

Министерство образования и науки Российской Федерации

УДК 535

ГРНТИ 29.31.15, 29.33.25, 29.35.03

Инв. №

УТВЕРЖДЕНО:
Исполнитель: федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
От имени Руководителя организации Проректор по научной работе _____/Гурбатов С.Н./ М.П.

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ОТЧЕТ

о выполнении 4 этапа Государственного контракта
№ П385 от 11 мая 2010 г. и Дополнению от 09 марта 2011 г. № 1

Исполнитель: федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
Программа (мероприятие): Федеральная целевая программа «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг., в рамках реализации мероприятия № 1.2.1 Проведение научных исследований научными группами под руководством докторов наук.
Проект: Разработка высокоэффективных методов генерации терагерцевого излучения ультракороткими лазерными импульсами
Руководитель проекта: _____/Бакунов Михаил Иванович (подпись)

Нижегород
2011 г.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

по Государственному контракту ПЗ85 от 11 мая 2010 на выполнение поисковых научно-исследовательских работ для государственных нужд

Организация-Исполнитель: федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

Руководитель темы:

доктор физико-математических наук, профессор _____ Бакунов М. И.
подпись, дата

Исполнители темы:

доктор физико-математических наук, профессор _____ Гильденбург В. Б.
подпись, дата

кандидат физико-математических наук, доцент _____ Жуков С. Н.
подпись, дата

кандидат физико-математических наук, доцент _____ Захаров Ю. Н.
подпись, дата

кандидат физико-математических наук, без ученого звания _____ Введенский Н. В.
подпись, дата

кандидат физико-математических наук, без ученого звания _____ Бодров С. Б.
подпись, дата

кандидат физико-математических наук, без ученого звания _____ Царев М. В.
подпись, дата

кандидат физико-математических наук, без ученого звания _____ Агрба П. Д.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Катичев А. Р.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Михайловский Р. В.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Машкович Е. А.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Семиков С. А.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Лаврентьев С. А.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Пигалин М. А.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Малышев Н. К.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Горелов С. Д.
подпись, дата

Реферат

Отчет 70 с., 1 ч., 10 рис., 0 табл., 16 источн., 0 прил.

Нелинейная конверсия волн , источники терагерцового излучения , электрооптические кристаллы , оптический пробой , лазерная плазма

В отчете представлены результаты исследований, выполненных по 4 этапу Государственного контракта № ПЗ85 "Разработка высокоэффективных методов генерации терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами" (шифр "НК-530П") от 11 мая 2010 по направлению "Оптика. Лазерная физика и лазерные технологии" в рамках мероприятия 1.2.1 "Проведение научных исследований научными группами под руководством докторов наук.", мероприятия 1.2 "Проведение научных исследований научными группами под руководством докторов наук и кандидатов наук" , направления 1 "Стимулирование закрепления молодежи в сфере науки, образования и высоких технологий." федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

Цель работы - Разработка новых высокоэффективных методов генерации терагерцового излучения на основе нелинейного преобразования мощных ультракоротких лазерных импульсов при их взаимодействии с электрооптическими кристаллами, газовыми и плазменными средами. Использование разработанных методов для создания экспериментальных образцов компактных высокоэффективных источников терагерцового излучения.

Компьютерное моделирование, теоретический анализ, изготовление экспериментальных образцов.

Образцы электрооптического материала LiNbO₃, GaAs, GaP, кремниевые призмы. Фемтосекундный лазер "Tsunami". Фемтосекундный лазерный комплекс "Tsunami" + "Spitfire". Фемтосекундный лазерный комплекс тераваттного уровня мощности. Средства диагностики сверхкоротких лазерных импульсов. Установка для терагерцовой спектроскопии. Средства коллимации и регистрации терагерцового излучения. Средства автоматизации эксперимента National Instruments.

Разработана методика экспериментальных исследований по генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

Экспериментально определены оптимальные параметры оптической накачки для максимальной эффективности генерации терагерцового излучения.

Достигнута рекордная на сегодня в мире эффективность оптико-терагерцового преобразования.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	6
1 Аналитический отчет о проведении теоретических исследований	8
1.1 Разработка методики экспериментальных исследований по генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред	8
1.1.1 Введение	8
1.1.2 Экспериментальная схема	10
1.1.3 Методика и расчеты	15
2 Результаты экспериментальных исследований	22
2.1 Проведение исследований экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры, обработка данных	22
2.1.1 Введение	22
2.1.2 Описание экспериментальной установки	24
2.1.3 Результаты экспериментальных измерений	28
3 Публикации результатов НИР	37
Заключение	67
Список использованных источников	69

ВВЕДЕНИЕ

В отчете представлены результаты исследований, выполненных по 4 этапу Государственного контракта № П385 "Разработка высокоэффективных методов генерации терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами" (шифр "НК-530П") от 11 мая 2010 по направлению "Оптика. Лазерная физика и лазерные технологии" в рамках мероприятия 1.2.1 "Проведение научных исследований научными группами под руководством докторов наук.", мероприятия 1.2 "Проведение научных исследований научными группами под руководством докторов наук и кандидатов наук", направления 1 "Стимулирование закрепления молодежи в сфере науки, образования и высоких технологий" федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

По 4 этапу были запланированы следующие работы:

1. Разработка методики экспериментальных исследований по генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.
2. Проведение исследований экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры, обработка данных.

По первому пункту целью выполнения работ было создание методики экспериментальных исследований по генерации терагерцового излучения на основе преобразования однородного электростатического поля при его взаимодействии с движущимся со сверхсветовой скоростью (большей скорости света в вакууме) ионизационным фронтом, создаваемым при наклонном падении лазерного импульса на плоскую поверхность фотопроводника. Разрабатываемая методика должна обеспечивать возможность управления спектром генерируемого терагерцового излучения путем изменения параметров ионизационного фронта и образующейся за ним плазмы.

По второму пункту целью исследований являлось экспериментальное определение оптимальных параметров оптической накачки для максимально эффективной генерации терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами в сэндвич-структуре с регулируемым воздушным зазором между нелинейной сердцевиной структуры и металлической подложкой и, в итоге,

достижение рекордной на сегодня в мире эффективности оптико-терагерцового преобразования.

В результате проведенных исследований впервые показано, что параметры генерируемого электромагнитного излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, в том числе и его спектр, сильно зависят как от скорости распространения ионизационного фронта, так и от поперечных размеров образующейся плазмы, что предоставляет дополнительные возможности для управления спектром генерируемого излучения.

При экспериментальном исследовании созданных в ходе проекта сэндвич-структур установлено влияние ширины воздушного зазора на спектр генерируемого терагерцового излучения. Кроме того, обнаружено, что использование частотно-модулированных лазерных импульсов позволяет увеличить эффективность оптико-терагерцового преобразования до 2 раз. Достигнута рекордная эффективность оптико-терагерцового преобразования 2.5% при использовании лазерных импульсов с энергией 15-25 мкДж.

1 Аналитический отчет о проведении теоретических исследований

1.1 Разработка методики экспериментальных исследований по генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред

1.1.1 Введение

Исследования преобразований электромагнитных полей при их взаимодействии с нестационарной плазмой (плазмой с быстро меняющейся плотностью) ведутся уже более 40 лет. В качестве источников такой плазмы рассматриваются как газовые, так и конденсированные среды, ионизуемые короткими электромагнитными импульсами, в частности, оптическими импульсами фемтосекундной длительности. Преобразуемыми полями могут быть как сами ионизирующие поля, так и внешние электромагнитные поля, частота которых меньше оптической, включая и статические поля.

В случае преобразования собственно ионизирующих полей возможно как повышение частоты оптического излучения, так и её понижение. Повышение частоты может быть связано со следующими явлениями: (1) адиабатическим повышением частоты (голубой сдвиг) оптического излучения при его распространении в создаваемой им нестационарной плазме с растущей плотностью [1, 2]; (2) резонансным возбуждением собственных колебаний и волн в образовавшейся плотной сверхкритической плазме при переходе плотности плазмы через критическое значение; (3) генерацией третьей гармоники ионизирующего лазерного излучения вследствие генерации второй гармоники концентрации свободных электронов; (4) генерацией высоких гармоник, вызванной рекомбинацией (рождённых) электронов с родительскими ионами. Явления понижения частоты ионизирующего излучения связаны с возбуждением остаточных квазипостоянных токов в образующейся плазме. В настоящее время исследуются различные схемы возбуждения этих токов. Чаще всего рассматривают схемы, в которых ускорение вновь рождённых электронов производится усредненной ponderomotive силой лазерного импульса или

непосредственно его электрическим полем, сообщаящим электронам в момент ионизации постоянную дрейфовую скорость. Величина и направление этой скорости определяются фазой ускоряющего электрического поля в момент ионизации. Эти явления сильного понижения частоты оптического излучения представляют в настоящее время большой интерес в связи с возможностью их использования для генерации терагерцового излучения.

При исследовании явлений ионизационно-индуцированного преобразования внешних электромагнитных полей, в присутствии которых происходит ионизация среды, обычно рассматривают три круга задач. Первый круг задач включает в себя исследование трансформации плоских электромагнитных волн при их взаимодействии с быстроионизируемым плазменным слоем или полупространством [3]. Второй круг задач включает в себя рассмотрение одномерных эффектов, схожих с эффектом Доплера, при взаимодействии волн с движущимся ионизационным фронтом (как досветовых, так и сверхсветовых) [4]. Здесь часто в качестве преобразуемой волны, как частный случай рассматривают пространственно-периодическое электростатическое поле, созданное системой разнополярных плоских конденсаторов [4]. Эти схемы, названные «DC to AC radiation converter» (DARC), предложено использовать для генерации микроволнового и терагерцового излучения. Третий круг задач включает в себя исследование преобразования однородного электростатического поля, взаимодействующего с движущимся ионизационным фронтом. Преобразование здесь связано с возбуждением собственных колебаний и волн в образующейся плазме. При этом существенную роль могут играть неоднородные эффекты, связанные с поперечной (относительно направления распространения ионизационного фронта) структурой образующейся плазмы. Роль этих эффектов исследовалась ранее только в рамках квазистатического приближения, при котором при определении спектра излучения поперечные размеры плазмы предполагаются бесконечно малыми.

В рамках выполнения работ по настоящему проекту мы на основе точных решений уравнений Максвелла исследовали преобразование однородного электростатического поля при взаимодействии с движущимся ионизационным фронтом. Конкретно мы рассмотрели случай сверхсветового ионизационного фронта. Разработанный подход позволяет рассчитать спектр электромагнитного излучения в

зависимости от всех параметров ионизационного фронта и образующейся за ним плазмы. Мы впервые показали, что параметры генерируемого излучения, в том числе и его спектр, сильно зависят как от скорости распространения ионизационного фронта, так и от поперечных размеров образующейся плазмы, что предоставляет дополнительные возможности управления спектром генерируемого излучения. Поскольку скорость распространения фронта больше скорости света, позади такого фронта возбуждаются быстрые волны поляризации, которые излучают энергию через поперечные границы образовавшейся плазмы под углом к направлению распространения фронта (так называемые вытекающие волны). Этим ситуация здесь существенно отличается от DARC, основанных на преобразовании неоднородных статических полей при их взаимодействии с одномерными ионизационными фронтами, где излучение происходит в направлении распространения ионизационного фронта.

1.1.2 Экспериментальная схема

В основе реализации сверхсветовых ионизационных фронтов лежит идея наклонного падения лазерного импульса на границу ионизируемой области пространства. В качестве такой области можно рассматривать приповерхностный слой (или тонкую плёнку) твёрдого тела (полупроводника) либо сверхзвуковую струю газа в вакуумной камере. В результате пробоя вдоль поверхности полупроводника (или вдоль газовой струи) распространяется фронт ионизации со скоростью V_{if} , большей скорости ионизирующего лазерного импульса в окружающей неионизируемой среде V_{LP} . Величина этой скорости определяется углом скольжения θ , $V_{if} = V_L / \cos \theta > V_{LP}$. Известной вариацией этой идеи является использование так называемых бесселевых пучков. Эти пучки приближённо являются суперпозицией плоских волн, сходящихся под определённым углом (углом фокусировки) к некоторой оси. Если такой пучок имеет достаточно большую интенсивность для ионизации среды (газа или конденсированной среды), то вблизи его оси формируется сверхсветовой ионизационный фронт. Скорость этого фронта равна скорости бесселевого пучка в направлении его оси и определяется углом фокусировки. Бесселевы пучки реализуются при фокусировке лазерных импульсов с помощью

аксиконов, линз Фурье, кольцевых дифракционных решёток или формируются спонтанно из обычного гауссового пучка в (керровской) нелинейной среде.

Мы рассмотрели сверхсветовой ионизационный фронт, созданный при наклонном падении лазерного импульса на плоскую поверхность фотопроводника, смотри рисунок 1.1, или достаточно широкую газовую струю. В первом случае можно рассматривать как приповерхностный пробой объёмного твердотельного образца излучением, падающим на него извне, так и ионизацию тонкой плёнки полупроводника излучением, падающим на неё с одной или с обеих сторон. Излучение может падать на плёнку из окружающей её газовой среды, или же ионизируемая плёнка может быть частью слоистой твердотельной структуры, окружённая более трудно ионизируемыми диэлектриками. Ионизируемая плёнка также может находиться на металлической подложке.

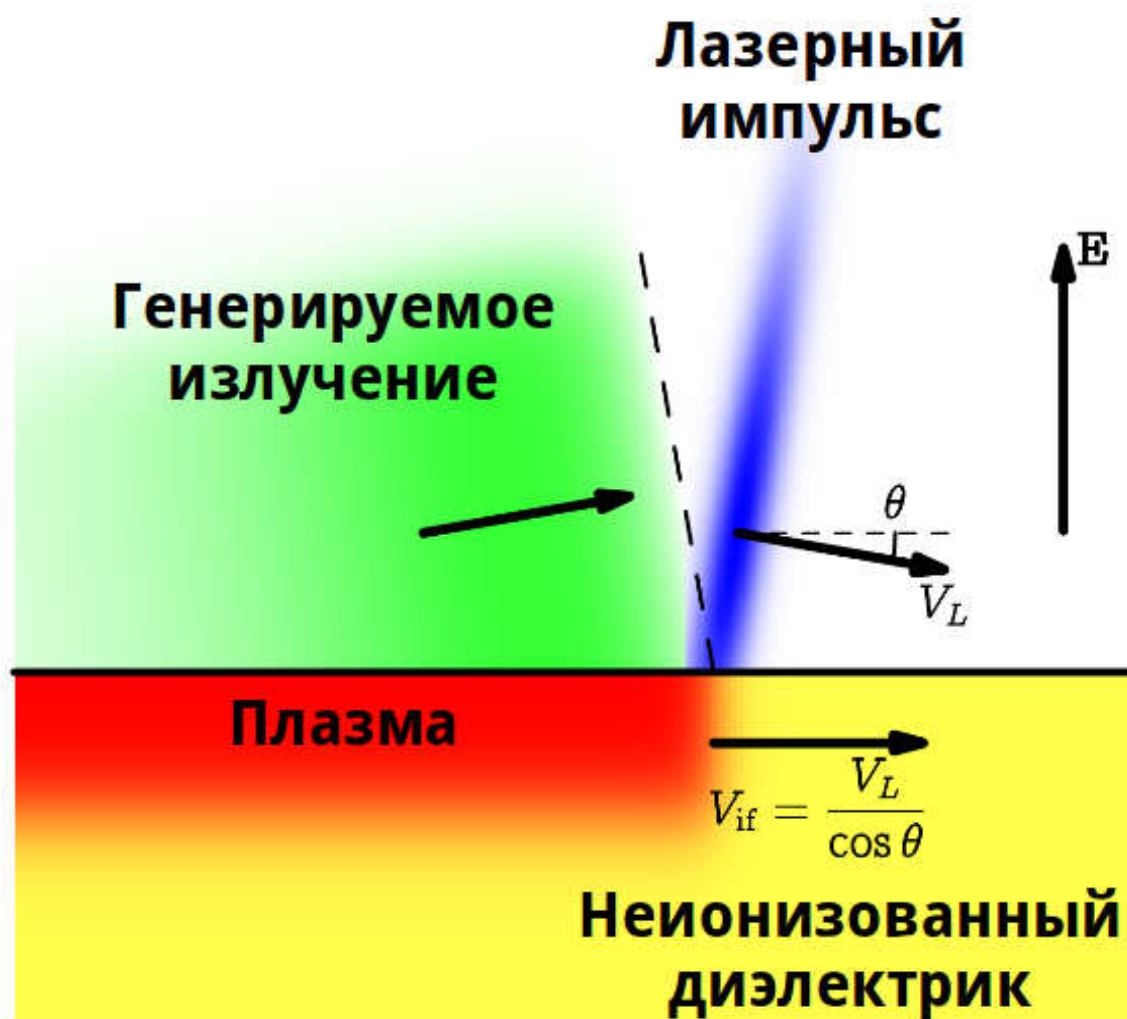


Рисунок 1.1 — Экспериментальная схема генерации терагерцового излучения.

При этом мы предполагаем, что один из поперечных размеров создаваемого ионизационного фронта значительно превышает другой, так что ионизационный фронт имеет вид узкой полосы. Эти поперечные размеры могут определяться размерами ионизируемой среды (размерами газовой струи или твердотельного образца, глубиной проникновения ионизирующего излучения в среду) и поперечными размерами ионизирующего лазерного пучка. Кроме этого оба этих размера, равно как и все остальные пространственные масштабы задачи, такие как длина волны генерируемого излучения, мы полагаем малыми по сравнению с длиной L , на которой движется ионизационный фронт. Эта длина определяется поперечным размером ионизирующего лазерного импульса в плоскости падения, делённым на $\sin \theta$. Таким образом, мы можем пренебречь зависимостью от одной из поперечных координат и влиянием торцов (продольных границ образующейся плазмы). Кроме этого мы пренебрежём конечностью времени создания плазмы, считая, что оно порядка длительности лазерного импульса и много меньше характерного времени изменения преобразуемого поля в плазме. Разницу времен прихода ионизирующего излучения на разных глубинах внутри ионизируемой среды мы также считаем малой по сравнению с характерным временем изменения преобразуемого поля. То есть мы предполагаем, что ионизация происходит мгновенно и одновременно во всех точках плоскости, перпендикулярной направлению распространения ионизационного фронта.

Таким образом, плоский ионизационный фронт, $z = V_{ift}t$, движется вдоль оси z декартовой системы координат в присутствии внешнего статического электрического поля \mathbf{E}_e . Это внешнее электрическое поле направлено вдоль оси x перпендикулярно направлению распространения ионизационного фронта. В области перед ионизационным фронтом, $z > V_{ift}t$, среда неионизована и однородна вдоль направлений y и z и имеет диэлектрическую проницаемость $\epsilon_0 = \epsilon_0(x) \geq 1$. Внешнее поле также однородно вдоль направлений y и z , так что $\mathbf{E}_e = \mathbf{E}_e(x) \mathbf{x}_0 = D_e/\epsilon_0(x) \mathbf{x}_0$, где \mathbf{x}_0 — единичный орт, направленный вдоль оси x , а D_e — индукция внешнего электрического поля, которая не зависит от пространственных координат и времени. На ионизационном фронте мгновенно образуется плазма с поперечным распределением плотности $N(x)$. Это распределение не зависит от координат y и z и остаётся в дальнейшем постоянным, так что позади ионизационного фронта формируется плоский плазменный слой. Таким образом, мы пренебрегаем

процессами потери носителей вследствие рекомбинации, диффузии и прилипания электронов в газах и захватом носителей на примесях и дефектах в полупроводниках, так как предполагаем, что характерные времена этих процессов значительно больше, чем время трансформации внешнего поля. Рассматриваемый в настоящей работе подход применим для произвольно заданных поперечных профилей плотности плазмы $N(x)$ и профилей диэлектрической проницаемости неионизованной среды $\epsilon_0(x)$. При рассмотрении конкретных примеров мы специфицируем эти функции. Мы рассматриваем профили плотности $N(x)$ с ограниченным носителем, так что $N(x) \equiv 0$ при $|x| > a_0$.

Для расчёта электромагнитных полей генерируемого излучения \mathbf{E} и \mathbf{B} в области позади ионизационного фронта мы используем уравнения Максвелла и уравнение для плотности тока рождённых свободных носителей \mathbf{j} в холодной плазме:

$$\nabla \times \mathbf{B} = (4\pi/c) \mathbf{j} + (\epsilon_0/c) \partial \mathbf{E} / \partial t, \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = - (1/c) \partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (1.2)$$

$$\partial \mathbf{j} / \partial t + \nu \mathbf{j} = (Ne^2/m_{\text{eff}}) \mathbf{E}, \quad (1.3)$$

где c — скорость света в вакууме, $e = |e|$ — заряд электрона, m_{eff} — эффективная масса носителей заряда, ν — частота столкновений носителей. В случае газовой плазмы эффективная масса m_{eff} равна массе электронов (мы пренебрегаем движением тяжёлых ионов в силу малости рассматриваемых времён), в случае твёрдого тела она равна приведённой массе носителей разного знака (либо массе носителей с большим временем жизни, если время жизни носителей другого знака значительно меньше рассматриваемых времён). Мы пренебрегаем временной дисперсией, вызванной движением связанных зарядов (ионов и связанных электронов), считая её малой на рассматриваемых невысоких частотах. Полагая плазму холодной и пренебрегая пространственной дисперсией, мы считаем, что как толщина слоя, так и длина волны генерируемого излучения велики по сравнению с радиусом Дебая в плазме. Пользуясь линейным уравнением для плотности электронного тока, мы считаем скорость электронов не очень большой, так что можно пренебречь гидродинамическими и релятивистскими нелинейностями в газовой плазме и зависимостью массы от скорости в твердотельной плазме, равно как и действием магнитного поля на электроны. Большая значение длины распространения ионизационного фронта L позволяет искать решение уравнений (1.1)—(1.3) в виде

стационарной (бегущей) волны. В такой волне электрическое и магнитное поля и плотность тока свободных носителей зависят только от бегущего времени $\xi = t - z/V_{if}$ и координаты x . Так как скорость ионизационного фронта больше скорости света в неионизированной среде, то у фронта нет предвестников и в области перед фронтом, $\xi < 0$, электрическое поле равно \mathbf{E}_e , а магнитное нулевое. Для расчёта электромагнитных полей позади ионизационного фронта, $\xi > 0$, на ионизационном фронте, $\xi = 0$, задаются начальные условия для электрического и магнитного полей и плотности электронного тока в плазме. Эти условия соответствуют непрерывности электромагнитных полей во времени и отсутствию плотности электронного тока на ионизационном фронте:

$$\mathbf{E}(\xi = 0) = D_e/\varepsilon_0(x) \mathbf{x}_0, \quad (1.4)$$

$$\mathbf{B}(\xi = 0) = 0, \mathbf{j}(\xi = 0) = 0. \quad (1.5)$$

Задача дополняется условиями излучения при $|x| \rightarrow \infty$, эквивалентными требованиям принципа причинности: при $|x| > a_0 + (1/c^2 - 1/V_{if}^2)^{-1/2} \xi$ электрическое и магнитное поля не возмущены и равны начальным.

Вообще говоря, ионизирующий лазерный импульс может создавать на ионизационном фронте конечную остаточную плотность тока, которая должна учитываться в начальных условиях (1.5). Поскольку, однако, задача является линейной по начальным условиям, то излучение, индуцированное внешним электрическим полем, и излучение, связанное с ускорением рождённых электронов полями самого ионизирующего импульса, можно рассматривать независимо. Причиной появления остаточного тока может являться ускорение на ионизационном фронте рождённых электронов ponderomotorной силой или собственно электрическим полем предельно короткого малоциклового лазерного импульса.

Электрическое поле в начальном условии (1.4) возбуждает позади ионизационного фронта вытекающую *TM*-волну, в которой отличны от нуля только компоненты электрического поля E_x и E_z и компонента магнитного поля B_y . Мы применяем к исходной системе уравнений (1.1)—(1.3) преобразование Лапласа по переменной ξ с учётом начальных условий (1.4) и (1.5). После этого мы получаем систему уравнений, которая позволяет свести себя к уравнению для лапласовского изображения магнитного поля \tilde{B}_y :

$$\partial/\partial x ((1/\varepsilon) \partial \tilde{B}_y/\partial x) - (s^2/\varepsilon) \tilde{B}_y = (q/cV_{if}) (1 - \varepsilon_0/\varepsilon) E_e, \quad (1.6)$$

где q — переменная преобразования Лапласа, $\varepsilon(x) = \varepsilon_0(x) (1 + \omega_p^2(x)/(q^2 + \nu q))$ — диэлектрическая проницаемость, связывающая изображение вектора электрического смещения $\tilde{\mathbf{D}}$ и лапласовское изображение вектора напряжённости электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$: $\tilde{\mathbf{D}} = \varepsilon \tilde{\mathbf{E}}$, $\omega_p = (4\pi N e^2 / \varepsilon_0 m_{\text{eff}})^{1/2}$ — плазменная частота, $s^2 = q^2 (\varepsilon - c^2/V_{\text{if}}^2)/c^2$. Лапласовские изображения продольной \tilde{E}_z и поперечной \tilde{E}_x компонент электрического поля выражаются через \tilde{B}_y с помощью следующих выражений:

$$\tilde{E}_z = (c/q\varepsilon) \partial \tilde{B}_y / \partial x, \quad \tilde{E}_x = (c/\varepsilon V_{\text{if}}) \tilde{B}_y + \varepsilon_0 E_e / q\varepsilon. \quad (1.7)$$

Лапласовское изображение вектора плотности тока в плазме $\tilde{\mathbf{j}}$ связано в изображении вектора электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ следующим выражением:

$$\tilde{\mathbf{j}} = (\varepsilon_0 \omega_p^2 / 4\pi (q + \nu)) \tilde{\mathbf{E}}. \quad (1.8)$$

1.1.3 Методика и расчеты

В этом разделе мы приводим результаты исследования излучения, генерируемого ионизационным фронтом с резкими поперечными границами, таким что $N(x) \equiv N_0$ при $|x| \leq a$ и $N(x) \equiv 0$ при $|x| > a$. Мы будем рассматривать кусочно однородные профили начальной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_0(x)$: $\varepsilon_0 \equiv \varepsilon_+$ при $x > a$, $\varepsilon_0 \equiv \varepsilon_*$ при $|x| \leq a$ и $\varepsilon_0 \equiv \varepsilon_-$ при $x < -a$. Профили такого вида мы будем соотносить с различными физическими ситуациями, выбирая соответствующим образом параметры ε_+ , ε_- и ε_* . Случаю создания плоского слоя газовой плазмы соответствует $\varepsilon_+ = \varepsilon_- = \varepsilon_* = 1$. Фотоионизации приповерхностного слоя полупроводящего материала с ионной диэлектрической проницаемостью ε_i соответствуют $\varepsilon_+ = 1$, $\varepsilon_- = \varepsilon_* = \varepsilon_i > 1$. Предлагающийся подход применим и к ионизации тонкой плёнки фотопроводника. Это может быть свободная плёнка, $\varepsilon_+ = \varepsilon_- = 1$, или закреплённая на подложке, $\varepsilon_+ = 1 \neq \varepsilon_-$, в частности, $\varepsilon_- \rightarrow \infty$ отвечает металлической подложке (решение для плёнки, закреплённой на металлической подложке, может быть получено и из решения для свободной плёнки удвоенной толщины благодаря симметрии такой задачи относительно плоскости $x = 0$). Ионизируемая тонкая плёнка может быть расположена между двумя диэлектриками так, что $\varepsilon_+ = \varepsilon_- \neq 1$. В последнем случае накладываемое внешнее статическое электрическое поле может быть сосредоточено внутри диэлектриков, где величина пробойного поля выше, чем в газах, и достигать вследствие этого больших значений.

Мы решаем уравнение (1.6) в однородных областях: $x > a$, $|x| < a$ и $x < -a$. Условия излучения при $|x| \rightarrow \infty$ позволяет выбросить одну из двух экспонент в общем решении уравнения (5.6) в областях $x > a$ и $x < -a$. После этого изображение магнитного поля может быть записано как

$$\tilde{B}_y = A_+ \exp(-s_+(x - a)), \quad x > a, \quad (1.9)$$

$$\tilde{B}_y = \tilde{B}_0 + F \sinh s_p x / \sinh s_p a + G \cosh s_p x / \cosh s_p a, \quad |x| \leq a, \quad (1.10)$$

$$\tilde{B}_y = A_- \exp(s_-(x - a)), \quad x < -a. \quad (1.11)$$

Здесь $\epsilon_p = \epsilon_* (1 + \omega_{p0}^2 / (q^2 + \nu q))$ — диэлектрическая проницаемость плазмы в слое $|x| < a$, $s_{+, -} = q (\epsilon_{+, -} - c^2 / V_{if}^2)^{1/2} / c$ — значения s в однородных областях $x > a$, $x < -a$ и $|x| < a$, $\omega_{p0} = (4\pi N_0 e^2 / \epsilon_0 m_{eff})^{1/2}$, A_+ , A_- , F и G — некоторые функции переменной преобразования Лапласа q , не зависящие от координаты x ,

$$\tilde{B}_0 = -(q/c V_{if} s_p^2) (\epsilon_p / \epsilon_* - 1) D_e. \quad (1.12)$$

Решение уравнения (5.6) должно удовлетворять граничным условиям на поверхностях разрыва $|x| = a$. Эти граничные условия следуют из требования непрерывности тангенциальных электрического и магнитного полей и сводятся к непрерывности \tilde{B}_y и $(1/\epsilon) \partial \tilde{B}_y / \partial x$. Для удовлетворения этих условий необходимо, чтобы

$$A_{\pm} = (\tilde{B}_0 s_p / \Delta \epsilon_p) ((s_{\pm} / \epsilon_{\pm}) \tanh s_p a + s_p / \epsilon_p), \quad (1.13)$$

$$F = (\tilde{B}_0 s_p / 2 \Delta \epsilon_p) (s_- / \epsilon_- - s_+ / \epsilon_+) \tanh s_p a, \quad (1.14)$$

$$G = -(\tilde{B}_0 / 2 \Delta) (2 s_- s_+ / \epsilon_- \epsilon_+ + (s_p / \epsilon_p) (s_- / \epsilon_- + s_+ / \epsilon_+) \coth s_p a), \quad (1.15)$$

где

$$\Delta = (s_p / \epsilon_p)^2 + s_- s_+ / \epsilon_- \epsilon_+ + (s_p / \epsilon_p) (s_- / \epsilon_- + s_+ / \epsilon_+) \coth 2 s_p a. \quad (1.16)$$

Выражения (5.13)—(5.16) существенно упрощаются в симметричном случае, когда $\epsilon_+ = \epsilon_-$. Тогда $F = 0$,

$$A_+ = A_- = (\tilde{B}_0 s_p / \Delta' \epsilon_p), \quad (1.17)$$

$$G = -(\tilde{B}_0 s_+ / 2 \Delta' \epsilon_+) \coth s_p a, \quad (1.18)$$

$$\Delta' = s_p / \epsilon_p + (s_+ / \epsilon_+) \coth s_p a. \quad (1.19)$$

С помощью полученных изображений полей можно найти спектр излученных создавшимся плазменным слоем электромагнитных импульсов и совокупную излученную энергию. Спектральные плотности энергии, излученной в

положительном, w_+ , и отрицательном, w_- , направлениях оси x , на единицу площади плазменного слоя даются выражением

$$w_{\pm}(\omega) = \pm(c/8\pi^2 \epsilon_{\pm}) (\epsilon_{\pm} - c^2/V_{if}^2)^{1/2} |A_{\pm}(q = i\omega)|^2. \quad (1.20)$$

Полные энергии, излучённые в положительном и отрицательном направлениях, получаются интегрированием по всем частотам: $W_{\pm} = \int_{-\infty}^{\infty} w_{\pm}(\omega) d\omega$. Аналитически найти интегралы для энергий W_{\pm} чрезвычайно сложно, однако в случае $v = 0$ возможно найти полную излучённую энергию $W_{\text{rad}} = W_+ + W_-$ простым образом, воспользовавшись теоремой Пойнтинга:

$$\partial u / \partial t + \nabla \mathbf{S} = \partial / \partial \xi (u - S_z / V_{if}) + \partial S_x / \partial x = 0, \quad (1.21)$$

где $u = (\epsilon_0 \mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2) / 8\pi + 2\pi \mathbf{j}^2 / \epsilon_0 \omega_p^2$ — объёмная плотность энергии, включающей энергию электромагнитного поля и кинетическую энергию движения носителей, $\mathbf{S} = (c/4\pi) \mathbf{E} \times \mathbf{B}$ — вектор Пойнтинга. Мы интегрируем выражение (1.21) по x и ξ , После чего получаем:

$$W_{\text{rad}} = \int_{-a}^a (S_z / V_{if} - u) dx \Big|_{\xi=0}^{\xi=\infty}. \quad (1.22)$$

Для того чтобы воспользоваться последней формулой, необходимо знать значения объёмной плотности энергии u и продольной компоненты вектора Пойнтинга при $\xi \rightarrow \infty$. Из найденных изображений полей и токов, используя свойства преобразования Лапласа, можно найти значения полей и токов, при $\xi \rightarrow \infty$ внутри слоя $|x| < a$: $E_x = E_z = 0, j_x = 0$,

$$B_y = -(V_* D_e / V_{if} \epsilon_*^{1/2}) (1 - \cosh(\omega_{p0} x / V_*) / \cosh(\omega_{p0} a / V_*)), \quad (1.23)$$

$$j_z = (\omega_{p0} V_* D_e / 4\pi V_{if}) \sinh(\omega_{p0} x / V_*) / \cosh(\omega_{p0} a / V_*), \quad (1.24)$$

где $V_* = c / \epsilon_*^{1/2}$ — скорость электромагнитных волн (на невысоких частотах) в неионизованном центральном слое, $|x| < a$. Из уравнений (1.22)—(1.24) получаем, что

$$W_{\text{rad}} = (1 - (V_* / V_{if})^2 (1 - \text{th}(\omega_{p0} a / V_*) / \omega_{p0} a / V_*)) W_0, \quad (1.25)$$

где $W_0 = D_e^2 a / 4\pi \epsilon_*$ — изначально запасённая энергия на единицу площади слоя.

Таким образом, изначально запасённая при ионизации энергия на единицу площади слоя W_0 в отсутствие столкновений расходуется на излучение электромагнитных волн и на генерацию в плазме статического продольного тока и согласованного с ним магнитного поля в соответствии с выражениями (1.23) и (1.24), а полная излучённая энергия на единицу площади слоя W_{rad} оказывается всегда меньше запасённой энергии W_0 даже в отсутствие каких-либо внутренних потерь.

Энергия, затраченная на генерацию статического продольного тока и магнитного поля тем больше, чем больше безразмерная полутолщина слоя $\omega_{p0}a/V_*$ и чем меньше скорость ионизационного фронта V_{if} . Изначально запасённая энергия может практически полностью перейти в энергию статического тока и магнитного поля, если скорость ионизационного фронта близка к скорости света в неионизованном центральном слое, $V_{if} - V_* \ll V_*$, а ионизируемый слой является достаточно толстым, $\omega_{p0}a/V_* \gg 1$, при этом в соответствии с формулой (1.25) $W_{rad} = (1 - (V_*/V_{if})^2) W_0 \ll W_0$. В случае достаточно тонкого плазменного слоя, $\omega_{p0}a/V_* \ll 1$, наоборот, почти вся запасённая энергия излучается в виде электромагнитных волн, $W_{rad} = W_0$.

Обратим внимание, что формула (1.25) применима лишь тогда, когда можно пренебречь всеми внутренними потерями в плазме, в том числе столкновениями, то есть тогда, когда все характерные времена внутренних потерь велики по сравнению со временами радиационных потерь (то есть длительностью генерируемого электромагнитного импульса в отсутствие внутренних потерь). В частности, формула (5.25) даёт совершенно неправильный результат при предельном переходе $V_{if} \rightarrow \infty$. При $V_{if} = \infty$, то есть в случае, когда ионизация всего слоя происходит мгновенно, решением поставленной задачи является возбуждение неизлучающего плазменного колебания внутри плазменного слоя, $E_x = E_e$ при $|x| > a$ и $E_x = E_e \cos \omega_{p0}t$ при $|x| < a$, $B_y = E_z = 0$. При этом излучённая энергия естественным образом равна нулю в противоречии с формулой (1.25). Это противоречие связано с тем, что при $V_{if} \rightarrow \infty$ радиационные потери уменьшаются и стремятся к нулю, а время высвечивания электромагнитного импульса из плазмы соответственно неограниченно увеличивается. Таким образом, при учёте любых внутренних потерь, например, столкновений, излучённая энергия уменьшается и стремится к нулю при неограниченном увеличении скорости ионизационного фронта V_{if} . То же самое касается предельных переходов $\omega_{p0} \rightarrow 0$ и $\varepsilon_{+,-} \rightarrow \infty$. Последний соответствует ионизации слоя, заключённого между двух металлических плоскостей. В этом случае энергия, излучённая за любое конечное время, также стремится к нулю, несмотря на то что правая часть формулы (1.25) вообще не зависит от $\varepsilon_{+,-}$. Отметим, что все эти предельные переходы корректны для найденных изображений полей и токов (1.7)—(1.19) и их оригиналов, хотя и некорректны для формулы (1.25); предельный переход $\varepsilon_- \rightarrow \infty$ при фиксированном ε_+ возможен и для формулы (1.25). Согласно формуле

(1.25) излучённая энергия W_{rad} есть убывающая функция плазменной частоты ω_{p0} и растущая функция скорости ионизационного фронта V_{if} . В соответствии со сказанным выше в этом абзаце учёт столкновений или других внутренних потерь приводит к тому, что излучённая энергия становится немонотонной функцией плазменной частоты и скорости ионизационного фронта (при фиксированных остальных параметрах задачи) и имеет оптимум при определённых значениях этих параметров.

Также следует отметить, что столкновения могут приводить как к уменьшению, так и к увеличению совокупной излучённой энергии. Энергия, переходящая в статическое магнитное поле (1.23) и ток (1.24), при учёте столкновений частично диссипирует в плазме и частично излучается в виде электромагнитных волн в окружающее пространство. За счёт этих волн полная излучённая энергия может увеличиться, несмотря на то, что столкновения приводят к диссипации энергии в плазме. Спектр этого возникающего вследствие столкновений излучения имеет максимум на нулевой частоте и ширину порядка частоты столкновений и может существенно отличаться от спектра излучения в отсутствие столкновений.

Изображения полей и токов существуют для всех значений переменной преобразования Лапласа q , таких что $\text{Re } q > 0$, и в рассматриваемом кусочно-однородном случае допускают однозначное аналитическое продолжение на всю комплексную плоскость переменной q . Эти аналитические продолжения также даются формулами (1.7)—(1.19) и являются регулярными функциями переменной q всюду, кроме счётного множества точек. При $\nu = 0$ это множество точек состоит из полюсов, при $\nu > 0$ это множество содержит также неизолированную особую точку $q = -\nu$, являющуюся предельной точкой для множества полюсов (точкой накопления). Таким образом, в отсутствие столкновений, при $\nu = 0$, можно использовать теорему разложения для обратного преобразования Лапласа, и записать зависящие от времени оригиналы полей и токов внутри плазменного слоя в виде рядов по полюсам аналитических продолжений их изображений:

$$\{\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{j}\} = \sum_{j=0}^{\infty} \text{res}_{q=q_j} \{\tilde{\mathbf{E}}, \tilde{\mathbf{B}}, \tilde{\mathbf{j}}\} \exp q\xi, \quad (1.26)$$

где $\tilde{\mathbf{B}}$ — изображение вектора магнитного поля, q_j — полюсы аналитических продолжений изображений полей и токов, пронумерованные в порядке убывания их модулей, res обозначает вычет в точке.

В общем случае множество полюсов может включать нули Δ как функции q , а также точку $q = 0$. Точка $q = 0$ является полюсом лишь для аналитических продолжений изображений магнитного поля и продольной компоненты плотности тока внутри центрального слоя, $|x| \leq a$. Соответствующие вычеты в точке $q = 0$ являются постоянными во времени и даются выражениями (1.23) и (1.24). Эти вычеты являются единственными неубывающими при $\xi \rightarrow \infty$ слагаемыми в (1.26). Все остальные полюсы имеют отрицательную действительную часть, а соответствующие им вычеты являются убывающими во времени функциями. Точки $q = \pm\omega_{p0}$, в которых $\varepsilon_p = 0$, полюсами не являются, а неизлучающего неисчезающего колебания точно на плазменной частоте не возбуждается в отличие от того, как этого можно было бы ожидать. В несимметричном случае, $\varepsilon_+ \neq \varepsilon_-$, все нули Δ являются полюсами аналитических продолжений полей и токов, в симметричном случае же, $\varepsilon_+ = \varepsilon_-$ лишь часть нулей Δ суть полюсы, но все нули Δ' являются ими. Ситуацией общего положения является отсутствие полюсов порядка выше единицы, однако при определённой комбинации значений параметров возможно наличие полюса второго порядка.

Отдельные слагаемые в сумме (1.26) соответствуют чётным вытекающим *TM*-волнам, которые могут распространяться вдоль плазменного слоя с фазовой скоростью, равной V_{if} . Частоты этих волн сложным образом зависят от параметров a , V_{if} и $\varepsilon_{+, -, *}$, так что спектры генерируемого излучения могут существенно меняться даже при незначительном изменении данных параметров, что представляет интерес в связи с возможностью построения перестраиваемых источников излучения. В качестве примера на рисунке 1.2 показана спектральная плотность излучённой энергии $w_+ + w_-$ для разных значений угла θ , то есть для разных значений V_{if} . Здесь рассмотрена приповерхностная ионизация GaAs, $\varepsilon_* = \varepsilon_- = 12.9$, $\varepsilon_+ = 1$, $\omega_{p0} = 2 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\nu = 5 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $D_e = 200 \text{ кВ/см}$, $a = 3 \text{ мкм}$. В этом случае положение спектрального максимума лежит в терагерцовом диапазоне частот около плазменной частоты или ниже её в зависимости от θ , и спектр может легко перестраиваться при простом изменении этого угла. Излучённая энергия W_{rad} может быть оценена как 7 нДж/см^2 при $\theta = 15^\circ$.

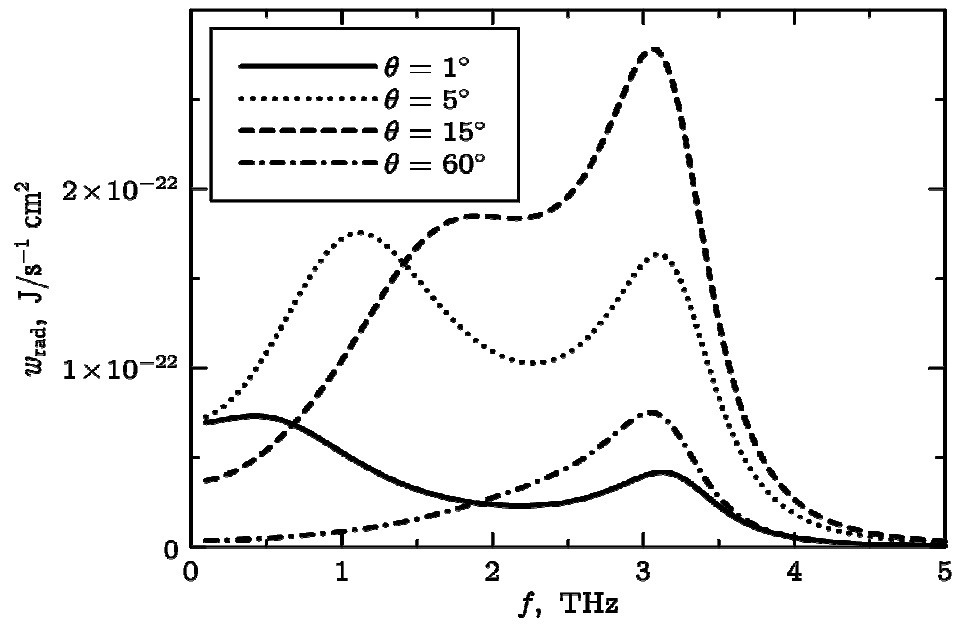


Рисунок 1.2 — Спектральная плотность излучённой энергии для разных значений угла скольжения.

2 Результаты экспериментальных исследований

2.1 Проведение исследований экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры, обработка данных

2.1.1 Введение

Перспективным материалом для оптико-терагерцовой конверсии фемтосекундных лазерных импульсов является кристалл ниобата лития (LiNbO_3). Его нелинейный коэффициент в 2.5 раза больше чем у другого популярного кристалла ZnTe . Ширина запрещенной зоны у ниобата лития равна 4.8 эВ, и, как следствие, в таком кристалле отсутствует двухфотонное поглощение излучения титан-сапфирового лазера. Однако в данном кристалле отсутствует фазовый синхронизм между лазерной накачкой и терагерцовым излучением: показатель преломления кристалла в терагерцовой области частот более чем в 2 раза превышает показатель преломления в оптической области. Кроме того, LiNbO_3 обладает сильным поглощением на терагерцовых частотах при комнатной температуре ($\sim 16\text{-}170 \text{ см}^{-1}$ при частотах 1-2.5 ТГц).

Чтобы компенсировать отсутствие синхронизма в LiNbO_3 была предложена схема, основанная на использовании периодически поляризованного ниобата лития (PPLN) [5, 6]. Таким образом, действительно, удастся повысить энергию терагерцового излучения, но за счет генерации длинных лазерных импульсов, обладающих узким спектром. Другой перспективной схемой генерации терагерцового излучения в LiNbO_3 является использование лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности [7]. В такой схеме возможно генерировать короткие ТГц импульсы большой энергии (несколько десятков мкДж), но при использовании лазерной накачки большой энергии (несколько десятков мДж) [8-11]. Типичная эффективность оптико-терагерцовой конверсии в данной схеме $10^{-4} - 10^{-3}$. Недостаток данной схемы – быстрое расплывание лазерного импульса накачки из-за скоса фронта интенсивности. Кроме того, сильное поглощение в кристалле ниобата лития не дает возможности генерировать высокочастотные ТГц импульсы (более 1.5 ТГц) при комнатной температуре.

Наиболее простой способ достичь синхронизма в кристалле LiNbO_3 – использовать механизм черенковского излучения [12]. Для генерации черенковского излучения оптический импульс должен быть сильно сфокусирован (в размер меньше длины терагерцовой волны) хотя бы в одном направлении. Фокусировка в линию имеет преимущества по сравнению с фокусировкой в точку. Действительно, при фокусировке лазерной накачки в линию возможно повышать энергию ТГц излучения за счет увеличения длины линии, кроме того генерируемый черенковский клин удобнее для практических приложений нежели черенковский конус, генерируемый при точечной фокусировке. В первых работах по генерации черенковского ТГц излучения использовались кристаллы LiNbO_3 специальной геометрии для вывода черенковского конуса. Однако ввиду сильного терагерцового поглощения в кристалле, лишь небольшая часть сгенерированного излучения достигала выходной границы. Для увеличения выхода было предложено использовать кремниевую призму, обладающую малым поглощением в терагерцовой области [13]. Лазерное излучение фокусировалось около боковой границы кристалла, где была приложена кремниевая призма. Черенковский конус, сгенерированный в LiNbO_3 быстро покидал кристалл и распространялся в кремнии до выхода в вакуум.

Для дальнейшего усовершенствования черенковской схемы было предложено использовать сэндвич-структуру с тонкой (~ 50 мкм) сердцевиной из ниобата лития [14]. В этой схеме, во-первых, минимизируется поглощение терагерцового излучения, во-вторых, формируется оптический волновод для длительного распространению сильнофокусированного лазерного излучения и формирования длинного черенковского клина, в-третьих, используется линейная фокусировка оптической накачки для генерации черенковского клина. Экспериментальная проверка схемы продемонстрировала высокую эффективность конверсии около 0.1% при энергии лазерной накачки несколько десятков микроджоулей [15]. Однако, в данном эксперименте использовалась сэндвич-структура с подложкой из стекла К8. В результате только одна часть черенковского клина высвечивалась через кремниевую призму, вторая часть - поглощалась в этой подложке. Для того, чтобы избежать поглощения в подложке, было предложено использовать подложку, полностью отражающую одну часть черенковского клина [16]. В качестве такой подложки можно использовать металлическую пластину с воздушным зазором между ниобатом

лития и металлом. Как показано в работе [16] путем изменения толщины воздушного зазора можно контролировать спектр генерируемого ТГц излучения.

На данном этапе проекта проведена экспериментальная проверка теоретических предсказаний работы [16], а также исследовано влияние частотной модуляции лазерного импульса на эффективность оптико-терагерцовой конверсии.

2.1.2 Описание экспериментальной установки

Схема эксперимента генерации терагерцового излучения в сэндвич-структуре с металлической подложкой приведена на рисунке 2.1. В качестве лазерной накачки была использована коммерческая Ti:Sapphire лазерная система, генерирующая лазерные импульсы с длительностью 50 фс (по полувысоте интенсивности), центральной длиной волны 785 нм и частотой повторения 1 кГц. Данная система способна обеспечить генерацию лазерных импульсов с энергией порядка 2-3 мДж. Для проведения экспериментальных исследований энергия лазерного излучения была уменьшена с помощью поляризационного аттенюатора и варьировалась от 1 до 100 мкДж.

Для измерения временного профиля и спектра терагерцового импульса был использован известный метод электрооптического стробирования. Лазерный пучок разделялся на две части (см. рисунок 2.1(a)). Одна часть через линю задержки и поляризационный аттенюатор фокусировалась цилиндрической линзой в сэндвич-структуру для генерации ТГц излучения. Слой ниобата лития в сэндвич-структуре (изготовленной в ходе второго этапа проекта) имел размеры 10.5x10 мм и толщину 30 мкм. Фокусное расстояние цилиндрической линзы, равное 10 см, выбиралось для оптимального ввода лазерного излучения в слой ниобата лития, при этом поперечный размер лазерного пучка в фокусе (по полувысоте) был в 2 раза меньше толщины слоя. Вторая часть оптического пучка использовалась в качестве зондирующего импульса. Сгенерированное в сэндвич-структуре ТГц излучение фокусировалось в кристалл ZnTe толщиной 50 мкм внеосевой параболой с фокусным расстоянием 8 см. В этот же кристалл фокусировалось зондирующее излучение длиннофокусной линзой (~ 50 см). При совместном распространении в кристалле терагерцового и оптического импульсов в оптическом излучении наводилась деполяризация пропорциональная такому значению терагерцового поля, где эти два импульса перекрываются в ZnTe.

На выходе из кристалла ZnTe первоначально линейно поляризованный лазерный импульс приобретал эллиптическую поляризацию. Для измерения деполяризации оптическое излучение проходило через пластину $\lambda/4$, где линейная поляризация преобразовалась в циркулярную, и призму Волластона, где две взаимно перпендикулярные поляризации разделялись в пространстве. Мощность в каждой поляризации измерялась балансным детектором, состоящим из двух диодов. Разностный сигнал с этих двух диодов, измеряемый синхронным детектором, был пропорционален значению терагерцового поля.

Для измерения энергии терагерцового импульса использовалась ячейка Голея (см. рисунок 2.1(б)). Следует отметить, что ячейка Голея позволяет измерять мощность непрерывного излучения, при этом это довольно чувствительный прибор, способный измерять мощность на уровне десятков нВт. Для измерения энергии отдельного терагерцового импульса данный прибор был прокалиброван следующим образом. Поскольку ячейка Голея способна детектировать энергию в широком диапазоне электромагнитного спектра, в том числе энергию оптического излучения, то возможно вначале измерить чувствительность прибора в оптической области частот по известному значению энергии оптического импульса, а затем перенести калибровку в терагерцовую область по известному коэффициенту пропускания входного окна ячейки Голея. Для измерения чувствительности в ячейку Голея была отведена малая часть известной энергии фемтосекундного лазерного излучения за счет двукратного отражения от кварцевых клиньев. По известному коэффициенту отражения был рассчитан коэффициент ослабления (при двукратном отражении равный ~ 900) и рассчитана чувствительность в оптической и затем и в терагерцовой области, которая составила $1.4 \cdot 10^4$ В/Вт.

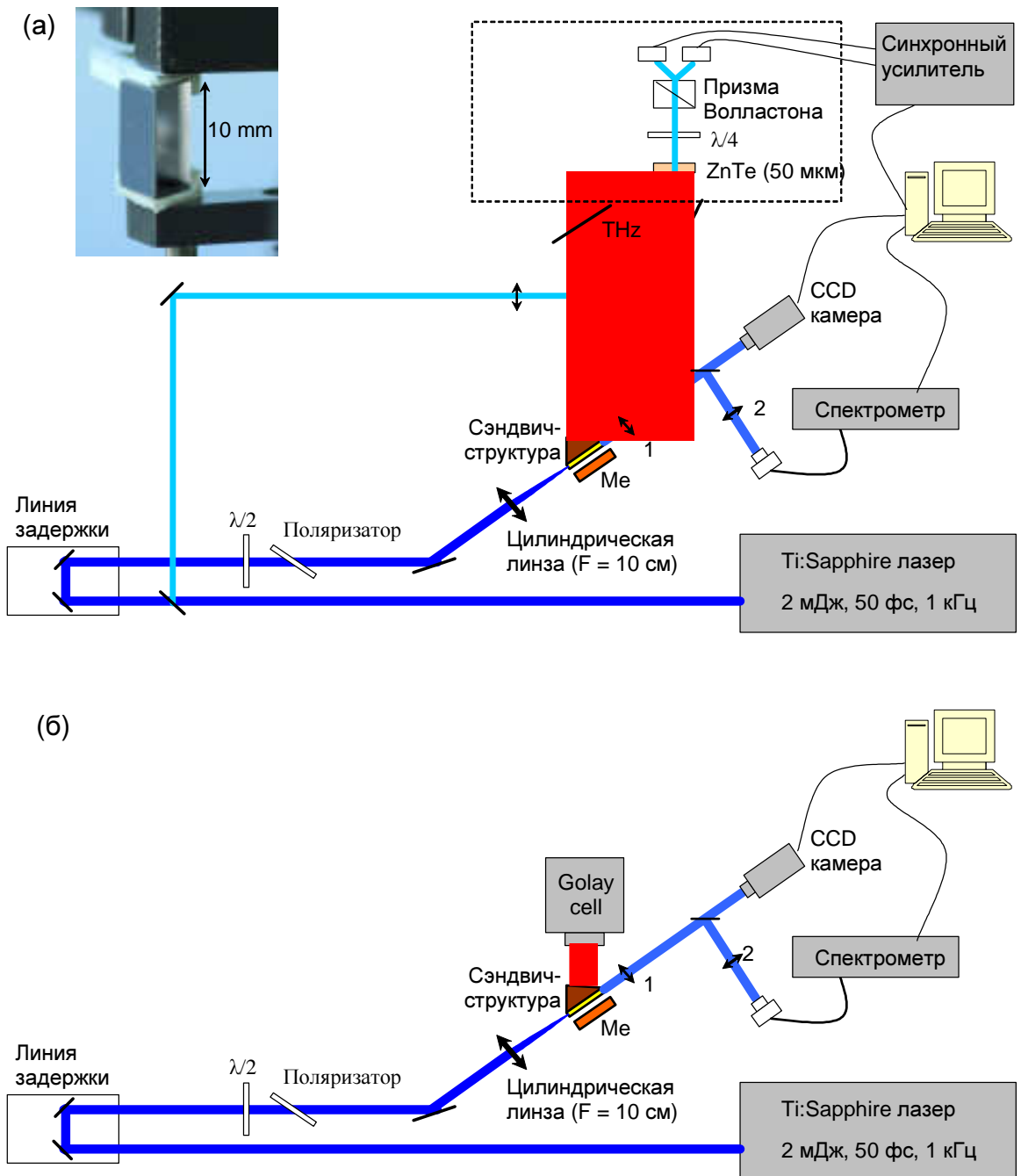


Рисунок 2.1 – Схема эксперимента по исследованию генерации терагерцового излучения в сэндвич-структуре с металлической подложкой. (а) Схема для измерения формы терагерцового импульса и его спектра. (б) Схема для мощности терагерцового излучения. В верхнем левом углу показана фотография сэндвич-структуры в зажиме.

Настройка точности фокусировки оптического излучения в сэндвич-структуру осуществлялась путем переноса изображения поперечного распределения пучка с входа в сэндвич-структуру на CCD камеру с помощью линзы 1. Вначале сэндвич-

структура выводилась из области распространению лазерного излучения. При вводе сэндвич-структуры назад в пучок линза 1 настраивалась так, чтобы изображение края сэндвича было резким. Затем структура выводилась из области лазерного пучка и путем перемещения цилиндрической линзой вдоль лазерного пучка подбиралось такое расстояние, чтобы изображение поперечного распределения лазерного пучка на CCD камере имело минимальный размер. При такой настройке фокус лазерного пучка совпадал с входом в сэндвич-структуру.

Для контроля распространения оптического излучения в сэндвич-структуре измерялось поперечное распределение интенсивности на выходе из ниобата-лития. Оптимальное распространение – когда возбуждается одна низшая волноводная мода в сэндвич-структуре. В этом случае минимизируются потери на высвечивание излучения через боковую поверхность пластины LiNbO_3 . При одномодовом возбуждении на выходе из LiNbO_3 поперечное распределение интенсивности на выходе должно иметь форму $\cos^2(x)$ (где x – поперечная координата). В ходе проведения эксперимента была проведена указанная выше настройка и достигнуто хорошее прохождение лазерного излучения через сэндвич-структуру (см. рисунок 2.2).

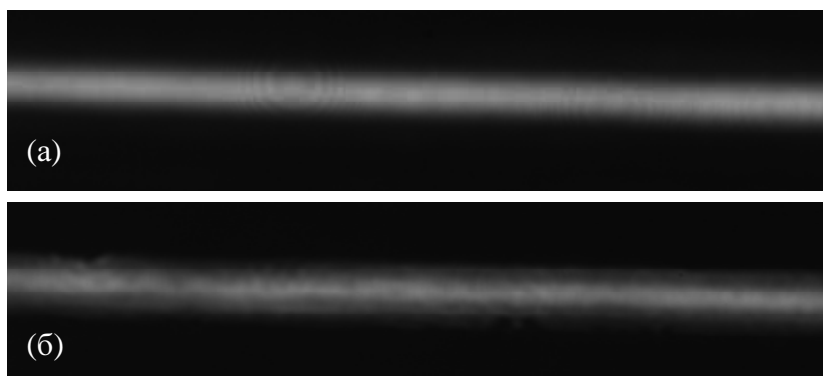


Рисунок 2.2 – Распределение интенсивности оптического излучения на (а) входе в сэндвич-структуру и (б) выходе из сэндвич-структуры.

Одной из основных целей эксперимента является исследование зависимости спектра генерации от положения металлической подложки. Для этого исследования была изготовлена металлическая пластина с полированной плоской поверхностью размером 12x11 мм. Пластина была расположена около свободной поверхности LiNbO_3 (где не была прикреплена кремниевая призма) и перемещалась

перпендикулярно поверхности с помощью микрометрического винта. Для контроля точности расположения металлической пластины, т.е. параллельности LiNbO_3 и металла использовались два эффекта. Первый заключался в том, что приближение металлической подложки приводило к увеличению энергии ТГц излучения (этот эффект был предсказан также ранее в теоретической работе [16]). Максимальная энергия достигается при параллельном расположении металла и LiNbO_3 . Вторым эффектом является то, что металлическая пластина является зеркалом и отражает оптическое излучение с выхода пластины LiNbO_3 . При сближении LiNbO_3 и металла поперечное распределение интенсивности с выхода LiNbO_3 и его отражение в металлической пластине также сближаются. Путем наблюдения их взаимного положения можно контролировать параллельность LiNbO_3 и металла.

В ходе эксперимента проводились исследования влияния длительности и знака частотной модуляции лазерного излучения на эффективность оптико-терагерцовой конверсии. Для увеличения длительности генерируемых лазером 50 фс импульсов изменялась эффективность их временной компрессии в самой лазерной системе. В результате на выходе из системы удавалось получить импульсы с большей длительностью и одновременно с частотной модуляцией с контролируемым знаком.

2.1.3. Результаты экспериментальных измерений

На рисунке 2.3 представлены результаты исследования модификации спектра и осциллограммы терагерцового поля в зависимости от ширины воздушного зазора между металлом и ниобатом лития (узкие провалы в спектре – следствие поглощения ТГц излучения на парах воды при распространении в воздухе от сэндвич-структуры до кристалла ZnTe). При приближении металлической пластины к LiNbO_3 увеличивается спектральная амплитуда низкочастотных компонент спектра (см. рисунок 2.3(a)). Одновременно происходит смещение локального минимума спектра от 1.8 ТГц до 1.4 ТГц. Наличие такого минимума обусловлено деструктивной интерференцией некоторых частотных компонент двух черенковских терагерцовых импульсов. Первый импульс излучается напрямую в кремниевую призму, второй импульс – после отражения от свободной поверхности LiNbO_3 .

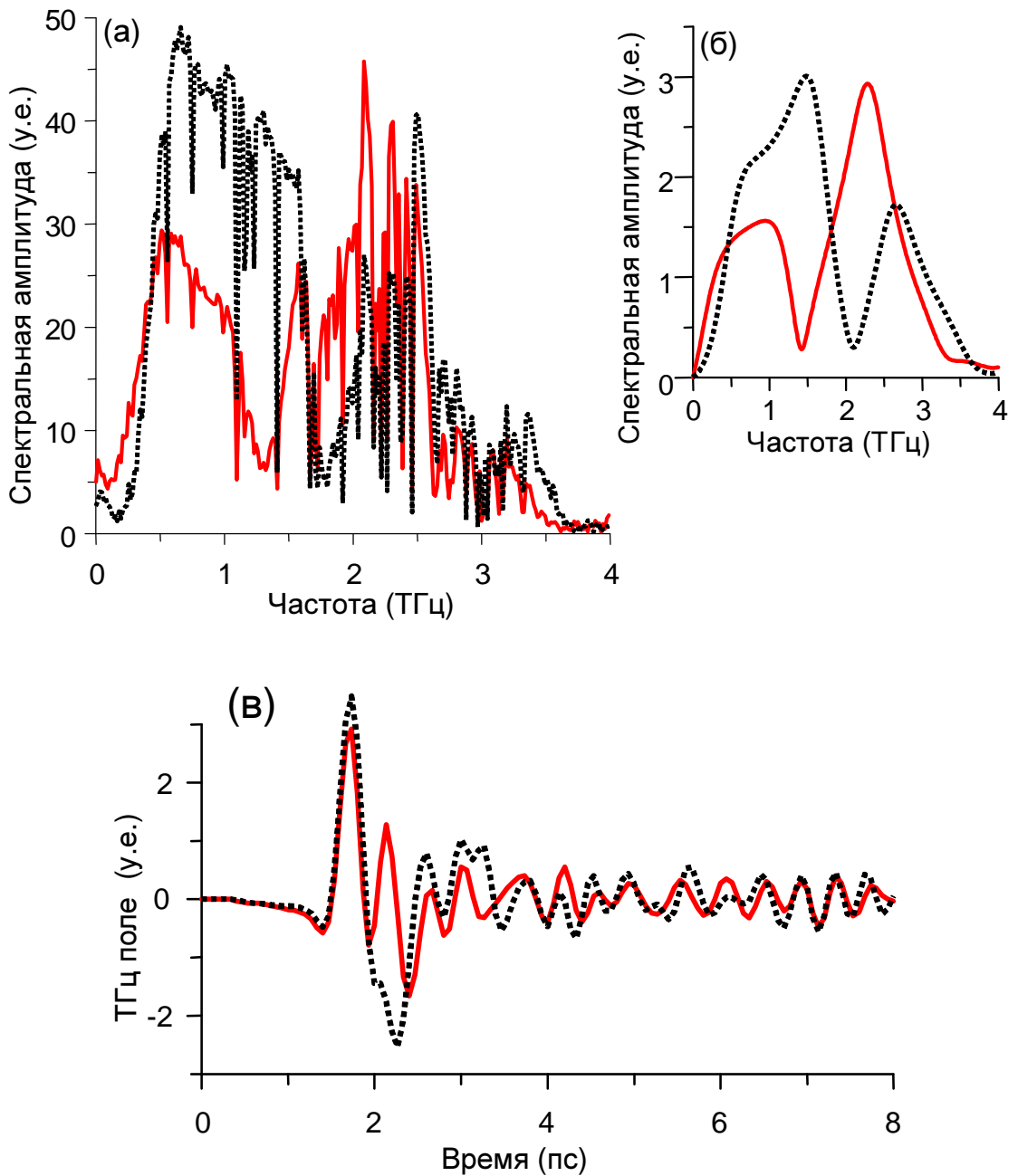


Рисунок 2.3 – (а) Экспериментальный и (б) теоретический спектры терагерцового импульса, генерируемого в сэндвич-структуре, когда металлическая пластина приближена вплотную к LiNbO_3 (точечная кривая) и когда металлическая подложка удалена на значительное расстояние (сплошная кривая). (в) Соответствующие спектру осциллограммы терагерцового поля.

То, что генерируемое терагерцовое излучение «чувствует» изменение положения подложки можно объяснить следующим образом. При нулевой толщине воздушного зазора (металл и LiNbO_3 сближены вплотную) фаза отраженного излучения сбивается на π , тогда как при отражении от границы LiNbO_3 -воздух (металл далеко отодвинут от LiNbO_3) сбой фазы отсутствует. Как результат, суммарный терагерцовый импульс, формируемый при интерференции прямого и отраженного черенковских клиньев, имеет разную форму (см. рисунок 2.3(в)) и соответственно спектр.

При сравнении экспериментального спектра (рисунок 2.3(а)) со спектром, рассчитанным на основе ранее разработанной теории [16] (рисунок 2.3(б)), наблюдается хорошее совпадение. Небольшое отличие в положении минимумов связано с возможной разнотолщинностью слоя ниобата лития (в пределах 30-35 мкм).

Как показало экспериментальное исследование, изменение спектра ТГц излучения наблюдалось лишь в узком диапазоне толщин воздушного зазора: от 0 до 10-20 мкм. То есть, при удалении металлической пластины на расстояние от 20 мкм и более спектр генерируемого излучения не изменялся. Этот факт говорит о том, что терагерцовое поле локализовано около пластины LiNbO_3 на расстоянии 10-20 мкм. Этот экспериментальный факт хорошо согласуется с теоретическим расчетом локализации поля 16 мкм для частоты 1.5 ТГц, рассчитанным в работе [16].

Исходя из измеренного спектра на рисунке 2.3(а) можно видеть, что энергия терагерцового излучения при нулевом расстоянии между металлом и LiNbO_3 больше, чем когда металлическая пластина удалена на значительное расстояние. Этот эффект был подтвержден прямым измерением терагерцовой энергии в зависимости от толщины воздушного зазора (см. рисунок 2.4). Действительно, в эксперименте при удалении металлической пластины от LiNbO_3 наблюдалось уменьшение энергии - на 20-25% при удалении на примерно 20 мкм. Этот эффект можно объяснить следующим образом. Как уже отмечалось выше, при приближении металла более эффективно генерируются низкочастотные компоненты терагерцового спектра. Эти частоты испытывают меньшее поглощение в LiNbO_3 по сравнению с высокочастотными компонентами, более эффективно генерируемыми при широком воздушном зазоре. Следовательно, детектируемая энергия должна увеличиваться при приближении металла к LiNbO_3 . На рисунке 2.4 показана теоретическая кривая,

рассчитанная на основании модели работы [16]. Наблюдается хорошее соответствие теоретических и экспериментальных результатов. Менее резкий спад экспериментального графика можно объяснить неточностью настройки параллельности металлической пластины и LiNbO_3 в эксперименте.

На рисунке 2.5 показана зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии лазерной накачки для случаев, когда металлическая пластина пододвинута вплотную к ниобату лития (металлическая подложка) и когда пластина отодвинута далеко от ниобата лития (в этом случае подложкой является воздух). Видно, что во всем диапазоне изменения энергии оптической накачки эффективность оптико-терагерцовой конверсии на 10-20% больше для случая металлической подложки. Насыщение эффективности на уровне 0.2-0.25% в обоих случаях достигается при 15-20 мкДж.

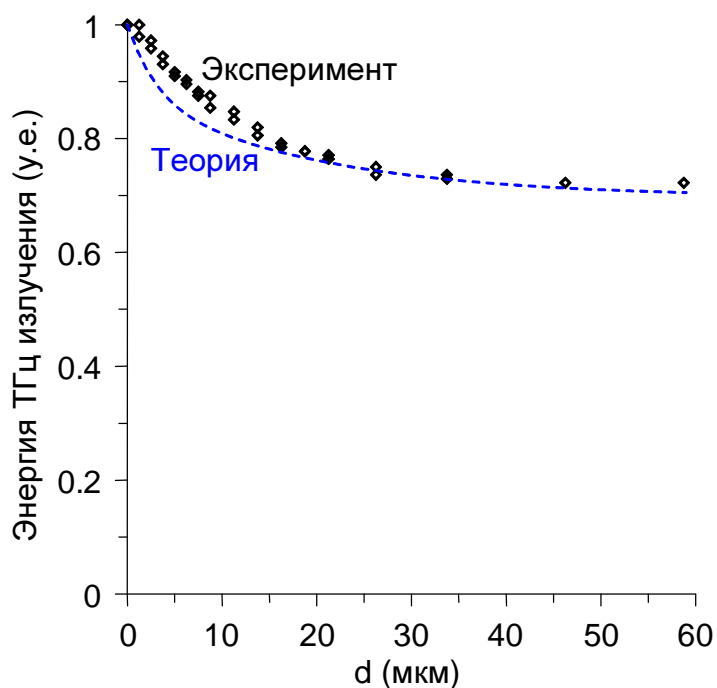


Рисунок 2.4 – Зависимость энергии терагерцового излучения от толщины воздушного зазора d . Ромбики – эксперимент. Пунктирная кривая – теоретический расчет. Длительность лазерного импульса 50 фс.

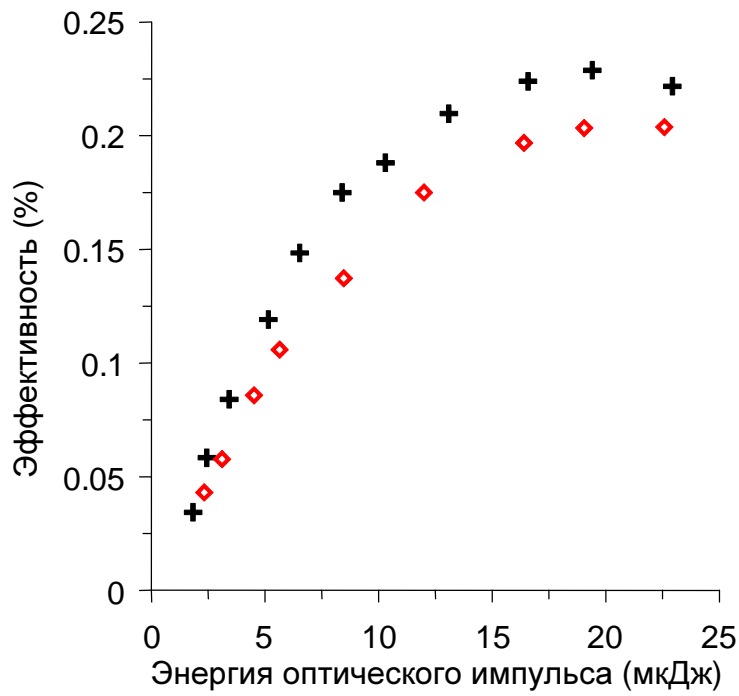


Рисунок 2.5 – Зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии лазерной накачки для металлической (крестики) и воздушной (ромбики) подложек. Длительность лазерного импульса 50 фс.

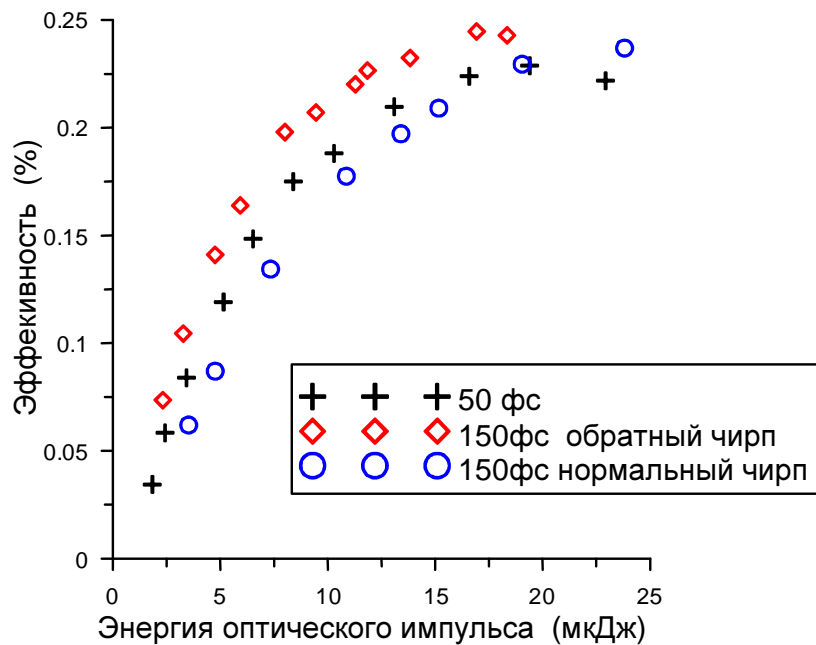


Рисунок 2.6 – Зависимость эффективности конверсии от энергии лазерной накачки при наличии металлической подложки и различной длительности лазерного импульса: крестики – 50 фс, ромбики – 150 фс с обратным чирпом, кружочки – 150 фс с нормальным чирпом.

В ходе эксперимента были проведены исследования влияния длительности и частотной модуляции лазерного импульса (чирпа) на эффективность оптико-терагерцовой конверсии. На рисунках 2.6 и 2.7 представлены результаты этих исследований. Было обнаружено, что удлинение лазерных импульсов за счет ввода частотной модуляции (чирпа) приводит к увеличению или уменьшению эффективности оптико-терагерцовой конверсии в зависимости от знака чирпа.

При малой энергии лазерной накачки (до насыщения, см. рисунки 2.6 и 2.7(a)) и длительности лазерного импульса 100-250 фс эффективность при обратном чирпе в 1.5-2 раза больше, чем при нормальном чирпе (нормальным чирп соответствует такой частотной модуляции, которая реализуется при распространении в диспергирующей среде с нормальной дисперсией). При увеличении длительности лазерного импульса различие эффективности между двумя знаками чирпа уменьшается (рисунок 2.7(a)). Максимальная эффективность при низкой энергии лазерного импульса достигается при длительности лазерного импульса около 100 фс.

При большой энергии накачки (рисунок 2.7(б)), когда достигается насыщение эффективности оптико-терагерцовой конверсии, эффективность почти не зависит от знака чирпа и длительности лазерного импульса в интервале 50-150 фс. При дальнейшем увеличении длительности эффективность уменьшается.

Для объяснения влияния длительности и знака чирпа лазерных импульсов на эффективность оптико-терагерцовой конверсии необходимо учесть дисперсию ниобата лития. На рисунке 2.8(a) приведена зависимость длительности лазерного импульса от пройденного расстояния внутри кристалла (расчет приведен в рамках линейной модели). Видно, что лазерный импульс с начальной длительностью 50 фс на выходе из кристалла имеет длительность около 220 фс. Чирпированные лазерные импульсы с начальной длительностью 100 фс обладают различным поведением в зависимости от знака чирпа. Лазерный импульс с нормальным чирпом удлиняется, когда как лазерный импульс с обратным чирпом вначале укорачивается, а лишь затем удлиняется. В результате средняя по длине кристалла длительность лазерных импульсов – различная. Для нечирпированного импульса с начальной длительностью 50 фс среднее значение равно 150 фс, для чирпированных импульсов с начальной длительностью 100 фс среднее значение равно 200 фс и 75 фс для нормального и обратного чирпа, соответственно.

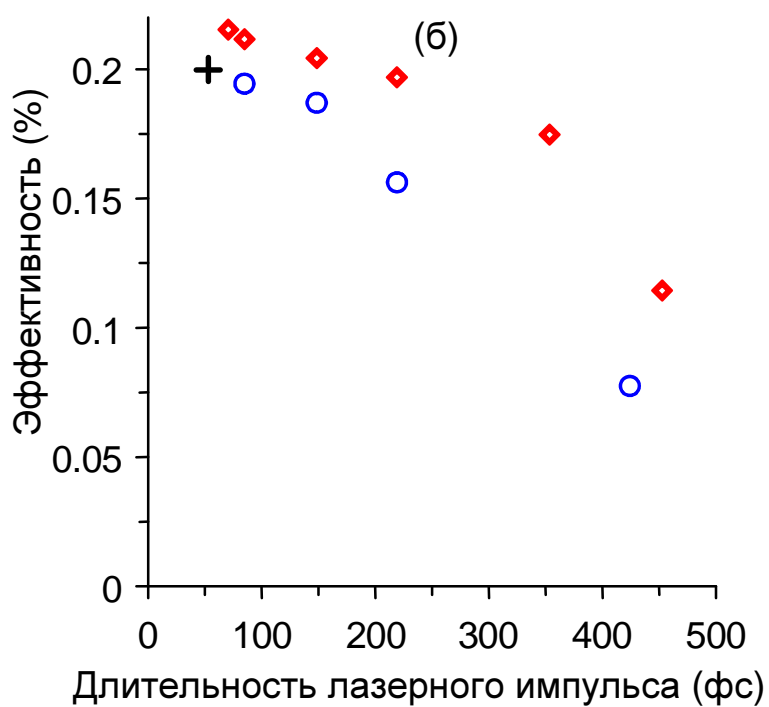
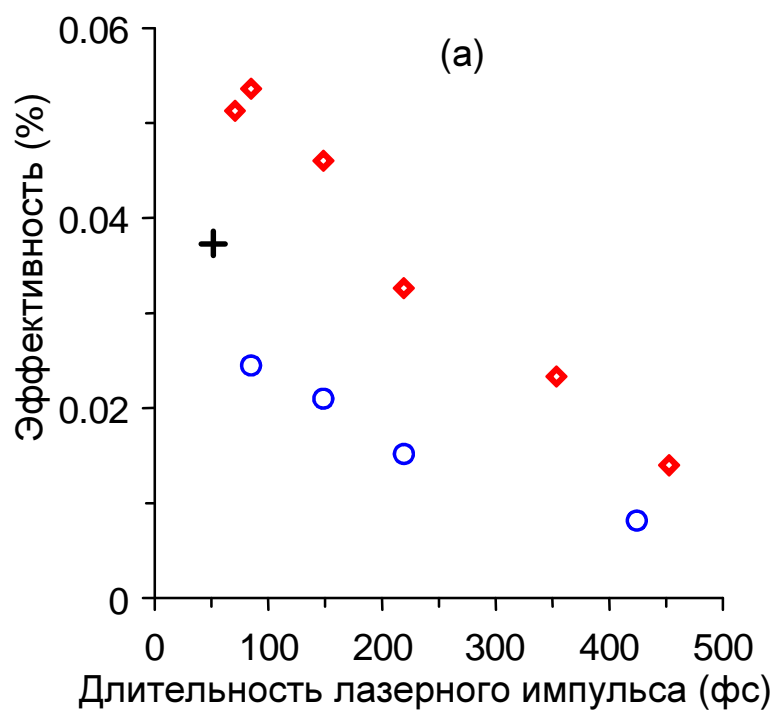


Рисунок 2.7 – Зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от длительности лазерного импульса при нормальном (кружочки) и обратном (ромбики) чирпе. Энергии лазерного импульса (а) 1.9 мкДж и (б) 18 мкДж.

Согласно развитой ранее (см. [14, 16]) теории генерации ТГц излучения в сэндвич-структуре в модели распространения накачки без искажений (из-за

дисперсионного расплывания, поглощения и т.п.) энергия терагерцового излучения W_{THz} пропорциональна следующему выражению:

$$W_{THz} \sim \frac{W_{opt}^2}{(\tau^2 + (a\delta / 2.4c)^2)^{3/2}}, \quad (2.1)$$

где W_{opt} – энергия лазерного импульса, τ – длительность лазерного импульса по полувысоте интенсивности, a – толщина слоя ниобата лития, c – скорость света в вакууме, $\delta = \sqrt{\varepsilon_{LN} - n_g^2}$, где ε_{LN} – диэлектрическая проницаемость ниобата лития на ТГц частоте, n_g – групповой индекс показателя преломления. Если учесть, что толщина слоя ниобата лития равна 30 мкм из (2.1) получим следующее выражение

$$W_{THz} \sim \frac{W_{opt}^2}{(\tau^2 + (190 fs)^2)^{3/2}}. \quad (2.2)$$

График выражения (2.2) приведен на рисунке 2.8(б). Для оценки влияния длительности лазерного импульса будем полагать, что при распространении в $LiNbO_3$ длительность не меняется и равна среднему значению, рассчитанному с учетом дисперсии среды. Отмечая на графике эти длительности (пунктирные вертикальные линии) можно сопоставить относительное изменение энергии. Как видно, при длительности 100 фс энергия ТГц излучения при обратном чирпе примерно в 2 раза больше, чем при нормальном чирпе, что соответствует экспериментальным измерениям.

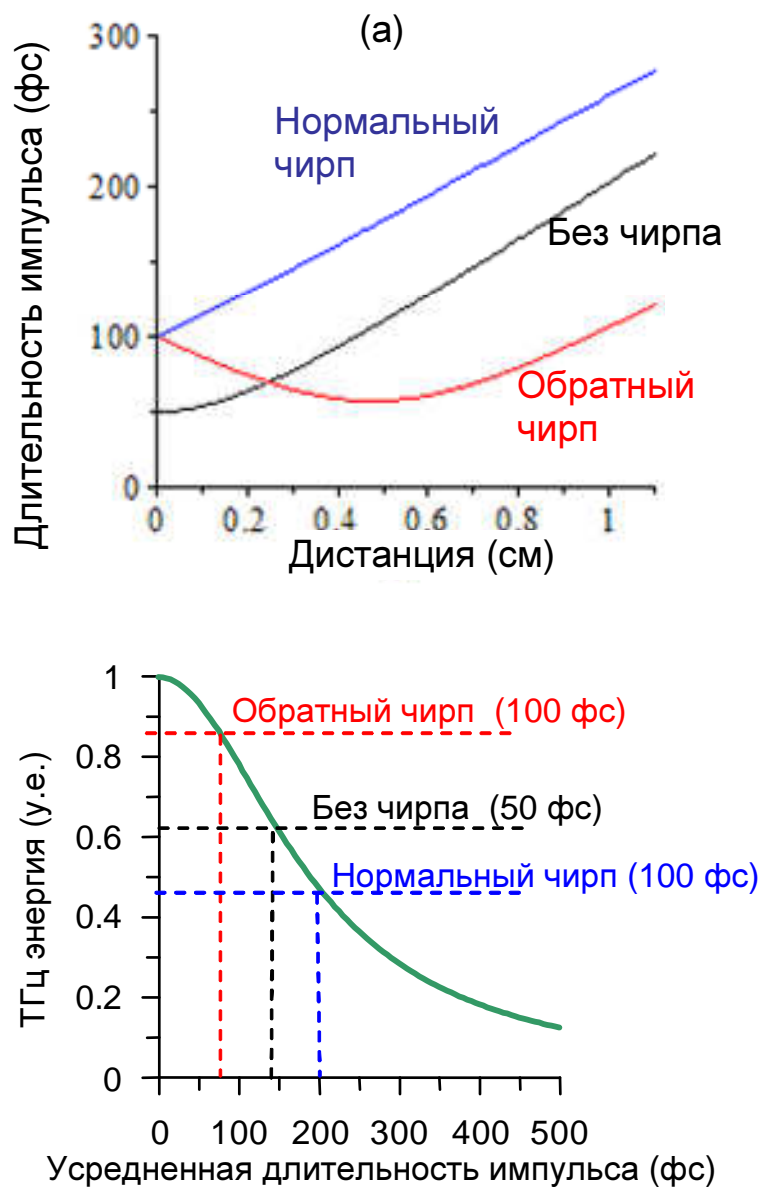


Рисунок 2.8 – (а) Зависимость длительности лазерного импульса от положения внутри кристалла. (б) Зависимость терагерцовой энергии от длительности лазерного импульса согласно выражению (1.2). Пунктирные линии отображают соответствие усредненным длительностям лазерного импульса, полученным из рисунка 2.8(а), и энергии терагерцового излучения.

3 Публикации результатов НИР

По результатам выполнения задач 4 этапа опубликовано 4 статьи в иностранных и российских журналах, сделано 5 докладов на международных, всероссийских и региональных конференциях и семинарах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поставленные на 4 этап задачи выполнены полностью.

1. Разработана методика экспериментальных исследований по генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

На основе точных решений уравнений Максвелла исследовано преобразование однородного электростатического поля при взаимодействии с движущимся ионизационным фронтом. Конкретно рассмотрен случай сверхсветового ионизационного фронта, созданного при наклонном падении лазерного импульса на плоскую поверхность фотопроводника.

Разработанный подход позволяет рассчитать спектр электромагнитного излучения в зависимости от всех параметров ионизационного фронта и образующейся за ним плазмы. Впервые показано, что параметры генерируемого излучения, в том числе и его спектр, сильно зависят как от скорости распространения ионизационного фронта, так и от поперечных размеров образующейся плазмы, что предоставляет дополнительные возможности управления спектром генерируемого излучения. Поскольку скорость распространения фронта больше скорости света, позади такого фронта возбуждаются быстрые волны поляризации, которые излучают энергию через поперечные границы образовавшейся плазмы под углом к направлению распространения фронта (так называемые вытекающие волны). Этим ситуация здесь существенно отличается от DARC, основанных на преобразовании неоднородных статических полей при их взаимодействии с одномерными ионизационными фронтами, где излучение происходит в направлении распространения ионизационного фронта.

2. Экспериментально определены оптимальные параметры оптической накачки для максимальной эффективности генерации терагерцового излучения. Достигнута рекордная на сегодня в мире эффективность оптико-терагерцового преобразования.

Экспериментально исследована генерация терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами в сэндвич-структуре с металлической подложкой и переменным воздушным зазором между этой металлической подложкой с сэндвич-структурой. Показано, что при уменьшении воздушного зазора более эффективно генерируются низкочастотные компоненты терагерцового спектра. Такое

изменение спектра наблюдается в диапазоне толщин воздушного зазора от 20 до 0 мкм, при этом энергия терагерцового импульса увеличивается на 10-20%. При большей толщине воздушного зазора форма спектра и энергия ТГц излучения не изменяются. Обнаружено, что использование частотно-модулированных лазерных импульсов позволяет увеличить эффективность оптико-терагерцовой конверсии до 2 раз. Достигнута рекордная эффективность оптико-терагерцовой конверсии 0.25% при использовании лазерных импульсов с энергии 15-25 мкДж.

Разработанная методика и образцы сэндвич-структур будут также использованы при выполнении последующих этапов проекта.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 **Гильденбург В. Б.** О возможности сильного возрастания частоты ионизирующего лазерного импульса в газе / В. Б. Гильденбург, А. В. Ким, А. М. Сергеев // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т. 51. – С. 91–93.
- 2 **Gildenburg, V. B.** Adiabatic Frequency Up–Conversion of a Powerful Electromagnetic Pulse Producing Gas Ionization / V. B. Gildenburg, A. V. Kim, V. A. Krupnov, V. E. Semenov, A. M. Sergeev, N. A. Zharova // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1993. – Vol. 21. – P. 34–44.
- 3 **Kalluri, D. K.** On reflection from a suddenly created plasma half-space / D. K. Kalluri // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1988 – Vol. 16. Iss. 1. – P. 11–16.
- 4 **Mori, W. B.** Conversion of dc Fields in a Capacitor Array to Radiation by a Relativistic Ionization Front / W. B. Mori, T. Katsouleas, J. M. Dawson, C. H. Lai // Physical Review Letters. – 1995. – Vol. 74. – Iss. 4. – P. 542–545.
- 5 **L’huillier, J. A.** Generation of THz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate – Part 1: Theory / J. A. L’huillier, G. Torosyan, M. Theuer, Y. Avetisyan, and R. Beigang // Appl. Phys. B – 2007. – V. 86. – P. 185-196.
- 6 **L’huillier, J. A.** Generation of THz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate – Part 2: Experiments / J. A. L’huillier, G. Torosyan, M. Theuer, C. Rau, Y. Avetisyan, and R. Beigang // Appl. Phys. B – 2007. – V. 86. – P. 197-208.
- 7 **Hebling, J.** Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation / J. Hebling, G. Almási, I. Z. Kozma, and J. Kuhl // Opt. Express – 2002. – Vol. 10. – Issue 21 - P. 1161-1166.
- 8 **Stepanov, A. G.** Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification / A. G. Stepanov, J. Kuhl, I. Z. Kozma, E. Riedle, G. Almási, J. Hebling // Opt. Express – 2005 – Vol. 13 – Issue 15 – P. 5762-5768.
- 9 **Yeh, K.-L.** Generation of 10 μ J ultrashort terahertz pulses by optical rectification / K.-L. Yeh, M. C. Hoffman, J. Hebling, and K. A. Nelson // Appl. Phys. Lett. – 2007 – Vol. 90 – 171121.

- 10 **Stepanov, A. G.** Generation of 30 μJ single-cycle terahertz pulses at 100 Hz repetition rate by optical rectification / A.G. Stepanov, L. Bonacina, S. V. Chekalin, J.-P. Wolf // Opt. Lett. – 2008 – Vol. 33 – Issue 21 - P. 2497-2499.
- 11 **Hoffmann, M. C.** Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm / M.C. Hoffmann, K.-L. Yeh, J. Hebling, and K. A. Nelson // Opt. Express – 2007 – Vol. 15 - Issue 18 – P. 11706-11713.
- 12 **Auston, D. H.** Subpicosecond electro-optic shock waves / D. H. Auston // Appl. Phys. Lett. – 1983. – V. 43. – P. 713-715.
- 13 **Theuer, M.** Efficient generation of Cherenkov-type terahertz radiation from a lithium niobate crystal with a silicon prism output coupler / M. Theuer, G. Torosyan, C. Rau, R. Beigang, K. Maki, C. Otani, and K. Kawase // Appl. Phys. Lett. –2006. – V. 88. – P. 071122.
- 14 **Bakunov, M. I.** Theory of terahertz generation in a slab of electro-optic material using an ultrashort laser pulse focused to a line / M.I. Bakunov, S. B. Bodrov, A. V. Maslov, M. Hangyo // Phys. Rev. B – 2007 – Vol. 76 – 085346.
- 15 **Bodrov, S. B.** Highly efficient optical-to-terahertz conversion in a sandwich structure with LiNbO₃ core / S.B. Bodrov, A. N. Stepanov, M. I. Bakunov, B. V. Shishkin, I. E. Ilyakov, and R. A. Akhmedzhanov, // Optics Express. – 2009. – V. 17. – P. 1871-1879.
- 16 **Bakunov, M. I.** Si–LiNbO₃–air–metal structure for concentrated terahertz emission from ultrashort laser pulses / M.I. Bakunov, S.B. Bodrov // Applied Physics B. – 2010. – V. 98. – P. 1–4.