускоряемые асимметричным двухцветным лазерным полем, создают электрический ток. Этот ток, возникающий в масштабе времени фотоионизации, может излучать электромагнитный импульс на терагерцевых частотах. Вторым механизмом является четырехволновое смешение излучения основной частоты и второй гармоники в нелинейной среде. Как результат, генерируется излучение на терагерцевых частотах.

Независимость механизмов генерации исследовалась при помещении двуцветного филамента в электростатическое поле [97]. Сравнивались следующие режимы: двуцветный фила-

мент в электростатическом поле, одноцветный филамент в поле и двуцветный филамент без внешнего поля (800 нм, 2,5 мДж, 1 кГц). С помощью метода ЭОС (электрооптического стробирования) были получены формы терагерцевого импульса во всех трех режимах. Также было произведено численное моделирование ТГц сигналов данных режимов. Было получено, что приложение внешнего поля к двуцветному филаменту приводит к простому сложению форм ТГц импульсов. Это объяснялось тем, что на концентрацию электронов в плазменном канале мало влияет вторая гармоника излучения или внешнее поле, концентрация определяется лишь основным излучением.

На эффективность генерации ТГц в двуцветном филаменте влияет взаимная поляризация излучения первой и второй гармоники. В [98] исследовался терагерцевый сигнал филамента при различной ориентации поляризации. В случае, когда поляризации основного излучения и второй гармоники параллельны, наблюдалось увеличение сигнала на порядок, чем в случае с перпендикулярным направлением.

В двуцветном режиме были достигнуты эффективности бóльшие, чем в филаменте в электростатическом поле. В [99] эффективность в диапазоне частот $< 5,5$ ТГц достигала $\sim 10^{-4}$ с энергией терагерцевого импульса 2,8 мкДж. Причем исследовался филамент практически без внешней фокусировки (филамент начинался в 16 м от начала трассы). Таких высоких значений эффективности позволило достичь параллельная поляризация основного излучения и второй гармоники, а также контроль их разбегания с помощью фазового компенсатора. В аналогичном эксперименте в [6], но при достаточно жесткой внешней фокусировке (50 фс, 815 нм, $E = 30$ мДж, 10 Гц, $F = 15$ см) была достигнута еще большая эффективность конверсии $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ при энергии терагерцевого импульса 6 мкДж. Здесь также филамент формировался первой и второй гармониками с параллельной поляризацией.

В настоящее время основные попытки по дальнейшему увеличению эффективности конверсии ведутся при длинах волн накачки, больших 800 нм [100–102]. В [100] наблюдалось, что плазменные токи усиливаются пропорционально квадрату длины волны накачки и зависимость от длины волны дополнительная фокусировка ведет к 30-кратному увеличению ТГц сигнала на длине волны 1800 нм относительно сигнала на 800 нм. Здесь исследовался двуцветный филамент. В статье было проведено численное моделирование и эксперимент, использовалось излучение с длиной волны в диапазоне от 0,8 до 2 мкм. Использовалось лазерное излучение с энергией, ниже пороговой для образования филамента (60 фс, 400 мкДж основное излучение, 20 мкДж – вторая гармоника), плазменный канал формировался в азоте чтобы избежать поглощения ТГц излучения парами воды. Наблюдался рост ТГц сигнала с длиной волны до 1,8 мкм. Далее следовал спад, обусловленный уменьшением пиковой интенсивности. Среда

оказывалась не полностью ионизованной. Наблюдался сдвиг спектра в сторону больших частот с увеличением длины волны накачки. Наблюдалась энергия терагерцевого импульса 0,6 мкДж, эффективность конверсии составляла $>10^{-3}$.

3.1.2 Угловая направленность и спектр терагерцевого излучения

Терагерцевое излучение одноцветного филамента, распространяющееся радиально впервые наблюдалась в [39], мощное излучение, идущее под углом к оптической оси (максимум ТГц сигнала наблюдается вдоль образующей конуса) впервые наблюдалось в [40]. Распространение в полый конус объясняется переходным-Черенковским механизмом (см. раздел 3.1.1). Излучение (800 нм, 150 фс, 4 мДж, 10 Гц, диаметр пучка 5 мм) фокусировалось линзами с различными фокусными расстояниями, формируя филаменты разной длины. Излучение, идущее в полый конус, оказалось интенсивнее излучения, распространяющегося радиально, более, чем на два порядка. Поляризация излучения оказалась линейной (см. Рис. 24) и не зависела от поляризации излучения накачки. Для филаментов разной длины наблюдалась зависимость угла распространения θ_{max} (образующей конуса) от длины филамента как $\theta_{max} \approx \sqrt{\lambda/l}$, где λ - длина волны ТГц излучения, l - длина филамента.

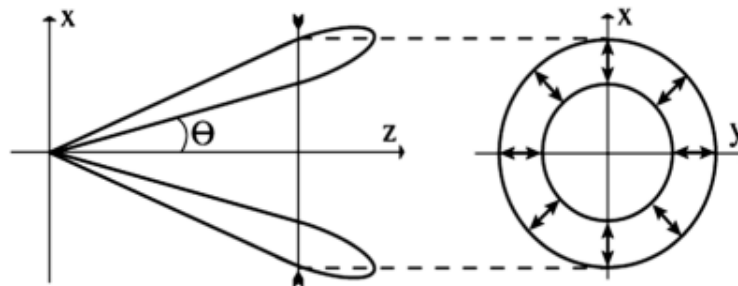


Рис. 24: В левой части рисунка показана диаграмма направленности терагерцевого излучения, испускаемого одноцветным одиночным филаментом (полый конус). Справа стрелочками показано направление поляризации. Рисунок взят из [40].

В [23] было проведено численное моделирование для различных длин филамента и различных ТГц частот. Аппроксимируя результаты моделирования была получена зависимость угла образующей конуса диаграммы направленности $\theta_{max} = 60^\circ \sqrt{\lambda/L}$, где λ - длина волны ТГц излучения, L - длина филамента.

В [103] исследовался одноцветный филамент, сформированный бesselевым пучком, был получен спектр терагерцевого излучения с максимумом на частоте столкновений электронов с нейтралами. Излучение (780 нм, 50 фс, 2,5 мДж, 1 кГц) фокусировалось аксиконом

с $\theta = 7^\circ$. Форма ТГц импульса регистрировалась с помощью метода ЭОС, диаграмма направленности и поляризация излучения исследовались с помощью болометра. Наблюдалось широкополосное ТГц излучение с максимумом на частоте $0,7 \text{ ТГц} < \omega_{pe}$ (ω_{pe} - плазменная частота). В статье было предложено аналитическое объяснение такой низкой максимальной частоты в спектре. Максимум в ТГц спектре и его ширина соответствуют частоте столкновений электронов с нейтралами.

В [42] экспериментально и с помощью численного моделирования исследовалось, действительно ли максимум в спектре и ширина спектра ТГц излучения близки частоте столкновений электронов с нейтралами. Проводилось исследование терагерцевого излучения одиночного филамента при различных фокусировках ($F/D=11-166$). Наблюдалось уменьшение ширины спектра и смещение максимума спектра в сторону больших длин волн с увеличением фокусного расстояния линзы, формирующей филамент. Использовалось лазерное излучение Ti:Sa лазера, 744 нм, 10 Гц, 90 фс, размер пучка 4,2 мм (радиус по уровню интенсивности $1/e^2$), энергия импульса до 6 мДж. Спектры были получены с помощью терагерцевого интерферометра Майкельсона, ТГц сигнал регистрировался с помощью болометра. Смещение максимума объяснялось уменьшением скорости электронов в канале, что в свою очередь пропорционально величине электрического поля в филаменте. Наблюдалось смещение максимума спектра с 2,3 ТГц ($F/D=11$) до 0,7 ТГц ($F/D=166$).

Таким образом, характерные черты ТГц излучения одиночного филамента:

- Распространение в полый конус с углом между образующей и оптической осью $\theta_{max} = 60^\circ \sqrt{\lambda_{THz}/L}$.
- Поляризация линейная, направлена радиально от оптической оси.
- Спектр с максимумом на частоте столкновений электронов с нейтралами и с шириной в частоту столкновений.

Теперь рассмотрим направление ТГц излучения филамента и его спектр в электростатическом поле.

В [43] проводились измерения диаграммы направленности гетеродинным детектором, чувствительным к частоте 0,1 ТГц и формы импульса ТГц излучения методом ЭОС. Излучение распространялось в полный конус (с максимумом сигнала на оптической оси). С постепенным увеличением напряженности поля полый конус искривлялся и становился несимметричным, далее при напряженности поля $> 3 \text{ кВ/см}$ один лепесток оказывался в центре, а второй исчезал. Исследовалась диаграмма направленности при напряженности поля 6 кВ/см

при различных длинах филамента. Филамент длиной 1,5 см (для его формирования использовалась линза с фокусным расстоянием $F = 75$ см) испускал ТГц-излучение в полный конус с углом между оптической осью и образующей конуса $\sim 10^\circ$ и филамент длиной 5 см ($F = 2$ м) - в угол $\sim 20^\circ$. Теоретические оценки показали, что угловая ширина пучка ТГц излучения $\Delta\theta = 4\pi c/L\omega$. Наблюдался спектр с максимумом на частоте 0,6 ТГц.

В [104] излучение (800 нм, 40 мДж, 120 фс длительность импульса, 10 Гц частота следования импульсов) фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 80 см. Вокруг филамента создавалось импульсное поле напряженностью до 15 кВ/см электродами длиной 1 см. Был получен спектр ТГц излучения с помощью электрооптического стробирования с максимумом на частоте 0,2 ТГц. Исследовалась диаграмма направленности в диапазоне частот от 0,33 до 0,5 ТГц, наблюдался полный конус с шириной по полувысоте равной 20° .

В [105] наблюдалась и была численно промоделирована диаграмма направленности терагерцевого излучения филамента (755 нм, 90 фс, 10 Гц, $F = 20$ см, 0,5 мДж) в электростатическом поле. Наблюдалось угловое распределение с плоской вершиной для частот < 2 ТГц и полный конус для частот < 20 ТГц.

В [49] демонстрировалось управление поляризацией ТГц излучения филамента с помощью скрещенных электростатических полей. Использовался Ti:Sa лазер с длительностью импульса 50 фс и энергией до 1 мДж. Излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 30 см. Использовались две пары электродов, которые создавали электрические поля, направленных перпендикулярно друг к другу. Были измерены временные формы ТГц импульсов с помощью метода ЭОС. Спектр импульсов был в пределах от 0 до 3 ТГц с максимумом на 0,7 ТГц.

В [48] исследовалась фазовая эволюция ТГц импульса, усиленного в постоянном электрическом поле. Для формирования филамента использовался импульс длительностью 40 фс с энергией до 5 мДж, использовалась линза с фокусным расстоянием 30 см. Формировался филамент длиной 5 см. Электростатическое поле формировалось с помощью пары пластинок шириной 3 мм. Временные формы ТГц импульса регистрировались методом ЭОС при различных положениях электродов вдоль филамента. Спектр ТГц импульса был идентичен при разных положениях электродов и имел максимум на частоте 0,2 ТГц.

Таким образом, характерные черты ТГц излучения одиночного филамента в электростатическом поле:

- Распространение в полный конус с максимумом ТГц сигнала на оптической оси. Угловая ширина пучка ТГц излучения $\Delta\theta = 4\pi c/L\omega$.

- Поляризация линейная, направлена параллельно линиям напряженности электростатического поля.
- Максимум в спектре и его ширина близки частоте столкновений электронов с нейтралами.

Диаграмма направленности двуцветного филамента представляет собой полный конус при низких частотах и полый конус при высоких. В [106] была предложена простая модель, объясняющая такое поведение. Распространение ТГц излучения в полый конус в случае длинного двуцветного филамента объясняется интерференцией ТГц излучений разных частей филамента. При распространении в двуцветном филаменте импульсов (ω и 2ω) относительная фаза изменяется как $\theta = \omega(n_\omega - n_{2\omega}) + \theta_0$, где $n_{\omega,2\omega}$ - показатели преломления плазменного канала на частотах ω и 2ω . Из-за дисперсии воздуха и плазмы относительная фаза изменяется вдоль филамента. Здесь длина дефазировки, при которой полярность ТГц импульса остается неизменной $0 \leq \theta \leq \pi$ равна $l_d = (\lambda/2)(n_\omega - n_{2\omega})^{-1}$, где λ - длина волны на частоте ω . Для воздуха, $\lambda = 800$ нм длина дефазировки равна $l_d \approx 25$ см, для филамента с концентрацией электронов $N_e \sim 10^{16}$ см $^{-3}$ длина дефазировки $l_d \approx 22$ мм.

Это приводит к максимальному сигналу ТГц вдоль оптической оси при длине филамента $l \approx l_d$. То есть, создание все более длинного филамента не генерирует все более мощный и узкий пучок ТГц излучения, а создает коническую диаграмму направленности.

Также в [106] было проведено экспериментальное исследование диаграммы направленности ТГц излучения для филаментов различной длины с помощью пироэлектрического детектора. Излучение (800+400 нм, 25 фс, 1 кГц) фокусировалось линзами $F = 15$ см (длина филамента ~ 10 мм) и $F = 300$ мм (длина филамента ~ 40 мм). Наблюдалось распространение ТГц излучения вдоль оптической оси при длине филамента 10 мм (меньше длины дефазировки) и распространение в конус для филамента длиной 40 мм с углом между оптической осью и направлением распространения 5° .

В [107] исследовалась диаграмма направленности низкочастотной части ТГц спектра двуцветного филамента (в диапазоне частот < 3 ТГц). Для формирования двуцветного филамента фемтосекундное лазерное излучение (2,7 мДж, 40 фс, 800 + 400 нм) фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 20 см. Для измерения диаграммы направленности использовались полосовые фильтры (0,5; 1; 3 ТГц), детектор Голея вращался вокруг геометрического фокуса линзы. Максимум на оптической оси наблюдался при частотах ≤ 1 ТГц.

Поляризация двуцветного филамента в зависимости от доминирующего механизма исследовалась в [96]. Была получена линейная и эллиптическая поляризации ТГц излучения

в зависимости от поляризации основного излучения, его второй гармоники и их взаимной ориентации. Был разработан метод экспериментального определения доминирующего механизма в двуцветном филаменте по поляризации ТГц излучения.

В [108] измерялся спектр ТГц излучения двуцветного филамента интерферометром Майкельсона с пироэлектрическим детектором. Излучение (50 фс, 815 нм, 30 мДж, 10 Hz) фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $F = 15$ см. При давлении 580 торр в воздухе (можно считать атмосферным) наблюдался широкий спектр с максимумами вблизи 10 и 50 ТГц.

Таким образом, характерные черты ТГц излучения одиночного двуцветного филамента:

- Диаграмма направленности представляет собой полный конус при низких частотах и полый конус при высоких.
- Поляризация определяется излучением накачки и его второй гармоники.
- Спектр широкий с максимумом на большей частоте, чем частота столкновений электронов с нейтралами.

Итак, сравним рассмотренные способы генерации ТГц излучения.

3.1.3 Интерференция терагерцевых сигналов отдельных филаментов

Можно когерентно сложить ТГц сигналы отдельных филаментов и создать узкий мощный пучок терагерцевого излучения.

Уже в первой статье, сообщающей о наблюдении ТГц-излучения филамента [39], исследовалось сложение сигналов одиночных филаментов перпендикулярно оптической оси. Исследовалось ТГц излучение двух параллельных филаментов на расстоянии 100 мкм друг от друга. Излучение для формирования второго филамента проходило линию задержки, что позволяло управлять относительным временем прохода импульсов, формирующих филаменты. Наблюдалось увеличение сигнала в 4 раза при одновременном приходе обоих импульсов, ТГц сигналы суммировались когерентно.

В [40] наблюдался терагерцевый сигнал стохастического множественного филамента, состоящего примерно из сорока отдельных. Наблюдалось увеличение ТГц сигнала примерно в 40 раз, что соответствует некогерентному сложению ТГц сигналов.

В [109] были получены ТГц сигналы бифиламентации – два филамента, образованные двумя импульсами, распространяющимися один за другим. Длины филаментов изменялись

от 5 до 50 см с помощью изменения фокусного расстояния. Излучение детектировалось гетеродинным детектором, чувствительным к частоте 91 ГГц. Диаграмма направленности в случае бифиламентации представляла собой полный конус, значительная часть излучения распространялась вдоль оптической оси. ТГц сигнал в этом случае возрастал примерно на порядок по сравнению со случаем одного филамента. Максимальный сигнал наблюдался при задержке между импульсами менее 1 нс. Поляризация ТГц излучения была линейной, причем направление поляризации определяла плоскость, в которой лежали филаменты.

В [9] исследовался когерентный синтез ТГц излучения от отдельных филаментов, организованных в массив. Энергия ТГц излучения росла как N^2 при оптимальном выборе расстояния между филаментами и относительной задержки по времени между ними. Проводился эксперимент в котором детектировалось ТГц излучение двух филаментов с регулируемым расстоянием и задержкой. При увеличении расстояния между филаментами от 0,5 мм до 3,4 мм энергия ТГц излучения уменьшалась, но диаграмма направленности оставалась симметричной. При увеличении же временной задержки между филаментами при фиксированном расстоянии диаграмма направленности становилась несимметричной. При задержке в 3,7 пс излучение было полностью направлено вдоль образующей одного из конусов. Пиковая интенсивность ТГц излучения двух филаментов была в 3,8 больше излучения одного филамента (когерентное сложение). В [9] также было проведено моделирование. Для массива шестнадцати филаментов с подобранными задержками и расстояниями между филаментами. Наблюдался мощный пучок с сигналом, в ~ 250 раз большим сигнала одного филамента, но направленный вдоль образующей конуса диаграммы направленности одиночного филамента.

В [52], было проведено исследование, аналогичное [9], для филаментов в электростатическом поле. Два лазерных пучка (40 фс, 800 нм, энергия импульса 1,5 мДж в одном филаменте) фокусировались линзой с фокусным расстоянием 1 м и формировали филаменты длиной 1 см. Терагерцевое излучение регистрировалось гетеродинным детектором на частоте 0,1 ТГц. Диаграмма направленности излучения двух филаментов становилась уже с их удалением друг от друга, но оставалась симметричной относительно оси распространения. При уменьшении ТГц сигнала с увеличением расстояния между филаментами не наблюдалось до расстояния в 5 мм. Изменяя временную задержку между импульсами, формирующими филаменты, диаграмма направленности становилась асимметричной и трансформировалась в два маленьких лепестка при задержке 5,5 пс. Максимальное усиление ТГц излучения при суммировании сигналов филаментов, в 4 раза, достигалось при нулевой задержке. Для большего количества филаментов также был показан теоретически рост сигнала квадратично

количеству филаментов.

3.1.4 Выводы

Усиление ТГц сигнала филамента в электростатическом имеет свои плюсы относительно двуцветного способа усиления. Нет проблемы с разбеганием фаз и трансформацией диаграммы направленности в полый конус, при напряженности поля более 3 кВ/см максимум сигнала наблюдается вдоль оптической оси. Поле можно прикладывать вдоль всего длинного филамента и увеличивать выход ТГц увеличивая длину филамента. Также преимуществом является отсутствие кристалла на пути импульса так как нет опасности его повреждения с увеличением энергии.

Филамент в электростатическом поле мало исследован, в обзоре представлены практически все имеющиеся в литературе статьи. Максимальная длина филамента и приложения поля вдоль него составляла ~ 5 см, терагерцевое излучение длинного филамента не исследовалось.

Итак, в экспериментальной части данной главы будет детектироваться терагерцевое излучение длинного множественного филамента в электростатическом поле.

Для стохастического множественного филамента наблюдался рост ТГц сигнала пропорционально количеству филаментов. При контроле пространственного положения филаментов и времени их возникновения возможно когерентное суммирование сигналов филаментов и рост сигналов, пропорциональный квадрату количества филаментов.

3.2 Описание экспериментальной установки

Для формирования филаментов использовалось излучение тераваттной фемтосекундной лазерной системы на кристалле Ti:Sa. Длина волны составляла 805 нм, частота следования импульсов 10 Гц, диаметр пучка составлял 14 и 10 мм по FWHM, энергия в импульсе достигала 35 мДж, длительность импульса была 55 фс. Филамент формировался в воздухе плоско-выпуклой линзой OL с фокусным расстоянием 267 см, $NA = 0,0053$ (OL на Рис. 25) в экспериментах в разделе 3.3 и линзами с $F = 267-1000$ см в разделе 3.4.

Терагерцевое излучение генерировалось при прохождении филаментом через область с поперечным электростатическим полем. Для этого по сторонам от филамента располагались диоралевые электроды изменяемой длины от 5,5 до 47 см. Верхний электрод был наборным из отдельных пластинок длиной 5,5 см (с первой по пятую) и 22 см (шестая). Второй электрод представлял собой заземленную пластину длиной 47 см. Суммарная длина электродов

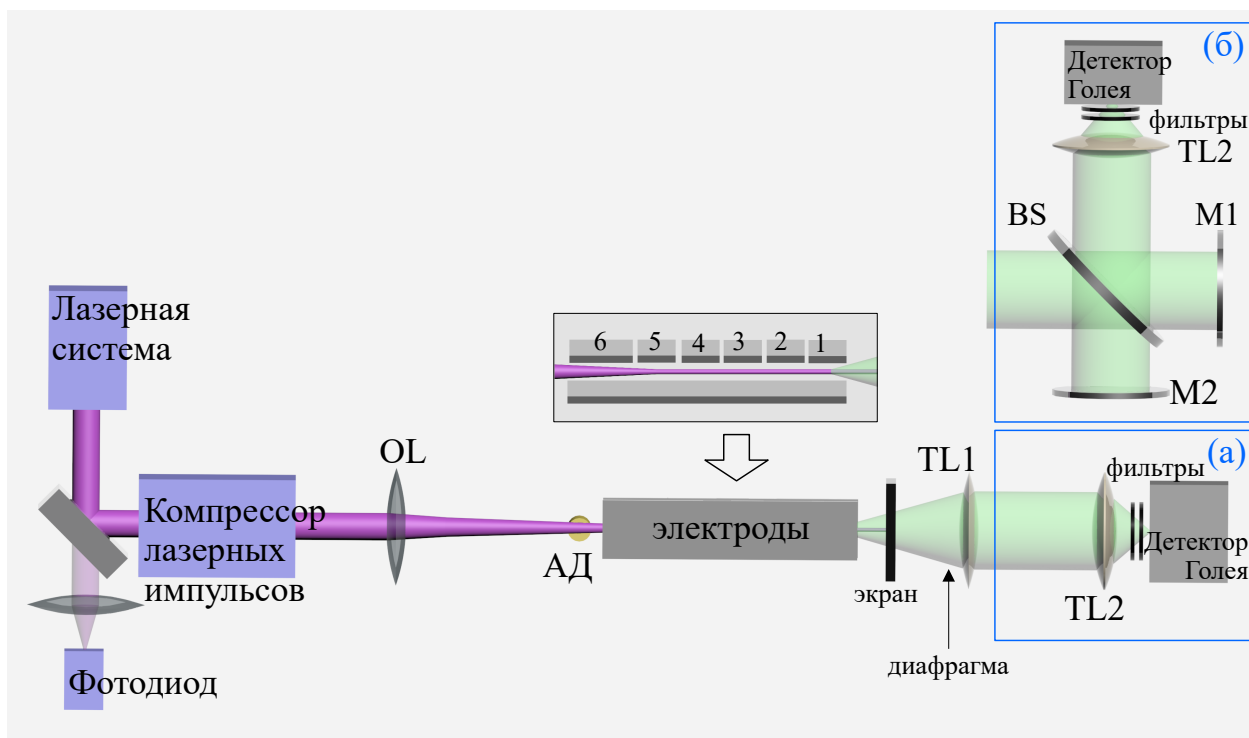


Рис. 25: Схема установки по диагностике терагерцевого излучения, (а) - измерение энергии терагерцевого импульса и угловых зависимостей, (б) - измерение длительности и спектра

(47 см) была выбрана так, чтобы в нашем диапазоне энергий весь филамент при фокусировке с линзой с фокусным расстоянием 267 см мог находиться между пластинами. Ширина электродов составляла 5,5 см и заведомо перекрывала область филамента. В другой серии экспериментов, представленной в разделе 3.4 использовались сплошные электроды длиной 2 м, что соответствует длине филамента, сформированным линзой с $F = 6$ м линзой. На электроды подавалось напряжение до 20 кВ. Расстояние между электродами было 20 мм, напряженность поля между электродами поддерживалась равной 10 кВ/см.

Для измерения энергии терагерцевого импульса и диаграммы направленности излучения (Рис. 25а) терагерцевое излучение фокусировалось двумя ТРХ линзами в детектор Голя (Tydex, GC-1P). Фокусные расстояния ТРХ линз были $F_{TL1} = 15$ см $F_{TL2} = 5$ см, диаметры апертур составляли 5 см. Линза $TL1$ была выставлена так, чтобы ее фокус находился между электродами под центром пластинки №1. Таким образом, после линзы $TL1$ формировался квазипараллельный пучок. Далее этот пучок фокусировался в детектор Голя линзой $TL2$, фокус линзы располагался на входном окне детектора. Расстояние между линзами составляло 10 см. Линзы и детектор Голя были смонтированы на вращающемся рельсе, ось вращения рельса проходила через фокус $TL1$.

Сигнал с детектора Голея подавался на вход высокоскоростного двухканального аналого-цифрового преобразователя (ЛА-n1USB, 8 бит, максимальная частота дискретизации 1 ГГц, произведено ООО "Руднев-Шиляев"). На второй канал АЦП подавался сигнал с диода, амплитуда которого пропорциональна энергии импульса. Таким образом, в каждом выстреле регистрировалась энергия ТГц импульса и энергия лазерного импульса.

Чтобы блокировать попадание оптического излучения в детектор Голея после филамента помещалась тефлоновая пластина толщиной 2,5 мм ("экран" на Рис. 25). Во избежание пробоа пластины филаментом за время эксперимента и повреждения последующих ТРХ линз пластина вращалась. Также непосредственно перед детектором Голея располагался фильтр низких частот. Использовался фильтр с максимальной пропускаемой частотой 5 ТГц [137]. Так как детектор Голея регистрирует также оптическое излучение, было проверено, что сигнал, регистрируемый детектором вызван терагерцевым излучением. При выключении напряжения, подающегося на электроды, сигнал с детектора Голея не наблюдался.

Измерения спектра и длительности терагерцевого излучения производились интерферометром Майкельсона. Квазипараллельный терагерцевый пучок после линзы $TL1$ попадал на кремниевый светоделитель (BS) (рис. 25б), который обеспечивал соотношение пропускание/отражение $\sim 54/46\%$ в широком диапазоне длин волн. Далее два терагерцевых пучка попадали на дюралевые зеркала $M1$ и $M2$. $M1$ было закреплено на моторизованной подвижке с диапазоном хода 5 см. После обратного попадания на светоделитель пучки фокусировались в детектор Голея линзой $TL2$. В каждом положении зеркала $M1$ была записана энергия лазерного импульса и терагерцевый сигнал в 10 выстрелах. Далее терагерцевый сигнал усреднялся по 10 выстрелам и строилась интерферограмма. К интерферограмме применялось преобразование Фурье, результатом был спектр ТГц импульса.

Спектр также исследовался полосовыми фильтрами с центральной частотой 0,1; 0,3; 0,5; 1; 3; 5; 10 ТГц. Использовались фильтры Тидекс [138]. При этом использовалась схема а на Рис. 25, фильтры ставились перед детектором Голея ("фильтры" на схеме).

Для определения параметров филамента проводились также акустические измерения. Широкополосный акустический метод позволяет разрешить поперечную пространственную структуру множественного филамента и оценить размер и плотность поглощенной энергии в филаменте (см. раздел 1.2). Сигнал с акустического детектора подавался также на вход высокоскоростного двухканального аналого-цифрового преобразователя.

3.2.1 Детектирование терагерцевого излучения

Принцип действия детектора Голея основан на нагреве поглотителя интересующим излучением в камере с газом [134]. В качестве стенки этой камеры ставится тонкая, подвижная и упругая мембрана. Нагретый поглотитель с малой теплоемкостью нагревает газ вокруг себя, который в свою очередь расширяется и изгибает стенку. По изгибу стенки можно судить о мощности излучения, награвшего поглотитель. Часто используют отражающую мембрану и облучая ее вспомогательным излучением делаются выводы об ее изгибе. Стандартный алгоритм измерений с помощью детектора Голея следующий. Амплитуда интересующего непрерывного терагерцевого излучения модулируется с определенной частотой. Объем газа колеблется с частотой, зависящей от частоты модуляции, амплитуда колебаний зависит от интенсивности ТГц излучения.

Для измерения энергии одиночного ТГц импульса лабораторией лазерной спектроскопии ИОФ РАН был проведен дополнительный эксперимент по калибровке детектора Голея, который описан в [44]. Лазерная система работала в двух режимах - с частотой следования импульсов 10 Гц и 1 кГц. Терагерцевое излучение генерировалось в кристалле $LiNbO_3$. Для регистрации терагерцевых импульсов, следующих с частотой 1 кГц применялся метод синхронного детектирования - модулированный прерывателем (15 Гц) сигнал с детектора Голея (Tydex, GC-1P) поступал на вход синхронного детектора. Для такого метода регистрации ТГц импульсов калибровка детектора Голея была известна. Далее лазерная система переключалась в режим генерации импульсов с частотой 10 Гц. Причем энергия накачки не изменялась. Таким образом были получены лазерные импульсы той же энергии, но следующие с частотой 10 Гц, которые в свою очередь генерировали ТГц импульсы той же энергии. В режиме 10 Гц детектор Голея напрямую подключался к осциллографу. Сравнивая сигналы с детектора, полученные в режимах 1 кГц и 10 Гц была получена калибровка детектора Голея для регистрации напрямую с частотой 10 Гц, составлявшая 36 ± 2 нДж/В.

В экспериментах использовался детектор Голея (Tydex, GC-1P) с входным окном из полиэтилена высокой плотности (HDPE). Коэффициент пропускания окна из HDPE составлял 92% во всем интересующем нас диапазоне 0,05–0,3 ТГц [135].

Детектор Голея в наших экспериментах ставился в сфокусированный пучок (см. Рис. 26). К входному окну с диаметром 6 мм детектора Голея ведет металлическая коническая поверхность, диаметр входного отверстия которой 11 мм. Отметим, что излучение практически не обрезалось входом конической поверхности, о чем можно судить по схеме на Рис. 26. Оценим максимальную длину волны терагерцевого излучения, которую можно сфокусировать

во входное окно как $\lambda \approx d_{min}2n_{air} \sim 12$ мм (по формуле для дифракционного предела), что соответствует частоте 0,03 ТГц. По паспорту рекомендуемый диапазон детектируемых длин волн используемого детектора Голея (Tydex, GC-1P) от 15 мкм до 8 мм (0,04 до 20 ТГц). Таким образом коническая поверхность не изменяет диапазон детектирования и интересующий нас спектральный диапазон вблизи 0,1 ТГц адекватно регистрируется имеющимся детектором Голея.

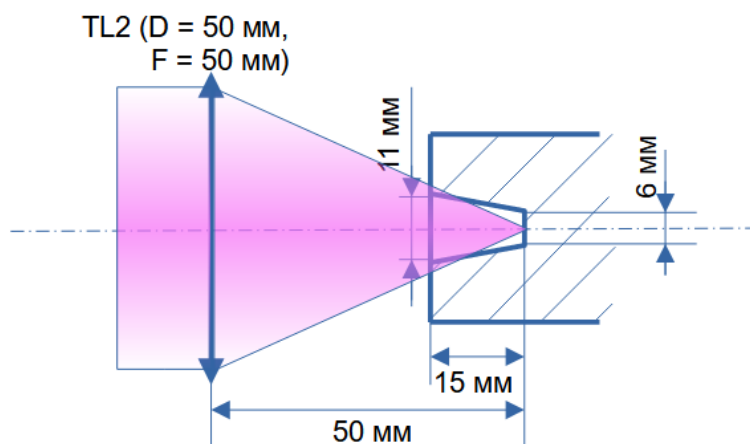


Рис. 26: Схема фокусировки ТГц излучения в детектор Голея Tydex, GC-1P (выделен штриховкой).

3.2.2 Оценки поглощения терагерцевого излучения в системе сбора

В [136] были измерены зависимости коэффициента пропускания тефлона и ТРХ в диапазоне частот от 0,05 до 0,3 ТГц. В этом диапазоне как раз наблюдался спектр ТГц-излучения в эксперименте, представленном в разделе 3.3. Была построена зависимость пропускания ТРХ толщиной 2 см (суммарная толщина двух линз по центрам) и тефлона толщиной 2,5 мм (толщина вращающегося экрана). Полученная зависимость представлена на рисунке 27. Коэффициент пропускания системы уменьшался с увеличением частоты излучения от $\sim 97\%$ до $\sim 82\%$. Тем не менее, кривая на Рис.27 показывает минимальное пропускание, которое наблюдается вдоль оптической оси. Терагерцевый пучок занимал большую часть линз, следовательно присутствовала большая доля излучения, которая прошла толщину ТРХ менее 2 см. Вариации менее $\sim 10\%$ мало влияют на внешний вид спектра, поэтому пропускание системы сбора ТГц-излучения далее не учитывалось при построении спектров.

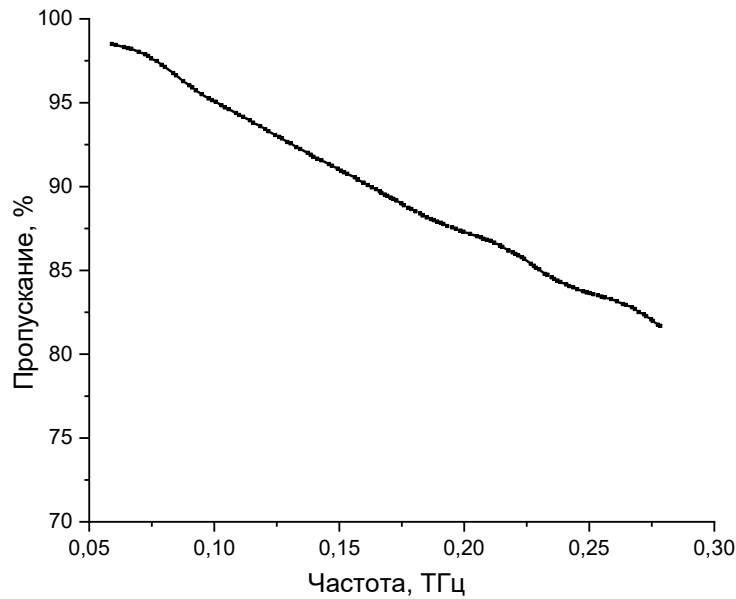


Рис. 27: Спектральное пропускание вдоль оптической системы сбора ТГц-излучения (две ТРХ линзы и тефлоновый вращающийся экран)

3.3 Увеличение выхода ТГц излучения в длинном филаменте, помещенном в электростатическое поле

3.3.1 Экспериментальные результаты

В первую очередь мы исследовали, из какой области филамента происходит генерация терагерцевого излучения. Для этого прикладывалось поле в небольшой области филамента (5,5 см) в разных местах вдоль распространения излучения. В ходе эксперимента передвигалась линза, формирующая филамент (OL), электроды вместе с системой сбора терагерцевого излучения (две ТРХ линзы и детектор Голея) были фиксированы. Были проведены измерения в широком диапазоне энергий лазерного импульса, от 1 мДж до 14 мДж. Филамент наблюдался при энергиях лазерного импульса, превышавших 2 мДж [124]. По мере увеличения энергии лазерного излучения хорошо прослеживался переход к множественной филаментации. При 14 мДж в моде пучка обычно присутствуют около 3-х филаментов.

На Рис. 28 представлены зависимости энергии ТГц излучения и конверсии энергии лазерного излучения в ТГц диапазон из разных зон филамента (диапазонов расстояний) при разных энергиях лазерного импульса. Горизонтальными линиями на Рис. 28а показаны расстояния

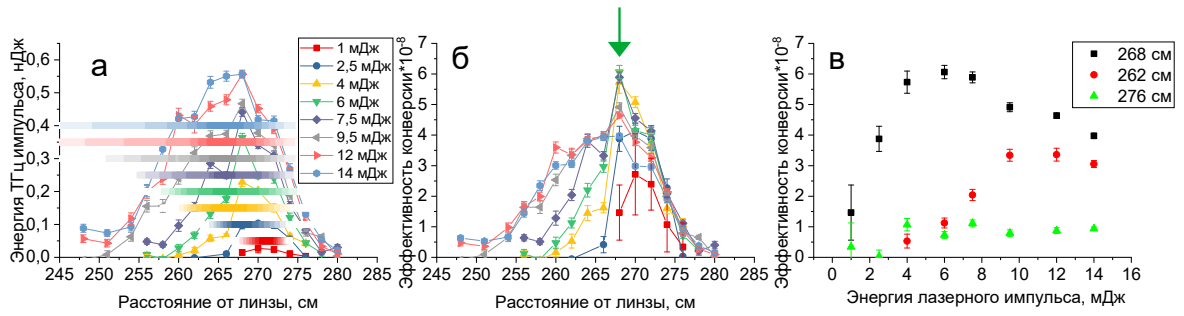


Рис. 28: (а) - Энергия терагерцевого излучения, испущенного различными участками филамента при различных энергиях лазерного импульса. Горизонтальные линии с градацией цвета соответствуют акустическим измерениям. Интенсивность цвета отражает относительное значение объемной поглощенной плотности энергии лазерного излучения. (б) - Конверсия энергии лазерного излучения в терагерцевое для различных участков филамента. (в) - Конверсия энергии лазерного излучения в терагерцевое в зависимости от энергии лазерного импульса для расстояний 268 см, 262 см и 276 см от линзы.

яния, на которых наблюдался акустический сигнал, градациями цвета обозначена объемная плотность энергии в филаменте. Линии (акустические измерения) и точки (терагерцевые), соответствующие одной энергии лазерного импульса совпадают по цвету. Зоны филамента, где наблюдался акустический и терагерцевый сигнал хорошо совпадают. Акустическую волну создает термализация плазмы филамента, терагерцевый сигнал филамента в электростатическом поле связан же со свободными электронами. Небольшая асимметричность акустического сигнала относительно терагерцевого связана с тем, что акустический сигнал собирался с участка филамента длиной 7 мм, в случае детектирования терагерцевого излучения же – с участка длиной 5,5 см. В начале филамента акустические сигналы детектируются на меньших расстояниях, чем терагерцевые, что вызвано тем, что филамент на этих расстояниях возникает не в каждом выстреле. Нерегулярность возникновения акустического сигнала особенно заметна в начале филамента. При обработке данных с акустического детектора выбирались только те выстрелы, где присутствовал акустический сигнал, при обработке терагерцевых сигналов амплитуды со всех выстрелов усреднялись. По мере увеличения энергии лазерного импульса начальная точка филамента приближается к фокусирующей линзе OL . После фокуса же резервуар энергии филамента расходится и филамент разрушается. На расстоянии около ~ 274 см от линзы OL наблюдался резкий распад филаментов при всех исследованных значениях энергии лазерного импульса. Асимметричное формирование

филамента относительно положения фокуса линзы характерно для лазерного пучка с астигматизмом и наблюдалось в статье [139]. В нашем эксперименте действительно присутствовал астигматизм, фокусирующая линза была слегка наклонена по отношению к оси пучка для того, чтобы избежать обратного отражения пучка в компрессор лазерных импульсов.

Как видно из Рис. 28а, сигнал ТГц-излучения увеличивается с увеличением энергии лазерного импульса. Это свидетельствует о суммировании терагерцевого излучения нескольких филаментов, так как при энергиях лазерного импульса выше 5 мДж формируется несколько филаментов. Таким образом, можно предположить, что при одновременном увеличении энергии лазерного излучения и длины электрода выход ТГц излучения будет возрастать.

Для исследования особенностей возрастания ТГц сигнала с ростом энергии лазерного импульса была построена зависимость конверсии ТГц излучения (отношение энергии ТГц излучения к энергии лазерного импульса) от расстояния вдоль филамента (Рис. 28б). Также был построен график зависимости эффективности преобразования терагерцевого излучения от энергии лазерного импульса на разных расстояниях (рис. 28в). На Рис. 28б можно выделить две группы кривых, имеющих разные особенности. Первая группа соответствует энергиям от 1 мДж до 7,5 мДж. Акустические измерения показали, что в данном режиме геометрическая фокусировка сильно влияет на динамику распространения излучения. Это приводит к тому, что один или два филамента, зародившихся на неоднородностях моды исходного пучка (см. табл. 4), схлопываются вблизи фокуса линзы, образуя общий плазменный канал. Это хорошо заметно на Рис. 28б по появлению резкого пика вблизи расстояния 267 см (отмечено стрелкой). Зависимости выглядят более пологими при энергиях лазерного импульса от 9,5 мДж до 14 мДж. Максимальные значения эффективности преобразования меньше пиковых значений для кривых первой группы. В моде лазерного пучка отчетливо различимы несколько филаментов, нелинейные эффекты преобладают над дифракцией в этом режиме на расстояниях $\sim 255 - 260$ см. В результате пучок не схлопывается в единый плазменный канал в фокальной точке. Акустические измерения также подтверждают меньшую концентрацию электронов плазмы в каналах отдельных филаментов в этом случае. Интересно отметить, что в конце филамента в диапазоне расстояний от 272 см до 280 см эффективность преобразования лазерной энергии в ТГц диапазон практически одинакова для всех энергий лазерного импульса (от 4 мДж до 14 мДж) (см. Рис. 28в). На этих расстояниях в моде пучка присутствуют один или два филамента.

Для исследования выхода ТГц излучения при увеличении длины электрода был проведен следующий эксперимент. Терагерцевые сигналы, генерируемые на разных расстояниях вдоль лазерного пучка, записывались, а затем суммировались. Энергия лазерного импульса в этом

Энергия, мДж	Длина филамента, см	Количество филаментов
1	6	1
2,5	14	1
4	20	1
6	24	1-2
7,5	30	2
9,5	33	2
12	36	2-3
14	36	2-3

Таблица 4: Количество филаментов, формирующихся в пучке, и приблизительная длина отдельного филамента в зависимости от энергии лазерного импульса представлены в таблице. Данные получены по акустическим измерениям и с помощью съемки поперечного распределения интенсивности лазерного излучения в филаменте [124].

эксперименте была максимальной ($\sim 20 - 25$ мДж) и соответствовала самому длинному филаменту. Результаты этого эксперимента представлены на Рис. 29. Фокус собирающей линзы TL1 располагался под центром пластины №1 на оптической оси и эта линза не перемещалась во время эксперимента. Электрическое поле создавалось последовательно между каждой и коротких пластин электрода и длинным заземленным электродом (см. вставку на Рис. 25). Сигналы, наблюдаемые при подаче напряжения на каждую пластину, отмечены черными квадратами на Рис. 29а. Расстояния по оси x - расстояния от линзы OL до центра соответствующей пластины. Разница в величине терагерцевых сигналов, генерируемых филаментом между разными пластинами, обусловлены не только разным расстоянием от источника сигнала до системы сбора, но и разными характеристиками филамента. Отметим также, что длина пластины не была постоянной (см. вставку на Рис. 25). Последовательные суммы сигналов от отдельных пластин обозначены красными кругами. Хорошо видно, что сумма сигналов отдельных пластин совпадает в пределах погрешности с сигналом, полученным с использованием длинного электрода (синяя звездочка на Рис. 29а). Таким образом было показано, что простое увеличение длины приложения электростатического поля приводит к конструктивному суммированию отдельных сигналов и позволяет эффективно увеличить выход ТГц-излучения.

Далее мы оптимизировали выход ТГц излучения с помощью электрода длиной 47 см. Для этого был проведен дополнительный эксперимент, в котором положение филамента смеща-

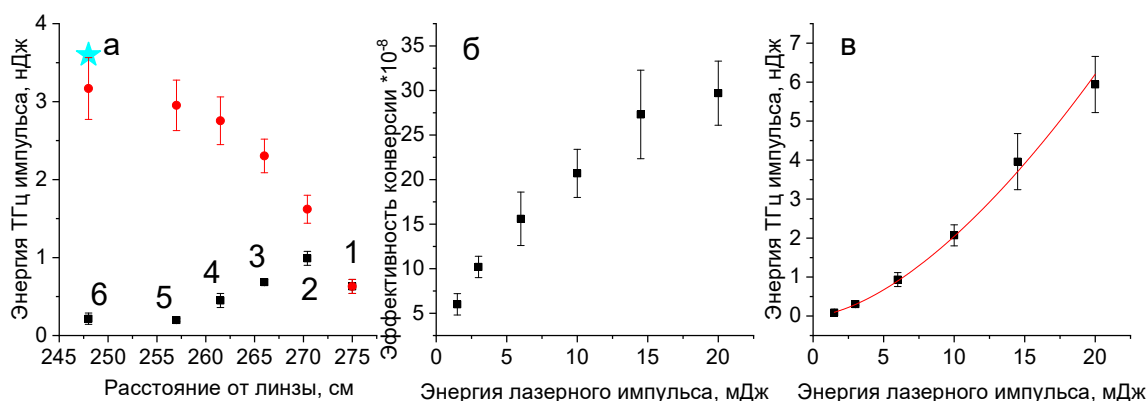


Рис. 29: (а)-Энергия ТГц импульсов при подключении отдельных пластин длинного электрода (черные квадраты). Красные круги - арифметические суммы сигналов с пластин с номером, меньшим или равным текущему. Синяя звездочка - сигнал, зарегистрированный при соединенных пластинах длинного электрода (47 см). По оси x отложено расстояние от центров пластин до линзы OL . Эффективность преобразования лазерного излучения в терагерцевое (б) и энергия терагерцевых импульсов (в) при различных энергиях лазерного импульса. Электростатическое поле прикладывалось вдоль всего филамента (47 см) в (б) и (в).

лось относительно зоны приложения поля. Эффективность преобразование лазерной энергии в энергию терагерцевых импульсов и зависимости энергии терагерцевого импульса от энергии лазерного импульса представлены на Рис. 29б,в. Положение электрода подбиралось таким образом, чтобы максимизировать ТГц выход при каждой энергии лазерного импульса. Эффективность конверсии в ТГц диапазон и энергия ТГц импульса составили $3 \cdot 10^{-7}$ и 6 нДж соответственно при энергии лазерного импульса 20 мДж. Зависимость на Рис. 29в была аппроксимирована степенной функцией $y = ax^b$. Наблюдался нелинейный рост с показателем степени $1,60 \pm 0,03$ энергии ТГц излучения с ростом энергии лазерного импульса.

Отметим, что даже в таком относительно узком диапазоне энергий лазерного импульса режим распространения филамента может существенно измениться. Список факторов, влияющих на выход терагерцевого излучения, может быть широк: увеличение длины отдельного филамента, количества филаментов, формирование плазменных каналов с большей электронной плотностью или суперфиламента [121] и др. Детальное рассмотрение причин нелинейного роста является предметом дальнейших исследований.

На Рис. 30 представлены результаты измерения диаграммы направленности ТГц излуче-

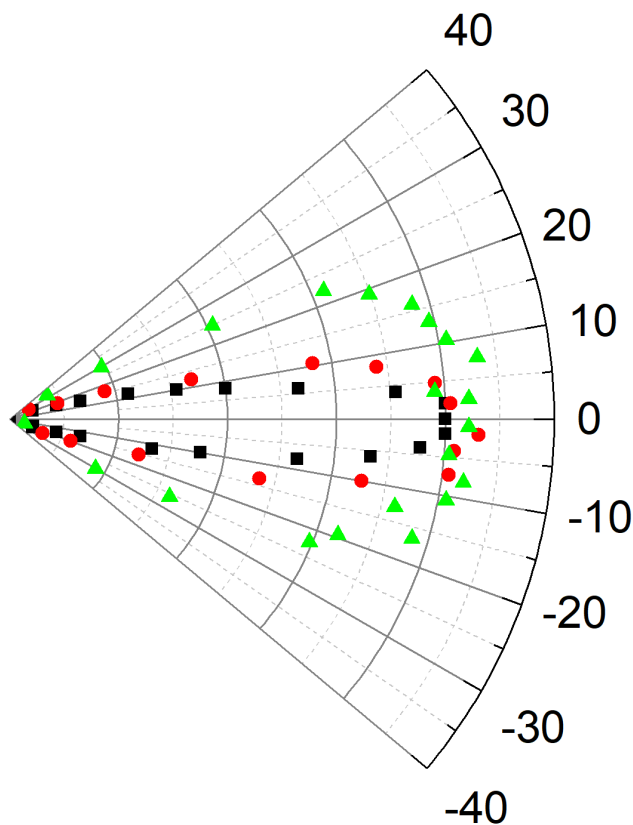


Рис. 30: Черными квадратами представлено угловое распределение терагерцевого излучения филамента, наблюдаемое при энергии лазерного импульса 20 мДж и с использованием электродов длиной 47 см. Зеленые треугольники и красные круги - угловые распределения, полученные в статье [43] для филаментов длиной 1,5 см и 5 см соответственно.

ния. В ходе эксперимента система сбора терагерцевого излучения (линзы $TL1$, $TL2$ и детектор Голея) вращалась вокруг вертикальной оси, проходящей через фокус линзы $TL1$. Перед объективом устанавливалась дополнительная щель шириной 5 мм, ширина которой соответствовала вырезаемому углу 2° . Использовался электрод длиной 47 см, энергия лазерного импульса составляла 20 мДж. Диаграмма направленности соответствовала заполненному конусу с максимальным сигналом на оси филамента. Угловой растр конуса по полувысоте составлял около $18^\circ \pm 2^\circ$. Угол раствора конуса обратно пропорционален квадратному корню из длины филамента $\Delta\theta \approx \sqrt{\lambda/L}$, где λ - длина волны в ТГц, L - длина филамента (см. раздел 3.1.2). Сравнение с данными из [43] показывает тенденцию к уменьшению угла конуса с увеличением длины филамента. Такое поведение характерно для случая когерентного сложения сигналов от отдельных участков вдоль филамента. Количественное сравнение зависимостей, полученных в статье [43] и нами затруднительно так как кроме длины филамента отличаются условия формирования филамента, а именно количество филаментов в

моде пучка, ТГц спектр излучения и так далее.

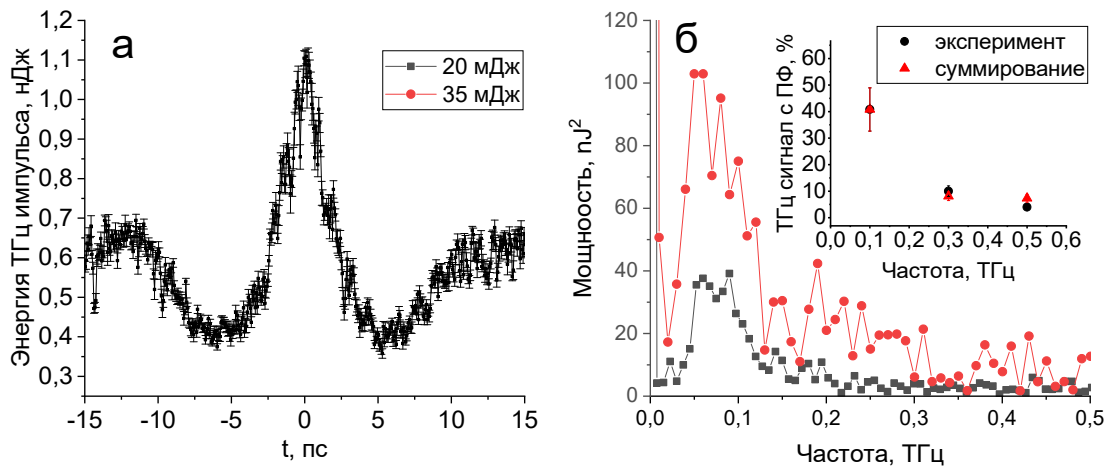


Рис. 31: (а) - Корреляционная функция терагерцевого излучения филамента. Электростатическое поле прикладывалось по всей длине филамента (47 см). Энергия импульса составляла 20 мДж. (б) - Спектры терагерцевого излучения, полученные при энергии лазерного импульса 20 мДж (черные квадраты) и 25 мДж (красные круги). На вставке представлены результаты измерений с помощью полосовых терагерцевых фильтров (черные круги). Красным треугольникам соответствуют суммы областей спектра в полосах пропускания фильтров.

На Рис. 31а построена интерферограмма (автокорреляционная функция) терагерцевого импульса при энергии лазерного импульса 20 мДж и длине приложения электростатического поля 47 см. По оси x отложено относительное время между импульсами с двух плеч интерферометра. По оси y отложены энергии терагерцевых импульсов. Интерферограмма очень похожа на полученную в [97] (с гораздо меньшей энергией импульса и более короткими электродами) с использованием метода электрооптического зондирования: быстрый всплеск при $t < 1$ пс, и более медленные колебания при $t \sim 2-10$ пс.

Спектр мощности терагерцевого излучения получен с помощью преобразования Фурье автокорреляционной функции на Рис. 31б. Спектры очень похожи при энергии лазерного импульса 20 мДж (черные квадраты) и 35 мДж (красные круги). В спектре наблюдались два максимума на частотах 0,06 и 0,09 ТГц в обоих случаях.

Спектр терагерцевого импульса оценивался также с помощью полосовых фильтров с центральными частотами 0,1; 0,3; 0,5; 1; 3 ТГц. Результаты представлены на вставке к Рис. 31 черными квадратами. По оси y отложена доля терагерцевого сигнала с фильтром по отноше-

нию к сигналу без него. Ненулевой терагерцевый сигнал наблюдался с фильтрами 0,1; 0,3 и 0,5 ТГц. Максимальный сигнал наблюдался с фильтром 0,1 ТГц, что подтверждает спектр, полученный с интерферометром Майкельсона. Также были просуммированы части спектра, полученного интерферометром в полосах пропускания фильтров. Вычисленные суммы нормированы на энергию терагерцевого импульса, наблюдавшуюся с фильтром 0,1 ТГц (красные треугольники на вставке на Рис. 31). Максимальный сигнал также наблюдается с фильтром 0,1 ТГц, что согласуется со спектром, полученным с помощью интерферометра.

3.3.2 Численное моделирование

Группой лаборатории численного эксперимента в оптике под руководством О.Г. Косарева было проведено численное моделирование.

Однонаправленное уравнение распространения импульса (UPPE, [140]) позволяет моделировать генерацию ТГц-излучения в одноцветном фемтосекундном филаменте, помещенном во внешнее электростатическое поле E_{DC} , если исходное нелинейное слагаемое изменить с учетом внешнего поля [105]. Уравнение распространения описывает эволюцию пространственно-временной гармоники $\hat{\mathcal{E}}(\omega, k_r, z) = \mathcal{F}(\mathcal{E}(t, r, z))$ электрического поля лазерного импульса $\mathcal{E}(t, r, z)$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + ik_z \right) \hat{\mathcal{E}} = \frac{2\pi i}{c^2 k_z} \mathcal{F} \left(\frac{\partial J}{\partial t} \right) \quad (13)$$

где \mathcal{F} означает преобразование Фурье-Ханкеля из пространственно-временной области (t, r, z) в частотно-угловую (ω, k_r, z) , поперечная r и продольная z координаты соответствуют проекциям k_r and $k_z = \sqrt{n^2(\omega)\omega^2/c^2 - k_r^2}$ волнового вектора, $n(\omega)$ это показатель преломления воздуха, $\omega = 2\pi\nu$ циклическая частота, c – скорость света. Нелинейный ток в веществе $J = \partial P/\partial t + J_e + J_a$ в правой части уравнения (13) включает в себя поляризацию третьего порядка связанных электронов P [141], ток свободных электронов J_e [142] и ток поглощения J_a [143], ответственный за потери энергии на ионизацию. Ток J зависит от суммы $\mathcal{E}(t) + E_{DC}$ (подробнее в [105]). Здесь пренебрегалось пондеромоторными механизмами и механизмами светового давления ТГц генерации, поскольку при приложении постоянного поля ~ 10 кВ/см их эффективность на порядок ниже той, которую обеспечивает переходный фототок J_e [144].

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 –

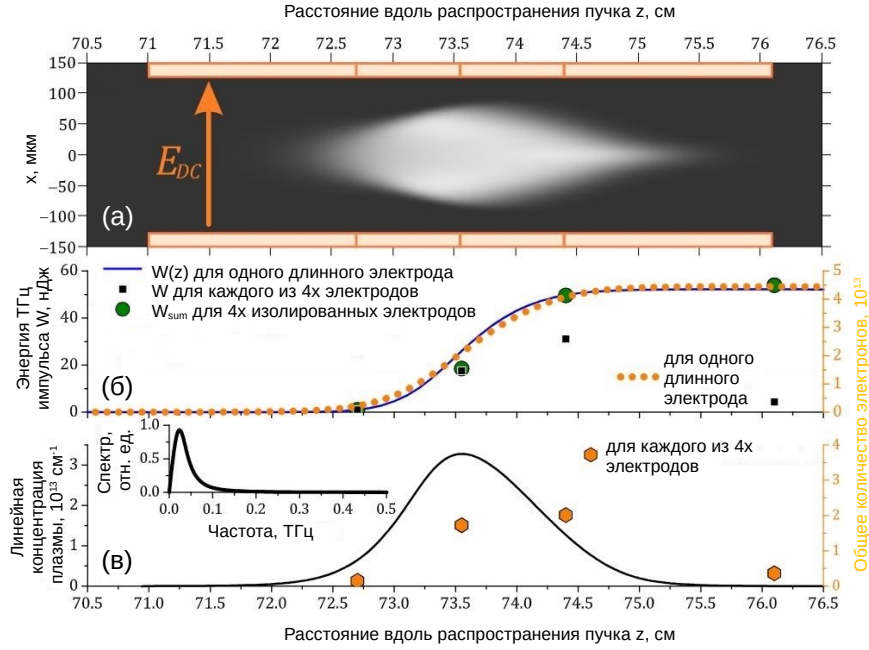


Рис. 32: (а) Схематическое расположение электродов и плазменного канала в численном моделировании. (б) Зависимость энергии ТГц излучения $W(z)$, генерируемой в случае одиночного длинного электрода, от расстояния распространения z (синяя кривая) в сравнении с кумулятивной суммой W_{sum} (зеленые круги) энергий ТГц излучения W (черные квадраты), генерируемых каждым из четырех изолированных электродов. Пунктирной оранжевой кривой показана зависимость от расстояния z полного числа электронов Q_e , освободившихся при распространении импульса от 0 до z . (в) Зависимость линейной концентрации плазмы D_e от расстояния z (черная кривая) и числа освобожденных электронов при распространении по сечению электрода (оранжевые шестиугольники). Фокус находится на $z = 75$ см.

радиус пучка и фокусное расстояние соответственно. Геометрическая фокусировка пучка вводилась в начальные условия при $z = 0$ путём умножения электрического поля импульса в области (ω, k_r, z) на множитель $\exp[i\omega r^2/(2cF)]$. Чтобы уменьшить вычислительные затраты, вычислялось уравнение (13) с $J = 0$ от $z = 0$ до $z = z_0 = 56,25$ см (как в [145]). Начиная с z_0 нелинейные эффекты становились существенными и моделировалась полная нелинейная задача (13).

В качественном согласии с экспериментом электроды в моделировании состояли из четырех пластин: первая и последняя имели длину 1,7 см и две средние секции - 0,85 см (см. Рис. 32а). Многосекционные электроды располагались между $z_{el} = 71$ см и 76,1 см. Напряжение можно было подавать к каждой секции независимо. Предполагалось, что элек-

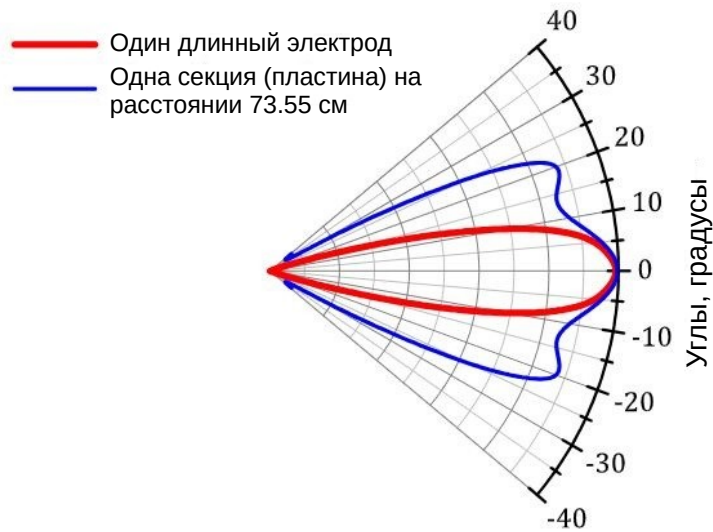


Рис. 33: Угловые распределения ТГц излучения, полученные в ходе моделирования на расстоянии $z = 76$ см в случае одиночного длинного электрода (красная кривая) и в случае одной секции (пластины), расположенной на расстоянии 73,55 см (синяя кривая).

тростатическое поле E_{DC} равно 10 кВ/см во всей поперечной области 4 мм и вдоль секции электрода. Поскольку мы пренебрегали генерацией ТГц вне электродов, мы использовали частотную ν 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 213(t) узлов, параллельное вычисление на сорока потоках).

ТГц генерация включалась в моделирование начиная с z_{el} . Спектр ТГц излучения одноцветного филамента во внешнем поле локализован ниже 3 ТГц [43, 93, 144]. Поэтому, было улучшено частотное разрешение до $\sim 0,02$ ТГц в диапазоне от 0 до 170 ТГц, сохранив разрешение на уровне $\sim 1,3$ ТГц в остальной части спектральной области до 5,5 ПГц. Для этой цели мы использовали неоднородную сетку частот, состоящую из двух однородных подсеток с мелким и грубым шагом частоты (см. подробности в [105]). Для захвата сильнорасходящегося ТГц излучения область r для низкочастотной ($\nu < 170$ ТГц) подсетки был в 2,5 раза больше, чем для высокочастотной при том же разрешении 1,5 мкм. Эта оптимизация позволила завершить один запуск моделирования в течение одной недели.

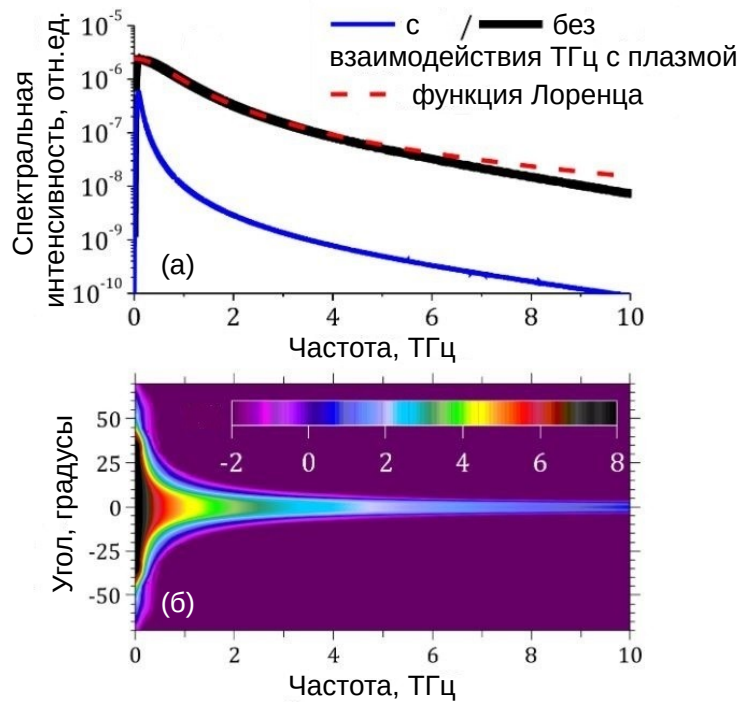


Рис. 34: (а) Спектры ТГц излучения на оптической оси, полученные в результате моделирования с (синяя кривая) и без (черная кривая) взаимодействия ТГц излучения с плазмой на расстоянии $z = 76$ см. Пунктирная красная кривая соответствует аппроксимации Лоренца $1/(\nu^2 + [\nu_c/(2\pi)]^2)$ с $\nu_c = 5$ пс⁻¹ ТГц спектров без взаимодействия с плазмой. (б) Частотно-угловое распределение ТГц излучения, полученное в результате моделирования ТГц взаимодействия с плазмой.

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. 32а). Поскольку молекулы воздуха ионизируются только фемтосекундным импульсом, плазменный канал (рис. 32а) был одинаковым во всех запусках моделирования. Весь плазменный канал располагался между электродами. Наибольшая степень ионизации (плотность плазмы около 2×10^{18} см⁻³) достигалась между средними короткими секциями. Синяя кривая на Рис. 32б 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. Быстрое накопление ТГц энергии происходит в области эффективной ионизации сильным полем от ~ 72.5 до ~ 74.5 см, см. зависимость линейной концентрации плазмы

$$D_e = \int_{-\infty}^{\infty} N_e(t \rightarrow \infty, x, y, z) dx dy \quad (14)$$

от расстояния вдоль распространения z на Рис. 32в. Общее число электронов, ставших свободными от $z = 0$ to z

$$Q_e(z) = \int_0^z D_e(z') dz' \quad (15)$$

находится хорошо соответствием с зависимостью $W(z)$ (сравниваем синюю сплошную кривую и оранжевую кривую, состоящую из кружков на Рис. 32б). Этот результат совпадает с измерениями выхода ТГц и энерговыклада лазерной энергии в воздух, см. Рис. 28а.

Черные квадраты на Рис. 32б отмечают энергию 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. z -положение черных квадратов W_j соответствует концу j -го участка. В всех случаях энергия W_j вычислялась на расстоянии $z = 76$ см для учета столкновительного поглощения ТГц излучения в плазменном канале филамента. Обратим внимание, что ТГц энергия W_j согласуется с числом электронов, проинтегрированным аналогично уравнению 15 по длине j -й секции (сравним черные квадраты на Рис. 32б и оранжевые шестиугольники на Рис. 32в. Моделирование при одной подключенной секции подтверждает то, что наиболее эффективно генерация ТГц происходила в области наибольшей плотности плазмы. В моделировании эта область расположена между короткими центральными участками электродов, см. Рис. 32.

Суммировался выход ТГц излучения, генерируемого каждой из включенных секций, т.е. вычислялась сумма

$$W_{sum}(j) = \sum_{p=1}^j W_p \quad (16)$$

где j меняется от 1 до 4. Все значения приведены на Рис. 32б зелеными кружками для тех же расстояний распространения z , что и W_j . Отличное соответствие значений $W_{sum}(j)$ и $W(z)$ подтверждает результаты эксперимента (Рис. 29а), а именно то, что энергия ТГц излучения, генерируемого длинными электродами, представляет собой сумму энергии, генерируемой его частями.

Отметим, что наблюдаемый (см. Рис. 29а) и воспроизведенный численно (см. Рис. 32б) эффект кумулятивного суммирования выхода ТГц вдоль филамента вызван когерентностью

ТГц излучения разных точек филамента и когерентным синтезом ТГц волн в дальней зоне дифракции. Действительно, интерференция когерентных волн обеспечивает перераспределение интенсивности излучения в пространстве (и, в общем случае, во времени), но не влияет на общую энергию, излучаемую источниками. Эффект такого перераспределения хорошо виден в нашем моделировании: диаграмма направленности в случае, когда все электроды находятся под напряжением (красная кривая на Рис. 33), в два раза уже, чем при подключенной одной секции электрода, расположенной на расстоянии 73,55 см (синяя кривая на Рис. 33).

Из многочисленных исследований известно, что спектр ТГц излучения одноцветного филамента, помещенного в постоянное поле, располагается ниже ~ 3 ТГц [43,93,144]. В эксперименте с помощью интерферометра Майкельсона был измерен чрезвычайно узкий ТГц спектр в диапазоне 0,05–0,3 ТГц (рис. 31б). Моделирование воспроизводит это поведение (см. вставку на Рис. 32в). Чтобы понять процессы, отвечающие за формирование такого спектра ТГц излучения одноцветного филамента в постоянном поле, сравнивалось два случая моделирования: с преломлением/поглощением ТГц волн на плазменном препятствии и без него. Как и в работе [105], в первом наборе моделирования нелинейный член в правой части уравнение распространения, см. уравнение (13), одновременно генерирует новые частоты и преломляет/поглощает уже существующие в электрическом поле $\mathcal{E}(t)$. Во втором случае низкие частоты ($\nu < 90$ ТГц) убрались из поля $\mathcal{E}(t)$ при вычислении нелинейного члена. Таким образом, ТГц излучение, генерируемое за счет нелинейного фототока, далее распространялось в невозмущенном воздухе без плазмы. На рисунке 34а показаны спектры ТГц излучения, полученные на конце филамента в этих двух случаях. В моделировании с исключением преломления/поглощения плазмы ТГц спектр на низких частотах может быть описан функцией Лоренца $1/(\nu^2 + [\nu_c/(2\pi)]^2)$ с $\nu_c = 5$ пс⁻¹, сравним сплошную черную и пунктирную красную кривые на Рис. 34а. Это хорошо согласуется с предсказаниями модели точечного источника переходного фототока, в которой ТГц излучение с наименьшими частотами обеспечивается фототоком после прохождения импульса: $J_e(t \gg \tau_0) \propto E_{DC} N_e(t \gg \tau_0)(1 - e^{-\nu_c t})$ [105]. Однако при моделировании, учитывающем преломление/поглощение ТГц волн в плазме, ТГц спектр существенно уже (сравним синие и черные кривые на Рис. 34а). Самые низкие ТГц частоты ($\nu < 0,5$ ТГц) распространяются под большими углами к оптической оси (рис. 34б) и не подвергаются существенному влиянию плазменного канала с диаметром ~ 200 мкм (Рис. 32а). В то же время ТГц излучение с частотой $\nu < 0,5$ ТГц сильно поглощается при распространении в плазменном канале филамента (сравним синие и черные кривые на Рис. 34а). Следовательно, частотно-зависимое поглощение ТГц излучения в плазме приводит к сильному сужению

спектра ТГц излучения одноцветного филамента, помещенного в электростатическое поле.

3.4 Генерация ТГц излучения филаментом в электростатическом поле в условиях разной внешней фокусировки.

При изменении условий фокусировки изменяется и длина филамента, и концентрация электронов в плазменном канале. Нами в разделе 3.3 было экспериментально показано, что при увеличении зоны приложения поля в ~ 10 раз (от 5,5 до 47 см) энергия ТГц импульсов растет также почти в 10 раз. Увеличивая только зону приложения поля мы увеличиваем эффективную длину филамента, которая генерирует ТГц излучение не изменяя при этом концентрацию электронов в канале филамента. В [43] было теоретически показано, что энергия терагерцевых импульсов пропорциональна концентрации электронов в канале и длине канала как $\sim Ln_e^{3/2}$. То есть, существует оптимальная фокусировка, при которой филамент, полностью помещенный в электростатическое поле, демонстрирует максимальный выход ТГц при равной энергии лазерного импульса.

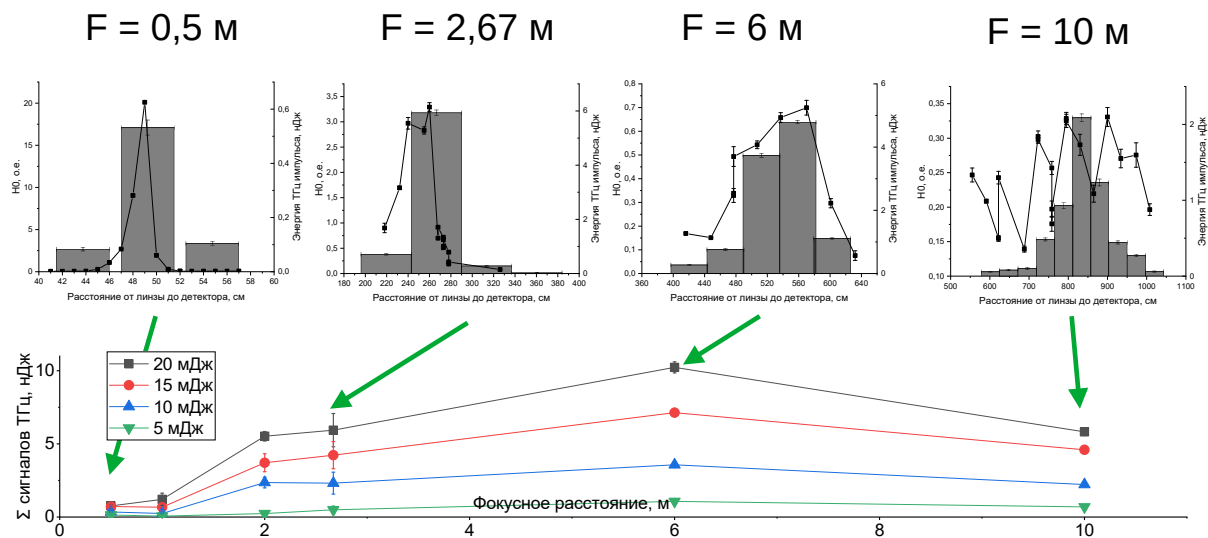


Рис. 35: На нижнем графике представлены терагерцевые сигналы, полученные при помещении всего филамента в электростатическое поле и полученные с помощью сканирования ($F = 6, 10$ м). На четырех верхних графиках представлены объемная плотность энергии в тепловом канале (черные квадраты) и терагерцевые сигналы, полученные при приложении поля в зоне, отмеченной шириной серого столбца, и величиной с его высоту и при энергии лазерного импульса 20 мДж.

На верхних графиках на Рис. 35 представлены результаты сканирования вдоль филамента. Было проведено акустическое исследование филамента (черные квадраты) и терагерцевое

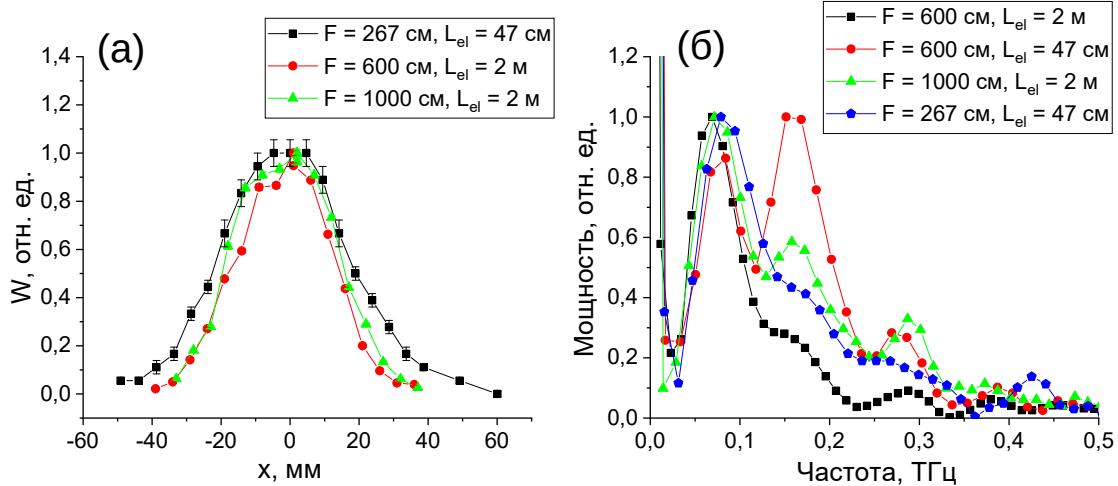


Рис. 36: На рисунке (а) представлены нормированные диаграммы направленности ТГц излучения при разной длине электродов ($L_{el} = 47$ см и 2 м) и фокусировке ($F = 267$ см, 6 м, 10 м). На рисунке (б) представлены спектры с фокусными расстояниями 6 м (черные квадраты и красные круги), 10 м (зеленые треугольники) и 267 см (синие пятиугольники) при разной длине электродов L_{el} , 47 см (красные круги и синие пятиугольники) и 2 м (черные квадраты и зеленые треугольники).

(серые столбцы). В ходе эксперимента передвигалась линза, формирующая филамент OL . Смещая филамент относительно электродов и системы сбора (ТРХ линзы вместе с детектором Голея) ТГц-излучение генерировалось разными частями филамента. По горизонтальной оси отложено расстояние от линзы, формирующей филамент до середины приложения поля/положения акустического детектора. Шириной столбцов представлена зона приложения поля, высотой столбца показана энергия терагерцевого импульса при текущем приложении поля. Черными квадратами представлены результаты акустического исследования, а именно, объемная плотность энергии вдоль филамента.

Можно видеть, что, как и ранее (раздел 3.3), источники согласуются друг с другом. Пространственные разрешения определения источников ТГц (47 см, определялось длиной приложения поля) и акустических сигналов (7 мм, см. раздел 1.2.3) сильно отличались. Длина источника ТГц излучения должна быть больше длины акустического источника на длину электрода, если предполагать совпадение источников. Это наблюдается с линзами $F = 50$, 267 и 600 см. При формировании филамента линзой $F = 10$ м наблюдался сильно флуктуирующий множественный филамент, особенно сильным было влияние усреднения импульсов при детектировании ТГц сигналов (см. подробнее раздел 3.3).

На Рис. 35 на нижнем графике представлены энергии терагерцевых импульсов при помещении всего филамента в электростатическое поле и результаты суммирования для длиннофокусных линз ($F = 6, 10$ м). Возможность суммирования ТГц сигналов, полученных при приложении поля к частям филамента была экспериментально обоснована нами в разделе 3.3, рисунок 29а. Максимальная энергия терагерцевых импульсов была получена с 6 м линзой при всех рассмотренных энергиях лазерного импульса (5–20 мДж).

На Рис. 36а представлены диаграммы направленности ТГц излучения при фокусировке с линзами $F = 6, 10$ м (красные круги и зеленые треугольники) и длиной электродов $L_{el} = 2$ м. Максимальная длина электрода в данном эксперименте составляла 2 м и была выбрана так, чтобы весь филамент при фокусировке с 6 м линзой оказывался в электростатическом поле. Также приведена диаграмма направленности (черные квадраты) из раздела 3.3, которая была измерена при вращении рельса с системой сбора ТГц излучения (диафрагма с ТРХ линзами + детектор Голея). Рельс вращался вокруг точки на расстоянии 2,5 см от края электродов, таким образом, было сделано предположение, что в этой точке находится основной источник ТГц сигнала. На Рис. 36а диаграмма направленности пересчитана в смещения относительно оптической оси на расстоянии 11 см от конца электродов (отмечено стрелочкой на Рис. 25, совпадает местом помещения диафрагмы). Для измерений диаграммы направленности ТГц излучения с электродами $L_{el} = 2$ м на место диафрагмы ставилось входное окно детектора Голея и детектор смещался перпендикулярно пучку, ТРХ линзы не ставились. Диафрагма, использовавшаяся в разделе 3.3 представляла собой щель в металлической пластинке шириной 5 мм шириной, входное окно детектора Голея составляло 6 мм. Таким образом, в обоих режимах вырезались одинаковые углы, отличалась только траектория сканирования и угол, под которым производилась съемка.

Красная и зеленая кривые ожидаемо практически совпадают. Несмотря на большую, практически в 2 раза, длину филамента с линзой 10 м, длина электродов была одинаковая, то есть, эффективная длина филамента, генерирующая ТГц излучение, была одинаковой и составляла 2 м. Сравнивая красную и зеленую кривые с черной можно видеть, что черная кривая чуть шире. Это может быть вызвано не только реальным сужением диаграммы направленности, но и влиянием угла съемки. Тем не менее, по теоретическим расчетам, ширина диаграммы направленности обратно пропорциональна от длине филамента (см. раздел 3.1.2), сужения же в 4 раза не произошло при переходе от эффективной длины филамента $L = 47$ см к $L = 2$ м. Такое поведение диаграммы направленности характерно для некогерентного сложения сигналов от частей филамента.

На Рис. 36б представлены спектры филамента при фокусировке с разными линзами. Пер-

вые две кривые соответствуют спектрам при приложении поля вдоль всего филамента (2 м, черные квадраты) и части филамента (47 см, красные круги). При коротком приложении поля оно прикладывалось вдоль части филамента (545 - 582 см) с наибольшей концентрацией плазмы, определяемой по акустическим данным (см. Рис. 35). Обратим внимание на то, что первый максимум на частоте $\sim 0,09$ ТГц не сдвигается при изменении фокусного расстояния и в спектрах присутствует периодичность. В случае приложения поля вдоль части филамента наблюдался мощный высокочастотный пик (0,17 ТГц). Его амплитуда даже превышала амплитуду первого максимума. Поле прикладывалось вдоль всего филамента в случае фокусировки с линзой $F = 267$ см (синие пятиугольники) и с линзой $F = 6$ м (черные квадраты). Видим, что формы кривых практически совпадают.

Спектр, обозначенный зелеными треугольниками, был получен при формировании филамента с линзой 10 м и приложении поля вдоль двух метров. Длина филамента с этой фокусировкой была более четырех метров, то есть, поле прикладывалось только вдоль самой мощной части филамента (7-9 м). Наблюдался выраженный второй пик в спектре, но менее мощный, чем с линзой $F = 6$ м.

Теперь проанализируем периодичность в спектрах. Максимумы наблюдаются на частотах $\sim 0,09$ ТГц, $\sim 0,17$ ТГц, $\sim 0,29$. Соответствующие им длины волн ~ 3 мм, $\sim 1,8$ мм, ~ 1 мм. Такая периодичность может быть обусловлена волноводным эффектом электродов.

Таким образом, были найдены оптимальные условия фокусировки для генерации терагерцевого излучения, это фокусировка с 6 м линзой при диаметре пучка 10 мм ($NA = 8 \cdot 10^{-4}$).

3.5 Выводы

Филаментация слабосфокусированного лазерного пучка тераваттной мощности создает плазменный канал длиной до 47 см. Этот канал (диаметр, плотность энергии) исследовался с помощью широкополосной акустической методики. Поперечные колебания электронной плотности, вызванные приложением постоянного электростатического поля электродами длиной 5,5–47 см с напряженностью поля 10 кВ/см, генерируют ТГц-излучение. Эффективное суммирование ТГц-излучения вдоль плазменного канала в электростатическом поле значительно увеличивает выход ТГц, почти пропорционально длине электродов (если она меньше длины плазменного канала). Эффективность преобразования лазерного излучения в ТГц возрастает вместе с энергией лазерного импульса W и достигает насыщения, а энергия ТГц импульса возрастает как $\sim W^{1,6 \pm 0,2}$ в рассмотренном диапазоне энергии лазерного импульса от 1 до 20 мДж. ТГц-излучение испускается в полный конус с углом раствора

$\sim 18^\circ \pm 2^\circ$. ТГц спектр, измеряемый интерферометром Майкельсона, определяется концентрацией электронов в плазменном канале и лежит в диапазоне 0,05–0,3 ТГц.

Численное моделирование в рамках однонаправленного уравнения распространения импульса подтверждает в частности согласованность между линейной плотностью электронов и распределением излучаемой мощности ТГц излучения вдоль филамента. Моделирование предсказывает довольно высокую эффективность генерации в ТГц диапазоне $5 \cdot 10^{-5}$. Столь высоких значений в эксперименте не наблюдалось. Отметим, что детектор калибровался для режима регистрации одиночных импульсов по двухцветной схеме с ТГц излучением в диапазоне 1-3 ТГц. Следовательно, необходимы другие методы обнаружения для оценки абсолютной эффективности ТГц излучения филамента, помещенного в постоянное поле.

Максимальный сигнал при приложении поля вдоль всего филамента наблюдался при формировании филамента с линзой $F = 6$ м. Максимум в спектре при этом оставался в области 0,05–0,3 ТГц и не зависел от фокусировки. Наблюдались высокочастотные максимумы при приложении поля только зоне в высокой концентрации плазмы в филаменте.

4 Заключение

В работе был экспериментально реализован метод широкополосной акустической диагностики филамента. Регистрация акустического сигнала от филамента, создаваемого в воздухе мощным фемтосекундным лазерным излучением, приемником с шириной полосы более 6 МГц обеспечивает в одном импульсе неинвазивное измерение объемной плотности поглощенной энергии с поперечным и продольным пространственным разрешением менее 100 мкм и 7 мм соответственно. Дальнейшее развитие метода может состоять в численном решении обратной задачи.

Значение пространственной стабильности мощного лазерного пучка может быть измерено неинвазивно по акустическому сигналу от плазмы, возникающей при мягкой фокусировке этого пучка. Было показано, что изменение во времени положения акустического импульса можно использовать для оценки стабильности пучка с точностью до 1 мкрад за несколько сотен лазерных выстрелов. Значение пространственной стабильности, полученное с использованием нового метода, хорошо совпадает со стабильностью, рассчитанной с использованием стандартных измерений распределения плотности энергии пучка в дальней зоне.

Было показано, что пространственная структура, точка начала и длина массива плазменных каналов, образующихся при филаментации в воздухе сфокусированного фемтосекундного лазерного импульса с модулированным амплитудным фронтом, зависят не только от количества отверстий в амплитудной маске и пиковой мощности, проходящей через каждое отверстие, но также от диаметра отверстий и фокусировки. Если пиковая мощность, прошедшая через одно отверстие, ниже критической мощности самофокусировки, полная пиковая мощность же, прошедшая через все отверстия, выше критической, то в области фокуса наблюдается образование одиночного филамента. Его начало связано с дифракционным стягиванием излучения к оптической оси с последующим быстрым схлопыванием из-за малого диаметра дифракционного канала. Если суммарная пиковая мощность незначительно (в 2–3 раза) превышает критическую мощность, формируется одиночный филамент на оптической оси. В противном случае он распадается и формируется множественный филамент. Одиночный постфиламент формируется при достаточной длине дифракционного канала, т.е. при малом угле схождения пучков после маски (в нашем эксперименте $\leq 0,05^\circ$).

Если уже пиковая мощность, прошедшая через одно отверстие, порядка критической, формируются максимумы интенсивности на осях пучков, прошедших через отверстия, которые могут содержать достаточную пиковую мощность для быстрого схлопывания (диаметр этих дифракционных максимумов невелик, 100–200 мкм). Обычно один такой максимум со-

держит 20–30% энергии, прошедшей через отверстие, но это также зависит от соотношения между расстоянием открытия первой зоны Френеля и фокусным расстоянием линзы F . Если F велико (в нашем эксперименте $F > 400$ см), то максимум, образованный дифракцией Френеля, широк и содержит малую энергию. Таким образом, короткий филамент появляется в фокальной области без постфиламентации. В противном случае каждый пучок создает филамент, а их пространственное положение задается маской. Далее эти филаменты сходятся в фокальной области и образуют одиночный или множественный филамент (и постфиламенты) на оптической оси в зависимости от суммарной пиковой мощности. При дальнейшем увеличении пиковой мощности множественный филамент формируются как перед, так и/или внутри фокальной области со стохастическим пространственным распределением.

Эксперименты показали решающую роль дифракции при филаментации фемтосекундного пучка с амплитудной модуляцией в отличие от не регуляризованных гауссовских пучков. Был предложен способ, основанный на модели линейного распространения и дифракции, создания регуляризованного пучка филаментов с помощью амплитудной модуляции фемтосекундного пучка. Численное моделирование нелинейного уравнения огибающей с учетом дисперсии, мгновенной и запаздывающей керровской нелинейностью, ионизации показало, что учет сложной динамики нелинейных процессов существенно не улучшает предположения о позициях плазменных каналов в пространстве, сделанные на основе анализа дифракционных картин.

Филаментация слабосфокусированного лазерного пучка тераваттной мощности создает протяженный плазменный канал. Поперечные колебания электронной плотности, вызванные приложением постоянного электростатического поля электродами длиной 5,5–47 см с напряженностью поля 10 кВ/см, генерируют ТГц-излучение. Эффективное суммирование ТГц излучения вдоль плазменного канала в электростатическом поле значительно увеличивает выход ТГц, почти пропорционально длине электродов (если она меньше длины плазменного канала). Эффективность преобразования лазерного излучения в ТГц возрастает вместе с энергией лазерного импульса W и достигает насыщения, а энергия ТГц импульса возрастает как $\sim W^{1,6 \pm 0,2}$ в рассмотренном диапазоне энергии лазерного импульса от 1 до 20 мДж. ТГц излучение испускается в полный конус с углом раствора $18^\circ \pm 2^\circ$. ТГц спектр, измеряемый интерферометром Майкельсона, определяется концентрацией электронов в плазменном канале и лежит в диапазоне 0,05–0,3 ТГц.

Численное моделирование в рамках однонаправленного уравнения распространения импульса подтверждает экспериментальные результаты. В частности, была подтверждена согласованность между линейной концентрацией электронов и распределением ТГц излучае-

мой мощности вдоль филамента.

Максимальный сигнал при приложении поля вдоль всего филамента наблюдался при формировании филамента с линзой $F = 6$ м при диаметре пучка 10 мм ($NA = 8 \cdot 10^{-4}$). Максимум в спектре при этом оставался в области 0,05–0,3 ТГц и не зависел от фокусировки. Наблюдались высокочастотные максимумы при приложении поля только в зоне высокой концентрации плазмы в филаменте.

Дальнейшая оптимизация разработанной схемы предполагает поиск оптимального сочетания фокусировки лазерного пучка, длительности (чирпа) лазерного импульса.

Благодарности

В заключение хочу выразить особую благодарность профессору кафедры общей физики и волновых процессов Андрею Борисовичу Савельеву-Трофимову за общее научное руководство, поддержку в проведении данной работы и обсуждение результатов.

Большое спасибо кандидату ф.-м. наук Дарье Сергеевне Урюпиной за огромную помощь в проведении экспериментов и обсуждение результатов.

Благодарна также за помощь в проведении эксперимента и ценные замечания Пушкареву Дмитрию Владимировичу.

Лаборатории лазерной спектроскопии ИОФ РАН и Ушакову А.А. за проведение калибровки детектора Голея.

Хочу поблагодарить Ивана Цымбалова за многочисленную помощь в работе с оборудованием.

Всех сотрудников, аспирантов и студентов лабораторий релятивистской лазерной плазмы и нелинейной оптики и сверхсильных световых полей благодарю за поддержку и создание дружественной рабочей атмосферы.

Список литературы

- [1] Chin S. L. Femtosecond laser filamentation. - New York : Springer, 2010. - Т. 55.
- [2] Кандидов В. П., Шленов С. А., Косарева О. Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения //Квантовая электроника. - 2009. - Т. 39. - №. 3. - С. 205-228.
- [3] Couaïron A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media //Physics reports. - 2007. - Т. 441. - №. 2-4. - С. 47-189.
- [4] 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.
- [5] 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. – Т. 15. – №. 7. – С. 075023.
- [6] Kim K. Y. et al. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser–gas interactions //Nature photonics. – 2008. – Т. 2. – №. 10. – С. 605-609.
- [7] Kress M. et al. Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves //Optics letters. – 2004. – Т. 29. – №. 10. – С. 1120-1122.
- [8] Chizhov P. A. et al. Terahertz radiation from extended two-colour air filaments //Laser Physics Letters. – 2019. – Т. 16. – №. 7. – С. 075301.
- [9] Mitryukovskiy S. I. et al. Coherent synthesis of terahertz radiation from femtosecond laser filaments in air //Applied Physics Letters. - 2013. - Т. 102. - №. 22. - С. 221107.
- [10] Goffin A. et al. Optical guiding in 50-meter-scale air waveguides //Physical Review X. - 2023. - Т. 13. - №. 1. - С. 011006.
- [11] Yu J. et al. Sonographic probing of laser filaments in air //Applied optics. - 2003. - Т. 42. - №. 36. - С. 7117-7120.
- [12] Матвиенко Г. Г. и др. Оптико-акустические измерения поглощения фемтосекундного излучения Ti: Sa-лазера атмосферным воздухом //Оптика атмосферы и океана. - 2004. - Т. 17. - №. 1. - С. 95-97.

- [13] Бочкарев Н. Н. и др. Экспериментальное исследование взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с аэрозолем // *Оптика атмосферы и океана*. - 2004. - Т. 17. - №. 12. - С. 971-975.
- [14] Zuo-Qiang H. et al. Acoustic diagnostics of plasma channels induced by intense femtosecond laser pulses in air // *Chinese Physics Letters*. - 2005. - Т. 22. - №. 3. - С. 636.
- [15] Nalam S. A. et al. Acoustic Measurements on Femtosecond Laser Induced Filaments // *ICOL-2019: Proceedings of the International Conference on Optics and Electro-Optics, Dehradun, India*. – Springer Singapore, 2021. – С. 407-410.
- [16] Бочкарев Н. Н., Кабанов А. М., Степанов А. Н. Пространственная локализация области филаментации вдоль трассы распространения сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе // *Оптика атмосферы и океана*. - 2007. - Т. 20. - №. 10. - С. 863-867.
- [17] Wahlstrand J. K. et al. Direct imaging of the acoustic waves generated by femtosecond filaments in air // *Optics Letters*. - 2014. - Т. 39. - №. 5. - С. 1290-1293.
- [18] Rosenthal E. W. et al. Energy deposition of single femtosecond filaments in the atmosphere // *Optics Letters*. - 2016. - Т. 41. - №. 16. - С. 3908-3911.
- [19] Kaleris K. et al. Experimental and analytical evaluation of the acoustic radiation of femtosecond laser plasma filament sound sources in air // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 2019. – Т. 146. – №. 3. – С. EL212-EL218.
- [20] Беспалов В.И., Таланов В.И. // *Письма в ЖЭТФ*. - 1966. - Т. 3. - №. 1. - С. 471.
- [21] Mlejnek M. et al. Optically turbulent femtosecond light guide in air // *Physical Review Letters*. – 1999. – Т. 83. – №. 15. – С. 2938.
- [22] Hosseini S. A. et al. Competition of multiple filaments during the propagation of intense femtosecond laser pulses // *Physical review A*. – 2004. – Т. 70. – №. 3. – С. 033802.
- [23] Panov N. A. et al. Angular distribution of the terahertz radiation intensity from the plasma channel of a femtosecond filament // *JETP letters*. - 2011. - Т. 93. - С. 638-641.
- [24] Yoo Y. J., Jang D., Kim K. Y. Highly enhanced terahertz conversion by two-color laser filamentation at low gas pressures // *Optics Express*. – 2019. – Т. 27. – №. 16. – С. 22663-22673.

- [25] Xi T. T., Lu X., Zhang J. Interaction of light filaments generated by femtosecond laser pulses in air //Physical review letters. - 2006. - T. 96. - №. 2. - C. 025003.
- [26] Méchain G. et al. Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser //Optics Communications. - 2005. - T. 247. - №. 1-3. - C. 171-180.
- [27] Dubietis A. et al. Multiple filamentation induced by input-beam ellipticity //Optics letters. - 2004. - T. 29. - №. 10. - C. 1126-1128.
- [28] Fibich G. et al. Control of multiple filamentation in air //Optics letters. - 2004. - T. 29. - №. 15. - C. 1772-1774.
- [29] Gao H. et al. Femtosecond laser filament array generated with step phase plate in air //Optics express. - 2013. - T. 21. - №. 4. - C. 4612-4622.
- [30] Jhajj N. et al. Demonstration of long-lived high-power optical waveguides in air //Physical Review X. - 2014. - T. 4. - №. 1. - C. 011027.
- [31] Chu C. et al. Femtosecond filament emergence between π -shifted beamlets in air //Optics Express. - 2020. - T. 28. - №. 2. - C. 1002-1013.
- [32] Pushkarev D. V., Lar'kin, A. S., Mitina, E. V., Zhidovtsev, N. A., Uryupina, D. S., Volkov, R. V., ... & Savel'ev, A. B. Robust multifilament arrays in air by Dammann grating //Optics Express. - 2021. - T. 29. - №. 21. - C. 34189-34204.
- [33] Кандидов В. П. и др. Метод пространственной регуляризации пучка филаментов в фемтосекундном лазерном импульсе //Квантовая электроника. - 2004. - Т. 34. - №. 10. - С. 879-880.
- [34] Kandidov V. P. et al. Towards a control of multiple filamentation by spatial regularization of a high-power femtosecond laser pulse //Applied Physics B. - 2005. - T. 80. - C. 267-275.
- [35] Méchain G. et al. Organizing multiple femtosecond filaments in air //Physical review letters. - 2004. - T. 93. - №. 3. - C. 035003.
- [36] Roskey D. E. et al. The role of linear power partitioning in beam filamentation //Applied Physics B. - 2007. - T. 86. - C. 249-258.
- [37] Shipilo D. E. et al. Fifteen meter long uninterrupted filaments from sub-terawatt ultraviolet pulse in air //Optics Express. - 2017. - T. 25. - №. 21. - C. 25386-25391.

- [38] Cook K., Kar A. K., Lamb R. A. White-light filaments induced by diffraction effects //Optics express. - 2005. - Т. 13. - №. 6. - С. 2025-2031.
- [39] Tzortzakis S. et al. Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air //Optics Letters. - 2002. - Т. 27. - №. 21. - С. 1944-1946.
- [40] D'Amico C. et al. Conical forward THz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air //Physical review letters. - 2007. - Т. 98. - №. 23. - С. 235002.
- [41] Amico C. D. et al. Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: theory and experiment //New Journal of Physics. - 2008. - Т. 10. - №. 1. - С. 013015.
- [42] Mokrousova D. V. et al. Tracing air-breakdown plasma characteristics from single-color filament terahertz spectra //Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. - 2020. - Т. 41. - С. 1105-1113.
- [43] Houard A. et al. Strong enhancement of terahertz radiation from laser filaments in air by a static electric field //Physical review letters. - 2008. - Т. 100. - №. 25. - С. 255006.
- [44] Пушкарев, Д. В., Ушаков, А. А., Митина, Е. В., Панов, Н. А., Урюпина, Д. С., Шипило, Д. Е., ... & Савельев, А. Б. Влияние фокусного расстояния линзы на энерго вклад в среду и генерацию терагерцевого излучения при фокусировке двухцветного фемтосекундного излучения в воздухе //Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. - 2019. - №. 2. - С. 55-59.
- [45] Löffler T., Jacob F., Roskos H. G. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air //Applied Physics Letters. - 2000. - Т. 77. - №. 3. - С. 453-455.
- [46] Bhasin L., Tripathi V. K. Terahertz generation from laser filaments in the presence of a static electric field in a plasma //Physics of Plasmas. - 2011. - Т. 18. - №. 12.
- [47] Wang T. J. et al. Longitudinally resolved measurement of plasma density along femtosecond laser filament via terahertz spectroscopy //Applied Physics Letters. - 2014. - Т. 105. - №. 5.
- [48] Zhang Z. et al. Phase evolution of terahertz radiation from femtosecond laser-induced air plasma //Optics Letters. - 2020. - Т. 45. - №. 7. - С. 1966-1969.
- [49] Su Q. et al. Control of terahertz pulse polarization by two crossing DC fields during femtosecond laser filamentation in air //JOSA B. - 2019. - Т. 36. - №. 10. - С. G1-G5.

- [50] Kumar S. et al. Resonant terahertz generation from laser filaments in the presence of static electric field in a magnetized collisional plasma //The European Physical Journal Plus. – 2021. – Т. 136. – С. 1-10.
- [51] Chin S. L. et al. Filamentation and supercontinuum generation during the propagation of powerful ultrashort laser pulses in optical media (white light laser) //Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials. – 1999. – Т. 8. – №. 01. – С. 121-146.
- [52] Mitryukovskiy S. I. et al. Effect of an external electric field on the coherent terahertz emission from multiple filaments in air //Applied Physics B. - 2014. - Т. 117. - С. 265-269.
- [53] Пилипецкий Н. Ф., Рустамов А. Р. Наблюдение самофокусировки света в жидкостях //Письма в ЖЭТФ. - 1965. - Т. 2. - №. 2. - С. 88-90.
- [54] Басов Н. Г., Крюков П. Г., Сенатский Ю. В., Чекалин С. В. Получение мощныхультракоротких импульсов света в лазере на неодимовом стекле //Журнал экспериментальной и теоретической физики. - 1969. - Т. 57. - С. 1175.
- [55] Braun A. et al. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air //Optics letters. - 1995. - Т. 20. - №. 1. - С. 73-75.
- [56] Nibbering E. T. J. et al. Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air //Optics letters. - 1996. - Т. 21. - №. 1. - С. 62-64.
- [57] Brodeur A. et al. Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air //Optics Letters. - 1997. - Т. 22. - №. 5. - С. 304-306.
- [58] Kasparian J. et al. White-light filaments for atmospheric analysis //Science. – 2003. – Т. 301. – №. 5629. – С. 61-64.
- [59] Durand M. et al. Kilometer range filamentation //Optics express. – 2013. – Т. 21. – №. 22. – С. 26836-26845.
- [60] Rodríguez M. et al. Triggering and guiding megavolt discharges by use of laser-induced ionized filaments //Optics letters. – 2002. – Т. 27. – №. 9. – С. 772-774.
- [61] Kasparian J. et al. Progress in Ultrafast Intense Laser Science. – 2010. – С. 109–122.
- [62] Rairoux P. et al. Remote sensing of the atmosphere using ultrashort laser pulses //Applied Physics B. – 2000. – Т. 71. – С. 573-580.

- [63] Wolf J. P. et al. Teramobile: a nonlinear femtosecond terawatt lidar //Proc ILR. – 2002. – Т. 21. – №. 1.
- [64] Méjean G. et al. Remote detection and identification of biological aerosols using a femtosecond terawatt lidar system //Applied Physics B. – 2004. – Т. 78. – С. 535-537.
- [65] Valuev V. V. et al. Plasma channels formed by a set of filaments as a guiding system for microwave radiation //Journal of communications technology and electronics. - 2010. - Т. 55. - С. 208-214.
- [66] Alshershby M., Hao Z., Lin J. Guiding microwave radiation using laser-induced filaments: the hollow conducting waveguide concept //Journal of Physics D: Applied Physics. - 2012. - Т. 45. - №. 26. - С. 265401.
- [67] Liu W., Chin S. L. Direct measurement of the critical power of femtosecond Ti: sapphire laser pulse in air //Optics Express. - 2005. - Т. 13. - №. 15. - С. 5750-5755.
- [68] Dawes E. L., Marburger J. H. Computer studies in self-focusing //Physical Review. - 1969. - Т. 179. - №. 3. - С. 862.
- [69] Théberge F. et al. Plasma density inside a femtosecond laser filament in air: Strong dependence on external focusing //Physical Review E. - 2006. - Т. 74. - №. 3. - С. 036406.
- [70] Коротеев Н.И., Шумай И.Л. Физика мощного лазерного излучения М.: Наука. Гл. ред. физ. -мат. лит. , 1991. —312 с. -ISBN 5-02 014474-6
- [71] Sprangle, P., Penano, J.R., Hafizi, B. and Kapetanacos, C.A., 2004. Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces. Physical Review E, 69(6), p.066415.
- [72] Vidal F. et al. Modeling the triggering of streamers in air by ultrashort laser pulses //IEEE transactions on plasma science. - 2000. - Т. 28. - №. 2. - С. 418-433.
- [73] Tzortzakis S. et al. Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air //Optics communications. – 2000. – Т. 181. – №. 1-3. – С. 123-127.
- [74] Gopal A., Minardi S., Tatarakis M. Quantitative two-dimensional shadowgraphic method for high-sensitivity density measurement of under-critical laser plasmas //Optics letters. – 2007. – Т. 32. – №. 10. – С. 1238-1240.

- [75] Chien C. Y. et al. Single-shot chirped-pulse spectral interferometry used to measure the femtosecond ionization dynamics of air //Optics Letters. – 2000. – Т. 25. – №. 8. – С. 578-580.
- [76] Tzortzakis S. et al. Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses //Physical Review E. – 1999. – Т. 60. – №. 4. – С. R3505.
- [77] Abdollahpour D. et al. Measuring easily electron plasma densities in gases produced by ultrashort lasers and filaments //Optics express. – 2011. – Т. 19. – №. 18. – С. 16866-16871.
- [78] Dergachev A. A. et al. Filamentation of IR and UV femtosecond pulses upon focusing in air //Quantum Electronics. – 2013. – Т. 43. – №. 1. – С. 29.
- [79] Proulx A. et al. 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.
- [80] Гейнц Ю. Э., Землянов А. А. Закономерности фемтосекундной филаментации при суперпозиции гауссова и кольцевого лазерных пучков //Квантовая электроника. - 2017. - Т. 47. - №. 8. - С. 722-729.
- [81] Panagiotopoulos P. et al. Nonlinear plasma-assisted collapse of ring-Airy wave packets //Physical Review A. - 2016. - Т. 93. - №. 3. - С. 033808.
- [82] Hu Y. et al. Femtosecond laser filamentation in air with zero-order pseudo Mathieu beam of different lobes //Optics Communications. - 2017. - Т. 394. - С. 108-113.
- [83] Lim K. et al. Transition from linear-to nonlinear-focusing regime in filamentation //Scientific reports. - 2014. - Т. 4. - №. 1. - С. 7217.
- [84] Rohwetter P. et al. Laser multiple filamentation control in air using a smooth phase mask //Physical Review A. - 2008. - Т. 77. - №. 1. - С. 013812.
- [85] Vaičaitis V. et al. Diffraction-enhanced femtosecond white-light filaments in air //Applied Physics B. - 2018. - Т. 124. - С. 1-5.
- [86] Kandidov V. P. et al. Optimum small-scale management of random beam perturbations in a femtosecond laser pulse //Applied Physics B. – 2007. – Т. 87. – С. 29-36.
- [87] Méchain G. et al. Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization //Applied Physics B. - 2004. - Т. 79. - С. 379-382.

- [88] Daigle J. F. et al. Formation and evolution of intense, post-filamentation, ionization-free low divergence beams //Optics Communications. - 2011. - Т. 284. - №. 14. - С. 3601-3606.
- [89] Kosareva O. et al. Postfilament supercontinuum on 100 m path in air //Optics letters. - 2021. - Т. 46. - №. 5. - С. 1125-1128.
- [90] Mokrousova D. V. et al. Tracing evolution of angle-wavelength spectrum along the 40-m postfilament in corridor air //Photonics. - MDPI, 2021. - Т. 8. - №. 10. - С. 446.
- [91] Бирюков А. А. и др. Особенности филаментации фемтосекундного лазерного излучения с негауссовым поперечным пространственным профилем //Квантовая электроника. - 2011. - Т. 41. - №. 11. - С. 958-962.
- [92] 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.
- [93] Chen Y. et al. Characterization of terahertz emission from a dc-biased filament in air //Applied Physics Letters. - 2009. - Т. 95. - №. 10. - С. 101101.
- [94] Liu Y. et al. Amplification of transition-Cherenkov terahertz radiation of femtosecond filament in air //Applied Physics Letters. - 2008. - Т. 93. - №. 5. - С. 051108.
- [95] Huang H., Nagashima T., Hatanaka K. Shockwave-based THz emission in air //Optics Express. - 2023. - Т. 31. - №. 4. - С. 5650-5661.
- [96] Fedorov V. Y., Koulouklidis A. D., Tzortzakis S. THz generation by two-color femtosecond filaments with complex polarization states: four-wave mixing versus photocurrent contributions //Plasma Physics and Controlled Fusion. - 2016. - Т. 59. - №. 1. - С. 014025.
- [97] Ushakov A. et al. Superposition of 2ω and Electrostatic Field Induced Terahertz Waveforms in DC-Biased Two-Color Filament //Applied Sciences. - 2021. - Т. 11. - №. 24. - С. 11888.
- [98] Esaulkov M. et al. Simultaneous generation of nonlinear optical harmonics and terahertz radiation in air: polarization discrimination of various nonlinear contributions //Frontiers of Optoelectronics. - 2015. - Т. 8. - С. 73-80.
- [99] Wang T. J. et al. Remote generation of high-energy terahertz pulses from two-color femtosecond laser filamentation in air //Physical review A. - 2011. - Т. 83. - №. 5. - С. 053801.

- [100] Clerici M. et al. Wavelength scaling of terahertz generation by gas ionization //Physical Review Letters. - 2013. - T. 110. - №. 25. - C. 253901.
- [101] Fedorov V. Y., Tzortzakis S. Powerful terahertz waves from long-wavelength infrared laser filaments //Light: Science & Applications. - 2020. - T. 9. - №. 1. - C. 186.
- [102] Mitrofanov A. V. et al. Coherently enhanced microwave pulses from midinfrared-driven laser plasmas //Optics Letters. - 2021. - T. 46. - №. 5. - C. 1081-1084.
- [103] Kostin V. A., Vvedenskii N. V. Ionization-induced conversion of ultrashort Bessel beam to terahertz pulse //Optics letters. - 2010. - T. 35. - №. 2. - C. 247-249.
- [104] Fukuda T. et al. 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.
- [105] Nikolaeva I. A. et al. Flat-top THz directional diagram of a DC-biased filament //Optics Letters. - 2021. - T. 46. - №. 21. - C. 5497-5500.
- [106] 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.
- [107] Shipilo D. E. et al. Low-frequency content of THz emission from two-color femtosecond filament //Photonics. - MDPI, 2021. - T. 9. - №. 1. - C. 17.
- [108] Kim K. Y. et al. High-power broadband terahertz generation via two-color photoionization in gases //IEEE Journal of Quantum Electronics. - 2012. - T. 48. - №. 6. - C. 797-805.
- [109] Liu Y. et al. Terahertz radiation source in air based on bifilamentation of femtosecond laser pulses //Physical review letters. - 2007. - T. 99. - №. 13. - C. 135002.
- [110] Ushakov A. et al. Multiple filamentation effects on THz radiation pattern from laser plasma in air //Photonics. - MDPI, 2020. - T. 8. - №. 1. - C. 4.
- [111] Бычков А.С. Комбинированная оптико-акустическая и лазерно-ультразвуковая томография сред с неоднородностями акустических свойств и индуцированными источниками тепла: дис. физ. мат. наук. Москва, 2019. 128 с.
- [112] Uryupina D. S., Bychkov, A. S., Pushkarev, D. V., Mitina, E. V., Savel'ev, A. B., Kosareva, O. G., ... & Cherepetskaya, E. B. Laser optoacoustic diagnostics of femtosecond filaments in

- air using wideband piezoelectric transducers //Laser physics letters. - 2016. - Т. 13. - №. 9. - С. 095401.
- [113] Heritier J. M. Electrostrictive limit and focusing effects in pulsed photoacoustic detection //Optics Communications. - 1983. - Т. 44. - №. 4. - С. 267-272.
- [114] Brueck S. R. J., Kildal H., Belanger L. J. Photo-acoustic and photo-refractive detection of small absorptions in liquids //Optics Communications. – 1980. – Т. 34. – №. 2. – С. 199-204.
- [115] Bychkov A. S. et al. Laser optoacoustic tomography for the study of femtosecond laser filaments in air //Laser Physics Letters. – 2016. – Т. 13. – №.
- [116] ISO 11670 2003 Lasers and laser-related equipment—test methods for laser beam parameters—beam positional stability (International Organization for Standardization) (<https://www.iso.org/standard/31690.html>), ГОСТ Р ИСО 11670-2010 Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений параметров лазерных пучков. Стабильность положения пучка.
- [117] Ding L. et al. Analysis of the beam-pointing stability in the high power laser system //Optik. – 2016. – Т. 127. – №. 15. – С. 6056-6061.
- [118] Gray J., Thomas P., Zhu X. D. Laser pointing stability measured by an oblique-incidence optical transmittance difference technique //Review of Scientific Instruments. – 2001. – Т. 72. – №. 9. – С. 3714-3717.
- [119] Scarpa D. et al. New solid state laser system for SPES: Selective Production of Exotic Species project at Laboratori Nazionali di Legnaro //Review of Scientific Instruments. – 2022. – Т. 93. – №. 8.
- [120] Пушкарев Д. В., Митина, Е. В., Урюпина, Д. С., Волков, Р. В., Панов, Н. А., Карабутов, А. А., ... & Савельев, А. Б. Нелинейный рост энерговклада в среду при слиянии регуляризованных фемтосекундных филаментов //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. - 2017. - Т. 106. - №. 9. - С. 545-548.
- [121] Pushkarev D. V., Mitina, E. V., Uryupina, D. S., Lar'kin, A. S., Ushakov, A. A., Panov, N. A., ... & Savel'ev, A. B. Transverse structure and energy deposition control by amplitude and phase beam regularization in multifilamentation regime //2018 International Conference Laser Optics (ICLO). - IEEE, 2018. - С. 205-205.

- [122] Mitina E., Pushkarev, D., Uryupina, D., Volkov, R., Karabytov, A., Kosareva, O., & Savel'ev, A. Nonpertubing diagnostics of multiple filamentation and superfilamentation of powerful femtosecond laser pulses in air //2018 International Conference Laser Optics (ICLO). - IEEE, 2018. - C. 252-252.
- [123] Pushkarev D., Mitina, E., Uryupina, D., Volkov, R., Karabytov, A., & Savel'ev, A. In situ optoacoustic measurement of the pointing stability of femtosecond laser beams //Laser Physics Letters. - 2018. - T. 15. - №. 2. - C. 025401.
- [124] Pushkarev D., Mitina, E., Shipilo, D., Panov, N., Uryupina, D., Ushakov, A., ... & Savel'ev, A. Transverse structure and energy deposition by a subTW femtosecond laser in air: from single filament to superfilament //New Journal of Physics. - 2019. - T. 21. - №. 3. - C. 033027.
- [125] Mitina E., Uryupina, D., Zhidovtsev, N., Volkov, R., Kosareva, O., & Savel'ev, A. Long-range robust multifilament arrays from terawatt femtosecond beam //Laser Physics Letters. - 2021. - T. 19. - №. 1. - C. 015201.
- [126] Mitina E., Uryupina, D., Nikolaeva, I., Shipilo, D., Panov, N., Ushakov, A., ... & Savel'ev, A. Enhanced forward THz yield from the long DC-biased femtosecond filament //Optics & Laser Technology. - 2023. - T. 159. - C. 108949.
- [127] Mitina E. et al. Diffraction Impact onto Regularized Plasma Channel Formation by Femtosecond Laser Filamentation //Photonics. – Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2023. – T. 10. – №. 8. – C. 928.
- [128] Brea L. M. S. Diffractio, python module for diffraction and interference optics. - 2019.
- [129] Shen F., Wang A. Fast-Fourier-transform based numerical integration method for the Rayleigh-Sommerfeld diffraction formula //Applied optics. - 2006. - T. 45. - №. 6. - C. 1102-1110.
- [130] Harvey J. E. Fourier treatment of near-field scalar diffraction theory //American Journal of Physics. - 1979. - T. 47. - №. 11. - C. 974-980.
- [131] Bracewell R. N., Bracewell R. N. The Fourier transform and its applications. - New York : McGraw-Hill, 1986. - T. 31999. - C. 267-272.
- [132] Матвеев А. Н., Оптика. - Москва, "Высшая школа 1985

- [133] Pushkarev D. V., Mitina, E. V. et al. From loosely focused multifilamentation to superfilamentation: effect of focusing conditions //Frontiers in Optics. - Optical Society of America, 2019. - С. JTU4A. 32.
- [134] Гибин И. С., Котляр П. Е. Приемники излучения терагерцового диапазона (обзор) //Успехи прикладной физики. - 2018. - Т. 6. - №. 2. - С. 117-129.
- [135] https://www.tydexoptics.com/ru/products/thz_optics/thz_materials/
- [136] Afsar M. N. Precision dielectric measurements of nonpolar polymers in the millimeter wavelength range //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 1985. - Т. 33. - №. 12. - С. 1410-1415.
- [137] https://www.tydexoptics.com/ru/products/thz_optics/thz_low_pass_filter/lpf109/
- [138] https://www.tydexoptics.com/ru/products/thz_optics/thz_band_pass_filter/
- [139] Gorodetsky, A., Koulouklidis, A.D., Massaouti, M. and Tzortzakis, S., 2014. Physics of the conical broadband terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments. Physical Review A, 89(3), p.033838.
- [140] Kolesik M., Moloney J. V. Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations //Physical Review E. – 2004. – Т. 70. – №. 3. – С. 036604.
- [141] Borodin A. V. et al. Transformation of terahertz spectra emitted from dual-frequency femtosecond pulse interaction in gases //Optics letters. – 2013. – Т. 38. – №. 11. – С. 1906-1908.
- [142] Brunel F. Harmonic generation due to plasma effects in a gas undergoing multiphoton ionization in the high-intensity limit //JOSA B. – 1990. – Т. 7. – №. 4. – С. 521-526.
- [143] Rae S. C., Burnett K. Detailed simulations of plasma-induced spectral blueshifting //Physical Review A. – 1992. – Т. 46. – №. 2. – С. 1084.
- [144] Löffler T., Jacob F., Roskos H. G. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air //Applied Physics Letters. – 2000. – Т. 77. – №. 3. – С. 453-455.
- [145] Zhang Z. et al. Optimum chirp for efficient terahertz generation from two-color femtosecond pulses in air //Applied Physics Letters. – 2018. – Т. 113. – №. 24.