

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

КУБАРЕВ Виталий Владимирович

**ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ, ДИАГНОСТИКА И
ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ТЕРАГЕРЦЕВЫХ И ИНФРАКРАСНЫХ
ЛАЗЕРАХ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ**

01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

г. НОВОСИБИРСК

2015

Содержание

Введение.....	7
Глава 1. Аналитические методы приближенного расчета	
 лазерных резонаторов.....	14
1.1. Открытые лазерные резонаторы.....	15
1.1.1. Метод вычисления дифракционных потерь на малых возмущениях мод открытого резонатора.....	18
1.1.1.1. Дифракционные потери на диафрагмах и скреперах....	19
1.1.1.2. Дифракционные потери на наружной апертуре зеркал.....	20
1.1.1.3. Дифракционные потери на отверстиях связи.....	23
1.1.1.4. Дифракционные потери на смещённой круглой диафрагме и смещённом круглом отверстии связи.....	26
1.1.2. Коэффициент усиления малого сигнала в ЛСЭ как функция длины Рэлея.....	27
1.1.3. Критерии оптимизации открытых резонаторов НЛСЭ. Юстировочная неустойчивость.....	37
1.2. Гибридные оптические резонаторы.....	42
1.2.1. Моды полых волноводов.....	43
1.2.2. Потери связи основной EH_{11} - моды полого круглого волновода с модами открытого пространства. Оптимальные лазерные резонаторы с полым круглым волноводом.....	46
1.2.3. Потери связи основной EH_{11} - моды полого прямоугольного волновода с модами открытого пространства. Оптимальные лазерные резонаторы с полым прямоугольным и планарным волноводом.....	60
1.3. Оптимальная выходная связь лазера.....	76

Глава 2. Устройство и оптимизация оптических резонаторов...80

2.1. Краткое описание уникальной установки "НЛСЭ".....	81
2.2. Открытый оптический резонатор терагерцевого НЛСЭ.....	86
2.3. Открытый оптический резонатор НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона	94
2.4. Открытый оптический резонатор инфракрасного НЛСЭ.....	98
2.5. Квазиволноводный оптический резонатор универсального сверхмаломощного газового лазера.....	103
2.6. Гибридный оптический резонатор компактного ЛСЭ Корейского института исследований в области атомной энергии (KAERI).....	107
2.7. Гибридный оптический резонатор для мощного лазера на свободных электронах	114

Глава 3. Каналы транспортировки излучения от НЛСЭ к рабочим станциям119

3.1. Устройство и оптический расчет каналов транспортировки излучения.....	120
3.2. Поглощение терагерцевого излучения атмосферными парами воды и способы решения этой проблемы.....	127
3.3. Сравнение расчётных и экспериментальных параметров пучков излучения.....	131

Глава 4. Приборы и методы диагностики излучения НЛСЭ....135

4.1. Основные параметры излучения НЛСЭ.....	135
4.2. Измерение длины волны и усреднённой структуры спектра излучения.....	137
4.2.1. Сеточные Фабри-Перо интерферометры.....	137
4.2.2. Спектрометр-монокроматор на дифракционных решетках...	141
4.2.3. Вакуумный фурье-спектрометр фирмы "Брукер".....	145

4.2.4. Дихроичные фильтры для фильтрация гармоник мощного терагерцового излучения.....	147
4.2.5. Использование универсального ультрастабильного газового лазера для абсолютной калибровки спектральных приборов.....	150
4.3. Измерение средней мощности терагерцового излучения.....	151
4.3.1. Эталонный сапфировый калориметр.....	153
4.3.2. Оперативный калориметр мощного терагерцового излучения.....	156
4.3.3. Внутррезонаторные калориметры НЛСЭ	160
4.4. Измерение импульсной мощности и структуры светового импульса	161
4.4.1. Высокочувствительные детекторы на диоде Шоттки с резонансной антенной.....	162
4.4.2. Сверхбыстрые детекторы на диоде Шоттки.....	168
4.4.3. Импульсные параметры излучения НЛСЭ.....	170
4.5. Сверхбыстрая спектроскопия отдельных импульсов излучения терагерцового НЛСЭ.....	173
4.5.1. Принцип работы, оптическая схема и элементы сверхбыстрого спектрометра.....	175
4.5.2. Спектры импульсов терагерцового НЛСЭ в устойчивых и неустойчивых режимах.....	179
4.6. Измерение распределения интенсивности пучков излучения. Визуализация терагерцового и инфракрасного излучения.....	183
4.6.1. Система визуализации и измерения пучков на основе термофлюоресцентных экранов	184
4.6.2. Система для измерения пучков и визуализации объектов на основе пироэлектрической матрицы.....	186

4.6.3. Крупноформатные сканирующие системы на основе отдельных пироприёмников.....	194
4.7. Регулируемые ослабители мощного излучения НЛСЭ.....	197
4.7.1. Поляризационный ослабитель.....	197
4.7.2. Дифракционный ослабитель.....	201
Глава 5. Эксперименты с излучением НЛСЭ.....	203
5.1. Измерение феноменологических параметров НЛСЭ.....	205
5.1.1. Измерение потерь в оптическом резонаторе.....	205
5.1.2. Измерение коэффициента усиления и интенсивности насыщения активной среды НЛСЭ.....	212
5.1.3. Определение оптимальной выходной связи НЛСЭ.....	216
5.2. Характерные режимы работы терагерцевого НЛСЭ.....	220
5.2.1. Виды неустойчивостей и их подавление.....	221
5.2.2. Неустойчивость боковых частот на "захваченных" электронах.....	225
5.2.3. Модуляционная неустойчивость.....	230
5.3. Излучение терагерцевого НЛСЭ на высших гармониках.....	232
5.3.1. Излучение терагерцевого НЛСЭ на высших гармониках в режиме усиленного спонтанного излучения.....	233
5.3.2. Лазерная генерация терагерцевого НЛСЭ на третьей гармонике.....	236
5.4. Измерение оптических параметров и применение синтетических CVD-алмазов.....	242
5.4.1. Актуальность измерений оптических параметров CVD-алмазов.....	242
5.4.2. Измерение параметров CVD-алмаза на универсальном газовом лазере.....	245

5.4.3. Измерение параметров CVD-алмазов на фурье-спектрометре.....	248
5.4.4. Измерение параметров CVD-алмазов на НЛСЭ.....	252
5.4.5. Применение CVD-алмазов в оптических системах НЛСЭ....	253
5.5. Эксперименты с мощным терагерцевым излучением.....	258
5.5.1. Терагерцевая лазерная абляция материалов.....	258
5.5.2. Терагерцевый оптический разряд в газах.....	260
5.5.3. Друммондов свет высокотемпературных окислов.....	271
5.5.4. Оптикоакустический эффект в газах.....	275
5.6. Сверхбыстрая терагерцевая газовая спектроскопия высокого разрешения.....	277
5.6.1. Свободная оптическая (терагерцевая) индукция молекулярных переходов.....	280
5.6.2. Метод сверхбыстрой терагерцевой газовой спектроскопии на основе свободной оптической индукции молекулярных переходов.....	289
Заключение.....	294
Литература.....	301

Введение

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) в настоящее время являются одной из наиболее перспективных разновидностей лазеров. Они имеют ряд кардинальных преимуществ, делающих их незаменимыми для многих приложений. Прежде всего, это возможность плавной перестройки длины волны излучения в очень широком диапазоне генерации конкретного ЛСЭ. Далее, это широчайший спектральный диапазон, перекрываемый различными лазерами этого типа: от миллиметровых до рентгеновских волн, которые практически недоступны обычным лазерам. Эти качества возможны благодаря специфической активной среде этих лазеров – релятивистскому электронному пучку, параметры и характер движения которого можно плавно изменять при помощи электромагнитных полей. Электронная активная среда является весьма энергоёмкой. Поэтому, несмотря на сравнительно низкий типичный к.п.д. ЛСЭ в несколько процентов, они могут излучать большие средние выходные мощности в единицы и десятки киловатт. Кроме этого, ЛСЭ обычно работают в импульсно-периодическом режиме с характерными импульсными мощностями в тысячи раз превышающими их средние мощности, что крайне важно для многих приложений.

Перечень функционирующих и работавших до недавнего времени ЛСЭ инфракрасного и терагерцевого диапазона насчитывает около двух десятков установок [1]. Самым мощным в инфракрасном диапазоне является ЛСЭ Джефферсоновской лаборатории (США) [2,3]. Его рекордные мощности в 14 и 10 кВт были получены на длинах волн 1.6 и 6 мкм, соответственно. На этом ЛСЭ кроме излучения на основной частоте была получена генерация на 2-й, 3-й и 5-й гармониках излучения.

Другими наиболее известными длинноволновыми ЛСЭ являются установки FELIX (Нидерланды) [4], UCSB (Санта Барбара, США) [5], JAERI-

FEL (Япония) [6]. Средняя мощность этих ЛСЭ не превышает нескольких ватт. Импульсная мощность установки FELIX достигает 100 МВт, но она получается в очень коротких импульсах длительностью около 0.1 пс. Соответственно, из-за широкого спектра излучения его спектральная мощность не очень велика. Установка UCSB работает в диапазоне 60-2000 мкм при мощностях 1-15 кВт в импульсах длительностью 1-20 мкс.

Уникальную установку «Новосибирский лазер на свободных электронах» (НЛСЭ) было решено создать в ИЯФ СО РАН после завершения работ с ЛСЭ видимого диапазона по схеме оптического клистрона на базе электронного накопителя ВЭПП-3. В отличие от предыдущей чисто исследовательской установки НЛСЭ является базовой основой Центра коллективного пользования инфракрасного и терагерцевого излучения [7-12]. Поэтому, помимо лазерных исследований, большую часть рабочего времени этой установки занимают пользовательские эксперименты различных научных групп. Это накладывает повышенные требования к надёжности и стабильности работы НЛСЭ. Кроме этого, ввиду различных потребностей в длинах волн излучения у различных пользователей, необходимо иметь как можно более широкий диапазон генерации, в том числе за счёт использования гармоник излучения.

С этой целью на установке НЛСЭ имеется три отдельных лазера терагерцевого, дальнего инфракрасного и инфракрасного диапазонов, использующие электронный пучок с энергией 12, 20 и 40 МэВ на различных стадиях его ускорения. Наиболее существенные для пользователей мощностные параметры лазеров НЛСЭ – спектральная импульсная мощность и средняя мощность являются рекордными, за исключением инфракрасного лазера, который недавно запущен и ещё не оптимизирован. Однако по спектральной мощности, благодаря гораздо более длинным импульсам, он уже сейчас сравним с ЛСЭ Джефферсоновской лаборатории.

Важнейшей частью лазеров НЛСЭ, как и большинства других лазеров, является оптический резонатор. С точки зрения лазерной физики типичный ЛСЭ, как и любой типичный квантовый лазер, можно представить состоящим из двух частей: активной среды (ускоренный электронный пучок в ондуляторе) и оптического резонатора. Задачей оптического резонатора является формирование именно лазерного излучения, на много порядков более мощного, более монохроматического и когерентного, чем обычное однопроходное синхротронное излучение из ондулятора. В определенном смысле лазерное излучение ЛСЭ, описываемое классической электродинамикой, является аналогом вынужденного излучения квантовых лазеров, в то время как синхротронное излучение из ондулятора – аналогом их спонтанного излучения.

В самом деле, как спонтанное излучение лазеров, так и излучение из ондулятора имеет статистическую “шумовую” природу (излучение однородной среды равно нулю), а его мощность пропорциональна числу несфазированных актов излучения в единицу времени. Сфазированное когерентное излучение в квантовых лазерах обусловлено вынужденными переходами, вероятность которых прямо пропорциональна интенсивности излучения на частоте перехода. В ЛСЭ, хорошо описываемом законами классической электродинамики, когерентное излучение возникает после группировки электронов – модуляции плотности с периодом равным длине волны в поле внутрирезонаторного излучения. В линейном приближении мощность этого излучения также оказывается пропорциональной внутрирезонаторной интенсивности.

Для того чтобы подчеркнуть важность оптического резонатора для ЛСЭ оценим различие мощностей синхротронного излучения из ондулятора без оптического резонатора и полного лазерного излучения ЛСЭ с оптическим резонатором. В первом случае мы имеем мощность пропорциональную числу

электронов в сгустке $P_{spont} \sim N_e$. Во втором случае, если бы электроны в ЛСЭ излучали подобно атомам квантового лазера, мы бы имели $P_{laser} \sim N_e^2$, т.е. мощности различались бы в N_e раз. В реальности, из-за специфики лазерного излучения в ЛСЭ, которая будет рассмотрена в Гл.1, его мощность будет несколько ниже – в случае терагерцевого НЛСЭ приблизительно в 10^2 раз. Заряд электронного сгустка терагерцевого НЛСЭ достигает величины 2 нК, т.е. $N_e \sim 10^{10}$. Таким образом, мы получаем $P_{laser}/P_{spont} \sim 10^8$.

Теория лазерных резонаторов развивалась одновременно с лазерами, начиная с первых классических работ А.М. Прохорова [13], Шавлова и Таунса [14]. Подробную библиографию на эту тему можно найти в работах [15, 16]. Здесь следует отметить два наиболее важных основополагающих открытия. Одно из них было сделано Фоксом и Ли, которые в численных расчётах внутрирезонаторных полей методом интеграла Кирхгофа, основанному на принципе Гюйгенса-Френеля, обнаружили устойчивые стационарные конфигурации полей. Эти конфигурации полей спадали к периферии и имели гораздо меньшие дифракционные потери, чем при однородном распределении [17]. В это же время другое важное открытие было сделано Бойдом и Гордоном, которые аналитическим путём нашли математически точное решение – гауссовы моды для частного случая конфокального открытого резонатора [18]. Эти две работы послужили основой для обобщенной теории нормальных гауссовых мод устойчивых открытых лазерных резонаторов, созданной Когельником и Ли, справедливой в параксиальном приближении и имеющей фундаментальное практическое значение [19, 20].

Мы также будем использовать эту теорию для расчётов как лазерных резонаторов, так и каналов транспортировки лазерных пучков. Однако во всех вышеперечисленных и других аналогичных работах по этой тематике всегда решается только прямая задача – находятся устойчивые конфигурации полей для заданной конфигурации оптических элементов. При создании же

оптимального резонатора мы должны решить обратную задачу – найти такую конфигурацию оптических элементов, которая бы обеспечивала оптимальную генерацию, т.е. близкий к максимуму коэффициент усиления и близкие к минимуму внутрирезонаторные потери. Решать обратную задачу методом перебора вариантов прямых задач крайне неэффективно как из-за большого числа этих вариантов при сложном наборе оптических элементов, так и из-за возможности существования локальных оптимумов, маскирующих абсолютный оптимум.

Ясно, что для решения обратной задачи оптимизации резонатора требуются аналитические формулы для расчета дифракционных потерь на отдельных оптических элементах. Причём эти формулы должны иметь универсальное применение для разных видов резонаторов. Так, известна аналитическая формула Вайнштейна для приближенного расчёта потерь на круглых зеркалах в плоскопараллельном резонаторе [21], формулы Любимова и Орловой для потерь на наружной апертуре вогнутых круглых зеркал устойчивого резонатора [22], формулы Слепиана для аналогичных потерь конфокального резонатора [23]. Однако эти формулы получены сложными методами и только для одного вида дифракционных потерь – потерь на наружных апертурах круглых зеркал в аксиально-симметричной геометрии, – что явно недостаточно для оптимизации резонаторов ЛСЭ.

Созданные новые универсальные аналитические методы приближённого расчёта устойчивых открытых и гибридных резонаторов описаны в Гл.1 данной диссертации. Рассчитанные при помощи этих методов конкретные оптические резонаторы описываются в Гл.2.

В Гл.3 рассмотрены каналы транспортировки от лазеров НЛСЭ к рабочим пользовательским и диагностическим станциям, общая длина которых достигает 120 м. В частности, оптический расчёт пучков излучения в этих открытых каналах при помощи подтвердившегося на практике метода

эквивалентного гауссова пучка был сведён к классической теории распространения гауссовых пучков, изложенной в работах [19,20,24].

При проведении пользовательского эксперимента должна быть обеспечена диагностика всех параметров излучения НЛСЭ, а сама установка находится в наиболее благоприятном для данного эксперимента режиме работы. Описанию приборов и методов диагностики излучения посвящена Гл.4, а режимы работы НЛСЭ рассмотрены в начале Гл.5. В Гл.4 в основном описаны приборы и методы диагностики терагерцевого излучения, которое только сейчас интенсивно осваивается и для которого пока практически не выпускается готовых промышленных приборов.

Параметры установки НЛСЭ позволяют проводить на ней уникальные эксперименты с квазинепрерывным оптическим разрядом, получать и исследовать друммондов свет, проводить сверхбыструю одноимпульсную газовую спектроскопию высокого разрешения, использовать для различных применений терагерцевую лазерную абляцию и оптикоакустический эффект. Описание этих экспериментов приводится в Гл.5. Там же подробно описаны диагностические работы по измерению основных лазерных параметров и режимам работы установки. В частности, рассмотрена оптимизация излучения гармоник.

Отдельный раздел Гл.5 посвящен измерению оптических параметров нового уникального материала – CVD-алмаза, который до этого в терагерцевой области был исследован недостаточно точно.

Данная работа посвящена расчёту, оптимизации и созданию оптических систем для уникальной установки «Новосибирский лазер на свободных электронах» и других лазеров, созданию приборов и методов диагностики инфракрасного и терагерцевого излучения, проведению экспериментов с мощным лазерным излучением, многие из которых являются уникальными. По теме диссертации опубликована 61 работа, из них 32 – в рецензируемых

научных журналах, 29 – в трудах российских и международных научных конференций.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработка методов аналитического приближенного расчёта оптических лазерных резонаторов открытого, волноводного и гибридного типов.
2. Использование этих методов для расчёта, оптимизации и создания оптических резонаторов для четырёх ныне успешно функционирующих лазеров на свободных электронах и универсального сверхмалошумящего газового лазера.
3. Метод оптического расчёта, создание и испытание каналов транспортировки излучения от НЛСЭ к пользовательским станциям.
4. Создание различных приборов для измерения терагерцевого и инфракрасного излучения, многие из которых – оригинальные разработки.
5. Проведение серий различных экспериментов с целью выявления различных режимов работы НЛСЭ и измерения основных параметров его излучения, в том числе его феноменологических лазерных параметров (потери в оптических резонаторах, коэффициенты усиления и интенсивности насыщения).
6. Получение и оптимизация излучения второй и третьей гармоник НЛСЭ, в том числе лазерной генерации на третьей гармонике.
7. Проведение измерений оптических параметров новых материалов (CVD-алмазов, газодинамически напылённого корунда и др.) и поляризаторов, необходимых для создания оптических резонаторов и приборов на НЛСЭ.
8. Проведение уникальных экспериментов с мощным терагерцевым излучением (абляция, оптический разряд, оптикоакустический эффект, друммондов свет, сверхбыстрая спектроскопия излучения НЛСЭ и молекул в газовой фазе).

Глава 1

Аналитические методы приближенного расчета лазерных резонаторов

Расчет оптического резонатора лазера на свободных электронах (ЛСЭ) является одной из основных процедур при его проектировании. Наибольший интерес для практики ЛСЭ представляют устойчивые лазерные резонаторы с малыми потерями, с которыми удастся реализовать его основные преимущества – большую выходную мощность и широкий диапазон перестройки. При этом оказывается, что расчёт таких резонаторов можно кардинально упростить, рассматривая малые потери в устойчивом резонаторе как малые возмущения рабочей моды. Более того, их можно представить в виде простых аналитических соотношений. Это особенно важно для проектирования оптимального ЛСЭ, когда прямой расчет с помощью известных численных электродинамических методов требует перебора слишком большого числа вариантов. Кроме этого строгий электродинамический численный расчёт часто невозможен из-за весьма сложной реальной геометрии внутренней полости резонаторов ЛСЭ и неоднородных и плохо известных реальных оптических свойств этой полости (за исключением специальных оптических элементов – зеркал и волноводов). Таким образом, очевидно, что при проектировании резонаторов совершенно необходимы приближенные аналитические методы расчёта. Далее они могут быть дополнены и в отдельных случаях уточнены численными методами при повторном пересчёте найденной оптимальной геометрии. Однако для устойчивых резонаторов с малыми потерями, такого пересчёта чаще всего вообще не требуется, т. к. аналитическое приближение в этом случае тем

точнее, чем меньше потери, а именно такие резонаторы и представляют практический интерес.

Автором диссертации предложены простые аналитические методы приближенного расчёта открытых [25,26] и гибридных [27-30] лазерных резонаторов. Теория этих методов и её сравнение с другими теориями рассмотрены в этой главе, практическое использование методов при проектировании резонаторов – в Гл. 2, а сравнение теории с экспериментом – в разделе 5.1, Гл.5.

1.1. Открытые лазерные резонаторы

Модовые конфигурации электромагнитного поля в открытых устойчивых лазерных резонаторах с однородными по сечению потерями излучения хорошо известны и описаны, в частности, в работах [20,31]. Эти модовые конфигурации характеризуются экспоненциальным (гауссовым) спадом интенсивности на периферии пучка. Например, для резонатора с круглыми зеркалами основной низшей модой является TEM_{00} –мода или гауссов пучок $I(r, z) = I_0 \exp\{-2[(r/r_0(z))]^2\}$.

В реальных резонаторах всегда существуют определенные неоднородные по сечению пучка возмущения моды. Зеркала, разрядные трубки (вакуумные камеры в случае ЛСЭ) имеют конечное поперечное сечение, в то время как невозмущённое поле – бесконечно. Очевидно, что потери моды должны экспоненциально возрастать с уменьшением относительного радиуса диафрагмы a/r_0 . Фактически это означает, что мода будет испытывать возмущения и потери в наиболее узких местах резонатора где $a \leq 3.5 r_0$, и распространяться практически свободно на других ненамного более широких участках $a \geq 4.2 r_0$. Здесь в качестве «порога существенности»

взяты неизбежные омические потери в металлических зеркалах, которые в субмиллиметровом диапазоне составляют доли процента.

В ряде случаев в периферийную часть пучка вводятся специальные скреперы – зеркала, отводящие часть мощности пучка из резонатора с целью ее полезного использования или с целью специального увеличения потерь в резонаторе на основной моде при проведении определенных экспериментов или при генерации высших гармоник излучения (Гл.5, 5.3.2)

Другим типом возмущения, нарушающим модовую структуру, являются различные отверстия в зеркалах. В резонаторах НЛСЭ круглые отверстия в центре зеркал используются для простейшего широкополосного вывода полезного излучения, а также для юстировки резонаторов и каналов транспортировки излучения при помощи оптического лазера. В общем, лазерные резонаторы с отверстиями в зеркалах широко распространены. В качестве примеров можно назвать газовые лазеры с оптической накачкой [32] и электроразрядный DCN-лазер, работающий в специфическом режиме взаимного усиления различных волноводных мод [33, 34].

Задача нахождения реального распределения поля внутри резонатора с неоднородными возмущениями возникла практически одновременно с появлением первых газовых непрерывных лазеров. Особенно важной, а для многих практических случаев достаточной, является задача определения резонаторных потерь, которые определяют возможность и условия генерации в лазере. В виду математической сложности задачи аналитическое решение было найдено только для некоторых частных случаев. Так в работе [35] найдены модовые конфигурации и потери для симметричного конфокального резонатора ($g = 0$, где $g = 1 - L/R$, R – радиус зеркал, L – длина резонатора) с осевыми отверстиями в зеркалах. Задача для случая возмущения моды только на наружной апертуре круглых зеркал и произвольного параметра устойчивости g была решена численно в работе [36] и получила название

метода Фокса-Ли. Приближенное аналитическое решение этой же задачи для низших мод открытого резонатора на основе достаточно сложных математических преобразований интегральных уравнений описано в работе [22]. Заметим, что, несмотря на большое методологическое значение этих работ, они не могут быть прямо использованы для расчета и оптимизации реальных резонаторов ЛСЭ, которые имеют множество разных возмущений вдоль оси резонатора. Так вышеупомянутые аналитические методы рассматривают только частные случаи, которые являются либо неоптимальными, либо нереальными для ЛСЭ и для множества газовых лазеров. Численный метод Фокса-Ли подходит для расчета любого наперед заданного устойчивого резонатора, который обладает свойством сходимости последовательных итераций. Однако при оптимальном проектировании лазера нужно найти резонатор с минимальными потерями, геометрия которого заранее неизвестна. Перебор же вариантов неэффективен из-за их большого числа и возможности существования локальных минимумов в потерях. К тому же, для оптимизации желательно знать вклад каждого источника дифракционных потерь, что ещё больше увеличивает число геометрий, которые необходимо рассчитать.

В следующем пункте рассмотрен предложенный автором метод простого приближенного аналитического вычисления малых потерь в открытых устойчивых лазерных резонаторах, основанный на общих принципах и вследствие этого имеющий универсальное применение. Показано, что этот метод очень хорошо согласуется и с частными задачами, описанными в работах [22,35,36].

1.1.1. Метод вычисления дифракционных потерь на малых возмущениях мод открытого резонатора

Рассмотрим потери низших мод открытого лазерного резонатора на двух типах возмущений: обрезании сечения моды какой-либо диафрагмой на ее периферии или вырезанием части ее сечения отверстиями в зеркалах. Нас будут интересовать резонаторы с малыми потерями (до 10 % за проход или до 20 % за круговой обход резонатора). Поскольку распределение интенсивности в модах имеет достаточно гладкий вид, это означает, что характерный размер возмущения δ много меньше характерного размера моды $2r_0$. Практически без ограничения общности будем, кроме этого, считать $\delta \gg \lambda$, где λ – длина волны.

Будем искать потери методом возмущений. Очевидно, что первая доля в потерях – это геометрическая доля мощности пучка, перекрываемая (вырезаемая) возмущением:

$$c_g = \frac{\int_{S_{\sim}} I(x, y) dx dy}{\int_{S_0} I(x, y) dx dy}, \quad (1.1)$$

где $I(x, y)$ – интенсивность невозмущенной моды, $S_{\sim}$ и S_0 – поперечные сечения возмущения и моды соответственно, x и y – поперечные координаты.

Существует также вторая доля потерь, связанная с тем, что оставшаяся часть пучка будет испытывать дополнительное рассеяние из-за дифракции, вызванной возмущением. Невозмущенный гауссов пучок (или другую низшую моду) можно считать самовоспроизводящимся дифракционным распределением поля, в котором отсутствует рассеяние. Согласно принципу (точнее теореме) Бабинне мощность дополнительного рассеяния будет точно равна мощности, перекрываемой возмущением [37]. Другая эквивалентная формулировка этого факта состоит в том, что сечение экстинкции для объекта рассеяния равно его удвоенному геометрическому сечению [38]. Угловые

дифракционные распределения вырезаемого возмущением излучения и рассеянного излучения будут также абсолютно идентичными (дифракция на взаимно дополнительных экранах) [37]. Таким образом, характерный угол дифракционного рассеяния будет $\sim \lambda/\delta$, где δ – характерный размер возмущения, – много больше характерного модового угла $\lambda/(2r_0)$. Это означает, что рассеянная мощность не будет “захватывается” рабочей модой и будет практически полностью уходить в потери резонатора. Следовательно, для потерь на малом возмущении $c_{\sim}$:

$$c_{\sim} = 1 - (1 - c_g)^2 \approx 2c_g, \quad (1.2)$$

т.е. потери на возмущении примерно равны удвоенным геометрическим потерям.

Геометрические потери c_g для хорошо известных невозмущенных поперечных модовых распределений рассчитываются элементарно по формуле (1.1). Заметим, что описанный метод легко применим к возмущениям произвольной формы в различных устойчивых резонаторах. Устойчивость резонатора необходима для того, чтобы “геометрически малое” возмущение оставалось “реально малым” по своему физическому воздействию.

1.1.1.1. Дифракционные потери на диафрагмах и скреперах

Рассмотрим TEM_{00} -моду симметричного открытого резонатора с распределением амплитуды электрического поля:

$$\begin{aligned} E(r, z) &\sim \exp[-r^2 / r_0^2(z)] \\ r_0(z) &= \{(\lambda L_R / \pi)[1 + (z / L_R)^2]\}^{1/2} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Легко показать, что круглая поглощающая диафрагма диаметром d , расположенная на оси резонатора на расстоянии z от перетяжки моды ($z = 0$, середина резонатора), даст геометрические потери:

$$c_d = \exp\{-\pi d^2 L_R / [2\lambda(L_R^2 + z_d^2)]\} \quad (1.4)$$

В формулах (1.3) и (1.4) $L_R = \pi r_0(0)^2 / \lambda$ – длина Рэлея гауссова пучка, которая определяется радиусом кривизны зеркал и длиной резонатора:

$$L_R = (L/2)(2R/L - 1)^{1/2} = (L/2)(1+g)^{1/2} / (1-g)^{1/2} \quad (1.5)$$

Для скрепера, который для оптического пучка представляет собой поглощающую полуплоскость на расстоянии h от его оси, геометрические потери имеют вид:

$$c_s = (1/2)[1 - \operatorname{erf}(\sqrt{2}h/r_0)] \quad (1.6)$$

В разделе 2.6, Гл.2 рассматривается гибридный оптический резонатор с модой в виде гауссова пучка в одном поперечном направлении и волноводным распределением в другом:

$$E(x, y) = r_x^{-1/2} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} e^{\frac{-x^2}{r_x^2}} \cdot b^{-1/2} \cos\left(\frac{\pi y}{2b} \right) \quad (1.7)$$

Для щелевой симметричной диафрагмы с шириной $2h$ в направлении x геометрические потери будут иметь вид, аналогичный (1.6):

$$c_g = 1 - \operatorname{erf}(\sqrt{2}h/r_x) \quad (1.8)$$

Формула (1.8) использовалась также для расчёта одного из компонентов потерь – потерь на щелевых диафрагмах камеры ондулятора в инфракрасном НЛСЭ (Гл.2, раздел 2.4).

1.1.1.2. Дифракционные потери на наружной апертуре зеркал резонатора

В расчете дифракционных потерь на наружной апертуре зеркал резонатора, последние представляются как две поглощающие диафрагмы. После элементарных преобразований выражения (1.4) можно получить, что

“геометрические” потери круглого зеркала с конечным радиусом r_m имеют вид:

$$c_g = \exp[-2\pi N_m(1-g^2)^{1/2}], \quad (1.9)$$

где $N_m = r_m^2/\lambda L$ – число Френеля зеркал резонатора.

Рассмотрим детально применение метода в этом случае. Отношение характерной ширины “кольца” поля за апертурой зеркала Δr к характерному диаметру TEM_{00} -моды:

$$\frac{\Delta r}{2r_0} = \sqrt{\pi(\ln 2)N_m\sqrt{1-g^2}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\ln 2}{2\pi N_m\sqrt{1-g^2}}} \right), \quad (1.10)$$

где величина Δr определена равенством $I(r_m + \Delta r) = I(r_m)/e$.

Требование малости потерь $2c_g < 0.1$, согласно (1.9), приводит к неравенству $N_m(1-g^2)^{1/2} > 0.5$. Подставив это неравенство в (1.10), получаем $\Delta r/2r_0 < 0.1$, т.е. ширина “кольца” будет много меньше характерного размера моды.

Применяя к рассматриваемому кольцевому возмущению принцип Бабинне, получаем, что для малых потерь реализуется ситуация, когда рассеянное на краю зеркал излучение практически “не захватывается” рабочей TEM_{00} -модой и теряется. Суммарные потери на этом возмущении можно рассчитать по формуле (1.2), в которую следует подставить “геометрические” потери из (1.9).

Сравним результаты расчета этой частной задачи по вышеизложенному методу с данными, полученными при помощи известных численных и аналитических методов. На Рис.1.1 сравниваются потери, найденные по (1.2), (1.9) с потерями из классической работы [36], в которой они рассчитаны численным методом. Видно хорошее совпадение потерь для всех кривых за

исключением конфокального ($g = 0$) и плоскопараллельного ($g = 1$) резонаторов.

Резонаторы двух последних типов находятся на границе устойчивости известной (g_1, g_2) -диаграммы. Для них рассматриваемое возмущение не может считаться малым. Однако эти резонаторы сравнительно редко применяются в лазерах из-за их известных недостатков. Гораздо более распространены на практике резонаторы с параметром $g = 0.5 - 0.9$. Для них среднее отличие

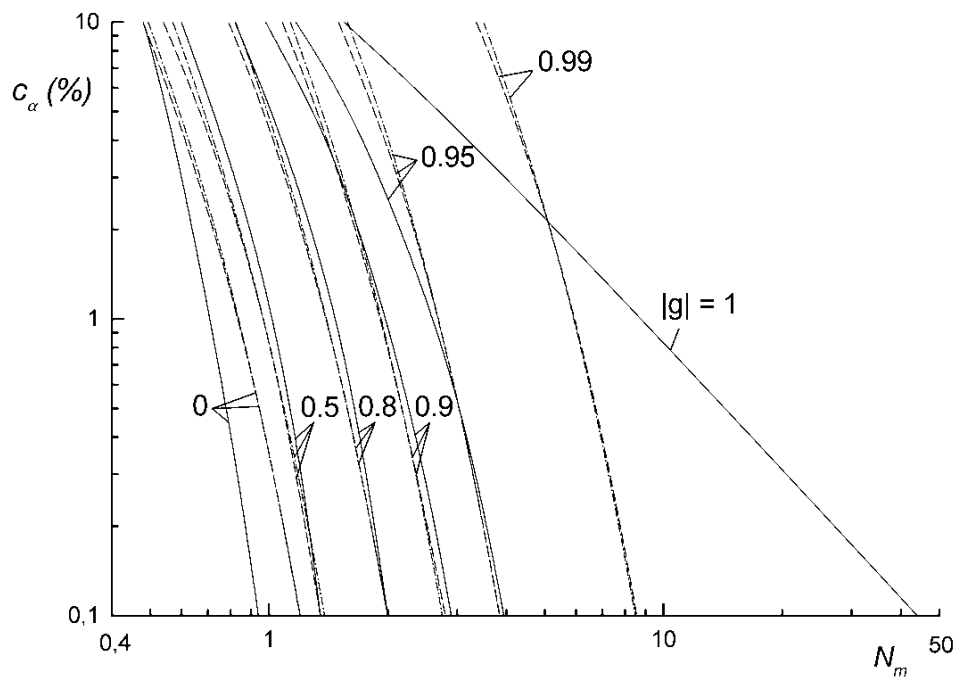


Рис. 1.1. Зависимости апертурных потерь ТЕМ₀₀-моды за один проход симметричного резонатора с круглыми зеркалами от апертурного числа Френеля для различных значений параметра g : данные работы [36] (сплошные линии); расчёт по формулам (1.2), (1.9) (штриховые линии); данные работы [22] (штрих-пунктирные линии).

вдоль кривых, рассчитанных по формулам (1.2), (1.9), от точных потерь не превышает 15 %. Заметим, что для конфокального и плоскопараллельного резонаторов приближенные аналитические решения рассматриваемой задачи найдены в работах [23] и [21] соответственно. Таким образом, предложенный метод является в определенном смысле дополнительным к этим решениям.

На Рис.1.1 приведены также результаты расчёта тех же потерь по известной аналитической формуле из работы [22] (формула (32)), которая выведена путём весьма сложных и громоздких преобразований интегрального уравнения по методу Вайнштейна и нахождения его приближенного решения. Потери, рассчитанные по (1.2), (1.9) практически совпадают с данными этой работы для всех значений параметров g и N_m . Интересно, что для конфокального резонатора ($g = 0$) и при приближении к плоскопараллельному резонатору ($g = 0.99$) оба метода дают одинаковые отклонения от точного численного решения из работы [36]. Это говорит о том, что оба метода, несмотря на кардинальное различие в подходах, описывают практически одинаковые приближенные модели рассматриваемой задачи.

1.1.1.3. Дифракционные потери на отверстиях связи

Потери ТЕМ_{ij}-моды на произвольном малом отверстии в зеркале $c_h = 1 - (1 - c_g)^2$ рассчитываются по универсальной формуле (1.1) для ее “геометрических” потерь c_g^{ij} . Для наиболее распространенного случая круглого отверстия в центре зеркала:

$$c_g^{00} = 2\pi N_h (1 - g^2)^{1/2}, \quad (1.11)$$

$$c_g^{01} = \{1 - [1 + (2\pi N_h)^2] \exp(-2\pi N_h)\} (1 - g^2)^{1/2}, \quad (1.12)$$

$$c_g^{10} = [1 - (1 + 2\pi N_h) \exp(-2\pi N_h)] (1 - g^2)^{1/2}, \quad (1.13)$$

где $N_h = r_h^2 / \lambda L$ – число Френеля отверстия, r_h – радиус отверстия ($r_h^2 \ll r_0^2/2$). В обозначении мод мы используем такой же порядок индексов, как в работе [35], т.е. на первом месте стоит азимутальный индекс, на втором – радиальный.

Дифракционные потери для частного случая конфокального резонатора ($g = 0$) с круглыми отверстиями связи в центрах его круглых зеркал вычислены достаточно сложным методом решения интегрального уравнения в

работе [35]. На Рис.1.2 показаны суммарные дифракционные потери c_s , взятые из этой работы, как функции числа Френеля его зеркал $N_m = r_m^2/\lambda L$ при различных значениях числа Френеля отверстия N_h для TEM₀₀, TEM₀₁, TEM₁₀ мод. Дифракционные потери, связанные с отверстием, на этом рисунке соответствуют областям, где зависимости выходят на “плато”, т.к. здесь эти потери заметно превышают потери на наружной апертуре зеркал c_a . Видно хорошее соответствие расчётов по описываемому методу с данными работы [35] за исключением области избыточно больших N_m при большом N_h для TEM₀₀-моды (пунктирная линия). Это расхождение является некоторой особенностью только лишь конфокального резонатора, связанной с его граничной неустойчивостью. Для резонаторов, находящихся в стороне от границы устойчивости ($g = 0.4-0.95$) такого расхождения не должно быть.

Хорошее соответствие расчётов по описываемому методу с данными работы [35] наблюдается также и для других параметров N_h , не показанных на Рис.1.2. Так при $N_h = 10^{-3}$ из (1.2), (1.13) получаем $c_h^{10} = 0.0039$ %, которое близко к $c_h^{10} = 0.0036$ % из [35]. Для $N_h = 10^{-4}$ из (2), (1.12) имеем $c_h^{01} = 0.126$ %, которое близко к $c_h^{01} = 0.107$ % из [35]. В целом отличие результатов расчётов по формулам (1.2), (1.11)-(1.13) с данными работы [35] составляет: для TEM₀₀-моды 6 – 10 %, для TEM₁₀-моды 10 – 15 % и для TEM₀₁-моды 12 – 15 %. Как и следовало ожидать, это отличие слегка возрастает с уменьшением характерного градиентного размера моды.

Штрих-пунктирными кривыми на Рис.1.2 показаны суммарные дифракционные потери $c_s = 1 - (1 - c_a)(1 - c_h)$, учитывающие дифракционные потери на наружной апертуре зеркал при отсутствии отверстий c_a , взятые из работы [35] (как указано в разделе 1.1.2 рассматриваемый метод не применим для расчёта апертурных потерь в конфокальном резонаторе) и дифракционные потери на отверстии c_h , рассчитанные по формулам (1.2), (1.11)-(1.13).

Близость этих кривых к кривым из работы [35] показывает, что потери на рассматриваемых малых возмущениях, как и следовало ожидать, являются аддитивными.

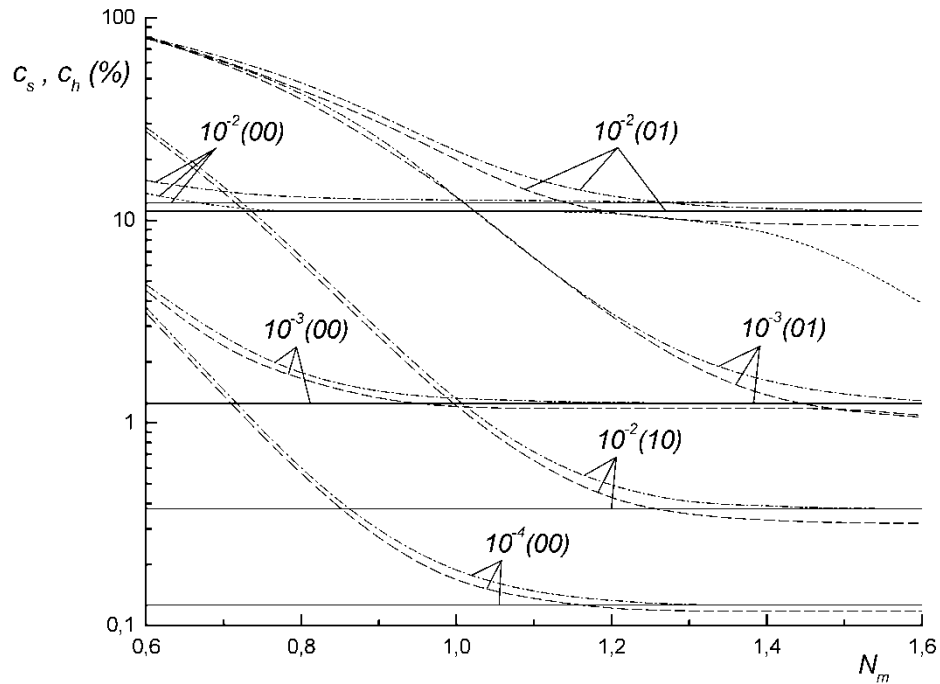


Рис. 1.2. Зависимости суммарных дифракционных потерь за один проход резонатора c_s , взятые из работы [35] (штриховые линии), потерь на отверстии c_h , рассчитанных по формулам (1.2), (1.11)-(1.13) (сплошные линии) и суммарных потерь $c_s = 1 - (1 - c_a)(1 - c_h)$, где c_a – апертурные потери из работы [35], (штрих-пунктир) от апертурного числа Френеля для различных чисел Френеля отверстия N_0 и различных TEM_{ij} – мод. Первые числа у кривых – значения N_0 , числа в скобках – индексы мод.

Заметим, что аналитическую формулу для вычисления потерь TEM_{00} -моды на круглых отверстиях связи в центре круглых зеркал конфокального резонатора, совпадающую с (1.2), (1.11), можно получить после элементарных преобразований формулы (26b) из работы [35].

Для гибридного оптического резонатора с модой (1.7) геометрические потери на круглом отверстии радиуса r_h в центре зеркала будут вычисляться по формуле:

$$c_g = \frac{1}{r_x} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{3/2} \cdot \int_0^{r_h} \left[\frac{\pi}{b} \sqrt{r_h^2 - x^2} + \sin \left(\frac{\pi}{b} \sqrt{r_h^2 - x^2} \right) \right] \cdot e^{\frac{-2x^2}{r_x^2}} dx \quad (1.14)$$

1.1.1.4. Дифракционные потери на смещённой круглой диафрагме и смещённом круглом отверстии связи

Потери на наружной диафрагме и отверстии связи, центры которых смещены относительно оси моды, возникают в реальных оптических резонаторах из-за неидеальной выставки его элементов и неидеальной угловой юстировки зеркал. Кроме этого, ось моды может быть специально наклонена относительно линии, проходящей через центры зеркал, для получения максимума мощности излучения при неидеальном слегка наклонном прохождении электронного пучка и при получении лазерной генерации на гармониках излучения, когда наклон моды используется для подавления генерации на основной первой гармонике. Благодаря своей универсальности, описанный метод позволяет элементарно рассчитывать такие потери. Так в случае смещённого отверстия связи его геометрические потери вычисляются по формулам (1.11)-(1.13), скорректированным на множитель изменения интенсивности на отверстии при его смещении относительно центра моды. Для TEM_{00} -моды этим множителем будет $\exp[-(2s^2/r_0^2)]$, где s – расстояние смещения, r_0 – характерный радиус моды (1.3) на зеркале.

Для смещённой на расстояние s наружной диафрагмы диаметром d геометрические потери вычисляются по формуле:

$$c = 1 - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{-t}^t e^{-2(x-S)^2} \cdot \operatorname{erf} \sqrt{2(t^2 - x^2)} dx, \quad (1.15)$$

где $S = s/r_0$ – нормированное смещение, $t = d/2r_0$ – нормированный радиус диафрагмы.

Значения потерь (1.15) показаны на Рис.1.3. Как и следовало ожидать, смещение слабо влияет на потери вплоть до достаточно большой величины $S = 0.2$ из-за взаимной компенсации потерь на двух условных половинках пучка в направлении смещения.

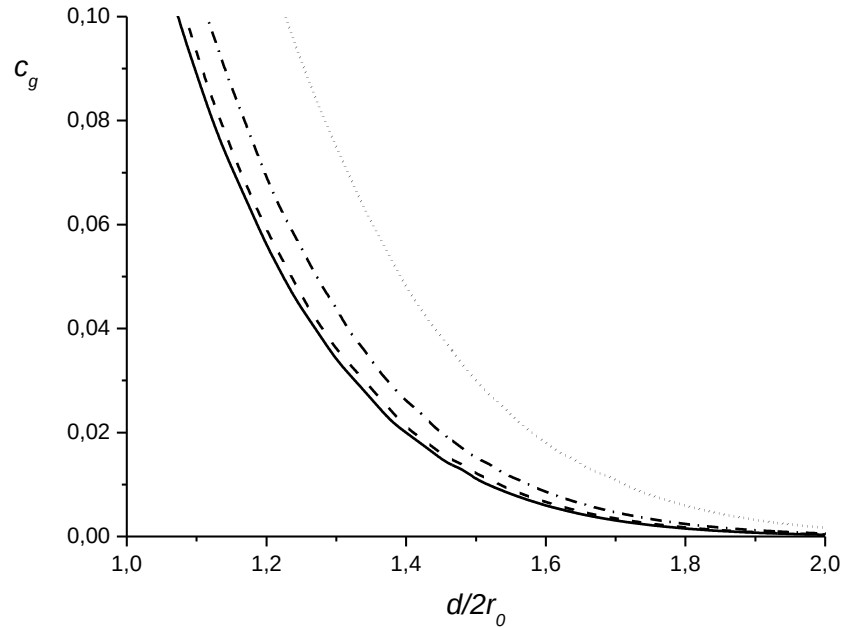


Рис. 1.3. Геометрические потери на наружной диафрагме в зависимости от ее нормированного радиуса для различных величин нормированного смещения: $S = 0$ (сплошная линия), $S = 0.1$ (штриховая линия), $S = 0.2$ (штрих-пунктирная линия) и $S = 0.4$ (пунктирная линия).

1.1.2. Коэффициент усиления малого сигнала в ЛСЭ как функция длины Рэлея

Рассмотрим зависимость коэффициента усиления малого сигнала ЛСЭ от длины Рэлея TEM_{00} -моды открытого резонатора. Будем предполагать, что электронный пучок проходит точно вдоль оси моды, а его поперечные размеры всюду много меньше поперечного размера моды. Тогда электронный пучок взаимодействует с полем TEM_{00} -моды на оси, которое имеет вид [20]:

$$E(z) \sim L_R^{-1} [1 + (z/L_R)^2]^{-1/2} \exp[j \cdot \arctg(z/L_R)]. \quad (1.16)$$

В (1.16) опущен несущественный фазовый множитель $\exp(-jkZ)$, а осевая координата Z отсчитывается от середины ондулятора, где находится перетяжка моды.

Поскольку распределение (1.16) неоднородно, а также неоднороден сам процесс взаимодействия электронов и электромагнитного поля, коэффициент усиления должен зависеть от длины Рэлея. Более того, из вида амплитуды поля (1.16) ясно, что должна существовать оптимальная длина Рэлея.

Во многих работах по теории ЛСЭ зависимость коэффициента усиления от длины Рэлея либо вообще игнорируется, что допустимо только для очень коротких длин волн (оптических и короче), либо считается, что коэффициент усиления пропорционален так называемому “коэффициенту заполнения” (filling factor). Этот коэффициент определяется как отношение объёма электронного пучка к объёму оптической моды внутри ондулятора, при условии, что сечение электронного пучка всюду меньше сечения моды [39-41]. Таким образом, считается, что коэффициент усиления обратно пропорционален величине модового объема в ондуляторе:

$$G_{ff} \sim \frac{1}{\int S(z)dz} \quad (1.17)$$

Такое определение, в общем, является частным случаем интеграла перекрытия, который широко используется в теории антенн при расчёте их эффективности [42], для вычисления потерь на преобразование мод в гибридных резонаторах [27-30, 43] и других пассивных систем.

Однако использование понятия коэффициента заполнения или интеграла перекрытия не является физически обоснованным для активных систем, таких как лазеры. В качестве наглядной иллюстрации рассмотрим лазер с однородной активной средой, локализованной близи оси, например, с газовой средой возбуждаемой осевым электронным пучком. Очевидно, что

пропорциональность вынужденного излучения интенсивности волны приводит к следующей зависимости коэффициента усиления такого лазера:

$$G_{gl} \sim \int I(z) dz \sim \int \frac{dz}{S(z)} \quad (1.18)$$

Выражения (1.17) и (1.18) отнюдь не эквивалентны друг другу. Так основное влияние на усиление по формуле (1.17) оказывают области с наибольшими значениями сечения моды $S(z)$. В то время как, согласно правильной формуле (1.18), основной вклад в усиление вносят, наоборот, области с наименьшим сечением. Неудивительно, что вид функций $G_{ff}(L_R)$ и $G_{gl}(L_R)$ совершенно различен (см. ниже Рис.1.6), за исключением тривиальной области очень больших L_R , где сечение практически не меняется на длине ондулятора и $G_{ff}(L_R) \sim G_{gl}(L_R) \sim 1/L_R$.

Формула (1.17) представляется тем более необоснованной для ЛСЭ, в которых усиление вдоль оси изменяется гораздо более сложным образом. В классическом ЛСЭ в начале ондулятора (со стороны влета электронного пучка) под воздействием поля электромагнитной волны происходит в основном модуляция скорости электронов, а в его середине и конце – их группировка и затем когерентное излучение. Кроме этого, как уже отмечалось, гауссов пучок (1.16) в ондуляторе при $L_R \leq L_u$ (где L_u – длина ондулятора) даже вблизи оси не является плоской волной.

Электромагнитная волна излучения одного электрона первоначально возникает как спонтанное излучение в ондуляторе с максимумом на резонансной частоте. Резонансная частота излучения релятивистского электрона соответствует длине волны λ , при которой волна излучения, движущаяся со скоростью света, обгоняет электрон, движущийся с меньшей скоростью, на периоде ондулятора на величину λ . Т.е. из условия фазового синхронизма $k_u \beta_{ez} = k(1 - \beta_{ez})$ мы получаем приблизительную длину волны

излучения ЛСЭ: $\lambda \approx \lambda_u (1 + K^2/2) / 2\gamma^2$, где $k_u = 2\pi / \lambda_u$ (λ_u – период ондулятора), k – волновой вектор электромагнитной волны, $\beta_{ez} = V_{ez} / c$ (V_{ez} – продольная скорость электронов), K – безразмерный параметр ондулятора, γ – релятивистский фактор электронов. Таким образом, резонансной длине волны соответствует когерентное излучение одного электрона в ондуляторе. То же наблюдается для коротких электронных сгустков размером $\Delta z \ll \lambda$. Для длинных идеально однородных сгустков $\Delta z \gg \lambda$ излучение будет равно нулю, т.к. фазы излучаемых отдельными электронами волн будут равновероятны от 0 до 2π . Реальный пучок имеет небольшие статистические флуктуации плотности и поэтому излучает слабое спонтанное излучение. Очевидно, что для возникновения мощного лазерного излучения необходима группировка электронов с периодом λ такая, чтобы глубина модуляции плотности электронов была порядка самой плотности. Эта группировка возникает при взаимодействии электромагнитной волны с электронным сгустком. Электрон совершает в ондуляторе поперечные колебания, поэтому он ускоряется или замедляется в поперечном поле электромагнитной волны. Резонансному излучению, очевидно, соответствует резонансное, наиболее эффективное взаимодействие волны с электронами, когда в системе координат движущейся с электронами мы наблюдаем их поперечные колебания синхронные с поперечным электрическим полем электромагнитной волны. Электроны, находящиеся в тормозящей полуволне этого поля, будут замедляться, а находящиеся в противоположной полуволне – ускоряться. В результате электроны группируются (имеют максимум плотности) в окрестности нуля поля электромагнитной волны и эти максимумы плотности повторяются с периодом λ . Таким образом, мы имеем на резонансной частоте волну поперечного тока электронов, сдвинутую на $\lambda/4$ ($\pi/2$) относительно электромагнитной волны. Излучение такой волны плотности электронов на резонансной длине волны будет нулевым, т.к. поперечный ток электронов и

электрическое поле волны сдвинуты по фазе на $\pi/2$ (электронный пучок является реактивной нагрузкой для поля). Другими словами, электроны группируются вокруг точки, где их обмен энергией с полем равен нулю. Электроны, находящиеся с одной стороны от этой точки отдают полю столько же энергии, сколько забирают электроны, находящиеся с другой стороны от этой точки. Чтобы разрушить эту “неблагоприятную симметрию” требуется отстройка частоты от резонанса. Для длин волн, отстроенных от резонанса на определённую величину, излучение будет ненулевым. Очевидно, что мощность излучения в общем случае будет некой осциллирующей функцией (излучение-поглощение) отстройки от резонанса. Максимальное излучение будет при отстройке от резонанса, вызывающей дополнительное проскальзывание волны плотности электронов относительно электромагнитной волны приблизительно на половину волны на длине ондулятора. Сказанное выше, элементарно записывается математически в виде функционала для коэффициента усиления:

$$\begin{aligned}
 G_{fel}(\beta, \Delta k) &\propto \frac{1}{\beta} \int_{-1/2}^{1/2} \frac{\sin[\Delta k z - \arctg(z/\beta)]}{\sqrt{1+(z/\beta)^2}} \int_{-1/2}^z \int_{-1/2}^{z'} \frac{\cos[\Delta k z'' - \arctg(z''/\beta)]}{\sqrt{1+(z''/\beta)^2}} dz'' dz' dz = \\
 &= \frac{1}{\beta} \int_{-1/2}^{1/2} \frac{\sin[\Delta k z - \arctg(z/\beta)]}{\sqrt{1+(z/\beta)^2}} \int_{-1/2}^z \frac{\cos[\Delta k z' - \arctg(z'/\beta)]}{\sqrt{1+(z'/\beta)^2}} (z - z') dz' dz,
 \end{aligned}
 \tag{1.19}$$

где использованы нормированные безразмерные величины $\beta = L_R/L_u$ и $z = Z/L_u$. В формуле (1.19) интеграл по dz'' учитывает пропорциональную напряженности поля модуляцию скорости (первое взаимодействие электронов с волной; для точного резонанса эффективность взаимодействия максимальна и равна 1), интеграл по dz' – группировку электронов и, наконец, интеграл по dz – выражает пропорциональное напряженности электрического поля и сгруппированной плотности электронов излучение пучка (второе

взаимодействие электронов с волной; при точном резонансе эффективность взаимодействия равна нулю). Сдвинутые по фазе на $\pi/2$ функции $\sin$ и $\cos$ учитывают сдвиг по фазе между электромагнитной волной и волной поперечного тока электронов. Аргументы функций $\sin$ и $\cos$ учитывают отстройку частоты (длины волны) $\Delta k = L_u[k_u\beta_{ez} - k(1 - \beta_{ez})]$ и дополнительный фазовый сдвиг $\arctg(z/\beta)$ в гауссовом пучке. Остальные члены в (1.19) тривиально учитывают амплитуду поля волны.

Функционал (1.19) мы будем сравнивать с коэффициентом заполнения (filling factor) G_{ff} :

$$G_{ff}(\beta) \propto \frac{1}{\beta \int_{-1/2}^{1/2} [1 + (z/\beta)^2] dz} = \frac{1}{\beta(1 + 1/12\beta^2)}, \quad (1.20)$$

который максимален при величине $\beta = 1/\sqrt{12} = 0.29$.

Из (1.19) можно получить зависимость коэффициента усиления ЛСЭ для частного случая – плоской волны ($\beta \gg 1$):

$$\begin{aligned} G_{fel}^{pw}(\beta, \Delta k) &\propto \frac{1}{\beta} \int_{-1/2}^{1/2} \sin(\Delta k z) \int_{-1/2}^z \cos(\Delta k z') \cdot (z - z') dz' dz = -\frac{1}{8\beta} \left[\frac{\sin \Delta k}{(\Delta k/2)} + \frac{2 \sin^2(\Delta k/2)}{(\Delta k/2)^3} \right] = \\ &= -\frac{1}{8\beta} \cdot \frac{d}{d(\Delta k/2)} \left[\frac{\sin(\Delta k/2)}{\Delta k/2} \right]^2 \sim -\frac{1}{\beta} \cdot \frac{d}{dx} \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Выражение (1.21) представляет собой хорошо известную теорему Мэйди [44] для коэффициента усиления плоской волны в ЛСЭ, согласно которой он пропорционален производной со знаком минус от спонтанного излучения в ондуляторе. Множитель β^{-1} в последней формуле введен для квазиплоского гауссова пучка, т.к. идеальная плоская волна имеет нулевую интенсивность. Отличие функций (1.19) и (1.21) становятся заметными при $\beta \leq 5$, а при $\beta \geq 10$ они практически совпадают.

Функция двух переменных $G_{\text{rel}}(\beta, \Delta k)$ изображена в виде поверхности на Рис. 1.4.

Коэффициент усиления ЛСЭ имеет абсолютный максимум при $\beta_{\text{opt}}=0.255$ и $\Delta k_{\text{opt}}(\beta_{\text{opt}})=5.55$. Заметим, что, оптимальная отстройка примерно вдвое превышает оптимальную отстройку для плоской волны $\Delta k_{\text{opt}}(\beta \gg 1) = 2.606$, приводимую во всех материалах по теории ЛСЭ (Рис.1.5). Этого и следовало ожидать, т.к. при $\beta = \beta_{\text{opt}}$ слагаемые в аргументах функций $\sin$ и $\cos$ в выражении (1.19) имеют одинаковый порядок величины. Интересно, что для значения $\Delta k = 2.606$, при котором реализуется максимальный коэффициент усиления для плоской волны, мы имеем нулевой коэффициент усиления для оптимального гауссова пучка. Кривая усиления для оптимального гауссова пучка, в отличие от кривой для плоской волны, несимметрична относительно начала координат. В целом из Рис. 1.4 и Рис. 1.5 мы видим, что усиление ЛСЭ является функцией именно двух переменных, а не произведением функций (1.20) и (1.21) с отдельными переменными, как это предполагается при использовании понятия коэффициента заполнения (filling factor). Именно последнее рассмотрение чаще всего встречается в литературе: сначала рассматривается влияние отстройки частоты на коэффициент усиления для плоской волны и затем отдельно рассматривается влияние форм-фактора электромагнитной волны (filling factor).

Заметим, что отстройка Δk как произвольный параметр имеет смысл только для ЛСЭ-усилителя, в котором частота задается внешним источником. Мы же в основном рассматриваем ЛСЭ-генераторы. Для них отстройку следует понимать следующим образом. Для каждого определённого резонатора с определённым значением β мы должны выбрать такое Δk_{opt} , при котором коэффициент усиления максимален – именно на этой частоте (длине волны) будет автоматически происходить генерация ЛСЭ. Таким образом, ЛСЭ-генераторам с разными β соответствует линия на поверхности Рис 1.4,

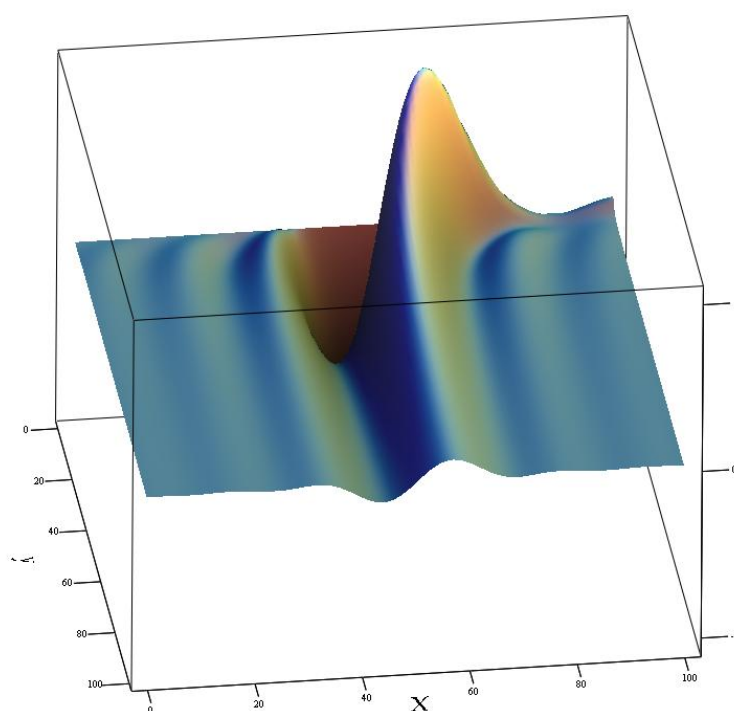


Рис.1.4. Нормированный на максимум коэффициент усиления ЛСЭ как функция нормированной длины Рэлея и отстройки. Координаты X и Y соответствуют величинам: $\Delta k = 0.4 \cdot X - 20$, $\beta = Y/10$.

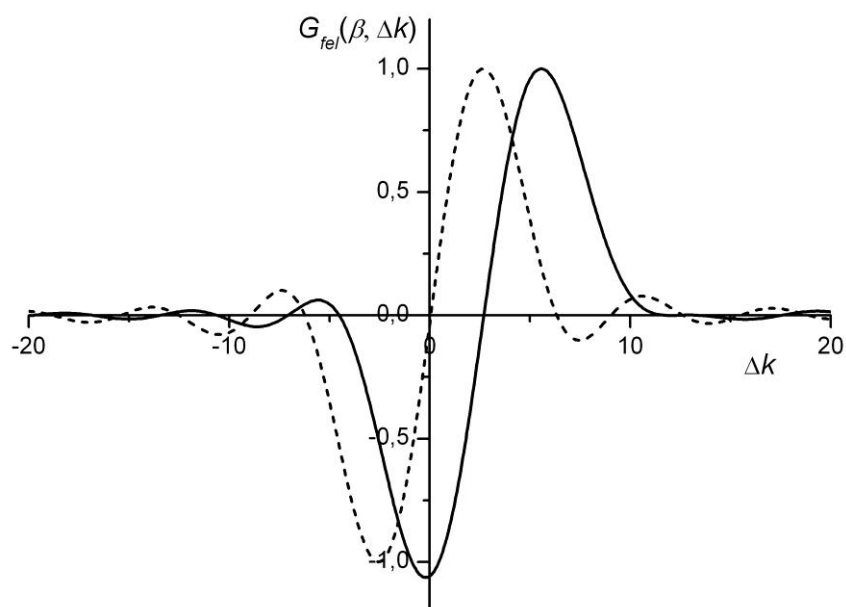


Рис.1.5. Нормированный на максимум коэффициент усиления ЛСЭ как функция отстройки для оптимальной длины Рэлея $\beta_{opt} = 0.255$ (сплошная линия) и то же для плоской волны $\beta \gg 1$ (штриховая линия).

проходящая по гребню максимума усиления $G_{fel}(\beta) = G_{fel}(\beta, \Delta k_{opt}(\beta))$. Полученная таким образом функция $G_{fel}(\beta, \Delta k_{opt}(\beta))$ изображена на Рис.1.6 вместе с функциями $G_{ff}(\beta)$, $G_{gt}(\beta) \sim \arctg(1/(2\beta))$ и сечением $G_{fel}(\beta, \Delta k_{opt}=5.55)$, полезным для ЛСЭ-усилителя.

Как видно из Рис.1.6 усиление малого сигнала ЛСЭ изменяется незначительно ($\leq 10\%$) в довольно широком диапазоне нормированных длин Рэлея $0.15 \leq \beta \leq 0.9$. Кривая усиления для ЛСЭ-усилителя в полтора раза уже. Оптимальная отстройка $\Delta k_{opt}(\beta)$ плавно растет при уменьшении β от величины 2.606 для плоской волны до величины 8.8 для резонаторов очень малым β .

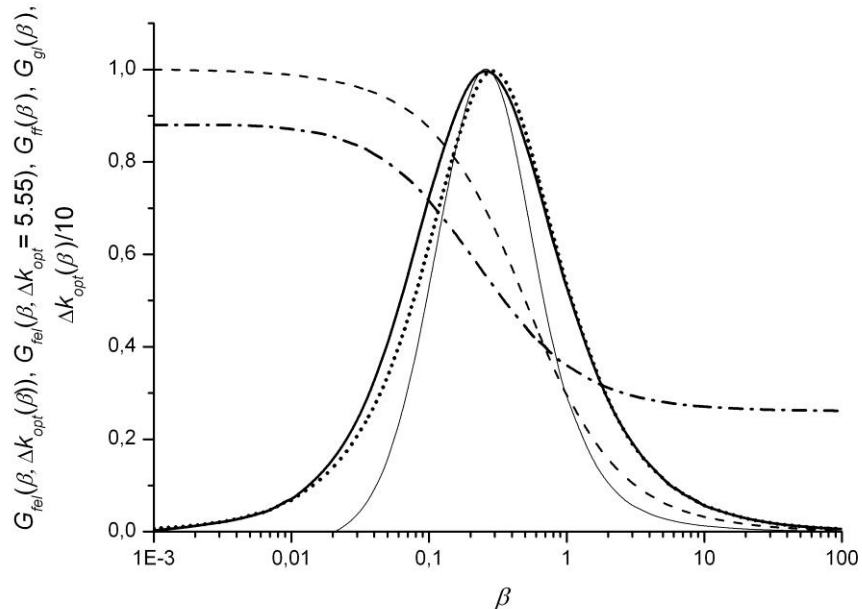


Рис.1.6. Нормированные на максимум коэффициенты усиления и оптимальная отстройка как функции нормированной длины Рэлея: коэффициент усиления ЛСЭ-генератора (толстая сплошная линия), оптимальная отстройка ЛСЭ-генератора (штрих-пунктирная), коэффициент усиления ЛСЭ-усилителя (тонкая сплошная), коэффициент усиления по коэффициенту заполнения (filling factor)(пунктирная) и коэффициент усиления для однородной активной среды (штриховая).

Кривая усиления ЛСЭ-генератора оказалась близкой к зависимости, рассчитанной по коэффициенту заполнения, хотя и имеет заметные отличия.

Однако сильное различие последней кривой с другими зависимостями для коэффициентов усиления на Рис.1.6 показывает, что эта близость является случайной. В частности, спад усиления ЛСЭ-генератора при малых β , в значительной мере возникает из-за фазовых эффектов в выражении (1.19). В коэффициенте же заполнения используется только сечение моды, с которым связана только амплитуда поля.

С другой стороны, эта случайная близость позволяет избежать противоречия с немногочисленными, но все-таки имеющимися экспериментальными данными, согласно которым коэффициент малого сигнала ЛСЭ был близок к расчётной величине по коэффициенту заполнения [41].

Заметим, что в работе [45] численным анализом динамики отдельных электронов в поле гауссова пучка и соответствующими усреднениями, была получена зависимость $G_{fel}(\beta, \Delta k)$, практически совпадающая с Рис.1.4. Тем не менее, один из авторов [45] в своих последующих работах [41, 46], как это не странно, использовал не эту правильную зависимость, а физически необоснованное понятие коэффициента заполнения.

В заключение этого раздела заметим, что длины Рэлея различных ЛСЭ чаще всего находятся в диапазоне $\beta = 0.3-0.5$. Однако, в работах [41, 46-48] рассматриваются проекты мощных ЛСЭ с очень малой длиной Рэлея ($\beta \ll 1$). Компьютерное моделирование авторов этих работ показывает, что при достаточно большом коэффициенте усиления он остается примерно постоянным при малых β , что, по мнению авторов, является следствием искажения моды. Для небольших коэффициентов усиления авторы [41] в тех же численных расчётах получили зависимость коэффициента усиления, подобную зависимости для ЛСЭ-генератора на Рис.1.6. Преимуществом открытого оптического резонатора с малой длиной Рэлея является уменьшение нагрузки на зеркала при фиксированной длине установки, что

является важным для очень мощных ЛСЭ. Однако такой резонатор мало исследован экспериментально (фактически имеется один противоречивый эксперимент [41]) и имеет ряд очевидных недостатков, которые будут обсуждены в разделе 1.1.3.

В заключение этого пункта отметим, что записи коэффициента усиления ЛСЭ в виде одной простой аналитической формулы (1.19) нет в литературе по теории ЛСЭ. Как правило, это либо численные расчеты, либо длинные аналитические вычисления методом последовательных приближений, которые к тому же опускают ввиду их громоздкости даже для плоской волны. Формула (1.19) легко модернизируется для разных типов ЛСЭ (например, оптического клистрона) и разных типов оптических резонаторов. В частности, её разновидность для гибридного резонатора с планарным волноводом рассмотрена в разделе 2.6, Гл.2.

1.1.3. Критерии оптимизации открытых резонаторов НЛСЭ.

Юстировочная неустойчивость

Рассмотрим кратко основные критерии оптимизации оптических резонаторов открытого типа, которые используются для всех трёх лазеров НЛСЭ. Оптимизация ЛСЭ, как и любого другого лазера, заключается в выборе параметров, при которых он генерирует максимальную выходную мощность. Для этого ЛСЭ должен иметь максимальный коэффициент усиления, минимальные внутренние резонаторные потери и соответствующую им оптимальную выходную связь (полезные потери). Существенным отличием ЛСЭ от обычных лазеров является требование к ширине диапазона генерации по длинам волн. От этого зависит разнообразие возможных пользовательских экспериментов. Поэтому критерий получения максимально широкого диапазона генерации будет основным для всех трёх НЛСЭ.

Оптимизация выходной связи γ будет рассмотрена отдельно в разделе 1.3 этой главы. В этом же разделе приводится формула для выходной мощности лазера. Согласно этой формуле, усиление G и внутренние потери c_i , являющиеся функциями длины Рэлея и длины волны, должны оптимизироваться одновременно, т.к. входят в выходную мощность лазера в виде комбинации:

$$P \propto \gamma \left[-\frac{\ln(1+G)}{\ln(1-c_\Sigma)} - 1 \right] \approx \gamma \left(\frac{G}{n\gamma + c_i} - 1 \right), \quad (1.22)$$

где коэффициент $n = 1$ для однородного и $n = 2$ для неоднородного выводов излучения.

Расчётные модели, используемые при определении G и c_i , имеют разную точность. Точность вычисления потерь, как показано в предыдущих разделах, увеличивается с их уменьшением, т.е. при приближении к оптимальной по потерям геометрии. Наоборот, простая аналитическая расчётная модель для коэффициента усиления, описанная в предыдущем разделе, может быть недостаточно точна для оптимального большого коэффициента усиления. Но, как уже ранее отмечалось, оптимизация практически невозможна на основе численных методов из-за бесконечного числа возможных вариантов. Однако в ЛСЭ, как и в любом другом лазере, оптимальный резонатор наиболее важен не для большого коэффициента усиления, а для малого, который может иметь место при начальной настройке ЛСЭ, а также быть обусловленным целым рядом временных технических проблем. В этом случае оптимизация по малому коэффициенту усиления позволяет сохранить работоспособность ЛСЭ.

Расхождение между простой аналитической моделью для коэффициента усиления, описанной в предыдущем разделе, и реальностью возможно при большом коэффициенте усиления и малых β . Численные расчёты авторов [41]

дают функцию $G(\beta) \approx \text{const}$ для $0.05 < \beta < 0.3$ при $G_0 = 10\%$ и слегка растущую с уменьшением β зависимость при $G_0 = 50\%$. Причиной этого отклонения от аналитической модели названо отличие расчётного распределения интенсивности моды от гауссова распределения, определяемого геометрией зеркал (мода имеет большую интенсивность в приосевой зоне, где происходит усиление). При малом G_0 , равном нескольким процентам, авторы [41] получили хорошее соответствие численных расчётов аналитической модели.

Однако надо заметить, что влияние сильного отличия геометрии моды и геометрии, где происходит усиление (потери), не является чем-то новым и присущим только ЛСЭ. Так в разделе 1.1.1.3 этой главы, где рассматриваются дифракционные потери на центральных отверстиях внутри резонатора, наблюдалось расхождение между численными расчётами и аналитическими расчётами по модели с невозмущенной геометрией моды при достаточно больших диаметрах отверстий. Объяснение этого эффекта – искажение моды (провал интенсивности в центре моды), которое усилено неустойчивостью резонатора (конфокальная геометрия) при малых других потерях (при больших – эффект не наблюдался). В этом смысле усиливающий центральный электронный пучок для моды резонатора – то же, что поглощающее центральное отверстие, с той разницей, что в этом случае будет наблюдаться увеличение, а не уменьшение интенсивности в приосевой области. Кроме того, резонатор с малым β приближается к неустойчивой сферической геометрии. Однако искажение моды отверстием при реальных величинах других потерь происходило при гораздо больших потерях на отверстии (усилении) $\geq 20\%$.

Развивая далее эту аналогию, мы должны учесть различие резонаторов, используемых в расчётах [41,46-47] и резонаторов НЛСЭ. Инфракрасные резонаторы в [41,46-47] имеют однородный вывод излучения через полупрозрачные зеркала. Такой вывод излучения не искажает моду, но является достаточно узкополосным. Значительная перестройка длины волны в

таком резонаторе возможна только путем замены зеркал, что крайне неудобно и трудоёмко. К тому же хорошие полупрозрачные диэлектрические зеркала невозможно сделать для дальней инфракрасной и терагерцевой области из-за отсутствия подходящих материалов. В НЛСЭ используются универсальный широкополосный вывод излучения через центральные отверстия, который позволяет использовать один и тот же резонатор в широком диапазоне длин волн. При этом искажение моды неоднородным усилением (увеличение интенсивности в приосевой области) будет в значительной мере скомпенсировано обратным искажением из-за неоднородных потерь (уменьшение интенсивности в приосевой области). Более того, для большего усиления оптимальным будет большее выходное отверстие, т.е. такая компенсация будет иметь место в широком диапазоне значений коэффициента усиления.

Кроме этого, как будет показано в Гл.2, зависимость коэффициента усиления от длины Рэлея всегда более широкая, чем для потерь. Это значит, что определяющий вклад в оптимизацию резонатора по β вносят потери, а не усиление. Таким образом, описанная выше приближённая аналитическая модель определённо будет достаточно хорошей для наиболее критических случаев и приблизительно верной для больших коэффициентов усиления НЛСЭ.

Что касается конкретных оптимизаций оптических резонаторов трёх лазеров НЛСЭ, то они несколько различны. В длинноволновом терагерцевом НЛСЭ с малым отношением общей длины резонатора к длине ондулятора оптимизация наиболее простая, т.к. она в основном определяется потерями на наружных диафрагмах. Эффекты увеличения потерь и уменьшения усиления из-за неточности юстировки для этого резонатора пренебрежимо малы.

Другая ситуация наблюдается для НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона. У него потери на наружных диафрагмах в случае идеальной

юстировки очень малы. Однако из-за вдвое большего отношения длины резонатора к длине ондулятора и укорочения длины Рэлея (смещения к оптимальной величине для усиления) здесь становятся весьма заметными эффекты, связанные с неточностью начальной угловой юстировки оптического резонатора. Для НЛСЭ принята неприемлемой ситуация, когда при включении установки генерации не наблюдается по причине разъюстировки резонатора. Для этого величина L_R не должна быть слишком малой из-за эффекта, который мы рассмотрим ниже.

Ось аксиально-симметричной TEM_{00} -моды внутри оптического резонатора должна всегда проходить через центры кривизны зеркал. Отсюда легко показать, что наклон оси моды внутри резонатора $\Delta\theta$ при наклоне одного из зеркал $\Delta\varphi$ происходит в ту же сторону и по величине равен:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta\varphi}{2} \left(\frac{L^2}{4L_R^2} + 1 \right), \quad (1.23)$$

где L – длина резонатора. Таким образом, для коротких длин Рэлея $L_R \ll L$ (при приближении к сферическому резонатору) мы имеем $\Delta\theta \gg \Delta\varphi$. Сильный наклон моды резко увеличивает потери на наружных диафрагмах и уменьшает коэффициент усиления, т.к. электронный пучок будет проходить в областях поля с меньшей интенсивностью. Таким образом, для резонаторов с очень малой длиной Рэлея наблюдается неустойчивая ситуация, когда даже малые наклоны зеркал могут привести к потере генерации. Такую неустойчивость назовем для определенности “юстировочной неустойчивостью”.

Для потерь смещенной моды мы имеем соответствующие формулы раздела 1.1.1.4, а коэффициент усиления наклонной моды можно легко получить тривиальными дополнениями в амплитудные и фазовые члены формулы (1.19). В дальнейших расчетах мы будем полагать для

определенности $\Delta\varphi = 10^{-4}$ – типичной величине точности угловой юстировки зеркал по HeNe-лазеру.

Эффект юстировочной неустойчивости очень важен и для оптимизации самого коротковолнового инфракрасного НЛСЭ. Кроме этого, особенностью этого лазера является значительно более широкий проектный диапазон генерации 5-30 мкм, благодаря использованию ондулятора на постоянных магнитах с переменным зазором. При этом определяющими потерями в коротковолновом диапазоне будут потери на выходных отверстиях, а в длинноволновом – потери на наружных апертурах. Выбор правильной величины β для резонатора этого НЛСЭ – наиболее критичен.

1.2. Гибридные оптические резонаторы

Гибридными будем называть такие оптические резонаторы, в которых присутствуют как открытые участки, так и участки с полыми диэлектрическими или металлическими волноводами. Такие резонаторы используются в длинноволновых ЛСЭ для повышения связи электронного пучка с полем, а в обычных газовых лазерах для более эффективного использования энергии, запасённой в объеме активной среды. Тривиальная потребность в минимальных открытых участках всегда возникает из-за необходимости юстировки зеркал. Во многих случаях необходимо, чтобы это расстояние было значительным. Так, в лазерах на свободных электронах такой промежуток требуется для ввода/вывода электронного пучка, а в обычных лазерах для размещения внутри резонатора различных устройств: селектирующих ячеек, поляризаторов, окон Брюстера и т.д. При этом поле излучения в волноводе распространяется в виде волноводных мод, а на открытых участках – в виде рассмотренных в предыдущем параграфе мод свободного пространства. Как волноводные моды, так и моды свободного пространства хорошо известны и будут здесь рассмотрены только в контексте

основного содержания этого параграфа – рассмотрения потерь связи или преобразования этих классов мод в друг в друга. Как оказалось, во многих работах эти потери связи либо не учитывались вообще, либо не вычленялись в явном виде при решении некоторых частных задач методом интегральных уравнений, либо содержали определенные неточности при решении этой задачи методом модового разложения.

Как и в случае открытых резонаторов, нас в основном будут интересовать только “хорошие” оптические резонаторы с малыми потерями, для которых можно найти приближенное аналитическое решение, пригодное для практической оптимизации. Исторически интерес автора к этой задаче возник именно из практических потребностей сначала при создании мощных субмиллиметровых лазеров с полым диэлектрическим волноводом для исследования высокотемпературной плазмы, а затем, в большей степени, при создании оптического резонатора для компактного лазера на свободных электронах для Корейского института исследований в области атомной энергии (KAERI).

1.2.1. Моды полых волноводов

Будем рассматривать полые волноводы, размер которых a намного превышает длину волны λ распространяющегося внутри них излучения. В таких волноводах образуются специфические моды полого волновода, на конфигурацию которых величина проводимости материала стенок не оказывает существенного значения. Вследствие $a \gg \lambda$ излучение падает на стенку под малым дифракционным углом λ/a (угол падения близок к 90°) и отражается от неё с коэффициентом близким к единице даже для диэлектрических материалов, у которых действительная и мнимая части показателя преломления незначительно превышают 1.

Структура мод полого круглого волновода, их постоянные распространения подробно описаны в классической теоретической работе [49]. Для прямоугольных волноводов то же позже было сделано в работе [50]. Основные параметры мод полого круглого волновода подтверждаются в экспериментах на субмиллиметровых газовых лазерах с полым диэлектрическим волноводом [34,51-56]. Принципиальным отличием этих лазеров от таких же лазеров оптического и инфракрасного диапазона является достаточно узкое однородное столкновительное уширение генерирующих линий. В результате, изменением длины резонатора можно легко настраиваться на одну из поперечных мод полого волновода, для которой усиление превышает потери.

Наиболее интересной модой полого круглого волновода для применений в ЛСЭ является одна из его низших мод – EH_{11} . Эта мода линейно поляризована вдоль некоторого выделенного направления на всем сечении внутренней полости волновода за исключением узкого приграничного слоя шириной несколько λ и имеет радиальное распределение поля [49]:

$$E = E(r) = \begin{cases} \frac{K_0}{a} J_0\left(u_{10} \frac{r}{a}\right) & \text{внутри волновода} \\ 0 & \text{вне волновода,} \end{cases} \quad (1.24)$$

где J_0 - функция Бесселя нулевого порядка и $u_{10} = 2.405$ – её первый корень [57], a – радиус волновода, $K_0 = 1.086762$ – коэффициент соответствующий нормировке поля, при которой интеграл квадрата амплитуды поля по сечению волновода равен 1. Заметим, что распределение (1.24) весьма близко к гауссову распределению TEM_{00} – моды. Суперпозиция двух EH_{11} - мод с ортогональными линейными поляризациями, сдвинутых по фазе на $\pi/2$, идеально соответствует круговой поляризации поля в спиральном ондуляторе.

Комплексная постоянная распространения EH_{11} -моды вдоль оси полого круглого волновода определяется выражением [49]:

$$\gamma_{wc} \approx k \left[1 - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{u_{10} \lambda}{2\pi a} \right)^2 \left(1 - \frac{i \nu_{nc} \lambda}{\pi a} \right) \right], \quad (1.25)$$

где $\nu_{nc} = (\tilde{n}^2 + 1) / (2\sqrt{\tilde{n}^2 - 1})$, $\tilde{n}$ - комплексный показатель преломления материала стенки волновода. Соответственно волновое число k_{wc} и постоянная затухания α_{wc} будут определяться как:

$$k_{wc} = \text{Re}(\gamma_{wc}) = k \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\frac{u_{10} \lambda}{2\pi a} \right]^2 \left[1 + \text{Im} \left(\frac{\nu_{nc} \lambda}{\pi a} \right) \right] \right\}, \quad (1.26)$$

$$\alpha_{wc} = \text{Im}(\gamma_{wc}) = \left(\frac{u_{10}}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} \text{Re}(\nu_{nc}). \quad (1.27)$$

Для ЛСЭ с плоским ондулятором лучше подходит прямоугольный $2a \times 2b$ или планарный $2b$ волновод. При этом большая сторона волновода $2a$ выбирается параллельной вектору $\vec{E} = E\vec{x}_0$. В этом случае волноводная мода имеет наименьшие потери, а напряженность магнитного поля ондулятора, параллельного меньшей стороне $2b$, будет максимальной (Рис.1.11). Нормированные поля низшей моды $E^x H_{11}^y$ будут иметь вид [50]:

$$E_x = H_y c = F_x(x) \cdot F_y(y) = \begin{cases} a^{-1/2} \cos \frac{\pi x}{2a} \cdot b^{-1/2} \cos \frac{\pi y}{2b} & \text{внутри волновода,} \\ 0 & \text{вне волновода.} \end{cases} \quad (1.28)$$

Напряжённости полей планарного волновода будут равны функции $F_y(y)$. Волновое число и постоянная затухания $E^x H_{11}^y$ -моды прямоугольного волновода [50]:

$$k_{wr} = k \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\pi}{2ka} \right)^2 \left(1 - \frac{2}{ka} \operatorname{Im}(\nu_{2n}) \right) + \left(\frac{\pi}{2kb} \right)^2 \left(1 - \frac{2}{kb} \operatorname{Im}(\nu_{1n}) \right) \right] \right\}, \quad (1.29)$$

$$\alpha_{wr} = \frac{\lambda^2}{16a^3} \operatorname{Re}(\nu_{2n}) + \frac{\lambda^2}{16b^3} \operatorname{Re}(\nu_{1n}); \quad (1.30)$$

$$\nu_{1n} = \frac{1}{\sqrt{\tilde{n}^2 - 1}}; \quad \nu_{2n} = \frac{\tilde{n}^2}{\sqrt{\tilde{n}^2 - 1}}. \quad (1.31)$$

Заметим, что волновое число и постоянная затухания естественным образом состоят из двух слагаемых, соответствующих TM_1 и TE_1 -модам планарных волноводов с зазорами $2a$ и $2b$, соответственно.

1.2.2. Потери связи EH_{11} -моды полого круглого волновода с модами открытого пространства. Оптимальные гибридные резонаторы с полым круглым волноводом

Рассмотрим задачу о потерях связи низшей волноводной EH_{11} -моды в лазерном резонаторе, состоящем из двух зеркал и полого круглого волновода между ними. Нашей целью будет определение оптимальных гибридных лазерных резонаторов с минимальными внутренними потерями, у которых излучение внутри волновода распространяется преимущественно в виде одной EH_{11} -моды. Нас будут интересовать особенности применения таких резонаторов в лазерах с большой перестройкой длины волны, например, ЛСЭ. Содержание этого раздела изложено в работах [27, 28].

Т.к. отдельные моды внутри волновода имеют плоский волновой фронт, “классический” волноводный резонатор образуется, если на торцы волновода установить плоские зеркала. Будем рассматривать режим генерации такого лазера на одной низшей линейно поляризованной EH_{11} - моде, который можно реализовать в ряде случаев за счёт различных механизмов. В реальных конструкциях лазеров из-за необходимости юстировки зеркала всегда находятся на конечном расстоянии от торцов волновода. Во многих случаях необходимо, чтобы это расстояние было значительным. Так, в лазерах на свободных электронах такой промежуток требуется для ввода/вывода электронного пучка, а в обычных лазерах для размещения внутри резонатора различных устройств: селектирующих ячеек, поляризаторов, окон Брюстера и т.д. При этом резонатор уже не будет чисто волноводным и его точный расчёт в самом общем виде должен проводиться методом решения интегральных уравнений для электромагнитного поля. К сожалению, такой метод решения задачи имеет хорошо известные недостатки. Это громоздкость, ненаглядность и отсутствие ясных физических ориентиров при поиске оптимумов. Последнее вынуждает прибегать к неэффективному перебору вариантов, число которых, однако, всегда конечно. Между тем на практике, как правило, требуется не рассчитать резонатор произвольной геометрии, а найти резонаторы, которые имеют минимальные и достаточно малые внутренние потери. При этом задача поиска таких оптимальных геометрий резонатора и вычисления их потерь кардинально упрощается. Естественно за отправную точку взять “классический” волноводный резонатор, который имеет минимальные потери. Будем искать аксиально-симметричные резонаторы с такой кривизной зеркал и с такими ненулевыми расстояниями между зеркалами и торцами волновода, при которых возмущение рабочей EH_{11} -моды будет очень мало (не более 1%). Если такие резонаторы существуют, то даже в самых неблагоприятных случаях относительно коротких и широких волноводов с малыми

волноводными потерями (однако таких, в которых волновод существенно влияет на формирование поля внутри него) будет справедливым представление поля внутри волновода в виде невозмущённой EH_{11} -моды. В дальнейшем мы будем называть такие резонаторы оптимальными гибридными резонаторами.

Внутренние потери резонатора при этом разделяются на отдельные компоненты: омические потери на зеркалах, волноводные потери EH_{11} -моды и потери связи для этой моды. Хорошо известно как вычислять потери на зеркалах (Гл.5, 5.1.1) и волноводные потери (Гл.1, 1.2.1). Поэтому ниже будут рассматриваться только потери связи. Под этими потерями понимается доля излучения, которая не переходит в волноводную EH_{11} -моду после отражения от зеркала на открытом участке и возвращения на торец волновода. При этом мы считаем зеркало достаточно большим, чтобы можно было пренебречь потерями на его наружной апертуре. Потери связи естественно разложить на две части: апертурную часть – долю излучения, выходящую за пределы апертуры волновода и неапертурную часть – долю излучения, которая, хотя и попадает в волновод, но не переходит в EH_{11} -моду, а, являясь возмущением этой моды, трансформируется в высшие волноводные моды. В описываемой модели расчётов обе части потерь связи считаются компонентами внутренних потерь резонатора. Легко понять, что такой подход даёт точное решение для резонаторов с достаточно большими потерями высших волноводных мод. Т.к. потери этих мод внутри волновода быстро растут с увеличением их индекса и всегда существует механизм их фильтрации на открытых участках за счёт апертурной доли потерь связи [27], для этого достаточно, чтобы волноводные потери основной EH_{11} -моды за проход резонатора превышали величину $5 \div 10$ %. Для резонаторов в длинном волноводе, у которых волноводные потери велики даже для EH_{11} -моды, используемая модель будет справедливой и при очень больших потерях связи.

Очевидно, что в случае малых потерь высших волноводных мод, рассчитанные по предложенной модели внутренние потери резонатора соответствуют истинным потерям с погрешностью $\sim 100\%$. Однако и в этом случае геометрии оптимальных волноводных резонаторов определяются верно, а погрешность определения внутренних потерь при их малой величине может быть достаточной для практических приложений.

Здесь следует отдельно отметить дополнительную возможность фильтрации волноводной EH_{11} -моды на открытых участках за счёт конечной апертуры зеркал, которая в нижеприведённых расчётах не учитывается. Распределение интенсивности EH_{11} -моды близко к гауссовому распределению и поэтому имеет минимальную расходимость. Расходимость высших волноводных мод на выходе в свободное пространство заведомо больше и поэтому можно так подобрать апертуру зеркал, чтобы апертурные потери высших волноводных мод были существенно выше, чем у EH_{11} -моды.

Расчёт потерь связи будем проводить методом разложения поля волноводной моды на открытом участке по нормальным гауссовым модам свободного пространства и учёта трансформации этих мод на этом участке, который впервые был применён в работе [43]. Однако в этой работе была допущена ошибка в вычислении фаз гауссовых мод, которая приводит к изменению оптимальных конфигураций резонатора и увеличению минимальных потерь (в некоторых случаях в несколько раз). Хотя в других случаях отличия невелики, это было заранее не очевидно без точного решения задачи, предлагаемого ниже. Кроме этого, мы вычислим отдельные части потерь связи и дадим более подробное описание основных физических эффектов, определяющих эти потери.

Рассмотрим поле EH_{11} -моды на торце волновода с распределением (1.24). Излучение на участке от торца до зеркала и обратно будем представлять в

виде ряда Фурье по полной системе аксиально-симметричных нормальных гауссовых мод свободного пространства [20, 43]:

$$E(r, z) = \sum_p A_p \Psi_p(r, z), \quad E(r) = \sum_p A_p \Psi_p(r), \quad (1.32)$$

$$\Psi_p(r, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega(z)} L_p\left(\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right) \exp\left\{-\frac{r^2}{\omega^2(z)} + i\left[\phi_p(z) - k\frac{r^2}{2\rho(z)}\right]\right\}, \quad (1.33)$$

$$\Psi_p(r) = \Psi_p(r, z)\Big|_{z=0} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega_0(z)} L_p\left(\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right),$$

$$A_p = \int_0^\infty E(r) \Psi_p(r) 2\pi r dr, \quad (1.34)$$

где L_p – полиномы Лагерра индекса $p = 0, 1, 2, \dots$, а характерный радиус мод $\omega(z)$, радиус волнового фронта $\rho(z)$ и фазовый сдвиг $\phi_p(z)$ имеют вид:

$$\omega(z) = \omega_0 [1 + (z/\beta_0)^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.35)$$

$$\rho(z) = z[1 + (\beta_0/z)^2], \quad (1.36)$$

$$\phi_p(z) = (2p + 1) \arctg(z/\beta_0), \quad (1.37)$$

$$\beta_0 = \pi\omega_0^2/\lambda. \quad (1.38)$$

Здесь координата z отсчитывается от торца волновода в направлении зеркала и всюду опущен несущественный для данной задачи фазовый множитель $\exp[i(\Omega t - kz)]$, где Ω - частота излучения, k - волновой вектор. Также как и для волноводной моды, мы используем единичную нормировку интеграла интенсивности для каждой из гауссовых мод.

Собственные функции Ψ_p полностью определяются характерным радиусом мод в перетяжке ω_0 . Хотя выбор этой величины формально является

произвольным в рамках неравенства $\omega_0 \gg \lambda$, существует определённое значение характерного радиуса, при котором задача, во-первых, максимально упрощается, во-вторых, в ней максимально проявляется физическая сторона. Выберем такое значение ω_0 , чтобы коэффициент разложения для нулевой моды A_0 имел максимальное значение. Нетрудно получить, что для этого надо положить $\omega_0 = 0.643562 a$. Для такого ω_0 коэффициент $A_1 = 0$, т.к. согласно (1.34) $A_1 = -\omega_0 (\partial A_0 / \partial \omega_0)$.

Доля мощности исходного излучения B_j , содержащаяся в первых j модах разложения (1.32), будет равна:

$$B_j = \sum_{p=0}^j A_p^2. \quad (1.39)$$

В Таблице 1.1 приведены значения этого параметра и коэффициентов A_p .

Таблица 1.1.

p, j	A_p	B_j
0	0.990329	0.98075
1	$1.61 \cdot 10^{-9}$	0.98075
2	-0.120493	0.99527
3	-0.043073	0.99712
4	0.019590	0.99751
5	0.034135	0.99867
6	0.020010	0.99907
7	0.000199	0.99907
8	-0.012509	0.99923
9	-0.015178	0.99946
10	-0.010507	0.99957

Из неё видно, что при таком разложении в нулевой гауссовой моде содержится основная доля излучения (более 98 %), а в сумме нулевой и второй мод – подавляющая её часть (99.5 %). Одиннадцать членов

разложения, содержащих 99.96 % мощности исходного излучения, обеспечивают погрешность вычисления потерь связи ~ 0.08 %.

Количественно потери связи за один проход резонатора выражаются через интеграл перекрытия:

$$c(s) = 1 - \left| \int_0^a E(r) E'(r, s) 2\pi r dr \right|^2, \quad (1.40)$$

где $E(r)$ – исходное распределение поля (1.24) на выходе волновода, $E'(r, s)$ – поле, возвращённое на торец волновода после отражения от зеркала, s – расстояние от торца волновода до зеркала. Апертурная доля потерь связи $c_a(s)$ равна:

$$c_a(s) = 1 - \int_0^a |E'(r, s)|^2 2\pi r dr. \quad (1.41)$$

Исходя из выражений (1.40), (1.41) и данных Табл.1.1, можно сразу провести градацию основных физических эффектов по степени их влияния на величину потерь связи. Согласно неравенству Коши–Шварца интеграл перекрытия в (1.40) имеет максимальное значение 1 при $E' = E$ и уменьшается при увеличении различий этих полей. Т. к. основная мощность излучения сосредоточена в нулевой гауссовой моде, именно она играет главную роль в величине потерь. Поэтому первым грубым приближением к оптимальному зеркалу будет зеркало, обращающее нулевую гауссову моду, с радиусом кривизны равным радиусу кривизны волнового фронта этой моды. Для определённости будем называть такое зеркало адаптивным. Заметим, что адаптивное зеркало обращает, согласно (1.33), (1.36), и высшие гауссовы моды. Очевидно, что потери связи для зеркала, сильно отличающиеся от адаптивного, могут достигать 100 %.

Вторым по степени влияния на потери связи является эффект интерференции гауссовых мод. Определяющую роль в этой интерференции, как видно из Таблицы 1.1, играют нулевая и вторая гауссовы моды. Разность

фаз этих мод $\Delta\phi_{02} = 8\arctg(s/\beta_0)$ меняется от 0 до 4π при изменении s от 0 до ∞ . Поэтому зависимость потерь связи от расстояния s для адаптивного зеркала должна иметь вид кривой с двумя максимумами величиной в несколько процентов при $s/\beta_0 = \tg(\pi/8) = 0.41$; $s/\beta_0 = \tg(3\pi/8) = 2.41$ и локальным минимумом при $s/\beta_0 = 1$. Точное значение потерь связи для адаптивного зеркала определяется выражением:

$$c_0(s) = 2 \sum_{p,q} A_p^2 A_q^2 \sin^2 \{ [\phi_p(s) - \phi_q(s)] / 2 \}, \quad (1.42)$$

которое получается при подстановке в (1.40) значения E' :

$$E'(r, s) = \sum_p A_p \Psi_p \exp[i2\phi_p(s)]. \quad (1.43)$$

Апертурная доля потерь связи для адаптивного зеркала вычисляется из (1.41), (1.43):

$$c_{0a}(s) = 1 - \sum_{p,q} A_p A_q \cos(\phi_p - \phi_q) \int_0^a \Psi_p(r, s) \Psi_q(r, s) 2\pi r dr. \quad (1.44)$$

Зависимости (1.42), (1.44), а также другие производные от них полезные зависимости изображены на Рис.1.7.

Третьим физическим эффектом, влияющим на потери связи, является хорошо известный из оптики эффект обращения модуля амплитуды поля сферическим зеркалом с радиусом кривизны $R = s$. Этот эффект прямо следует из принципа Гюйгенса–Френеля [37] и центральной симметрии волновода. В нашем случае он соответствует занулению апертурной доли потерь связи для зеркала с $R = s$. Заметим, что неапертурная доля потерь связи при этом отнюдь не равна нулю, т.к. такое зеркало в общем случае не обращает основную нулевую гауссову моду. Роль третьего эффекта в определении оптимальных резонаторов с минимальными потерями велика только в тех областях параметров, где он проявляется вместе с первым

основным эффектом. Кривизна адаптивного зеркала $R_0 = \beta_0(\beta_0/s + s/\beta_0)$.

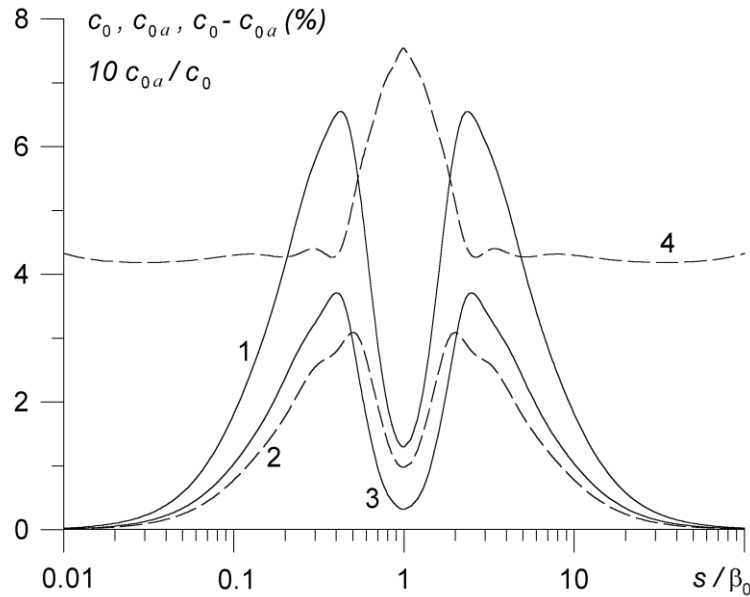


Рис.1.7. Зависимости суммарных потерь связи c_0 (1), апертурной доли потерь связи c_{0a} (2), неапертурной доли потерь связи $c_0 - c_{0a}$ (3) и величины $10c_{0a}/c_0$ (4) от нормированного расстояния между зеркалом и волноводом для адаптивного зеркала.

Поэтому $R_0 \approx s$ при $s/\beta_0 \gg 1$. В этой области расстояний оптимальным будет зеркало с радиусом кривизны $s < R_{opt} < R_0$, а потери связи для такого зеркала могут быть существенно меньше, чем у адаптивного зеркала.

Все перечисленные физические эффекты действительно наблюдаются в выходных данных общей задачи о потерях связи для зеркала с произвольным радиусом кривизны R , расположенного на произвольном расстоянии от торца волновода. При этом поле E' имеет вид:

$$E'(r, s) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega'} \sum_p A_p L_p \left[\frac{2r^2}{(\omega')^2} \right] \exp \left[- \left(\frac{r}{\omega'} \right)^2 + i \left(\phi'_p - k \frac{r^2}{2\rho'} \right) \right], \quad (1.45)$$

где $\omega(s)$ – характерный размер, $\phi'_p(s)$ – фазовый набег вдоль оси s , $\rho'(s)$ – радиус кривизны возвращенных на торец гауссовых мод. Эти величины зависят от s , β_0 и $f = R/2$ как:

$$\rho' = \frac{\left[s + f \frac{s(f-s) - \beta_0^2}{(f-s)^2 + \beta_0^2} \right]^2 + \left[\frac{\beta_0 f^2}{(f-s)^2 + \beta_0^2} \right]^2}{s + f \frac{s(f-s) - \beta_0^2}{(f-s)^2 + \beta_0^2}}, \quad (1.46)$$

$$\beta' = \frac{\left[s + f \frac{s(f-s) - \beta_0^2}{(f-s)^2 + \beta_0^2} \right]^2 + \left[\frac{\beta_0 f^2}{(f-s)^2 + \beta_0^2} \right]^2}{\frac{\beta_0 f^2}{(f-s)^2 + \beta_0^2}}, \quad (1.47)$$

$$\phi'_p = (2p+1) \left\{ \arctg\left(\frac{s}{\beta_0}\right) + \arctg\left[s \left(\frac{\beta'}{(\rho')^2} + \frac{1}{\beta'} \right) - \frac{\beta'}{\rho'} \right] + \arctg\left(\frac{\beta'}{\rho'}\right) \right\}. \quad (1.48)$$

В статье [43], которая послужила основой этих вычислений потерь связи, фазы гауссовых мод имеют вид $\phi'_p = (2p+1)[\arctg(s/\beta_0) + \arctg(s/\beta')]$, что неверно. Именно эта неточность привела автора [43] к ошибочному выводу о том, что для любого s минимальные потери всегда даёт адаптивное зеркало. На Рис.1.8 показаны потери связи, рассчитанные для зеркал с различными радиусами кривизны R , а на Рис.1.9 их апертурные части. Кривая с $R/\beta_0 = \infty$ на Рис.1.8 позволяет определить потери связи в “классическом” волноводном лазере.

На Рис.1.10 приведены потери связи c_{opt} для оптимального зеркала, при котором потери связи минимальны, неапертурная часть потерь связи для этого

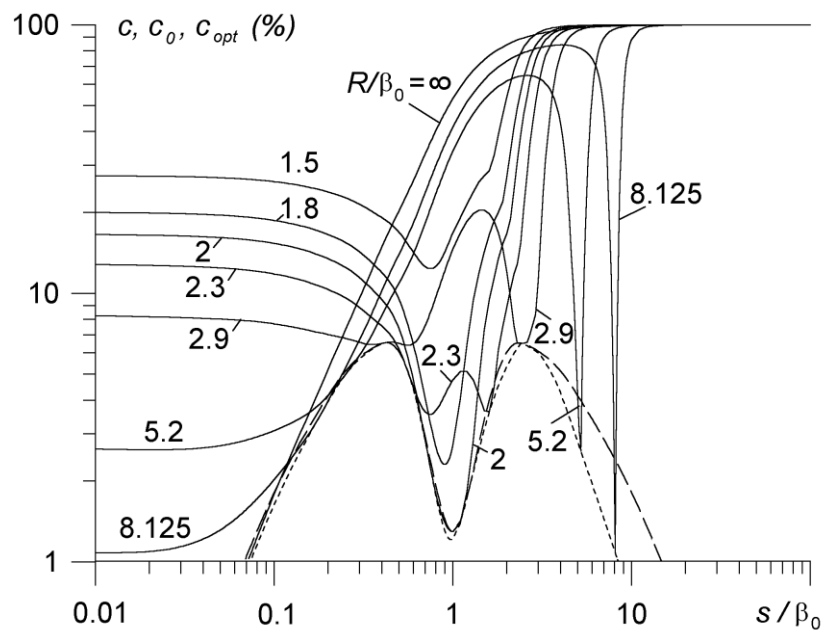


Рис.1.8. Зависимости потерь связи для сферических зеркал с различным нормированным радиусом кривизны (сплошные линии), для адаптивного зеркала (штриховая линия) и для оптимального зеркала (пунктир) от нормированного расстояния между зеркалом и волноводом.

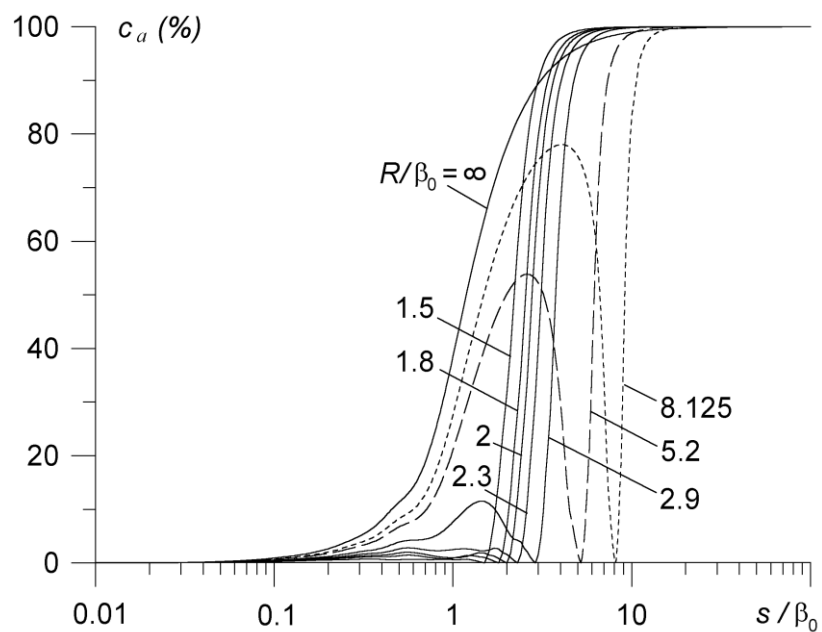


Рис.1.9. Зависимости апертурных долей потерь связи для сферических зеркал с различным нормированным радиусом кривизны от нормированного расстояния между зеркалом и волноводом.

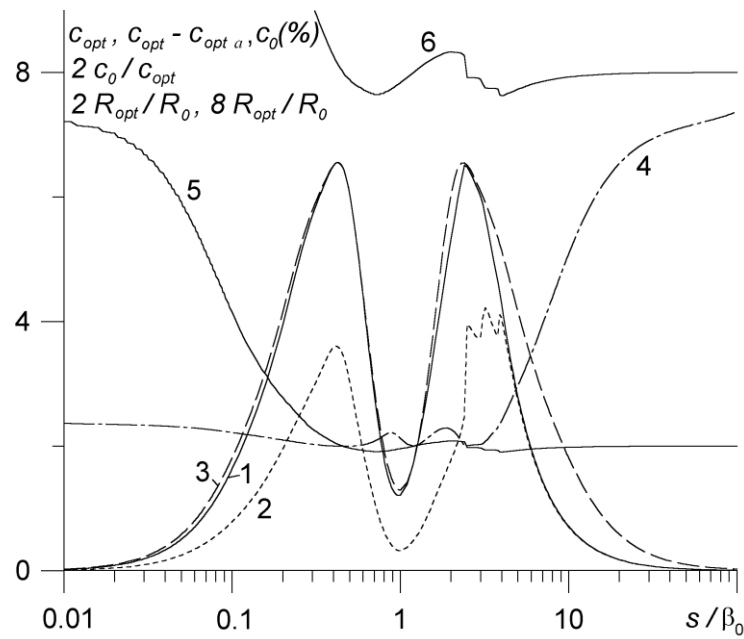


Рис.1.10. Зависимости суммарных потерь связи для оптимального зеркала c_{opt} (1), неапертурной доли потерь связи для оптимального зеркала $c_{opt} - c_{opt,a}$ (2), суммарных потерь связи для адаптивного зеркала c_0 (3), величины $2c_0/c_{opt}$ (4), величины $2R_{opt}/R_0$ (5) и величины $8R_{opt}/R_0$ (6) от нормированного расстояния между зеркалом и волноводом.

зеркала $c_{opt} - c_{opt,a}$, а также радиусы кривизны оптимальных зеркал. Как видно из Рис.1.8 и Рис.1.10, оптимальные зеркала отличаются от адаптивных при всех s/β_0 , за исключением нескольких точек. Однако, как и следовало ожидать, при $s/\beta_0 < 3$ отличия потерь связи для оптимального и адаптивного зеркал невелики (не более 20 %). Эти отличия являются следствием четвёртого самого слабого эффекта в рассматриваемой задаче. Эффект состоит в том, что определённая “расфокусировка” системы относительно адаптивной конфигурации практически везде приводит к уменьшению потерь связи.

Зануление апертурной доли потерь связи при $R = s$ (Рис.1.9) проявляется на всех кривых Рис.1.8, но сильно влияет на минимум потерь только при $s/\beta_0 > 3$. В области $s/\beta_0 > 4$ оптимальные потери связи целиком состоят из

неапертурной части. Отношение потерь для адаптивного зеркала к минимальным потерям в этой области достигает величины 3.5, а максимальное различие этих потерь по абсолютной величине составляет 1.5 % (Рис.1.10).

Из Рис.1.8 и Рис.1.10 видно, что оптимальными волноводными лазерными резонаторами с малыми внутренними потерями будут три типа резонаторов. Эти типы резонаторов имеют зеркала с оптимальной кривизной, расположенные в трёх областях: $s/\beta_0 \leq 0.12$, $0.77 \leq s/\beta_0 \leq 1.27$, $s/\beta_0 \geq 8.3$. В качестве критерия здесь выбрано одновременное выполнение двух условий для оптимального зеркала: величина потерь связи $c_{opt} \leq 2\%$ и величина неапертурной доли потерь связи $c_{opt} - c_{opta} \leq 1\%$.

Заметим, что первая и третья области фактически давно используются на практике. Первая самая “очевидная” область соответствует классическим волноводным лазерам с плоскими зеркалами вблизи его торцов [34,51,52,54,55]. При типичных достаточно малых зазорах между волноводом и зеркалом мы автоматически оказываемся в этой зоне. Поэтому эксперименты показывали, что в этих случаях потери связи были много меньше других внутренних потерь в резонаторе.

Третья оптимальная область не столь очевидна. Фактически она начала использоваться с момента появления волноводных лазеров инфракрасного и видимого диапазона. Эти лазеры имели капиллярный волновод и сферические зеркала на значительном расстоянии от его торцов. В первых таких лазерах это расстояние не было оптимальным ($s/\beta_0 = 3.2$ в [58] и $s/\beta_0 = 2.6$ в [59]). В работе [60] зеркала устанавливались уже на расстоянии $s/\beta_0 = 5.5$, а в работе [61] было экспериментально продемонстрировано увеличение выходной мощности лазера за счёт уменьшения внутренних потерь резонатора при изменении параметра s/β_0 от 7.6 до 19.7. Теоретическое же объяснение этого

эффекта состоит в том, что область больших s/β_0 соответствует дальней зоне излучения, в которой все гауссовы моды, согласно (1.37), имеют примерно одинаковые фазы. Поэтому здесь зеркало с $R \approx s$ обращает как амплитуду, так и фазу поля на торце волновода. Еще раз отметим очень большие различия в величине потерь оптимальных резонаторов, рассчитанных по описываемой методике, с потерями, полученными в работе [43], для этой третьей оптимальной области.

Во многих случаях (ЛСЭ, субмиллиметровые и инфракрасные лазеры с внутрирезонаторными элементами) требуется, чтобы расстояние между зеркалом и торцом волновода было не слишком малым и в то же время не слишком большим. В этих случаях целесообразно использовать вторую оптимальную область $0.77 \leq s/\beta_0 \leq 1.27$ с локальным минимумом потерь связи $c_{opt} = 1.21\%$ при $s/\beta_0 = 0.975$ и $R_{opt}/R_0 = 0.98$ (в работе [43] этот локальный минимум равен 1.48% при $s/\beta_0 = 1$ и $R_{opt}/R_0 = 1$). Заметим, что в этой точке возмущение EH_{11} -моды, равное неапертурной доле потерь связи, очень мало: $c_{opt} - c_{opt a} = 0.32\%$.

Отметим две особенности применения результатов этой работы для резонаторов ЛСЭ. Как уже говорилось, круглый волновод целесообразно использовать в ЛСЭ со спиральным ондулятором. Электромагнитная волна в таком ондуляторе имеет круговую поляризацию. Такой волне адекватна суперпозиция двух линейно поляризованных EH_{11} -мод, сдвинутых по фазе на $\pi/2$. Потери связи для этой суперпозиции будут такими же, как для одиночной EH_{11} -моды.

Вторая особенность касается работы ЛСЭ с большой перестройкой по длине волны λ . Наиболее подходящими для таких экспериментов являются плоские зеркала в первой оптимальной области $s/\beta_0 \leq 0.12$ или сферические зеркала в третьей оптимальной области $s/\beta_0 \geq 8.3$. Не изменяя геометрии резонатора, длину волны ЛСЭ можно менять в пределах выполнения

неравенств $s/\beta_0 = 0.77s\lambda/a^2 \leq 0.12$ или $s/\beta_0 = 0.77s\lambda/a^2 \geq 8.3$ без существенного увеличения внутренних потерь. При использовании второй оптимальной области вблизи $s/\beta_0 = 1$ длину волны можно менять в больших пределах без увеличения внутренних потерь только при одновременном изменении положения зеркала и его кривизны. Однако не очень большую перестройку $\Delta\lambda/\lambda \leq 0.15$ можно делать при фиксированном резонаторе и в этом случае (Рис.1.8).

Здесь мы должны отметить положительное свойство резонатора с вырожденным круглым волноводом (моды являются функциями одной поперечной координаты r). Допустим, мы имеем некий оптимальный резонатор с зеркалом радиуса R . Этому радиусу соответствует некое оптимальное положение зеркала z (Рис.1.8). Если мы будем значительно (в несколько раз) изменять длину волны, как в случае ЛСЭ, то потери для этого же положения зеркала сильно возрастут, т.к. функция потерь определяется величиной $R/\beta_0 \sim \lambda$. Однако, передвинув зеркало в новое положение z/β_0 , соответствующее новому минимуму потерь (что может быть легко реализовано практически), мы уменьшаем эти потери до величины меньшей 7% (максимумы потерь на Рис.1.10). В некоторых лазерах с большим усилением такие внутренние потери могут быть вполне приемлемыми.

1.2.3. Потери связи EH_{11} - моды полого прямоугольного волновода с модами открытого пространства. Оптимальные гибридные резонаторы с полым прямоугольным или планарным волноводом

Решим задачу о потерях связи в гибридном резонаторе с полым прямоугольным или планарным волноводом [29,30], аналогичную задаче, рассмотренной в предыдущем пункте. Такие резонаторы оптимальны для ряда лазеров, например, для газовых лазеров с поперечным разрядом, ЛСЭ с плоским ондулятором и др. Геометрия задачи изображена на Рис. 1.11.

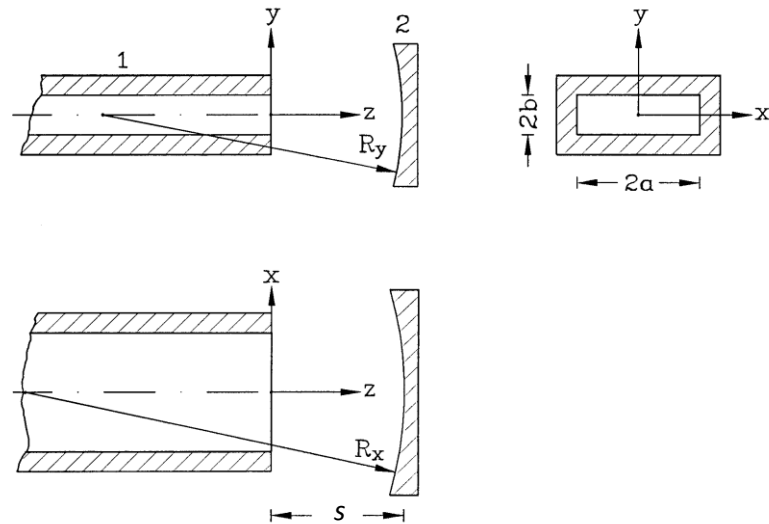


Рис.1.11. Геометрия расчета потерь связи резонатора с прямоугольным волноводом: 1 – волновод, 2 – зеркало.

Будем рассматривать волновод с поперечными размерами $a, b \gg \lambda$ и достаточно длинный, чтобы он выделял одну низшую EH_{11} -моду при прямоугольной геометрии или $TE_1(TM_1)$ при планарной геометрии либо за счет селекции этой моды резонансной длиной резонатора, как в случае субмиллиметровых лазеров [34,55] либо за счёт конкуренции мод в длинном резонаторе с однородно уширенной активной средой [43], к которой можно отнести и ЛСЭ. Однако, как отмечалось в предыдущем разделе, излагаемый метод расчета будет пригоден и для резонаторов с коротким волноводом, в том случае, если они являются оптимальными (имеют минимальные потери связи – не более 1%). Именно такие резонаторы наиболее интересны для практики и их поиск является основной целью данного исследования.

Разложим поле (1.28) в ряд Фурье по модам свободного пространства, которые для симметричного квадратного пучка найдены в работе [20]. Наименьшее число мод потребуется, если несимметричное относительно замены переменных $x \leftrightarrow y$ распределение (1.28) мы будем разлагать также по

несимметричным относительно этой замены модам свободного пространства. Обобщая приводимые в [20] выкладки на случай несимметричной прямоугольной геометрии, легко показать, что собственными функциями волнового уравнения для электромагнитного поля в свободном пространстве в этом случае будут:

$$\begin{aligned} \Psi_{mn}(x, y, z, t) = & \Psi_{xm}(x, z) \Psi_{yn}(y, z) = \\ & K_m \left(\frac{\omega_{x0}}{\omega_x(z)} \right)^{1/2} H_m \left(\sqrt{2} \frac{x}{\omega_x(z)} \right) \exp \left[- \left(\frac{x}{\omega_x(z)} \right)^2 + i \phi_{xm}(z) - ik \frac{x^2}{2\rho_x(z)} \right] \times \\ & \times K_n \left(\frac{\omega_{y0}}{\omega_y(z)} \right)^{1/2} H_n \left(\sqrt{2} \frac{y}{\omega_y(z)} \right) \exp \left[- \left(\frac{y}{\omega_y(z)} \right)^2 + i \phi_{yn}(z) - ik \frac{y^2}{2\rho_y(z)} \right]. \end{aligned} \quad (1.49)$$

Собственными функциями для излучения из планарного волновода будут $\Psi_{yn}(y, z)$. В (1.49) опущен несущественный для данной задачи множитель $\exp(\Omega t - kz)$; K_m, K_n – нормирующие коэффициенты; H_m, H_n – полиномы Эрмита; зависящие от z величины имеют вид:

$$\omega_x(z) = \omega_{x0} \sqrt{1 + (z/\beta_{x0})^2}; \quad \omega_y(z) = \omega_{y0} \sqrt{1 + (z/\beta_{y0})^2}; \quad (1.50)$$

$$\rho_x(z) = z[1 + (\beta_{x0}/z)^2]; \quad \rho_y(z) = z[1 + (\beta_{y0}/z)^2]; \quad (1.51)$$

$$\phi_{xm}(z) = \left(m + \frac{1}{2} \right) \arctg(z/\beta_{x0}); \quad \phi_{yn}(z) = \left(n + \frac{1}{2} \right) \arctg(z/\beta_{y0}); \quad (1.52)$$

$$\beta_{x0} = \pi \omega_{x0}^2 / \lambda; \quad \beta_{y0} = \pi \omega_{y0}^2 / \lambda; \quad (1.53)$$

В (1.49)-(1.53): $\omega_x(z)$ – характерный радиус пучка в направлении x , $\omega_{x0}(z)$ – этот же радиус в перетяжке пучка ($z = 0$); $\rho_x(z)$ – радиус волнового фронта в плоскости $y = 0$; β_{x0} – длина Рэлея (расстояние вдоль оси от перетяжки до

точки, где $\rho_x(z)$ – минимален); $\phi_{xm}(z)$ – дополнительный фазовый сдвиг. Величины с индексом “у” имеют тот же смысл.

Зависимости от x и y допускают разделение переменных в волновом уравнении – для волновода и для свободного пространства. Это свойство использовано при выводе как (1.28), так и (1.49), где эти переменные разделены. Функции F_x и F_y , Ψ_x и Ψ_y имеют идентичный вид, поэтому для краткости мы будем там, где возможно, выписывать функции только переменной x , имея в виду, что функции переменной y получаются элементарными заменами: $x \leftrightarrow y$, $a \leftrightarrow b$, $\omega_{x0} \leftrightarrow \omega_{y0}$.

Поместим перетяжки всех нормальных гауссовых мод ($z = 0$, $\rho_x = \rho_y = \infty$) на торец волновода, где излучение, выходящее из волновода, также имеет плоский волновой фронт, и обозначим $\Psi_{xm}(x, 0) = \Psi_{xm}(x)$.

Разлагая поле (1.28) в ряд Фурье по этим модам, получим:

$$F_x(x) = \sum_m A_m \Psi_{xm}(x), \quad (1.54)$$

$$A_m = \int_{-\infty}^{\infty} F_x(x) \Psi_{xm} dx = \int_{-a}^a F_x(x) \Psi_{xm} dx, \quad (1.55)$$

$$\Psi_{xm}(x) = K_m H_m \left(\sqrt{2} \frac{x}{\omega_{x0}} \right) \exp \left[- \left(\frac{x}{\omega_{x0}} \right)^2 \right], \quad (1.56)$$

$$K_m = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/4} (2^m m! \omega_{x0})^{-1/2}. \quad (1.57)$$

Коэффициенты (1.57) соответствуют нормировке:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{xm}(x) \Psi_{xk}(x) dx = \delta_{mk}, \quad (1.58)$$

где δ_{mk} – символ Кронекера; $m, k = 0, 2, 4, \dots$

Для нахождения функций Ψ_{xm} и Ψ_{yn} нужно выбрать некоторые характерные радиусы мод ω_{x0} и ω_{y0} , удовлетворяющие лишь условию $\omega_{x0}, \omega_{y0} \gg \lambda$. Однако существуют определенные значения ω_{x0}, ω_{y0} , при которых задача максимально упрощается и в ней максимально проявляется физическая сторона.

Поскольку косинусоидальное распределение (1.28) близко к нулевой гауссовой моде, выберем такие ω_{x0} и ω_{y0} , чтобы коэффициент A_0 в (1.54) был максимальным. Назовём такое разложение оптимальным. Функции $F_x(x)$ и $F_y(y)$ симметричны относительно преобразований $x \leftrightarrow y, a \leftrightarrow b$. Для оптимального решения задачи сохраним эту симметрию в нормальных гауссовых модах, т.е. выберем такие ω_{x0} и ω_{y0} , при которых $\omega_{x0}/a = \omega_{y0}/b$. Найдем ω_{x0} из уравнения:

$$\frac{\partial A_0}{\partial \omega_{0x}} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} a^{-1/2} \int_{-a}^a \cos\left(\frac{\pi x}{2a}\right) \frac{\partial}{\partial \omega_{0x}} \left\{ \omega_{0x}^{-1/2} \exp\left[-\left(\frac{x}{\omega_{0x}}\right)^2\right] \right\} = 0, \quad (1.59)$$

численное решение которого даёт $\omega_{0x} = 0.703249 a$.

Из (1.55)-(1.57) следует, что $\partial A_0 / \partial \omega_{0x} = A_2 \cdot 2^{-1/2} \omega_{0x}^{-1}$. Поэтому при максимальном A_0 коэффициент $A_2 = 0$.

Содержащаяся в первых j гармониках разложения по каждой координате доля мощности исходного излучения из торца волновода:

$$B_j = \left(\sum_{m=0}^j A_m^2 \right)^2. \quad (1.60)$$

В Табл. 1.2 приведены значения A_m и B_j . Видно, что в нулевой гауссовой моде содержится около 98 % излучаемой из волновода мощности, а в первых 11 чётных модах разложения (нечётных мод нет из-за симметрии задачи) –

более 99.95 %. Такое число членов разложения обеспечивает погрешность вычисления потерь связи ~ 0.05 %.

Табл. 1.2

m, j	A_m	B_j
0	0.994655	0.97879
2	$-6.03 \cdot 10^{-9}$	0.97879
4	-0.089067	0.99455
6	0.035882	0.99712
8	0.009075	0.99728
10	-0.023532	0.99839
12	0.017852	0.99903
14	-0.005531	0.99909
16	-0.004792	0.99913
18	0.009787	0.99933
20	-0.009659	0.99951

Далее задачу удобно разбить на две части. В первой части мы вычислим потери связи для идеализированного адаптивного (в общем случае – тороидального) зеркала. Во второй части будут рассмотрены потери связи для произвольного тороидального зеркала, находящегося на различных расстояниях от торца волновода, - этот случай, очевидно, имеет гораздо большее практическое значение. Размер зеркала мы предполагаем достаточно большим, чтобы апертурные потери на нём были много меньше потерь связи.

Поскольку волновые фронты нормальных гауссовых мод совпадают с поверхностью адаптивного тороидального зеркала, амплитудные распределения этих мод на торце волновода после отражения от зеркала будут такие же, как исходные излучаемые распределения. Потери связи в этом случае обусловлены тем, что фазовые скорости различных мод являются различными функциями от s , в результате чего моды после отражения от зеркала возвращаются на торец волновода с различными фазами.

Количественно потери связи $c(z)$ выражаются через интегралы перекрытия в виде:

$$c(s) = 1 - \left| \int_{-a}^a F_x(x) F'_x(x, s) dx \int_{-b}^b F_y(y) F'_y(y, s) dy \right|^2, \quad (1.61)$$

где $F'_x(x, s)$, $F'_y(y, s)$ – функции поля, возвращенного на торец волновода после отражения от зеркала:

$$F'_x(x, s) = \sum_m A_m \psi_{xm}(x) \exp(2i\phi_{xm}(s)). \quad (1.62)$$

После подстановки (1.62) в (1.61) и элементарных преобразований получаем:

$$c(s) = 1 - \sum_{m,q} A_m^2 A_q^2 \cos\{2[\phi_{xm}(s) - \phi_{xq}(s)]\} \sum_{n,p} A_n^2 A_p^2 \cos\{2[\phi_{yn}(s) - \phi_{yp}(s)]\}, \quad (1.63)$$

где индексы m, n, q, p – целые чётные числа от 0 до 20.

Используя (1.61) легко показать, что потери связи планарного волновода $c_y(s)$ и потери связи квадратного волновода $c_r(s)$ с таким же поперечным размером связаны соотношением $c_y(s) = 1 - \sqrt{1 - c_r(s)}$. При малых потерях $c_y(s) \approx c_r(s)/2$. Имея в виду эту взаимосвязь, в дальнейшем будем рассматривать общий случай прямоугольной геометрии. На Рис.1.12 показаны рассчитанные по (1.63) зависимости адаптивных потерь связи для волноводов с различным отношением сторон от безразмерного расстояния s/β_{y0} .

Заметим, что в данной задаче потери инвариантны относительно преобразования $s/\beta_{y0} \leftrightarrow (a/b)^2/(s/\beta_{y0})$, поэтому при логарифмической горизонтальной оси на Рис.1.12 все графики потерь симметричны относительно точек $s/\beta_{y0} = a/b$.

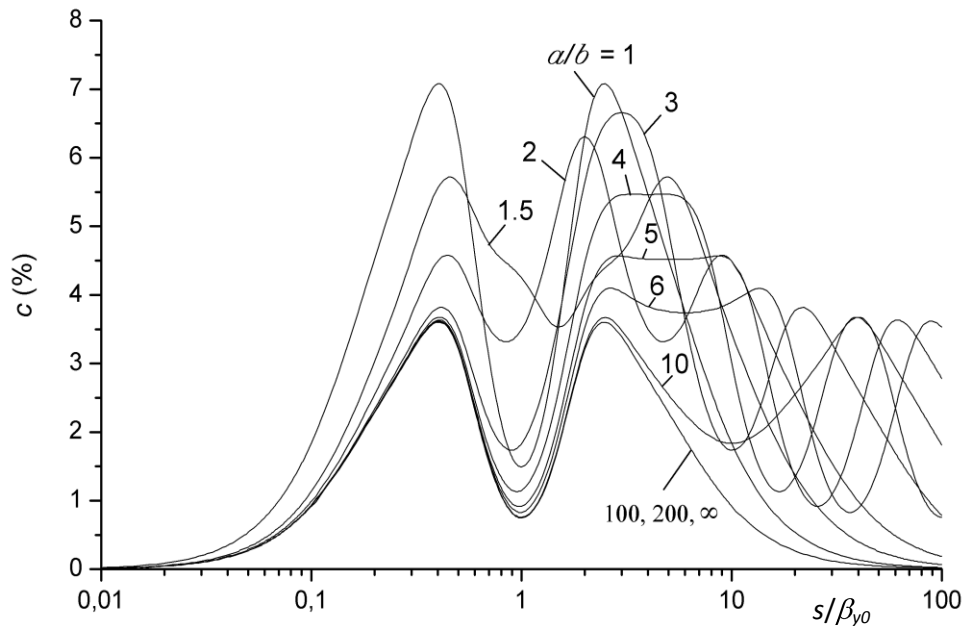


Рис.1.12. Зависимости потерь связи адаптивного зеркала и различных прямоугольных волноводов от нормированного расстояния между зеркалом и волноводом. Цифры на кривых – отношения a/b .

Потери связи квадратного волновода ($a = b$) и адаптивного зеркала подобны, как и следовало ожидать, аналогичным потерям круглого волновода (раздел 1.2.2). При очень больших $a/b \geq 100$, функции потерь представляют собой два уменьшенных в 2 раза распределения потерь для квадратного волновода, расположенных симметрично относительно точки $s/\beta_{y0} = a/b$. В показанном на Рис.1.12 диапазоне s/β_{y0} эти потери совпадают с потерями планарного волновода ($a/b = \infty$).

Рассмотренная предыдущем пункте для круглого волновода градация основных физических эффектов и их влияние на вид графиков и величину потерь, очевидно, в точности справедливы и для квадратного волновода, а с некоторой модификацией – и для прямоугольного волновода.

Найдём теперь потери связи для произвольного тороидального зеркала на произвольном расстоянии от торца волновода. Хотя формулы будут применимы для любого зеркала, очевидно, что наименьшие потери будут

наблюдаться для зеркал с таким же соотношением радиусов, как у адаптивного зеркала. Именно такие зеркала мы будем исследовать более подробно.

Каждая нормальная гауссова мода после отражения от произвольного тороидального зеркала будет возвращаться на торец волновода, имея другое амплитудное распределение поля по сечению волновода и изменённый волновой фронт по сравнению с излучаемым полем. Потери связи по-прежнему выражаются равенством (1.61), но с другими функциями F_x' и F_y' . Как известно, квадраты модулей интегралов перекрытия в (1.61) максимальны и равны единице при $F_x = F_x'$ и $F_y = F_y'$. Поскольку основная нулевая мода, содержащая большую часть мощности излучения, отображается адаптивным зеркалом сама в себя, это зеркало является хорошим (хотя и, как будет показано ниже, не всегда лучшим) приближением к идеалу. При этом F_x и F_x' , F_y и F_y' попарно близки, а потери связи довольно невелики (не более 7%).

При $F_x \neq F_x'$ и $F_y \neq F_y'$, согласно неравенству Коши-Шварца, квадраты модулей интегралов перекрытия меньше единицы, причем они уменьшаются при увеличении различий вышеуказанных функций. Ясно поэтому, что в случае тороидального зеркала, значительно отличающегося от адаптивного, потери связи будут очень большими, поскольку нулевая мода отображается таким зеркалом на торец волновода в сильно изменённом виде.

Функция $F_x'(F_y')$ возвращенного на торец волновода поля имеет вид:

$$F_x' = \sum_m A_m K_m H_m \left(\sqrt{2} \frac{x}{\omega_x'} \right) \left(\frac{\omega_{x0}}{\omega_x'} \right)^{1/2} \exp \left[- \left(\frac{x}{\omega_x'} \right)^2 + i \left(\phi_{xm}' - k \frac{x^2}{2\rho_x'} \right) \right], \quad (1.64)$$

ω_x' – характерный размер возвращенного на торец поля, ϕ_{xm}' – фазовый набег на оси пучка, обусловленный различием скоростей мод; ρ_x' – радиус кривизны

возвращённого поля. Используя выражения (1.50)-(1.53), можно вычислить фазы ϕ'_{xm} (ϕ'_{ym}):

$$\phi'_{xm}(s) = \left(m + \frac{1}{2}\right) \left\{ \arctg \frac{s}{\beta_{x0}} + \arctg \left[s \left(\frac{\beta'_x}{\rho'^2_x} + \frac{1}{\beta'_x} \right) - \frac{\beta'_x}{\rho'_x} \right] + \arctg \left(\frac{\beta'_x}{\rho'_x} \right) \right\}, \quad (1.65)$$

где $\beta'_x = \pi(\omega'_x)^2/\lambda$. Параметры возвращённого пучка β'_x , β'_y , ρ'_x , ρ'_y определяются через параметры излучаемого пучка β_{x0} , β_{y0} и $f_x = r_x/2$, $f_y = r_y/2$, s посредством выражений:

$$\rho'_x = \frac{\left[s + f_x \frac{s(f_x - s) - \beta_{x0}^2}{(f_x - s)^2 + \beta_{x0}^2} \right]^2 + \left[\frac{\beta_{x0} f_x^2}{(f_x - s)^2 + \beta_{x0}^2} \right]^2}{s + f_x \frac{s(f_x - s) - \beta_{x0}^2}{(f_x - s)^2 + \beta_{x0}^2}}, \quad (1.66)$$

$$\beta'_x = \frac{\left[s + f_x \frac{s(f_x - s) - \beta_{x0}^2}{(f_x - s)^2 + \beta_{x0}^2} \right]^2 + \left[\frac{\beta_{x0} f_x^2}{(f_x - s)^2 + \beta_{x0}^2} \right]^2}{\frac{\beta_{x0} f_x^2}{(f_x - s)^2 + \beta_{x0}^2}}. \quad (1.67)$$

Потери связи для произвольного сферического зеркала и квадратного волновода, рассчитанные по (1.61), (1.64)-(1.67), показаны на Рис.1.13. Они подобны потерям связи для круглого волновода с небольшими количественными различиями. Для радиусов кривизны $R/\beta_{x0} \geq 2$ (минимальный радиус кривизны волнового в гауссовом пучке равен $2\beta_0$ при $s = \beta$) потери для определенных s не превышают потерь для адаптивного зеркала (< 7.2 %). При этом для $2 < R/\beta_{x0} < 3$ минимальные потери меньше адаптивных не более чем на 20%. При $R/\beta_{x0} > 3$ их различие нарастает и достигает величины ~ 400 %. В этой области наблюдаются очень резкие минимумы, физическое объяснение которых, как уже отмечалось в

предыдущем параграфе, состоит в совпадении двух эффектов: уменьшения потерь связи из-за конструктивной интерференции основных гауссовых мод и зануления апертурной доли этих потерь.

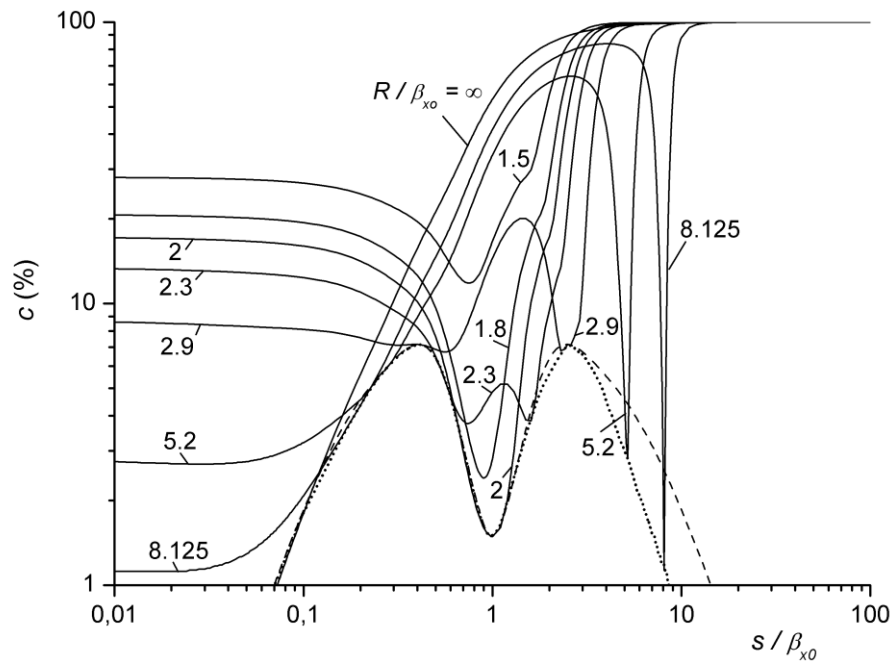


Рис.1.13. Зависимости потерь связи квадратного волновода ($a = b$) и сферических зеркал, имеющих различный нормированный радиус кривизны (сплошные линии; цифры на кривых – величины R/β_{x0}); того же волновода и адаптивного зеркала (штриховая линия); того же волновода и оптимального зеркала (пунктирная линия) от нормированного расстояния.

На Рис.1.14 показаны зависимости минимальных потерь квадратного и планарного волноводов для различных расстояний между зеркалом и волноводом и соответствующий этим потерям оптимальный радиус зеркала. Как можно видеть, кривая оптимальных потерь касается кривой потерь для адаптивного зеркала только в нескольких точках, а в остальных местах

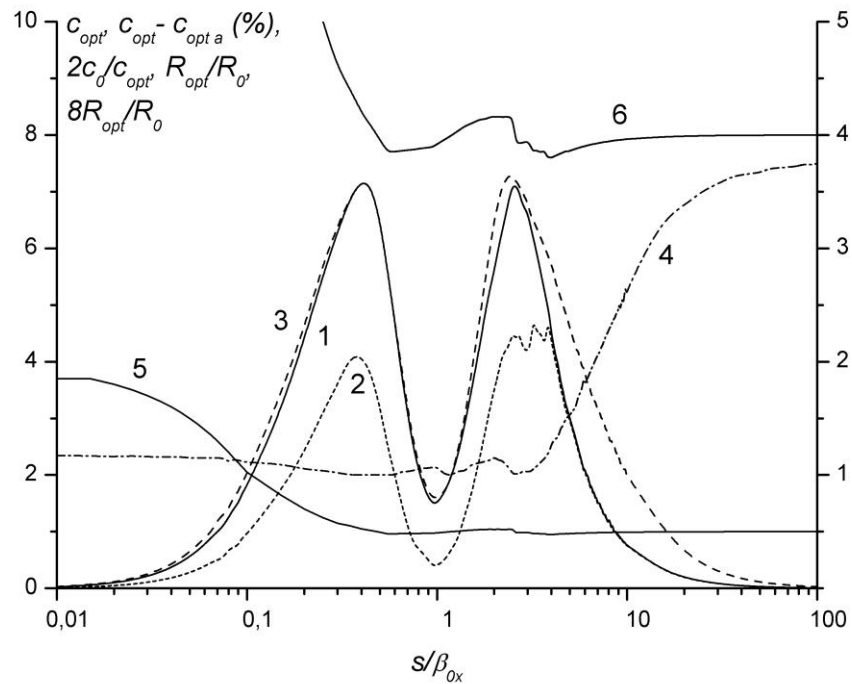


Рис.1.14. Зависимости суммарных потерь связи для оптимального зеркала c_{opt} (1), неапертурной доли потерь связи для оптимального зеркала $c_{opt} - c_{opt a}$ (2), суммарных потерь связи для адаптивного зеркала c_0 (3), величины $2c_0/c_{opt}$ (4), величины R_{opt}/R_0 (5) и величины $8R_{opt}/R_0$ (6) от нормированного расстояния между зеркалом и волноводом. Левая ось ординат соответствует оптимальным радиусам кривизны для квадратного и планарного волноводов и потерям связи для квадратного волновода, правая – потерям связи для планарного волновода.

проходит ниже последней. В целом, Рис.1.13 практически аналогичен Рис. 1.8 для круглого волновода.

Для вырожденного квадратного волновода ($a = b$) и планарного волноводов, также как и для круглого, имеется особенность, важная для практики лазеров с большой перестройкой длины волны, например ЛСЭ. В рамках неравенства $R/\beta_{x0} \geq 2$ мы можем изменять длину волны в широких пределах и соответствующим перемещением одного и того же зеркала сводить потери связи до уровня минимальных потерь ($< 7.2\%$). Нетрудно понять, что

такой способ уменьшения потерь, связанных с изменением λ , будет не всегда эффективен для невырожденного прямоугольного волновода с $a \neq b$.

На Рис.1.15 показаны потери связи волновода, у которого $a/b = 5$, с тороидальными зеркалами, адаптивными при $s/\beta_{y0} = 25, 5$ и 1 на некоторой длине волны λ_0 , и изменение этих потерь для других λ . Видно, что теперь, в отличие от квадратного волновода, потери не всегда можно свести к минимальным для другого s . Увеличение потерь из-за изменения λ связано с рассогласованием формы зеркала и волновых фронтов нормальных гауссовых мод, которое нельзя сделать малым за счёт изменения одного параметра s в двух независимых уравнениях (1.51) при $a \neq b$. Эта особенность прямоугольного волновода принципиально отличает его от вырожденного квадратного, а также круглого волноводов.

Сказанное наиболее ярко иллюстрируют кривые на Рис.1.15 для адаптивного зеркала при $s/\beta_{y0} = 25$, где изменение λ приводит к сильному росту потерь; потери существенно растут и при $s/\beta_{y0} = 5$. Однако в определённых случаях потери связи близки к потерям для адаптивного зеркала в очень широком диапазоне изменения λ . Наилучший результат получается для адаптивного зеркала при $s/\beta_{y0} = 1$, когда длина волны увеличивается. Здесь небольшим перемещением зеркала потери можно сделать не превышающими 6 % при изменении длины волны в 4 раза.

Ситуация заметно улучшается с увеличением a/b , т.к. при этом задача все больше становится похожей на одномерную. В работе [29] приводятся потери связи для волновода с $a/b = 10$ и адаптивного зеркала при $s/\beta_{y0} = 1$, которые при подстройке s не превышают 4 %, когда λ увеличивается на порядок величины.

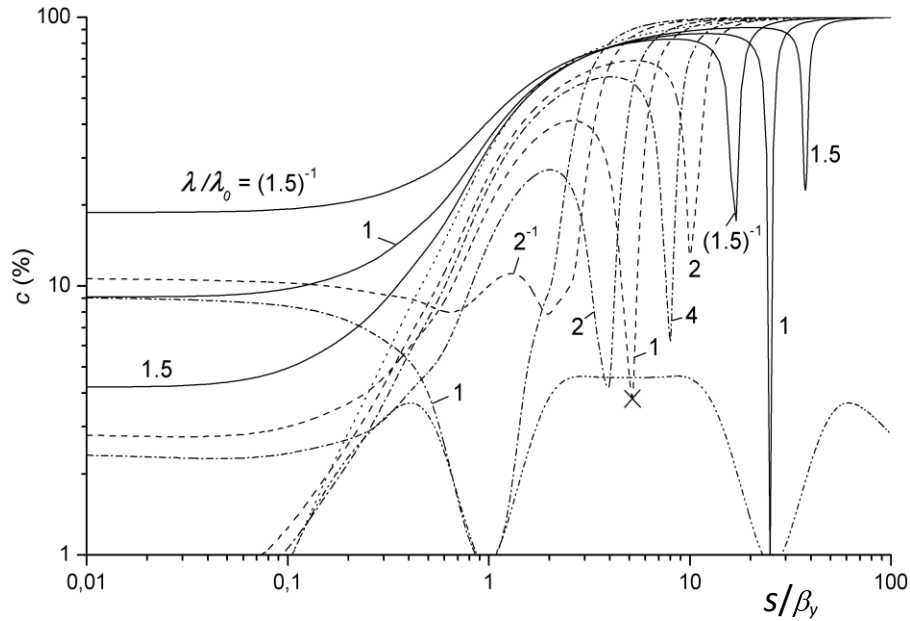


Рис.1.15. Зависимости потерь связи прямоугольного волновода с $a/b = 5$ и тороидальных зеркал, адаптивных при $\lambda/\lambda_0 = 1$ и $s/\beta_{y0} = 25$ (сплошные линии), $s/\beta_{y0} = 5$ (штриховые линии), $s/\beta_{y0} = 1$ (штрих-пунктирные линии), от нормированного расстояния для различных λ и аналогичные зависимости для адаптивного (линия штрих-две точки) и плоского (пунктир) зеркал.

Заметим, что потери на Рис.1.15 показаны как функции одной переменной s/β_{y0} . Однако, в принципе, задача минимизации потерь при $a \neq b$ – двумерная, т.е. для нахождения локального минимума для каждого s/β_{y0} нужно варьировать два радиуса кривизны зеркала – R_x/β_{x0} и R_y/β_{y0} . Такая вариация, однако, очень слабо изменяет локальные минимумы (относительное изменение не превышает 4 %), один из которых помечен крестом на Рис.1.15, при $a/b \geq 5$, в том числе для $\lambda/\lambda_0 \neq 1$.

Кривая для плоского зеркала на Рис.1.15 показывает, что малые потери (не более 1 %) наблюдаются для любой λ при выполнении условия $s/\beta_{y0} \leq 0.1$ (первая оптимальная область). Другая область s , где потери малы для всех λ , удовлетворяет неравенству $s/\beta_{x0} = (s/\beta_{y0}) (a/b)^2 \geq 10$ (третья оптимальная область). Эту область можно назвать дальней зоной нормальных гауссовых

мод, или областью сферической оптики. В ней сферическое зеркало с $R = s$, согласно (1.51), является адаптивным, все моды, согласно (1.52), находятся в фазе, а потери близки к нулю. Эта область для типичных a , b и λ требует зеркал больших размеров. Однако в мощных лазерах это даже необходимо для снижения лучевой нагрузки на зеркала до приемлемого уровня.

В полной аналогии с резонатором с круглым волноводом, имеется также вторая оптимальная область для резонаторов с квадратным и планарным волноводом вблизи $s/\beta_{y0} = 1$, пригодная для лазеров с небольшой перестройкой длины волны. Точный минимум потерь в этой области имеет параметры $s/\beta_{y0} = 0.97$, $R_{opt}/R_0 = 0.975$, $c = 1.48\%$, $c - c_a = 0.41\%$ для квадратного и $s/\beta_{y0} = 0.97$, $R_{opt}/R_0 = 0.975$, $c = 1.24\%$, $c - c_a = 0.20\%$ для планарного волновода. Неапертурные потери, которые фактически являются возмущением основной волноводной моды, очень малы в этой области (0.41% и 0.20% для квадратного и планарного волноводов). Таким образом, изначально принятая модель с одной основной волноводной модой является весьма точной для трёх оптимальных областей.

Рассмотрим интересный для практики ЛСЭ случай, когда плоское зеркало устанавливается на очень малом расстоянии от торца волновода, а вывод электронного пучка осуществляется через окно в вертикальной боковой стенке размером $L \times 2b$, где L – длина окна, $2b$ – высота волновода (Рис.1.11). Для симметрии излучения относительно осей x и y считается, что такое же окно имеется в противоположной боковой стенке волновода. Для уменьшения потерь и сведения задачи к одномерной будем полагать, что горизонтальные стенки волновода в области окон $2a_w$ уширены ($2a_w > 2a$) на необходимую для удержания пучка в вертикальном направлении величину. Потери связи в такой планарной геометрии являются функцией одной безразмерной переменной $L/\beta_{x0} \sim L\lambda/a^2$. Расчёты показывают, что эти потери не превышают 1% для $L/\beta_{x0} \leq 0.1$ [29].

Учитывая вышеперечисленные особенности потерь связи для прямоугольного волновода, а также положительное влияние на коэффициент усиления ЛСЭ увеличения напряженности поля волны в ондуляторе (активная среда – электронный пучок всегда меньше размера моды), становится ясным, что наиболее адекватным плоскому ондулятору будет резонатор с планарным волноводом и гибридной внутрирезонаторной модой. В таком резонаторе используются цилиндрические зеркала, расположенные вблизи торца планарного волновода. Эти зеркала и волновод формируют моду волноводного типа в вертикальном направлении и гауссову моду устойчивого резонатора в горизонтальном направлении. При этом волноводные потери внутри резонатора минимальны (электрический вектор поля параллелен стенкам волновода) и отсутствие боковых стенок позволяет без проблем вводить и выводить электронный пучок из оптического резонатора. Такой резонатор позволяет менять длину волны в широких пределах, т.к. потери связи в этом случае находятся всегда в первой оптимальной области, а гауссова мода автоматически меняет свой характерный размер так, чтобы ее фронт на зеркале совпадал с его поверхностью.

Другой тип резонатора с гибридной модой, в котором используется планарный волновод в третьей оптимальной области, идеально подходит для мощных ЛСЭ с плоским ондулятором. Как уже отмечалось в разделе 1.1.2, Гл.1., в проектах мощных ЛСЭ рассматриваются резонаторы с малой длиной Рэлея, имеющие меньшую лучевую нагрузку на зеркала. Нам представляется, что гибридный резонатор с планарным волноводом более подходит для этой цели, т.к. при сохранении большого размера пучка на зеркалах он будет заведомо более устойчивым и предсказуемым, чем резонатор открытой геометрии, из-за более однородного взаимодействия пучка электронов с модой излучения в таком резонаторе.

Резонаторы же с прямоугольным (квадратным) волноводом геометрически идеально подходят для газовых лазеров с поперечным разрядом. В отличие от ЛСЭ здесь важно, чтобы мода резонатора занимала как можно больший объём активной среды, т.к. последний в газовых лазерах всегда превышает объём моды. Чаще всего в таких лазерах используется первая оптимальная область.

1.3. Оптимальная выходная связь лазера

В этом разделе мы рассмотрим задачу об оптимальной выходной связи или оптимальном коэффициенте полезного вывода излучения лазера, при котором выходная мощность лазера максимальна [62]. Существование такого оптимума очевидно, т.к. выходная мощность любого лазера пропорциональна, коэффициенту полезных потерь γ и внутрирезонаторной интенсивности $I(\gamma)$:

$$P(\gamma) \sim \gamma \cdot I(\gamma) \quad (1.68)$$

Вначале эта мощность увеличивается пропорционально коэффициенту полезных потерь. Однако когда полезные потери становятся сравнимым с внутренними потерями в резонаторе, они начинают уменьшать внутрирезонаторную интенсивность. В стационарных условиях коэффициент усиления лазера равен суммарным потерям внутри резонатора. При этом коэффициент усиления лазера уменьшается с величины коэффициента усиления для малого сигнала лазера до величины потерь за счёт процесса насыщения. Внутрирезонаторная интенсивность, при которой это происходит, будет меньше для больших полезных потерь. При больших γ второй сомножитель в (1.68) убывает быстрее, чем растёт первый. Точные количественные формулы, описывающие этот эффект, зависят от типа насыщения активной среды (однородное или неоднородное частотное

насыщение), а также от пространственной однородности или неоднородности коэффициента полезных потерь по поперечному сечению моды резонатора. Для краткости мы будем рассматривать только однородное частотное насыщение, которое является доминирующим в субмиллиметровых газовых лазерах [34,54,55], мощных CO₂-лазерах высокого давления [63], а также ЛСЭ [64, 65].

Используя уравнение для стационара

$$(1 + G)(1 - c_{\Sigma}) = 1, \quad (1.69)$$

где G и c_{Σ} – коэффициент усиления и общие потери на круговой обход резонатора, соответственно, и зависимость насыщения погонного коэффициента усиления однородной активной среды $g = \ln(1 + G)/2L$ (L – длина активной среды) [24]

$$g = \frac{g_0}{1 + I/I_0}, \quad (1.70)$$

где g_0 – ненасыщенный погонный коэффициент усиления, I_0 – интенсивность насыщения, получаем:

$$I = I_0 \left[-\frac{\ln(1 + G)}{\ln(1 - c_{\Sigma})} - 1 \right] \quad (1.71)$$

Дифференцируя (1.68) и используя (1.71), получаем оптимальный коэффициент полезных потерь для случая однородного пространственного вывода излучения γ_{opt} как корень уравнения:

$$\ln(1 + G) = -\frac{(1 - c)(1 - \gamma_{opt}) \ln^2[(1 - c)(1 - \gamma_{opt})]}{\gamma_{opt} + (1 - c)(1 - \gamma_{opt}) \ln[(1 - c)(1 - \gamma_{opt})]}, \quad (1.72)$$

где c – коэффициент внутренних потерь резонатора ($c_{\Sigma} = 1 - (1 - c)(1 - \gamma_{opt})$).

Заметим, что эта задача впервые была рассмотрена в работе [63], после чего формулы из этой работы получили широкое распространение и вошли в

ряд книг по лазерам [24]. Однако в работе [63] допущена математическая некорректность. Выведенные в [63] формулы строго справедливы только для малых потерь и, соответственно, лазеров с малым коэффициентом усиления, поскольку все потери в этой работе просто суммировались. Однако это можно делать только при их малой величине. В самой же работе [63] рассматриваются СО₂-лазеры с большим усилением, а расчеты выполнены для полезных потерь величиной до 0.9 и внутренних потерь до 0.1, которые не являются малыми для этой задачи.

В общем случае, общие потери c_{Σ} определяются формулой:

$$c_{\Sigma} = 1 - \prod_j (1 - c_j), \quad (1.73)$$

которая уже использовалась нами в разделе 1.1. Формула (1.72) получена по методике работы [63] с учетом корректировки (1.73). Для терагерцевого НЛСЭ эта поправка весьма существенна, т.к. длинноволновая граница генерации этого лазера фактически определяется большими дифракционными потерями. Для коротковолновой части диапазона ЛСЭ это тоже может быть важным, т.к. в НЛСЭ иногда используются режимы генерации на кратно пониженной частоте ($f_0/2$, $f_0/4$, $f_0/8$, ...), которые эквивалентны кратному повышению потерь. Кроме этого при большом коэффициенте усиления, который возможен в ЛСЭ и СО₂-лазерах, использование (1.72) необходимо и при сравнительно малых внутренних потерях.

Однородный пространственный вывод излучения является идеальным, поскольку он не возмущает структуру моды в резонаторе. Он широко используется в технике лазеров оптического и ближнего инфракрасного диапазона. Однако такой вывод для мощных непрерывных терагерцевых лазеров на современном уровне развития оптических материалов невозможен. В разделе 5.1.3, Гл.5 рассмотрен один из таких способов, основанный на

интерферометре Майкельсона и CVD-алмазном делителе пучка, который, вероятно, может быть реализован в ближайшем будущем.

В настоящее время на НЛСЭ используется универсальный неоднородный вывод излучения в виде круглых отверстий в центрах зеркал оптического резонатора. Как уже описано в разделе 1.1.1.3, такое возмущение моды приводит к дополнительным дифракционным потерям, равным по величине полезным потерям. При этом выходная мощность лазера при оптимальной связи снижается примерно вдвое. Можно показать, что оптимальный коэффициент полезных потерь в этом случае находится из уравнения:

$$\ln(1+G) = - \frac{(1-c)(1-\gamma_{opt})^2 \ln^2[(1-c)(1-\gamma_{opt})^2]}{2\gamma_{opt}(1-\gamma_{opt}) + (1-c)(1-\gamma_{opt})^2 \ln[(1-c)(1-\gamma_{opt})^2]} , \quad (1.74)$$

где c – коэффициент внутренних потерь резонатора, не связанных с выводом излучения, т.е. $c_{\Sigma} = 1 - (1-c)(1-\gamma_{opt})^2$.

Максимальную выходную мощность лазера при оптимальной однородной и неоднородной выходной связи получаем из (1.71), (1.72) и (1.74):

$$P_{\max} = SI_0\gamma_{opt} \left\{ \frac{\ln(G_0 + 1)}{-\ln[1 - (1-c)(1-\gamma_{opt})^n]} \right\} , \quad (1.75)$$

где I_0 – интенсивность насыщения (для TEM_{00} -моды – интенсивность на оси), S – сечение моды (для TEM_{00} -моды – эффективное сечение), $n = 1, 2$ для однородной и неоднородной выходной связи, соответственно.

Глава 2

Устройство и оптимизация оптических резонаторов

В этой главе рассмотрено применение описанных в Гл.1 методов к расчёту и оптимизации конкретных лазерных резонаторов. В первой части главы после краткого описания уникальной установки «НЛСЭ» приводятся оптимизации открытых оптических резонаторов её терагерцевого, дальнего инфракрасного и инфракрасного лазеров. Далее описывается волноводный оптический резонатор универсального сверхмалошумящего газового лазера, который использовался для различных экспериментов при создании диагностических приборов и оптических элементов установки ещё до её запуска. Последние две части главы рассматривают гибридные оптические резонаторы для ЛСЭ Корейского исследовательского института в области атомной энергии (KAERI) и мощного лазера на свободных электронах.

Оптимизация резонаторов НЛСЭ проводилась в несколько последовательных приближений. Для экономии места мы не будем рассматривать первые приближения, а приведем только конечный результат. Все геометрические элементы резонатора анализировались по их вкладу в потери. Там, где это было возможно, эти потери были сделаны пренебрежимо малыми и поэтому здесь не рассматриваются. Оставшиеся существенные элементы – это устройства типа ондуляторов, pick-up датчиков положения пучка электронов, поворотных магнитов, зеркал резонатора и т.д., в которых геометрическое сечение определяется и их основным функциональным назначением. Потери на таких элементах нельзя сделать пренебрежимо малыми, но они были все-таки оптимизированы настолько, насколько это было возможно.

Мы также не будем здесь рассматривать оптимизацию выходной связи всех НЛСЭ. Она была сделана на основе теоретического рассмотрения в разделе 1.3., Гл.1 и данных экспериментов, подобных описанным в Гл.5 (разделы 5.1, 5.1.3). Расчётные зависимости выходных мощностей НЛСЭ приводятся именно для оптимальных значений выходной связи. В реальности оптимизация всех оптических резонаторов НЛСЭ проходила через две стадии. Первая стадия – стартовый оптический резонатор с минимальными полезными и соответственно суммарными потерями. Задачи этой стадии – получение генерации, оптимизация электронной системы под максимальную генерацию и затем измерение феноменологических параметров НЛСЭ. Далее, на второй стадии, рассчитывалась оптимальная выходная связь и собирался номинальный резонатор, в котором реализуется оптимальные выходные параметры по мощности и диапазону генерации.

Не имеет особого смысла рассматривать подробно конструкции оптических резонаторов разных НЛСЭ, т.к. они во многом аналогичны и отличаются главным образом размерами. Устройство резонаторов будет описано на примере терагерцевого НЛСЭ, а для остальных будут приведены только их расчётные оптические модели.

2.1. Краткое описание уникальной установки «НЛСЭ»

Упрощённая схема уникальной установки «НЛСЭ» без каналов вывода излучения и рабочих станций показана на Рис. 2.1. Она представляет собой 4-х оборотный ускоритель-рекуператор (4 оборота на ускорение и 4 оборота на торможение электронного пучка). Электронный пучок рождается, группируется и предварительно ускоряется до 2 МэВ в инжекторе установки. Далее он поступает в основной линейный ускоритель. Ускоренный в этом ускорителе электронный пучок после 1-го (энергия электронов – 12 МэВ), 2-го

(20 МэВ) и 4-го (40 МэВ) оборотов используется как активная среда для трёх ЛСЭ терагерцевого, дальнего инфракрасного и инфракрасного диапазонов. Излучающие системы лазеров состоят из ондуляторов и оптических резонаторов. Во всех трёх НЛСЭ используются плоские ондуляторы, поэтому их излучение имеет линейную поляризацию. Во всех трёх НЛСЭ используются открытые резонаторы, внутри которых формируются оптические TEM_{00} -моды излучения или гауссовы пучки. После прохождения оптического резонатора электронный пучок последовательно замедляется с целью рекуперации энергии в том же линейном ускорителе до энергии инжекции (2 МэВ) и сбрасывается в поглотитель. Рекуперация энергии пучка (снижение энергии поглощаемого пучка) сильно уменьшает радиационное излучение из поглотителя.

Ускорительные и лазерные параметры НЛСЭ представлены в Табл. 2.1 и Табл. 2.2, соответственно. Лазерные параметры терагерцевого ЛСЭ оптимизированы наиболее тщательно, т.к. НЛСЭ до настоящего времени большую часть своего времени работал в этом диапазоне. Дальний инфракрасный ЛСЭ, хотя и был запущен в 2009 г., эксплуатировался менее интенсивно и, соответственно, менее оптимизирован.

Генерация инфракрасного ЛСЭ получена недавно (июль, 2015). Поэтому его реальные лазерные параметры пока полностью не определены и не оптимизированы.

Как видно из Табл. 2.2, излучение всех трёх ЛСЭ представляет собой непрерывную последовательность коротких и мощных световых импульсов, возникающих в результате специфического синхронного взаимодействия с непрерывными импульсами релятивистских электронов (автоматическая синхронизация продольных мод).

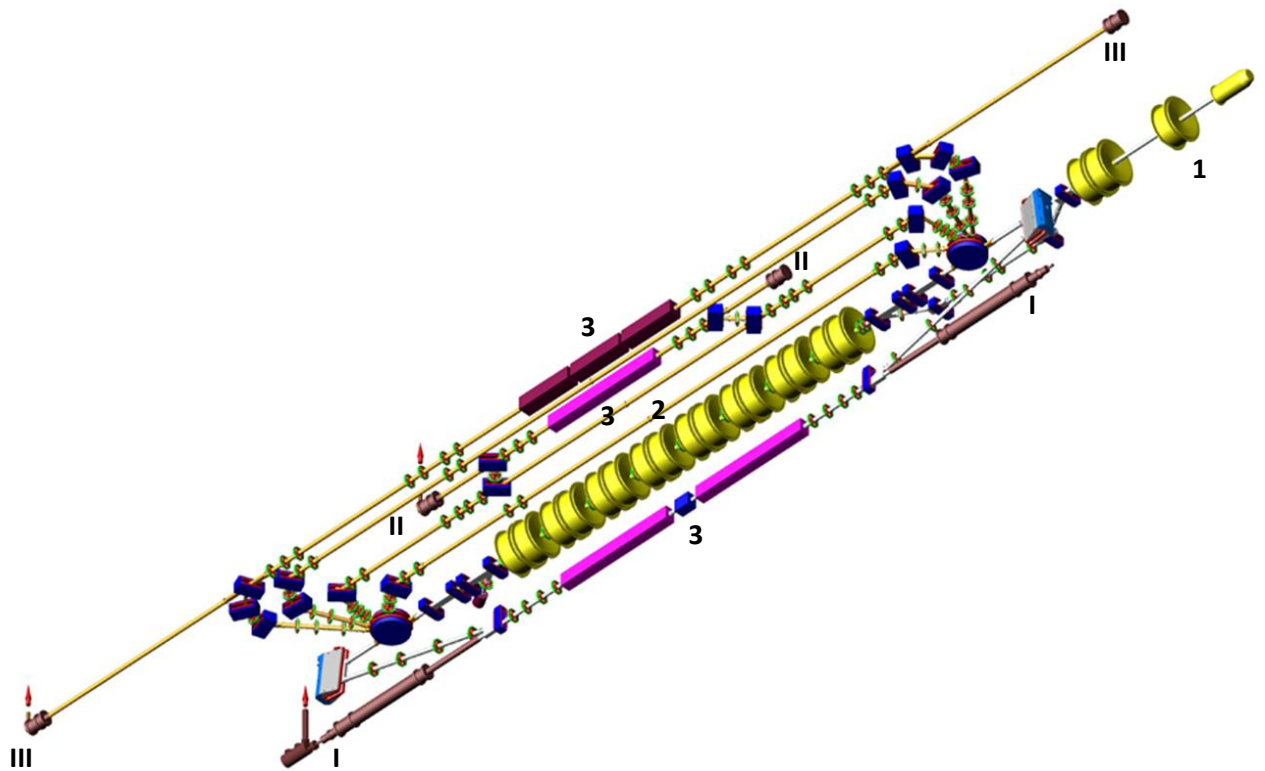


Рис. 2.1. Схематическое устройство Новосибирского лазера на свободных электронах (вид снизу): 1 – инжектор, 2 – основной линейный ускоритель, 3 – ондуляторы, I-I – оптический резонатор терагерцевого ЛСЭ (I очередь), II-II – оптический резонатор дальнего инфракрасного ЛСЭ (II очередь, показаны только концевые элементы резонатора), III-III – оптический резонатор инфракрасного ЛСЭ (III очередь, показаны только концевые элементы резонатора длиной 40 м). Стрелками показаны выходные пучки трёх ЛСЭ, поступающие в соответствующие транспортные каналы. Остальные компоненты на этом рисунке – поворотные магниты и фокусирующие линзы электронно-оптической системы. Элементы терагерцевого ЛСЭ располагаются в вертикальной, дальнего инфракрасного и инфракрасного ЛСЭ – в горизонтальной плоскостях.

Табл. 2.1. Ускорительные параметры НЛСЭ.

Энергия инжекции , МэВ	2
Количество ВЧ резонаторов в линейном ускорителе, шт.	16
Частота ВЧ, МГц	180.4
Амплитуда ускоряющего напряжения на одном резонаторе, МВ	0.7
Максимальная энергия электронов, МэВ: Терагерцевый ЛСЭ (1 проход ускорителя) Дальний инфракрасный ЛСЭ (2 прохода) Инфракрасный ЛСЭ (4 прохода)	12 20 40
Минимальная резонансная частота следования электронных сгустков, МГц: Терагерцевый ЛСЭ Дальний инфракрасный ЛСЭ Инфракрасный ЛСЭ	5.6 7.4 3.7
Максимальная частота следования электронных сгустков, МГц	22.5 (90)*
Длительность электронных сгустков, пс	60-120
Максимальный пиковый ток, А	20 (50)
Максимальный заряд в электронном сгустке, нК	2
Максимальный средний ток, мА	30 (150)
Нормализованный эмиттанс пучка, мм·мрад	10-30
Энергетический разброс, %	0.5

* – в скобках указаны планируемые значения после модернизации.

Табл. 2.2. Лазерные параметры НЛСЭ.

Длина волны, мкм: Терагерцевый ЛСЭ Дальний инфракрасный ЛСЭ Инфракрасный ЛСЭ	90-240 30-90 9(5-30)*
Длительность световых импульсов на полувысоте, пс	30-120
Спектральная ширина линии излучения (FWHM), %	0.2-1
Частота повторения световых импульсов, МГц: Терагерцевый ЛСЭ Дальний инфракрасный ЛСЭ Инфракрасный ЛСЭ	2.8-22.5 0.92-7.4 1.85-3.7
Максимальная импульсная мощность излучения, МВт: Терагерцевый ЛСЭ Дальний инфракрасный ЛСЭ Инфракрасный ЛСЭ	0.9 0.7 (1)

Продолжение Табл. 2.2

Максимальная средняя мощность излучения, кВт:	
Терагерцевый ЛСЭ	0.5
Дальний инфракрасный ЛСЭ	0.4
Инфракрасный ЛСЭ	0.1(1)
Максимальная средняя мощность гармоник излучения, Вт:	
Усиленное спонтанное излучение 2-й гармоники терагерцевого ЛСЭ	4.5
Усиленное спонтанное излучение 3-й гармоники терагерцевого ЛСЭ	1.8
Лазерное излучение 3-й гармоники терагерцевого ЛСЭ	30**
Поляризация излучения	линейная
Форма пучков излучения	гауссов пучок
Расходимость излучения	Дифракционная
Число секций × Число периодов ондулятора:	
Терагерцевый ЛСЭ	2×32
Дальний инфракрасный ЛСЭ	1×32
Инфракрасный ЛСЭ	3×28
Период ондулятора, см:	
Терагерцевый ЛСЭ	12
Дальний инфракрасный ЛСЭ	12
Инфракрасный ЛСЭ	6
Параметр ондуляторности:	
Терагерцевый ЛСЭ	0-1
Дальний инфракрасный ЛСЭ	0-1
Инфракрасный ЛСЭ	0.3-2.4
Длина оптического резонатора, м:	
Терагерцевый ЛСЭ	26.6
Дальний инфракрасный ЛСЭ	19.9
Инфракрасный ЛСЭ	39.9
Длина Рэлея/Радиусы кривизны зеркал оптического резонатора, м:	
Терагерцевый ЛСЭ	5/15
Дальний инфракрасный ЛСЭ	2.3/10.5
Инфракрасный ЛСЭ	6/21.8
Диаметр зеркала оптического резонатора, мм:	
Терагерцевый ЛСЭ	190
Дальний инфракрасный ЛСЭ	165
Инфракрасный ЛСЭ	95

Продолжение Табл. 2.2.

Диаметры отверстий в зеркалах оптического резонатора, мм:	
Терагерцевый ЛСЭ	9/3.5
Дальний инфракрасный ЛСЭ	7/3
Инфракрасный ЛСЭ	5/2

* – в скобках указаны проектные значения,

** – на длине волны вблизи 70 мкм.

2.2. Открытый оптический резонатор терагерцевого НЛСЭ

Схематическое устройство оптического резонатора терагерцевого НЛСЭ показано на Рис. 2.2 [65].

Резонатор открытого типа образован двумя сферическими медными зеркалами с золотым напылением, раздвинутыми на расстояние 26.589 м, симметрично относительно центра ондулятора. Длины всех резонаторов НЛСЭ являются дискретными величинами $L = \Delta L \cdot n$ ($n = 1, 2, 3 \dots$) с величиной “кванта” $\Delta L = c/2f_0 = 6.647$ м, которая определяется синхронизацией световых

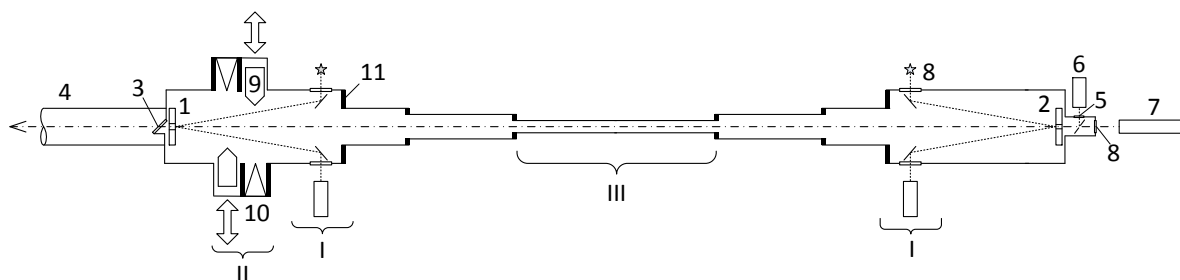


Рис.2.2. Схематическое устройство оптического резонатора терагерцевого НЛСЭ: 1, 2 – главные зеркала, 3 – главное выходное окно из синтетического CVD-алмаза, 4 – канал транспортировки излучения, 5 – малое выходное окно из синтетического CVD-алмаза, 6 – пирозлектрический датчик излучения, 7 – юстировочный HeNe-лазер, 8 – оптические окна из кварцевого стекла, 9 – подвижные зеркала-скрепы, 10 – поглотители излучения, 11 – диафрагмы-поглотители (все жирные чёрные линии). Системы: I – оптическая система для юстировки главных зеркал и ее контроля, II – внутрирезонаторный калориметр, III – место расположения ондулятора.

импульсов с электронными импульсами. Последние следуют с частотами равными одной из субгармоник максимальной частоты модулятора 22.55 МГц, которая в свою очередь синхронизована с частотой ВЧ-системы ускорителя 180.4 МГц, являясь его восьмой субгармоникой. Из конструктивных соображений с учётом удобства последующего вывода излучения в транспортный канал для терагерцевого НЛСЭ выбрано $n = 4$ и соответственно $L = 26.589$ м. Длина резонатора с точностью ± 2 мм задавалась конструктивно. Точная синхронизация между электронными и световыми импульсами достигается небольшой перестройкой частоты ($\sim 10^{-4}$) задающего генератора 180.4 МГц, что гораздо проще и удобнее, чем точная механическая настройка длины резонатора. С точки зрения терминологии, принятой в лазерной физике, модовая конфигурация НЛСЭ характеризуется набором синхронизованных TEM_{q00} -мод с различными продольными индексами q . Очевидно, что $q \sim 2L/\lambda$, а число синхронизованных мод $\Delta q \sim 2L/c\Delta t$, где Δt – длительность импульсов НЛСЭ.

Главные зеркала терагерцевого НЛСЭ установлены в дистанционно управляемые угловые подвижки и имеют осевые отверстия для юстировки и вывода излучения. Диаметры отверстий равны 3.5 и 3.5 мм в стартовой конфигурации резонатора и 3.5 и 9 мм в конфигурации с оптимальным выводом излучения. Стартовый резонатор, имеющий минимальные потери, позволил определить феноменологические параметры ЛСЭ, необходимые для оптимизации выходной связи. Из вакуумного объема оптического резонатора излучение выводится в канал и атмосферу через окна из синтетического CVD-алмаза. Главное выходное окно диаметром 50 мм установлено под углом Брюстера. Излучение, выходящее из 3.5 мм отверстия в зеркале, выводится в атмосферу через малое выходное окно из CVD-алмаза диаметром 28 мм для диагностических целей. В первых экспериментах на терагерцевом НЛСЭ, когда ещё не было канала вывода излучения, в этом месте располагалась

диагностическая аппаратура для измерения спектральных, временных и феноменологических параметров. В настоящее время там располагается пироэлектрический датчик мощности. HeNe-лазер служит для юстировки как оптического резонатора, так и 80-метрового канала вывода излучения и аппаратуры на пользовательских станциях (оптическое излучение сопровождается невидимое ТГц излучение).

В разделе 5.4, Гл.5 описаны результаты специальных измерений оптических параметров CVD-алмаза в терагерцевом и дальнем инфракрасном диапазонах, т.к. эти параметры по известным на тот момент литературным данным были неполными и недостаточно точными.

Оптический резонатор включает в себя несколько вспомогательных систем: систему оптического наблюдения за зеркалами, используемую при юстировке резонатора с возможностью ее активного контроля, и систему внутрирезонаторного калориметра, который в основном предназначен для определения феноменологических параметров ЛСЭ, а также является селективным регулятором внутрирезонаторных потерь при генерации на высших гармониках излучения. В настоящий момент не требуется никакой системы активного контроля юстировки оптического резонатора. Периодические подстройки резонатора по эффекту (иногда с интервалом до нескольких месяцев) дают эффект увеличения мощности не более 5%. Возможно, ситуация изменится при значительном увеличении внутрирезонаторной мощности.

Калориметр состоит из двух подвижных зеркал, вводимых в периферию внутрирезонаторной моды, и специальных приёмников излучения, состоящих из зеркальных конических расширителей излучения и медных поглотителей с керамическим корундовым покрытием (Al_2O_3), нанесённым газодинамическим способом.

Важнейшими элементами оптического резонатора являются охлаждаемые водой поглощающие диафрагмы с покрытием, изготовленным по той же технологии. Задача этих диафрагм – поглощение рассеянного внутрирезонаторного излучения, которое образуется на всех элементах с существенными дифракционными потерями, и локальный перевод поглощённого тепла в воду. Негативное влияние рассеянного излучения проявляется двояко. Во-первых, оно, если его не поглощать, заполнит, отражаясь от металлических стенок, всю внутреннюю полость резонатора. В конечном итоге, оно поглотится стенками камеры и нагреет их. Тепловой расчёт показывает, что при 100 кВт внутрирезонаторной мощности (проектная величина) стенки камеры нагреются на 100 градусов, что приведет к полной расстройке резонатора из-за его теплового расширения. Во-вторых, рассеянное излучение при любом уровне внутрирезонаторной мощности будет интерферировать с внутрирезонаторной модой. При этом поперечное распределение суммарного излучения на зеркале будет иметь сильную пространственную модуляцию (например, в виде колец или полос). Интенсивность излучения в области выводного отверстия и соответственно выходная мощность лазера становятся практически непредсказуемыми и неустойчивыми. Причем этот эффект является сильным даже при малых дифракционных потерях. В этом легко убедиться на следующем элементарном примере. Допустим, рассеиваемая мощность составляет всего 1% от внутрирезонаторной мощности, а распределения рассеянного и основного излучений одинаковы. Тогда при конструктивной интерференции интенсивность локально увеличится в $(1 + \sqrt{0.01})^2 = 1.2$ раза, а при деструктивной – ее величина уменьшится до уровня $(1 - \sqrt{0.01})^2 = 0.8$. Таким образом, при 1% возмущении мы имеем 40% модуляцию интенсивности. Эта иллюстрация показывает важность уменьшения любого рассеянного излучения не только внутри оптического резонатора, то также и в канале

вывода излучения. По этой же причине желательно, чтобы наружные апертуры для гауссова пучка были значительно больше, чем характерный размер пучка. Это проявление дифракции и интерференции сильно отличает пучки терагерцевого излучения от, например, электронных пучков, обрезание периферии которых практически не влияет на оставшуюся часть.

Оптические окна в системе наблюдения за зеркалами и перед юстировочным HeNe-лазером изготовлены из плавленого кварца с повышенной радиационной и тепловой стойкостью. Поскольку система видеонаблюдения за зеркалами была рассчитана на большую внутрирезонаторную мощность (100-200 кВт), её окна имеют металлическое напыление, частично прозрачное для видимого света и практически полностью отражающее терагерцевое излучение.

Оптическая модель для расчёта потерь в резонаторе терагерцевого НЛСЭ показана на Рис.2.3 [62, 66]. На этой схеме пронумерованы учитываемые компоненты потерь, которые необходимо подставлять в формулу (1.73).

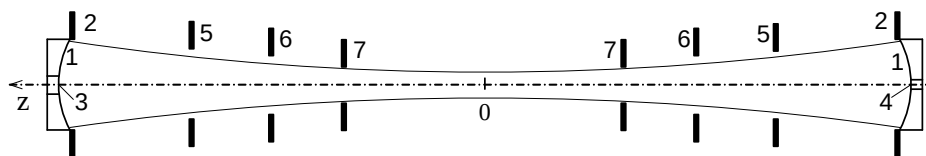


Рис.2.3. Модель для расчета потерь в резонаторе терагерцевого НЛСЭ: 1 – омические потери на отражение в зеркалах, 2 – потери на наружных апертурах зеркал, 3 и 4 – полезные и дифракционные потери на отверстиях, 5-7 – потери на наружных диафрагмах.

Зеркала всех описываемых в этой диссертации лазеров имеют золотое покрытие, являющееся оптимальным как с точки зрения минимизации поглощения, так и его долговременной стабильности в атмосферных условиях.

Длины волн этих лазеров находятся в диапазоне 5–400 мкм. Потери при отражении от металлического зеркала определяются выражением [37]:

$$c_1 = 1 - R = 1 - \frac{\operatorname{Re}^2(\hat{n}) + \operatorname{Im}^2(\hat{n}) + 1 - 2 \operatorname{Re}(\hat{n})}{\operatorname{Re}^2(\hat{n}) + \operatorname{Im}^2(\hat{n}) + 1 + 2 \operatorname{Re}(\hat{n})}, \quad (2.1)$$

где R – коэффициент отражения мощности, $\hat{n}$ – комплексный показатель преломления золота. Экспериментальные данные величины $\hat{n}$ получены в работе [67]. Вычисленные на основании этих данных потери на отражение показаны на Рис.2.4. Там же показан график эмпирической интерполяционной формулы, используемый для последующих расчетов:

$$c_1 = 10^{-2}(1.47 - 1.53\lambda^{1/4} [\text{мм}]) \quad (2.2)$$

Диаметр зеркал выбран таким, чтобы потери на наружной диафрагме зеркала (номер 2), были много меньше, чем на остальных наружных диафрагмах в расчётном диапазоне генерации 90-250 мкм. Тем не менее, они введены в расчёт, чтобы показать ход зависимостей потерь при больших длинах волн.

Для всех однотипных элементов потерь выполнено условие их аддитивности (в смысле формулы (1.73)): $\Delta z > z^* = d \cdot \delta / \lambda$, где Δz – расстояние между элементами потерь, d и δ – характерные размеры моды и возмущения, соответственно. Оно означает, что мода заполняет вырезанную возмущением её часть на расстоянии z^* от этого возмущения. Диаметры элементов потерь и их осевое положение перечислены в Табл.2.3. Потери отдельных элементов рассчитывались по формулам раздела 1.1, Гл.1.

Как уже отмечалось, изображенные на Рис.2.3 элементы потерь фактически являются неустранимыми. Для них мы должны выбрать такой радиус кривизны зеркал, чтобы выходная мощность ЛСЭ была максимальной в максимально широком диапазоне длин волн. На Рис.2.5 показаны потери и коэффициент усиления как функции длины Рэлея, а на Рис.2.6 выходные

мощности для двух значений максимального коэффициента усиления: 0.5 и 1.5.

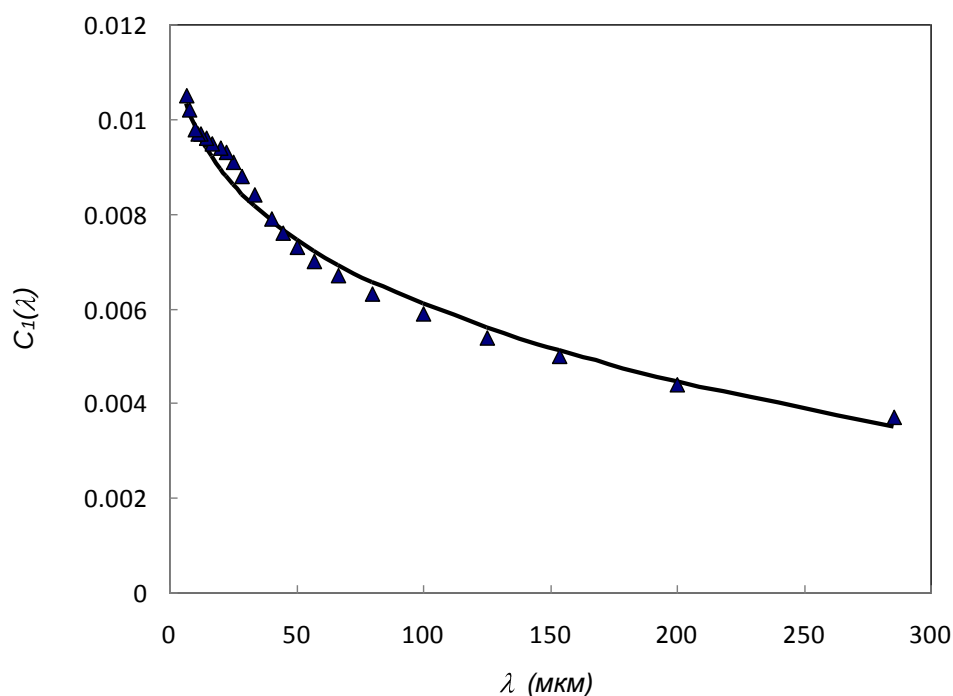


Рис.2.4. Зависимость потерь при отражении от золота: экспериментальные точки – расчёт по (2.1) на основании данных из [67], линия – интерполяция по формуле (2.2).

Табл.2.3. Диаметры и позиции элементов потерь номинального резонатора терагерцевого НЛСЭ. Диаметр отверстия в скобках – для стартового резонатора.

Номер элемента	Диаметр d [мм]	Положение на оси z [мм]
2	190	± 13294.5
3	9(3.5)	$+ 13294.5$
4	3.5	$- 3294.5$
5	105	± 7500
6	101	± 6300
7	78	± 4500

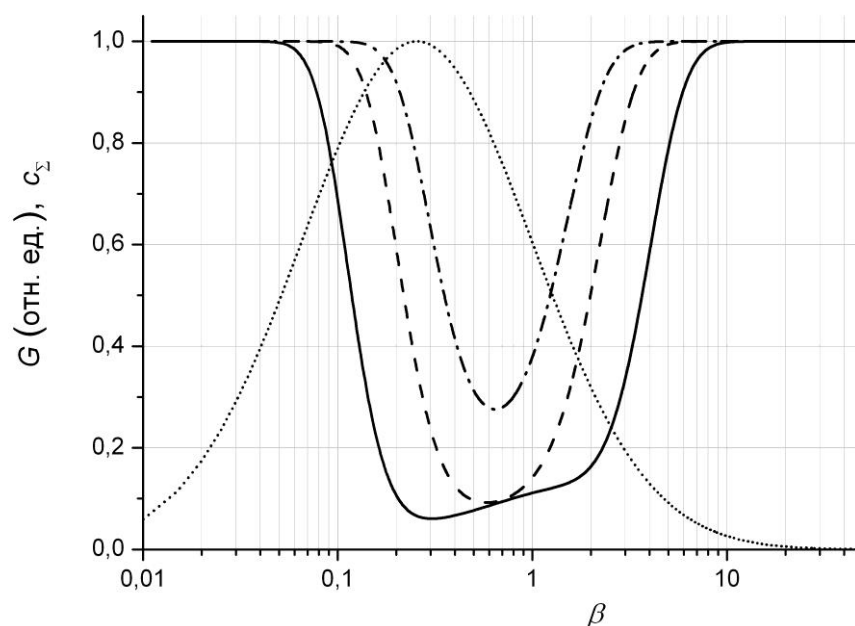


Рис.2.5. Зависимости суммарных потерь оптического резонатора терагерцевого НЛСЭ на круговой обход от нормированной длины Рэля для длин волн излучения: 100 мкм – сплошная линия, 175 мкм – штриховая линия, 250 мкм – штрих-пунктирная линия. Универсальная зависимость коэффициента усиления $G(\beta)$ показана пунктиром.

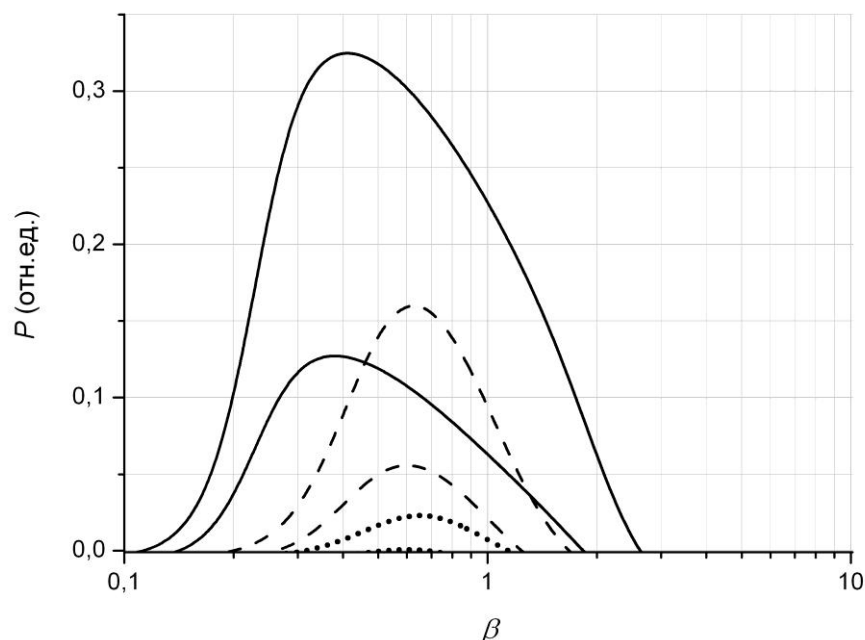


Рис.2.6. Зависимости выходной мощности терагерцевого НЛСЭ от нормированной длины Рэля для длин волн излучения: 100 мкм – сплошные линии, 175 мкм – штриховые линии, 250 мкм – пунктирные линии. Верхние однотипные кривые соответствуют коэффициенту усиления $G_0 = 1.5$, нижние – $G_0 = 0.5$.

Видно, что оптимальное значение $\beta_{opt} = 0.6$. Для указанной длины резонатора и длине ондулятора $L_u = 9$ м этому соответствует радиус кривизны зеркал:

$$R_m = \frac{L}{2} \left[1 + \left(\frac{2L_R}{L} \right)^2 \right] = 15 \text{ м} \quad (2.3)$$

Параметр устойчивости резонатора $g = 1 - L/R_m = -0.73$ находится достаточно далеко от границы устойчивости ($g = -1$). Детальный расчёт потерь оптимизированного резонатора как функции длины волны по модели Рис.2.2 и сравнение этого расчёта с экспериментом будут приведены в §5.1, Гл.5.

2.3. Открытый оптический резонатор НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона

Оптический резонатор НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона, использующего дважды прошедший ускорительную структуру электронный пучок (22 МэВ), имеет конструкцию подобную терагерцевому НЛСЭ, но с другими размерами. В частности, для этого резонатора из конструктивных соображений (резонатор располагается внутри 3-й дорожки ускорителя) выбрано $n = 3$ и соответственно $L = 19.942$ м. Ондулятор этого лазера подобен предыдущему, но примерно вдвое короче $L_u = 4$ м (32 периода). Такая геометрия, а также четырёхкратное укорочение длины волны, в принципе, делают потери на наружных диафрагмах в этом резонаторе очень малыми при идеальной юстировке. Однако большое соотношение L/L_u приводит к необходимости учета юстировочной неустойчивости. Для наклонной моды источниками потерь становятся наружные диафрагмы наиболее близкие к её периферии. Таким образом, для оптимизации этого резонатора мы имеем

модель, изображённую на Рис. 2.7, с параметрами элементов, перечисленными в Табл. 2.4.

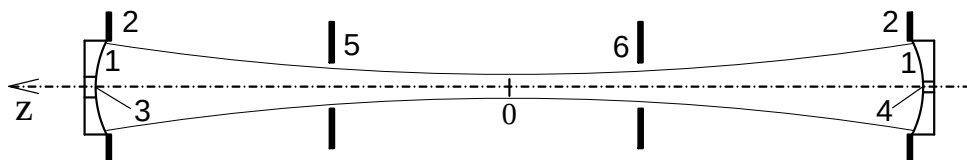


Рис.2.7. Модель для расчёта потерь в резонаторе НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона: 1 – омические потери на отражение в зеркалах, 2 – потери на наружных апертурах зеркал, 3 и 4 – полезные и дифракционные потери на отверстиях, 5 и 6 – потери на наружных диафрагмах.

Табл.2.4. Диаметры (в скобках – для стартового резонатора) и позиции элементов потерь НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона.

Номер элемента	Диаметр d [мм]	Положение на оси z [мм]
2	165	± 9971
3	7(4)	+ 9971
4	3	– 9971
5	92	+4511
6	92	–4038

На Рис.2.8 и 2.9 изображены потери, усиление и выходная мощность при идеальной юстировке, которая может быть реализована в излучающем ЛСЭ при настройке на максимум мощности.

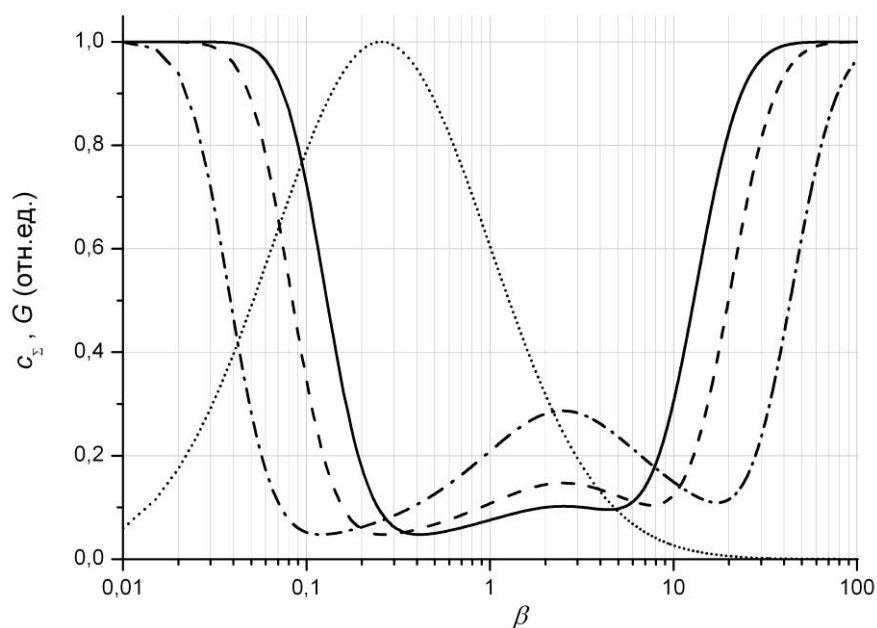


Рис.2.7. Зависимости суммарных потерь идеально отъюстированного оптического резонатора НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона на круговой обход от нормированной длины Рэлея для длин волн излучения: 100 мкм – сплошная линия, 65 мкм – штриховая линия, 30 мкм – штрих-пунктирная линия. Универсальная зависимость коэффициента усиления $G(\beta)$ показана пунктиром.

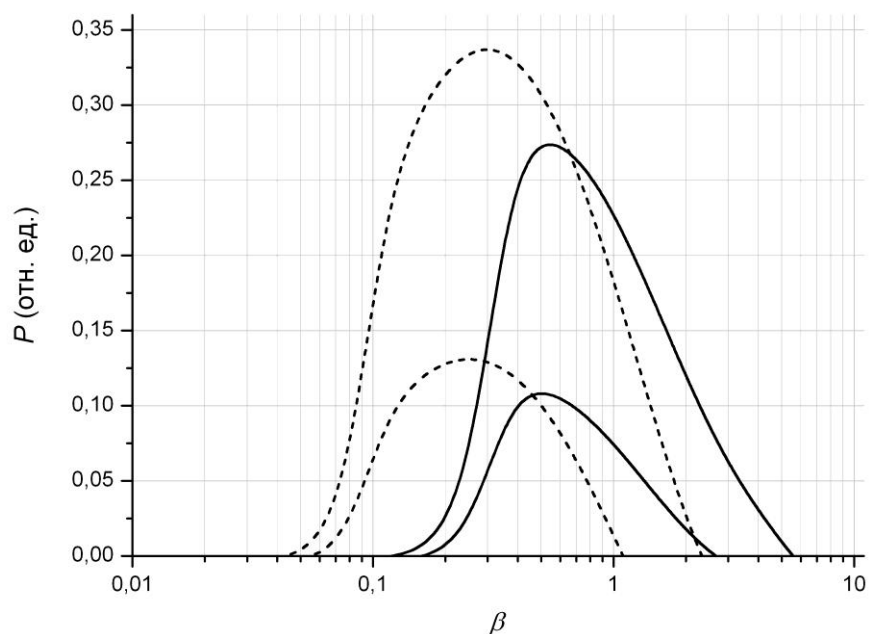


Рис.2.8. Зависимости выходной мощности идеально отъюстированного НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона от нормированной длины Рэлея для длин волн излучения: 100 мкм – сплошные линии, 30 мкм – штриховые линии. Верхние однотипные кривые соответствуют коэффициенту усиления $G_0 = 1.5$, нижние – $G_0 = 0.5$.

Однако для этого совершенно необходимо, чтобы мощность лазера была ненулевой (в смысле лазерного излучения) при реальной начальной юстировке по HeNe-лазеру, угловая точность которой считается равной 10^{-4} . Зависимости для наклонной моды при такой разъюстировке показаны на Рис.2.10 и 2.11.

Как видно из этих рисунков, оптимальной нормированной длиной Рэлея является величина $\beta_{opt} = 0.55$ ($L_R = 2.3$ м), которая достигается при радиусах кривизны зеркал равных $R_m = 10.5$ м. Параметр устойчивости резонатора $g = 1 - L/R_m = -0.9$ находится достаточно далеко от границы устойчивости ($g = -1$).

Сравнение расчётных и экспериментальных потерь в идеально отъюстированном резонаторе, а также экспериментальное измерение коэффициента усиления приводится в разделе 5.1, Гл.5.

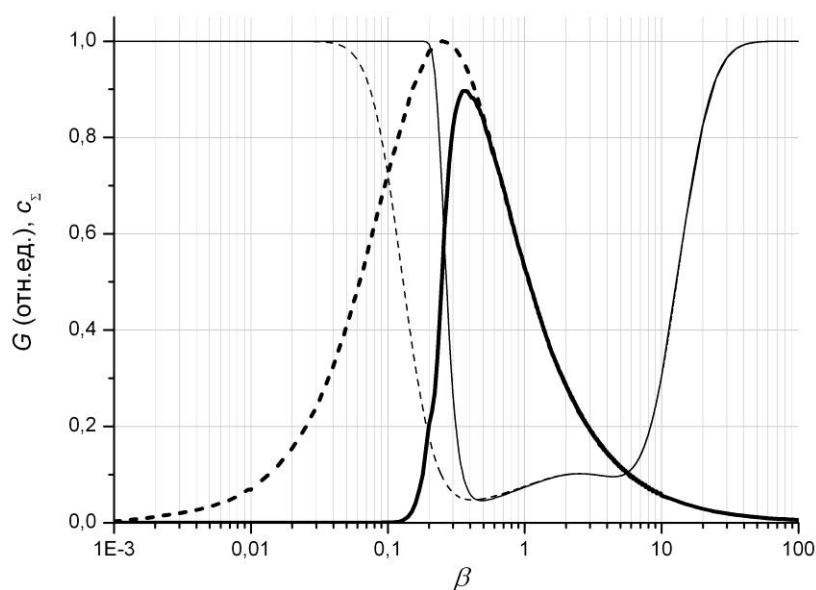


Рис.2.10. Зависимости коэффициента усиления (толстые линии) и суммарных потерь оптического резонатора на круговой обход (тонкие линии) ЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона как функции нормированной длины Рэлея при идеально отъюстированных зеркалах (пунктир) и при наклоне одного из зеркал равном 10^{-4} (сплошные линии) на длине волны излучения 100 мкм.

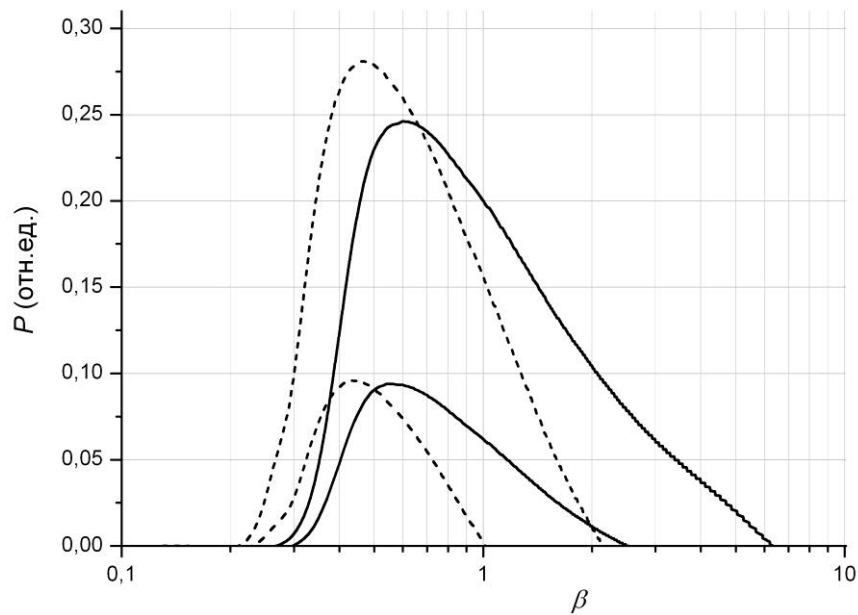


Рис.2.11. Зависимости выходной мощности ЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона от нормированной длины Рэлея для длины волны излучения 100 мкм (сплошные линии) и 30 мкм (пунктирные линии) при коэффициенте усиления $G_0 = 0.5$ (нижние кривые), $G_0 = 1.5$ (верхние кривые) и углом наклона одного из зеркал равном 10^{-4} .

2.4. Открытый оптический резонатор инфракрасного НЛСЭ

Активной средой инфракрасного НЛСЭ являются сгустки электронов, четырежды прошедшие линейный ускоритель и ускоренные до энергии 42 МэВ. Проектный диапазон генерации этого лазера очень широкий: 5-30 мкм. Перестройка длины волны в основном производится путем механического изменения зазора в ондуляторе на постоянных магнитах. Ондулятор состоит из трёх секций с общим числом периодов – 84. Общая длина ондуляторов $L_u = 5.8$ м. Для потерь в оптическом резонаторе ондулятор представляет собой две щелевые диафрагмы шириной 21 мм на расстояниях ± 2.9 м от центра. Электронная оптика этого ЛСЭ наиболее сложная в настройке, т.к. имеется 4 цикла ускорения и 4 цикла замедления (рекуперации) пучка. Ситуация усугубляется, когда возникает генерация излучения, которая ухудшает

эмиттанс электронного пучка. Чтобы облегчить эту проблему, а также, чтобы уменьшить лучевую нагрузку на зеркала в коротковолновом режиме, резонатор этого ЛСЭ имеет максимальную длину: $n = 6$, $L = 39.884$ м.

Общая расчётная модель оптического резонатора инфракрасного НЛСЭ показана на Рис.2.13. Также как и в предыдущем резонаторе в неё включены элементы потерь, существенные при юстировочной неустойчивости. Размеры элементов и их геометрия приведены в Табл.2.5.

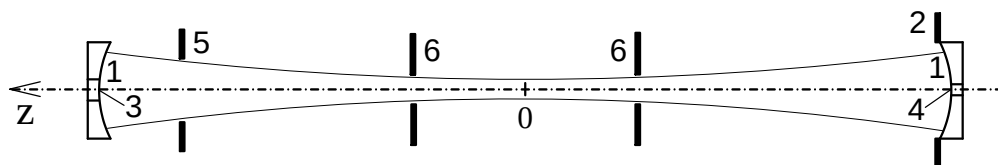


Рис.2.13. Модель для расчёта потерь в резонаторе инфракрасного НЛСЭ: 1 – омические потери на отражение в зеркалах, 2 – потери на наружной апертуре зеркала, 3 и 4 – полезные и дифракционные потери на отверстиях в зеркалах, 5 – потери на наружной диафрагме, 6 – потери на щелевых наружных диафрагмах ондуляторов.

Табл.2.5. Размеры, геометрия и позиции элементов потерь.

Номер элемента	Размер [мм] (геометрия)	Положение на оси z [мм]
2	95 (диаметр)	– 19942
3	5 (диаметр)	+ 19942
4	2 (диаметр)	– 19942
5	68 (диаметр)	+ 18489
6	21 (щель)	± 2895

На Рис.2.14 изображены потери в резонаторе, а на Рис.2.15 – коэффициент усиления как функции длины Рэлея.

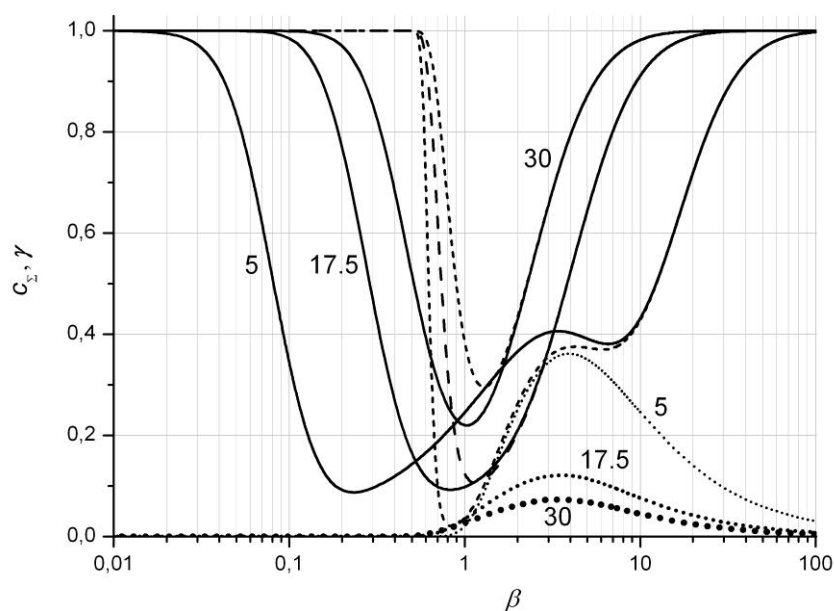


Рис.2.14. Зависимости суммарных потерь на круговой обход для идеально отъюстированного оптического резонатора НЛСЭ инфракрасного диапазона от нормированной длины Рэлея (сплошные линии), эти же потери при наклоне одного из зеркал равном 10^{-4} (штриховые линии) и полезные потери резонатора при наклоне одного из зеркал равном 10^{-4} (пунктирные линии). Цифры у кривых – длина волны ЛСЭ в микронах.

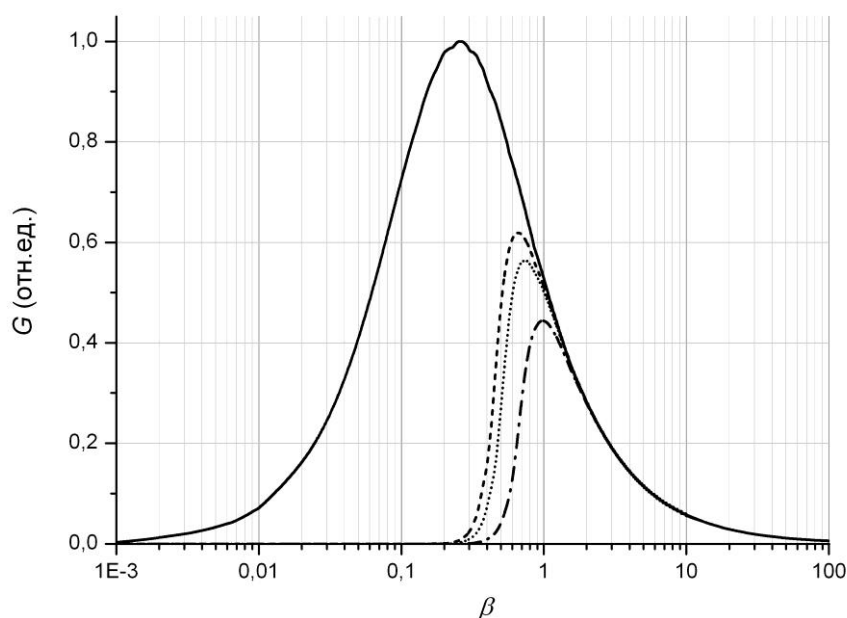


Рис.2.15. Зависимость нормированного коэффициента усиления идеально отъюстированного оптического резонатора НЛСЭ инфракрасного диапазона от нормированной длины Рэлея (сплошная линия); этот же коэффициент для наклона одного из зеркал равного 10^{-4} на длинах волн: 30 мкм (штриховая линия), 17.5 мкм (пунктир) и 5 мкм (штрих-пунктир).

Видно, что сильное влияние юстировочной неустойчивости проявляется здесь при $\beta \leq 1$ и это влияние заметнее, чем в резонаторе дальнего инфракрасного диапазона.

Выходные мощности для двух крайних коэффициентов усиления показаны на Рис.2.16 и Рис.2.17. Видно, что трудно создать оптимальные условия в одном резонаторе при таком широком диапазоне генерации (кривые плохо перекрываются). В такой ситуации на первом этапе разумно оптимизировать резонатор под длину волны в середине диапазона (17.5 мкм).

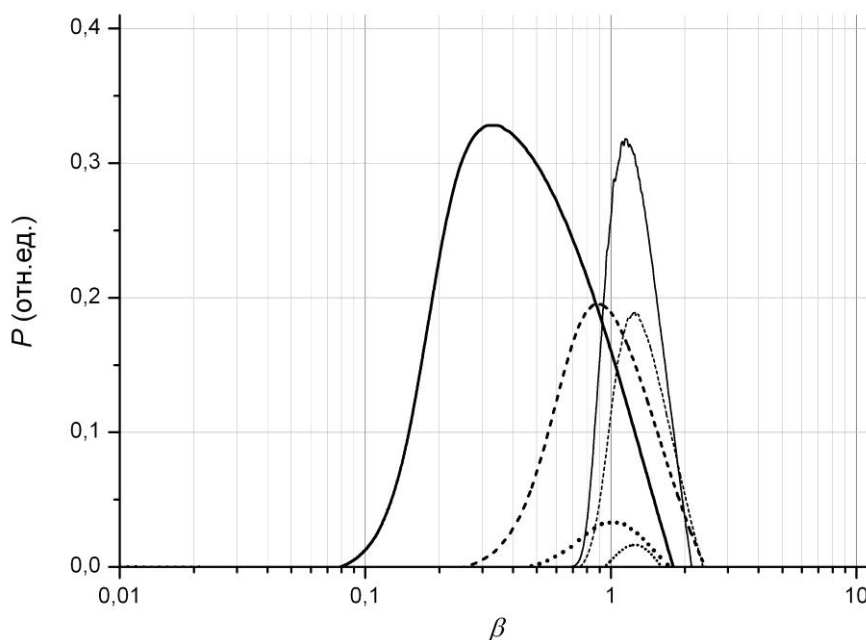


Рис.2.16. Зависимости выходной мощности НЛСЭ инфракрасного диапазона от нормированной длины Рэлея для длин волн излучения: 5 мкм (сплошные линии), 17.5 мкм (штриховые линии) и 30 мкм (пунктирные линии). Идеально отъюстированному резонатору соответствуют левые толстые линии, резонатору с наклоном одного из зеркал равным 10^{-4} – правые тонкие линии. Коэффициент усиления $G_0 = 1.5$.

Далее эксперимент покажет реальные ограничения с обеих сторон, которые в принципе могут быть устранены созданием двух дополнительных резонаторов на более короткие и на более длинные волны. Заметим, что такой режим работы с разными оптическими резонаторами безусловно

неудобен в работе, т.к. ограничивает возможности пользователей и сильно усложняет эксплуатацию НЛСЭ. Однако подобный опыт Джеферсоновской лаборатории (США) показывает, что это тоже возможно [68].

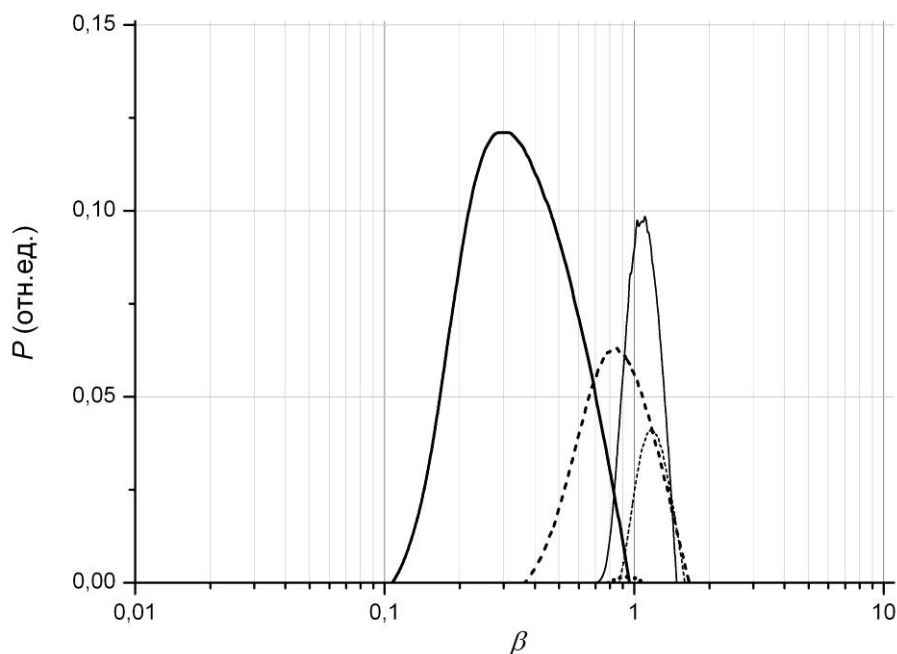


Рис.2.17. Зависимости выходной мощности НЛСЭ инфракрасного диапазона от нормированной длины Рэлея для длин волн излучения: 5 мкм (сплошные линии), 17.5 мкм (штриховые линии) и 30 мкм (пунктирные линии). Идеально отъюстированному резонатору соответствуют левые толстые линии, резонатору с наклоном одного из зеркал равным 10^{-4} – правые тонкие линии. Коэффициент усиления $G_0 = 0.5$.

Таким образом, для резонатора инфракрасного НЛСЭ выбрана длина Рэлея: $\beta_{opt} = 1$; $L_R = 6$ м, которая достигается при радиусах кривизны зеркал равных $R_m = 21.75$ м. Параметр устойчивости резонатора $g = 1 - L/R_m = -0.83$ находится достаточно далеко от границы устойчивости ($g = -1$).

2.5. Квазиволноводный оптический резонатор универсального сверхмалошумящего газового лазера

Активные среды газовых электроразрядных лазеров и лазеров на свободных электронах имеют существенное геометрическое различие. Активные среды у газовых лазеров обычно занимают всё сечение разрядной трубки, а их оптические моды только его часть. Наоборот, в ЛСЭ сечение активной среды, как уже отмечалось в предыдущих разделах, много меньше, чем сечение моды. Поэтому при оптимизации оптического резонатора газового лазера основное значение имеют другие критерии. В частности, определяющим из них является фактор заполнения – отношение среднего сечения моды к площади разрядной трубки. Этот фактор примерно вдвое больше для волноводных резонаторов по сравнению с резонаторами открытого типа. Физической причиной этого является следующее обстоятельство. Для того, чтобы потери гауссовой моды открытого резонатора были малы, необходима её удаленность от стенок разрядной трубки. Наоборот, как отмечалось в начале раздела 1.2.1, Гл.1 волноводные моды образуются в результате отражения излучения от стенок волновода (разрядной камеры) под малыми углами. Поэтому наиболее интересная для волноводных лазеров низшая гибридная EH_{11} -мода занимает примерно вдвое большее сечение, чем TEM_{00} -мода с малыми потерями.

В реальности, в газовых лазерах активная среда неоднородна по сечению разрядной трубки. Поэтому более простой путь оптимизации резонаторов газовых лазеров состоит в проведении соответствующих экспериментов.

Такие эксперименты были проделаны в работах [34,54,55], где описываются субмиллиметровые H_2O , DCN и HCN -лазеры, работающие на отдельных линиях в диапазоне 100-400 мкм. Для всех этих лазеров

оптимальным резонатором, на котором генерировались максимальные мощности, был резонатор волноводного типа, состоящий из полого диэлектрического (стеклянного) волновода с внутренним диаметром 56 мм длиной 2.5 м и двух плоских зеркал у его торцов. В таком волноводном резонаторе генерировались именно волноводные моды, параметры которых (распределение интенсивности, комплексные волновые числа и поляризация) точно соответствовали классической теории, изложенной в работе [49]. Заметим, что все эти субмиллиметровые лазеры имеют малый коэффициент усиления активной среды. Поэтому оптимизация оптического резонатора являлась важнейшей процедурой при их оптимизации.

Для того, чтобы возмущения волноводной моды были малы, необходима, как это описано в разделе 1.2.2, Гл.1, геометрия резонатора, соответствующая одной из трёх оптимальных зон. Первой из этих зон соответствует резонатор с плоскими зеркалами вблизи торцов волновода. Расчёт потерь связи, появляющихся при распространении излучения через зазор между волноводом и зеркалом, описан в разделе 1.2.2, Гл.1. Удобно в качестве количественного критерия взять омические потери на зеркалах, неизбежно присутствующие в любом лазерном резонаторе. Согласно формуле (2.2) омические потери на одном зеркале с золотым покрытием изменяются от 0.3 до 0.6 % для длин волн в диапазоне от 0.3 до 0.1 мм, соответственно. Эти потери показаны на Рис.2.18 вместе зависимостями потерь связи EH_{11} -моды от величины зазора Δ для круглого волновода диаметром 56 мм. Видно, что потери связи меньше потерь на зеркале при $\Delta < 40$ мм для $\lambda = 0.3$ мм и при $\Delta < 170$ мм для $\lambda = 0.1$ мм.

Сверхмалошумящие волноводные H_2O , DCN и HCN-лазеры [34,54,55] с высокочастотной накачкой были первоначально разработаны для высокочувствительных диагностических систем на установках с высокотемпературной плазмой. Отличительной особенностью этих лазеров

является предельно низкий уровень шума ($< 0.01\%$) при высоких для лазеров этого типа выходных мощностях. В настоящий момент лазеры используются для метрологических и технологических экспериментов на НЛСЭ, часть которых описана в Гл.4 и Гл.5. В частности, благодаря очень узкой линии излучения, они незаменимы при калибровке спектральной аппаратуры.

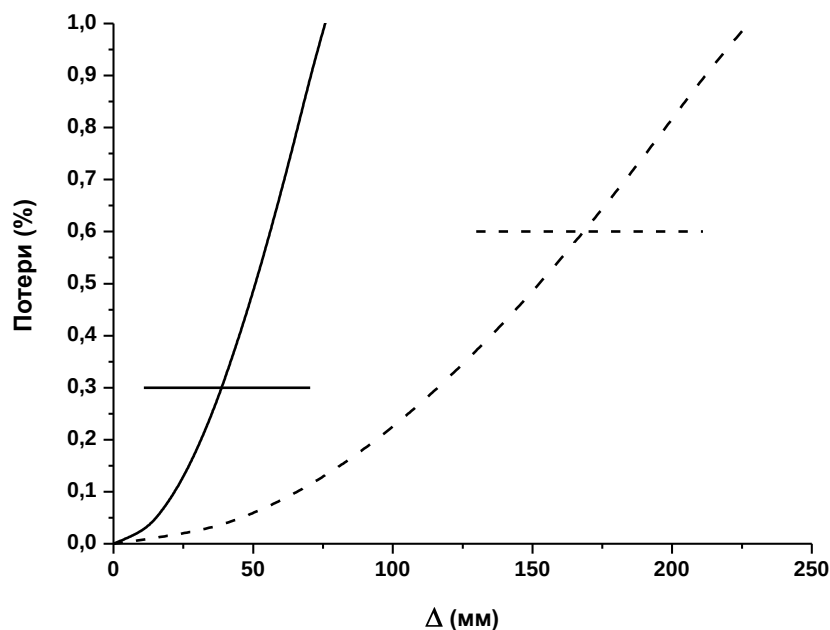


Рис.2.18. Зависимости потерь связи EH_{11} -моды для круглого волновода диаметром 56 мм (кривые) от величины зазора между волноводом и зеркалом и потерь на зеркале (горизонтальные прямые) для длин волн 300 мкм (сплошные линии) и 100 мкм (штриховые линии).

Мы также планируем эксперименты по исследованию когерентности между близкими по времени импульсами НЛСЭ, смешивая их с предельно узкополосным излучением этих газовых лазеров. При наличии такой когерентности должны наблюдаться биения на разностных частотах, различающихся между собой на величины $cn/2L$ ($n = 1, 2, 3, \dots$). Информация о когерентности между импульсами важна для некоторых пользовательских экспериментов, в частности, при зондировании атмосферной облачности импульсами НЛСЭ.

Конструктивно все газовые лазеры реализуются в одном универсальном приборе путём вариаций его газовой и оптической систем (смена зеркал), а также мощности накачки. Параметры лазеров, среди которых уровень шумов и выходные мощности остаются рекордными по настоящее время, перечислены для справки в Табл.2.6.

Табл. 2.6. Параметры газовых электроразрядных лазеров.

Молекула Параметр	HCN		DCN			H ₂ O	
Длина волны, мкм	337	311	204	195	190	119	28
Выходная мощность, мВт	190	50	110	120	430	60	90
Уровень шума, %	< 0.01	-	-	-	< 0.01	< 0.01	-
Мощность накачки, кВт	1.5		1.3	1.8	2.7	2.7	
Тип резонатора	волноводный						открыт.
Тип моды	EH ₁₁						TEM ₀₀

Последний вариант конструкции лазера имеет две разрядные трубки, одна из которых может трансформироваться в волноводный CO₂-лазер накачки с выходной мощностью 30-50 Вт, а другая являться длинноволновым лазером с оптической накачкой различных молекулярных сред. Главным преимуществом терагерцевых лазеров с оптической накачкой является гораздо большее число возможных лазерных переходов по сравнению с электроразрядными лазерами.

2.6. Гибридный оптический резонатор компактного ЛСЭ Корейского института исследований в области атомной энергии (KAERI)

Отличительной особенностью этого ЛСЭ, которая закладывалась при его проектировании в ИЯФ СО РАН совместно с KAERI, является его компактность [69]. Вся установка, которую мы будем для краткости называть в дальнейшем КЛСЭ, умещается в стандартную комнату $\sim 20 \text{ м}^2$. Это, по-видимому, самый компактный в мире ЛСЭ с релятивистским электронным пучком. В связи с этим, ондулятор и оптический резонатор этой установки должны иметь минимальные размеры. В то же время, компактность предполагает малогабаритный ускоритель (в данном случае микротрон) на сравнительно небольшую энергию электронов (6-7 МэВ) и, соответственно, достаточно большие длины волн излучения этого ЛСЭ (100-200 мкм). Компактностью обусловлен и сравнительно небольшой пиковый ток электронов (0.4 А), которому пропорционален погонный коэффициент усиления. Поэтому ондулятор и оптический резонатор КЛСЭ должны быть иметь достаточную для лазерной генерации длину (фактически они определяют максимальный размер установки). Удовлетворить вышеперечисленным требованиям было возможно только при использовании гибридного оптического резонатора (Рис. 2.19). Т.к. в КЛСЭ было решено использовать плоский ондулятор, то наиболее адекватным резонатором для него будет гибридный резонатор, который является открытым в поперечном направлении, перпендикулярном магнитному полю (ось “х” на Рис.2.19) и волноводным (планарный волновод) в направлении магнитного поля (ось “у” на Рис.2.19). Зазор волновода был выбран равным $2b = 2 \text{ мм}$, – он позволял провести электронный пучок через ондулятор без существенных потерь.

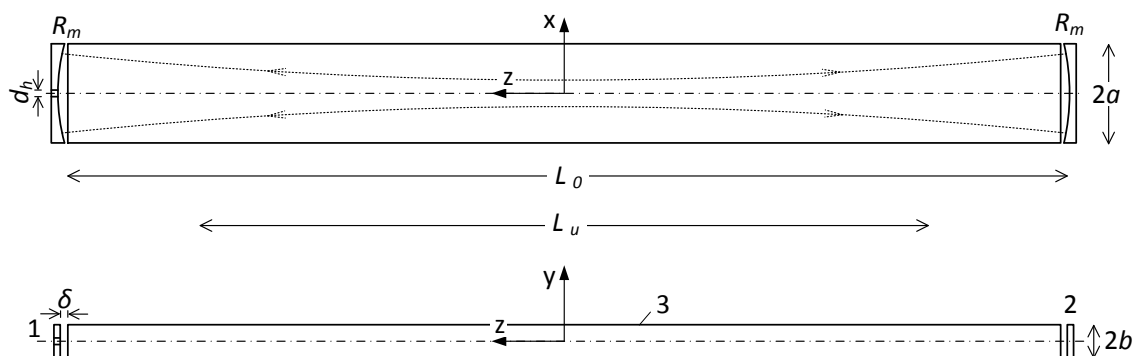


Рис.2.19. Схематическое устройство гибридного оптического резонатора компактного КЛСЭ: 1, 2 – цилиндрические зеркала с радиусами кривизны R_m , одно из которых имеет центральное отверстие для вывода излучения d_h ; 3 – планарный волновод с зазором $2b$ и шириной $2a$. Длина резонатора – L_0 , длина симметрично расположенного ондулятора – L_u .

У такого резонатора есть две привлекательные особенности. Во-первых, как можно видеть из формул (1.30) и (1.31) раздела 1.2.1, Гл.1 волноводные потери TE_1 -моды минимальны, благодаря большому коэффициенту отражения от стенок волновода излучения с вектором электрического поля параллельным поверхности. По другой поперечной координате размер моды допускается значительно больше ($2a = 30$ мм). Потери, связанные с этой координатой можно сделать малыми, используя цилиндрические зеркала и геометрию моды, близкую к конфокальной.

Второй особенностью является открытость резонатора в горизонтальном направлении, что позволяет без дополнительных потерь связи (раздел 1.2.3, Гл.1) вводить и выводить электронный пучок из оптического резонатора. Потери связи в таком резонаторе с минимальным зазором между волноводом и зеркалом (величина допустимого зазора δ будет определена ниже) могут быть пренебрежимо малыми.

Заметим, что задача о потерях связи в различных гибридных резонаторах, рассмотренная подробно в разделе 1.2, Гл.1, была

стимулирована именно проектированием оптического резонатора для КЛСЭ. Предлагаемые первоначально варианты гибридных оптических резонаторов, упускающие из виду эти очень существенные потери, были практически неработоспособными по причине очень больших потерь этого типа. Другая важная для нас задача, где также должны учитываться потери связи – это рассмотренная в предыдущем параграфе оптимизация резонатора для универсального газового лазера. Однако в этом случае существовало хорошее решение, понятное на интуитивном уровне.

Модифицированная согласно формулам (1.49)-(1.53) формула (1.19) для коэффициента усиления одномерной гауссовой моды имеет вид:

$$\begin{aligned}
 G_{fel}^{pl}(\beta_x, \Delta k) &\propto \frac{1}{\beta_x^{1/2}} \int_{-1/2}^{1/2} \frac{\sin\left[\Delta kz - \frac{1}{2} \arctg(z / \beta_x)\right]}{[1 + (z / \beta_x)^2]^{1/4}} \int_{-1/2}^z \int_{-1/2}^{z'} \frac{\cos\left[\Delta kz'' - \frac{1}{2} \arctg(z'' / \beta_x)\right]}{[1 + (z'' / \beta_x)^2]^{1/4}} dz'' dz' dz = \\
 &= \frac{1}{\beta_x^{1/2}} \int_{-1/2}^{1/2} \frac{\sin\left[\Delta kz - \frac{1}{2} \arctg(z / \beta_x)\right]}{[1 + (z / \beta_x)^2]^{1/4}} \int_{-1/2}^z \frac{\cos\left[\Delta kz' - \frac{1}{2} \arctg(z' / \beta_x)\right]}{[1 + (z' / \beta_x)^2]^{1/4}} (z - z') dz' dz,
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

Функция $G_{fel}^{pl}(\beta_x, \Delta k)$ имеет вид подобный Рис.1.4, но с более пологим максимумом по координате β_x . В частности, абсолютный максимум этой функции достигается при $\Delta k_{opt} = 4.038$, $\beta_{x,opt} = 0.2625$. Наиболее интересное для практики криволинейное сечение $G_{fel}^{pl}(\beta_x, \Delta k_{opt}(\beta_x))$ показано на Рис.2.20.

Другой особенностью гибридного оптического резонатора с волноводом является принципиальная возможность генерации на двух сильно различающихся длинах волн. Условие фазового синхронизма, определяющее длину волны ЛСЭ с волноводом, имеет вид: $k_u \beta_{ez} = k_z - k \beta_{ez}$, где

$k_z = \sqrt{k^2 - k_y^2} = \sqrt{k^2 - (\pi/2b)^2}$ – продольный волновой вектор волны в волноводе.

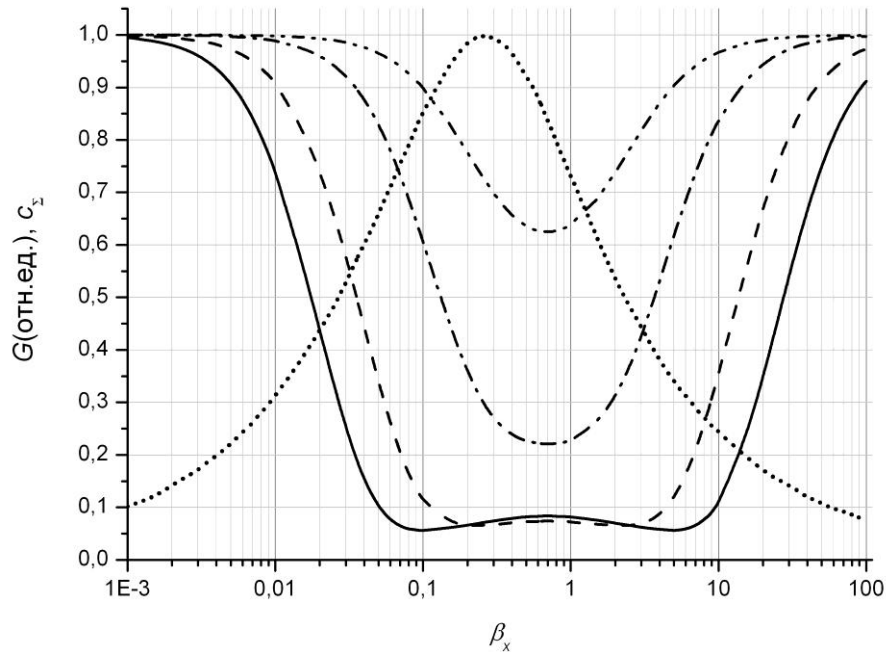


Рис.2.20. Зависимости суммарных потерь КЛСЭ на круговой обход от нормированной длины Рэлея для длин волн излучения: 100 мкм – сплошная линия, 200 мкм – штриховая линия, 600 мкм – штрих-пунктирная линия, 1200 мкм – линия штрих-две точки. Универсальная зависимость коэффициента усиления $G_{fel}^{pl}(\beta)$ для одномерного гауссова пучка показана пунктиром.

Из этого уравнения находим две резонансные длины волны:

$$\lambda_{1,2} = \lambda_u \frac{1 - \beta_{ez}^2}{\beta_{ez} \left[\beta_{ez} \pm \sqrt{1 + \left(1 - \frac{1}{\beta_{ez}^2} \right) \left(\frac{\lambda_u}{4b} \right)^2} \right]}. \quad (2.5)$$

Учитывая численное значение волноводного параметра

$$\left(1 - \frac{1}{\beta_{ez}^2} \right) \left(\frac{\lambda_u}{4b} \right)^2 \approx -0.43, \quad \text{для максимальных энергий КЛСЭ получаем}$$

коротковолновую и длинноволновую резонансные длины волн примерно на

10 % и на порядок величины длиннее резонансной длины волны для свободного пространства, соответственно. При уменьшении продольной энергии электронов за счёт их вывода с орбит более низкого порядка в микротроне и увеличении тока ондулятора обе резонансные ветви сходятся друг к другу в районе длины волны 600 мкм [70].

Большая величина потерь для длинноволновой ветви не позволяет получить лазерную генерацию на самых длинных волнах при типичных параметрах КЛСЭ. Однако в наших экспериментах было надёжно зарегистрировано усиленное спонтанное излучение на длине волны около 1100 мкм [70]. Это излучение было намного интенсивнее спонтанного излучения и, в принципе, может использоваться для пользовательских экспериментов. При этом на КЛСЭ можно реализовать уникально широкий спектральный диапазон излучения от 100 до 1200 мкм. Имея в виду эту особенность, мы будем проводить оптимизацию оптического резонатора для двух случаев: типичной лазерной генерации в диапазоне 100-200 мкм и широкодиапазонного КЛСЭ с излучением до 1200 мкм.

Заметим, что в отличие от НЛСЭ, максимальная пиковая мощность КЛСЭ сравнительно невелика (около 100 Вт на выходе из оптического канала в одиночных импульсах, следующих с частотой 1 Гц). Это не позволяет проводить на этой установке “силовые” эксперименты, основанные на явлениях абляции, оптического разряда и др. Остальные же эксперименты гораздо менее чувствительны к величине максимальной мощности и для них более важным является другое преимущество КЛСЭ – возможность перестройки длины волны в максимально широком диапазоне. Поэтому первый оптический резонатор КЛСЭ был оптимизирован именно по этому критерию.

Расчётная модель резонатора показана на Рис.2.21, а ее геометрические параметры перечислены в Табл.2.7. Отдельные компоненты потерь 1-4 на

Рис.2.21 вычислялись по формулам (2.2), (1.8), (1.14) и (1.30), соответственно. Что касается потерь связи 5, то согласно Рис.1.14, они могут быть много меньше остальных потерь для основного диапазона генерации КЛСЭ (100-200 мкм).

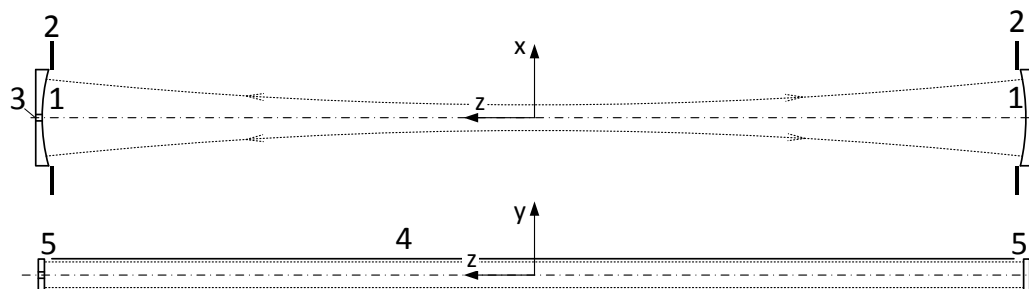


Рис.2.21. Оптическая модель для расчета потерь в компактном КЛСЭ: 1 – омические потери на зеркалах, 2 – дифракционные потери на наружной х-апертуре зеркал, 3 – полезные и дифракционные потери на выходном отверстии, 4 – волноводные потери у-планарного волновода, 5 – у-потери связи между волноводом и зеркалом. Форма внутрирезонаторной моды показана пунктиром.

Табл.2.7. Размеры, геометрия и позиции элементов потерь.

Номер элемента	Размер [мм] (геометрия)	Положение на оси z [мм]
2	30 (щель)	± 1390
3	0.7 (диаметр)	± 1390
4	2 (зазор волновода)	$-1389.5 \div +1389.5$
5	0.5 (зазор волновод-зеркало)	± 1390

Так, при выбранном минимально необходимом для юстировки зазоре $\delta = 0.5$ мм, эти потери на длине волны 100 мкм будут равны 0.2 %, а на длине волны 200 мкм – 0.8 %. Однако на длинных волнах эти потери будут уже

существенными: при 600 мкм – 6 %, а при 1200 мкм – 19 %. Общие потери и универсальная кривая усиления для одномерного гауссова пучка показаны на Рис.2.20.

Зависимости выходной мощности КЛСЭ при выходной связи, оптимальной для основного диапазона генерации, показаны на Рис.2.22 и Рис.2.23.

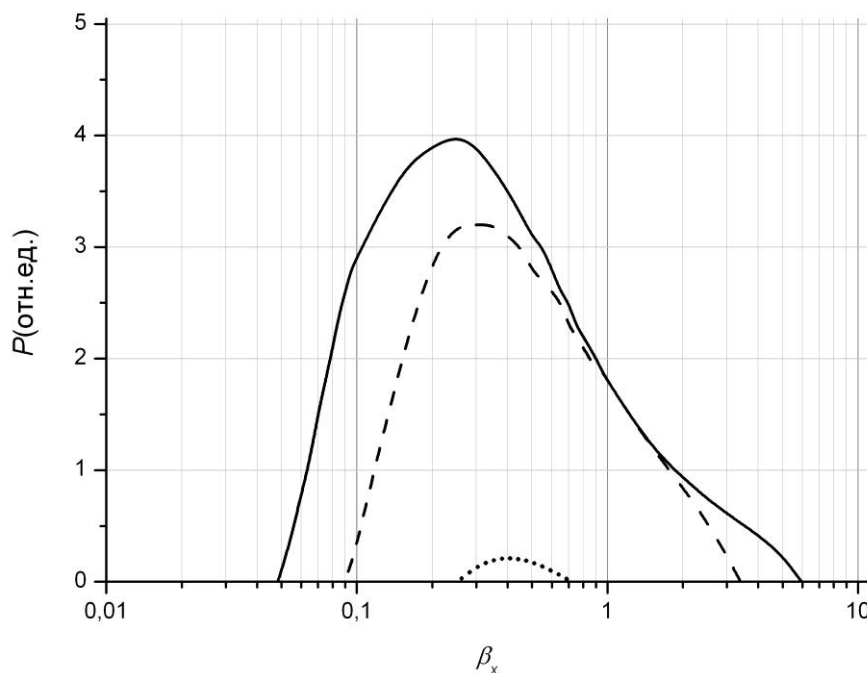


Рис.2.22. Зависимости выходной мощности КЛСЭ от нормированной длины Рэлея для коэффициента усиления $G_0 = 0.2$ на длинах волн излучения: 100 мкм (сплошная линия), 200 мкм (штриховая) и 400 мкм (пунктир).

Таким образом, видно, что для основного диапазона генерации оптимальным является резонатор с $\beta_x = 0.3$. Такому резонатору соответствуют цилиндрические зеркала с радиусами кривизны $R_x = 1.65$ м. Параметр устойчивости резонатора $g = -0.69$ находится в устойчивой зоне.

Резонатор КЛСЭ, рассчитанный на излучение в максимально широком диапазоне (в том числе – усиленного спонтанного излучения), должен иметь $\beta_x = 0.75$. Такой резонатор близок к конфокальному и ему соответствуют

цилиндрические зеркала $R_x = 3$ м. Параметр устойчивости резонатора $g = 0.07$, хотя и близок к границе, но еще находится в устойчивой зоне.

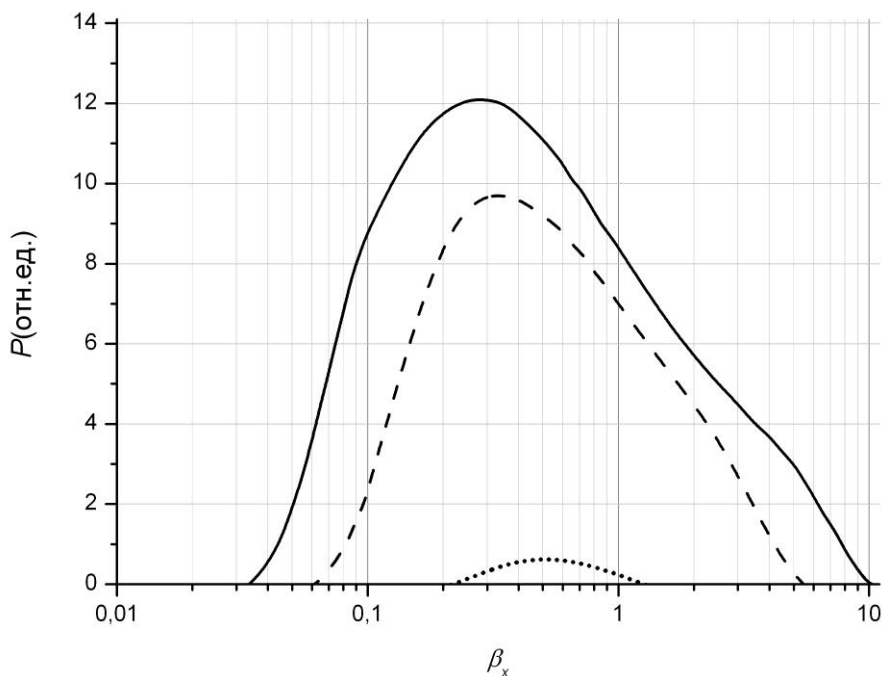


Рис.2.23. Зависимости выходной мощности КЛСЭ от нормированной длины Рэлея для коэффициента усиления $G_0 = 0.5$ на длинах волн излучения: 100 мкм (сплошная линия), 200 мкм (штриховая) и 600 мкм (пунктир).

В заключение этого раздела отметим, что оптимальный резонатор для основного режима лазерной генерации имеет β_x , соответствующее максимуму усиления, в то время как этот параметр для оптимального резонатора широкодиапазонного КЛСЭ соответствует минимуму длинноволновых потерь.

2.7. Гибридный оптический резонатор для мощного лазера на свободных электронах

Одной из основных проблем в проектах мощных ЛСЭ является большая лучевая нагрузка на зеркала. Из техники мощных технологических лазеров

известно, что лучевая нагрузка на зеркала лазера дальнего инфракрасного диапазона не должна превышать величину $\sim 10 \text{ кВт/см}^2$ [71].

Одним из способов решения этой проблемы является электронный вывод излучения, когда лазерный резонатор устанавливается соосно только с первым группирующим ондулятором, а второй излучающий ондулятор наклонный к первому, работает без оптического резонатора [72]. Этот способ потенциально заложен в конструкцию излучающей системы инфракрасного НЛСЭ. Недостатками этого способа являются повышенные требования к качеству электронного пучка и асимметрия выходного излучения, которая неизбежно приводит к дополнительным потерям в транспортных каналах. К тому же этот метод пока экспериментально не испытан.

Другой способ решения этой проблемы описан тоже теоретически в работах [41,46,47,73]. В них рассматривается открытый оптический резонатор с малым числом Рэлея. В таком резонаторе лучевая нагрузка уменьшается за счёт большого размера внутрирезонаторной моды на зеркале. Однако такой резонатор имеет ряд очевидных недостатков. Во-первых, это описанная в Гл.1 юстировочная неустойчивость. Коэффициент K между углом наклона моды и наклоном зеркала быстро растёт с уменьшением отношения длины Рэлея L_R к длине резонатора L (формула (1.23)). Например, $K = 1250$ при $L_R/L = 0.01$.

Во-вторых, в такой системе имеется сильная неоднородность фазы и амплитуды моды излучения вдоль оси в области ондулятора. Эта неоднородность заведомо способствует развитию различных неустойчивостей в излучающей системе типа модуляционных неустойчивостей, рассмотренных в Гл.5.

Третий, и возможно основной, недостаток открытых резонаторов с малой длиной Рэлея – это существенная зависимость внутрирезонаторной моды от параметров электронного пучка. Именно этим эффектом авторы [47] объясняют отсутствие в их расчётах спада эффективности излучения при

малых длинах Рэлея (Гл.1). Однако это же означает, что излучаемая мода в таком мощном лазере, работающем на пределе возможностей, будет плохо предсказуемой и меняющейся в зависимости от экспериментальных условий. Поэтому практическая реализация такого лазера представляется весьма проблематичной.

По мнению автора, одним из вариантов резонатора для мощного ЛСЭ может являться гибридный оптический резонатор с полым планарным металлическим волноводом, изображенный на Рис.2.24. В таком резонаторе мода в направлении поперек зазора планарного волновода (x) имеет вид гауссова пучка с длиной Рэлея существенно превышающей длину ондулятора,

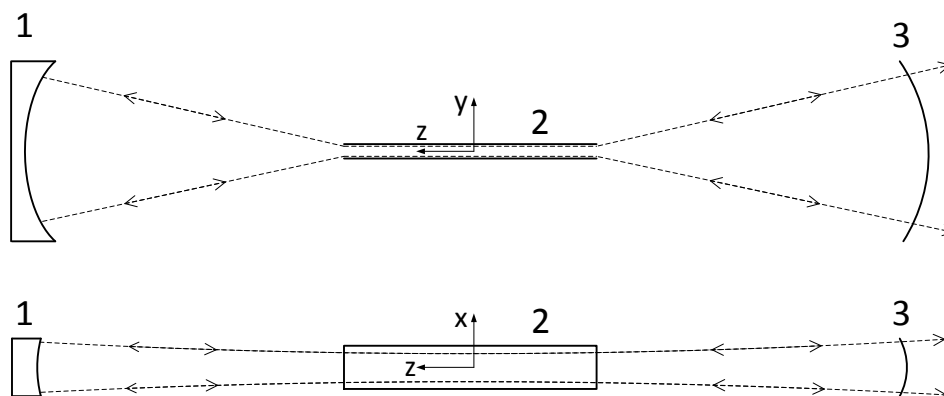


Рис.2.24. Схема оптического резонатора мощного ЛСЭ: 1 – 100% торoidalное зеркало, 2 – планарный металлический волновод, 3 – полупрозрачное торoidalное зеркало из тонкого CVD-алмаза.

а в направлении вдоль зазора (y) – слабозатухающей TE_1 -моды (1.2.1, Гл.1). Таким образом, мода внутри ондулятора будет практически однородной. Для того, чтобы эта однородность сохранялась и при очень большом усилении, необходимо распределение плотности тока в электронном пучке сопоставимое с распределением интенсивности излучения гибридной моды внутри ондулятора. Этого можно достичь при эллиптическом сечении электронного распределения.

В промежутках между торцами волновода и зеркалами гибридная мода трансформируется в набор сильно расходящихся в направлении зазора волновода мод открытого пространства. За счёт этого лучевая нагрузка на зеркала снижается до допустимого уровня.

Что касается потерь связи, связанных с преобразованием мод, то, как показано в разделе 1.2.3, Гл.1, они могут быть сведены до пренебрежимо малого уровня, когда зеркала находятся достаточно далеко от торцов волновода (третья оптимальная зона $s/\beta_{0y} > 8.3$ в разделе 1.2.3). Расчёты показывают, что в такой “невозмущенной” геометрии суммарные потери в волноводе с потерями связи могут быть меньше характерных потерь на зеркалах. Для этого, однако, требуется однородный вывод излучения из резонатора лазера, например, при помощи полупрозрачного зеркала.

ЛСЭ с максимальной выходной мощностью чаще всего предназначаются для решения какой-либо одной задачи, для выполнения которой они настраиваются на некоторую определенную длину волны. В этом случае полупрозрачным зеркалом, вероятно, может служить тонкая пленка из синтетического CVD-алмаза, изогнутая или изготовленная в виде необходимой тороидальной поверхности (3 на Рис.2.24). Применение аналогичных (но плоских) плёнок будет рассмотрено в разделе 5.1.3, Гл.5 в контексте будущей оптимизации оптических резонаторов НЛСЭ. Здесь мы лишь ограничимся указанием максимального коэффициента отражения от такой пленки при нормальном падении – 68 % (Гл.5, 5.4), больше чем достаточном для реализации выходной связи, близкой к оптимальной (Гл.1, 1.3), в случае ЛСЭ с большим усилением и малыми потерями. Благодаря своим уникальным физическим свойствам, алмаз способен без разрушения пропускать через себя мощности в сотни киловатт (Гл.5, 5.4.5). В настоящий момент максимальный размер коммерчески доступных CVD-алмазов – 120 мм. Но этот размер фактически определяется размером технологических

установок для их выращивания. Мощные ЛСЭ – это уникальные установки, для которых, по-видимому, допускается изготовление дорогих и уникальных оптических элементов.

Мы не рассматриваем здесь подробный расчёт резонатора мощного ЛСЭ ввиду того, что такие приборы очень индивидуальны и предназначены, как уже отмечалось, для решения какой-то одной конкретной задачи.

Глава 3

Каналы транспортировки излучения от НЛСЭ к рабочим станциям

Каналы транспортировки выводят излучение НЛСЭ из радиационно-опасного зала установки в радиационно-безопасные помещения и разводят его по экспериментальным пользовательским станциям. Для всех трёх НЛСЭ выбрана открытая схема транспортировки излучения, имеющая наименьшие потери. Большая часть излучения последовательно отражается от плоских и фокусирующих зеркал достаточно большого размера, практически не попадая на боковые стенки канала, которые играют роль только герметичной камеры. Помимо тривиальной защиты оптики от пыли, камера разделяет обычный влажный воздух в помещении от просушенной смеси азота с воздухом внутри неё (в настоящее время) или от вакуума (в возможной будущей модернизации этой системы). За исключением станции со спектрометрами, находящейся перед всеми пользовательскими станциями и работающей с ними параллельно, остальные пользовательские станции в настоящее время подключаются по отдельности при помощи специальных подвижных зеркал, т.к. большинству пользователей обычно требуется максимальная мощность излучения и у каждого из них имеются свои требования к параметрам излучения. Однако при большом числе пользователей со схожими требованиями система допускает модернизацию, при которой излучение делится по мощности на несколько станций с помощью поляризационных ответвителей, подобных ответвителям станций спектрометров.

3.1. Устройство и оптический расчет каналов транспортировки излучения

Оптическая схема каналов транспортировки излучения трёх НЛСЭ к рабочим пользовательским станциям и их расположение в здании НЛСЭ показаны на Рис.3.1.

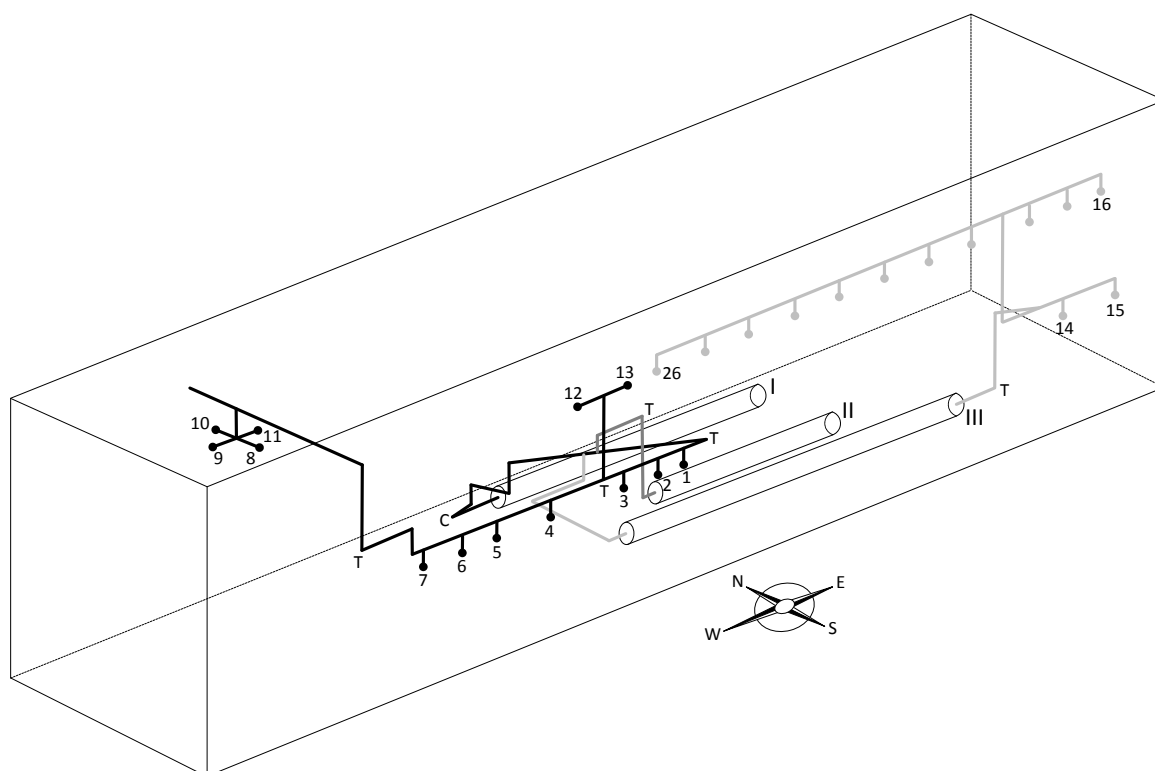


Рис.3.1. Оптическая схема каналов вывода излучения и их расположение в здании НЛСЭ: I, II, III – терагерцевый, дальний инфракрасный и инфракрасный НЛСЭ; каналы вывода из этих НЛСЭ показаны чёрной, темно-серой и серой жирными линиями соответственно. В изломах и пересечениях этих линий находятся зеркала (Т – тороидальные, С – сферические, остальные – плоские). НЛСЭ находятся в подвальном помещении здания, пользовательские станции 1-7 и 14, 15 – на первом этаже здания, остальные пользовательские станции – на втором этаже здания. Диагностические станции: 1 – станция спектрометров, 4 – метрологическая станция, 7 – станция Фурье-спектрометра.

Излучение терагерцевого НЛСЭ и излучение дальнего инфракрасного НЛСЭ выводятся на одни и те же станции западной части здания. На эти же станции поступает диагностическая часть излучения инфракрасного НЛСЭ. Подключение определенного НЛСЭ к каналу и отвод их излучения на определенную станцию производится при помощи подвижных зеркал.

Излучение инфракрасного НЛСЭ выводится как в западном, так и в восточном направлениях. Западное направление выбрано из соображений более быстрого вывода излучения в существующий канал на уже работающие станции. Впоследствии за этим направлением третьей очереди, возможно, останутся только диагностические функции. Основные пользовательские станции третьей очереди будут располагаться в восточном крыле здания. Это позволяет увеличить число стационарных станций, предназначенных для проведения определённых экспериментов в инфракрасном диапазоне, например, экспериментов по фотохимии.

Как было описано в Гл.2., излучение всех трёх НЛСЭ в настоящее время выводится через круглые отверстия в центрах зеркал оптических резонаторов. Т.к. характерный размер гауссовой TEM_{00} -моды внутри резонатора намного превышает размер отверстия, мы на входе в отверстие имеем примерно однородное поле излучения. Далее мы считаем (и это подтверждается экспериментом), что на выходе отверстия мы имеем точно такое же распределение поля как на входе, т.к. толщина зеркала (28 мм) много меньше характерного расстояния $\Delta z_m = d^2/\lambda$ (300-600 мм, d – диаметр отверстия), на котором происходит формирование волноводных мод внутри отверстия. Поскольку $d \gg \lambda$, к распределению поля за отверстием может быть применена хорошо известная теория дифракции Френеля-Кирхгоффа [37]. Мы, однако, не будем использовать эту методику, требующую численных расчётов, поскольку она ненаглядна и неудобна при проектировании

оптимальной системы вывода. Более подходящим является метод, который мы условно назовём “методом эквивалентного гауссова пучка”.

Суть метода состоит в следующем. Как было показано в разделе 1.2, Гл.1, любое ограниченное аксиально-симметричное поле излучения в свободном пространстве может быть представлено как набор гауссовых мод. В этой процедуре ключевым моментом является выбор характерного размера мод.

Дифракционное распределение поля из отверстия в дальней зоне [37]:

$$\propto J_1(r/r_b)/(r/r_b), \quad (3.1)$$

где $r_b = z\lambda/\pi d$, J_1 – функция Бесселя 1-го порядка, весьма близко к нулевой гауссовой моде. Кроме этого, оптический канал обладает свойством фильтрации высших гауссовых мод из-за конечной апертуры зеркал и труб. Поэтому естественно выбрать такое разложение, для которого интеграл перекрытия распределения поля из отверстия и нулевой гауссовой моды максимален. Поскольку распределение (3.1) проецируется на отверстие в виде однородного плоского поля (небольшая неплоскостность поля на отверстии в реальном оптическом резонаторе будет учтена отдельной небольшой поправкой), гауссовы моды разложения должны иметь на отверстии перетяжку. Для дальнейших расчётов удобно определить характерный размер поля оптимальной нулевой моды с распределением $\exp(-r^2/r_0^2)$ именно в этом месте. Можно показать, что интеграл перекрытия этой моды с полем (3.1) или с однородным полем на отверстии (инвариантность разложения относительно положения вдоль оси следует из сохранения вида профиля поля в гауссовых модах) имеет максимум при $r_0 = 0.892 a$. При этом коэффициент трансформации мощности, излучаемой из отверстия, в нулевую гауссову моду равен 81.5 %.

Теперь введём небольшую поправку, связанную с конечным радиусом кривизны реального волнового фронта на зеркале, равным радиусу зеркала R_m . Легко показать, что это увеличивает расходимость и, соответственно, уменьшает эффективный размер гауссовой моды на величину $\lambda/(\lambda + a^2/R_m)$.

Несмотря на то, что в высших гауссовых модах содержится не такая уж малая энергия (18.5 %), мы не будем принимать их в рассмотрение. Как легко убедиться, высшие гауссовы моды имеют осциллирующие радиальные распределения с размером, увеличивающимся приблизительно $\sim (m)^{2/3}$, где m – порядок моды. Однородное распределение поля отверстия с резким краем на границе дает в Фурье-разложении большое число мод с большим индексом m , которые в значительной степени отфильтровываются на апертурах труб и зеркал канала и могут считаться компонентой потерь излучения в этом канале.

Это же видно и из дифракционного распределения (3.1), которое можно считать результатом интерференции всех невозмущенных гауссовых мод. В нем главный приосевой лепесток очень близок к нулевой гауссовой моде, а затухающие боковые лепестки, образующиеся в результате интерференции высших мод, расположены на гораздо больших радиусах.

Для того, чтобы “гало”-излучение высших мод полностью поглощалось в канале и не интерферировало после отражения от стенок канала с основной модой, в канале имеются периферийные поглощающие диафрагмы с керамическим напылением, подобные поглощающим диафрагмам в оптических резонаторах.

Дальнейшие расчеты пучков в каналах проводились по хорошо разработанной матричной теории для гауссовых пучков [20, 24]. Согласно этой теории, гауссов пучок (раздел 1.1, Гл.1) полностью описывается так называемым комплексным параметром пучка $q(z)$:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi\omega(z)^2} \quad (3.2)$$

Как легко видеть, реальная часть $q(z)^{-1}$ определяет радиус кривизны волнового фронта пучка, а его мнимая часть – характерный размер пучка для заданной длины волны. Преобразование параметра q оптической системой, состоящей из последовательно расположенных элементов – плоских и фокусирующих зеркал, происходит по так называемому закону ABCD:

$$q_{out} = \frac{Aq_{in} + B}{Cq_{in} + D}, \quad (3.3)$$

где q_{in} , q_{out} – комплексный параметр пучка на входе и выходе системы, а величины A, B, C, D – элементы оптической матрицы M этой системы. Она может быть представлена как:

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \prod_i M_i \quad (3.4)$$

В (3.4) матрицы M_i описывают два вида матриц для элементов фокусировки M_f и для участков свободного распространения пучка M_l :

$$M_f = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -f^{-1} & 1 \end{pmatrix}, \quad M_l = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.5)$$

где f – фокусное расстояние фокусирующего зеркала, l – длина участка свободного распространения, включая повороты на плоских зеркалах. В качестве фокусирующих элементов в системах вывода используются тороидальные зеркала, расположенные в некоторых 90^0 поворотах. Их радиусы кривизны в меридиональной и саггитальной плоскостях отличаются в 2 раза, благодаря чему астигматизм почти отсутствует и мы имеем всюду пучки круглого сечения.

Оптимизация канала терагерцевого НЛСЭ состояла с тем, чтобы минимальным числом дорогостоящих фокусирующих элементов (тороидальных зеркал) провести наиболее расходящийся длинноволновый пучок по апертуре приемлемого размера. Канал дальнего инфракрасного НЛСЭ для удобства пользователей и из-за ограниченности полезных площадей в здании подключается при помощи дополнительного подвижного зеркала к каналу терагерцевого НЛСЭ. Поэтому в этом канале оптимизировалось только первое тороидальное зеркало. Учтено также, что пользовательские станции этих двух НЛСЭ на интервале $z = 15-43$ м (первый этаж) расположены вдоль оси, в то время как в квадратном зале второго этажа они располагаются по кругу вокруг точки $z = 50$ м.

Благодаря короткой длине волны, в канале инфракрасного НЛСЭ используется только одно оптимальное тороидальное зеркало.

Результат оптимизации вывода пучков по вышеизложенной методике показан на Рис.3.2. В точках скачка производной на левых рисунках установлены фокусирующие элементы – тороидальные зеркала. Излучения терагерцевого и дальнего инфракрасного НЛСЭ после $z=8$ м проходят по одному общему каналу и выводятся на одни и те же станции. Начало координат ($z = 0$) соответствует осевому положению выходного отверстия в зеркале оптического резонатора соответствующего НЛСЭ. Разрывы функций на правых рисунках расположены в местах перетяжек гауссовых пучков на левых рисунках.

Ввиду выбранной открытой системы транспортировки излучения, размеры пучков на различных пользовательских станциях получаются различными. Тем не менее, интересной особенностью всех трех систем является существование значений z^* , при которых размеры пучков одинаковы в пределах вышеуказанных диапазонов НЛСЭ ($z^*=33$ и $z^*>60$ м для

терагерцевого, $z^*=29$ м и $z^*>60$ м для дальнего инфракрасного и $z^*>50$ м для инфракрасного НЛСЭ).

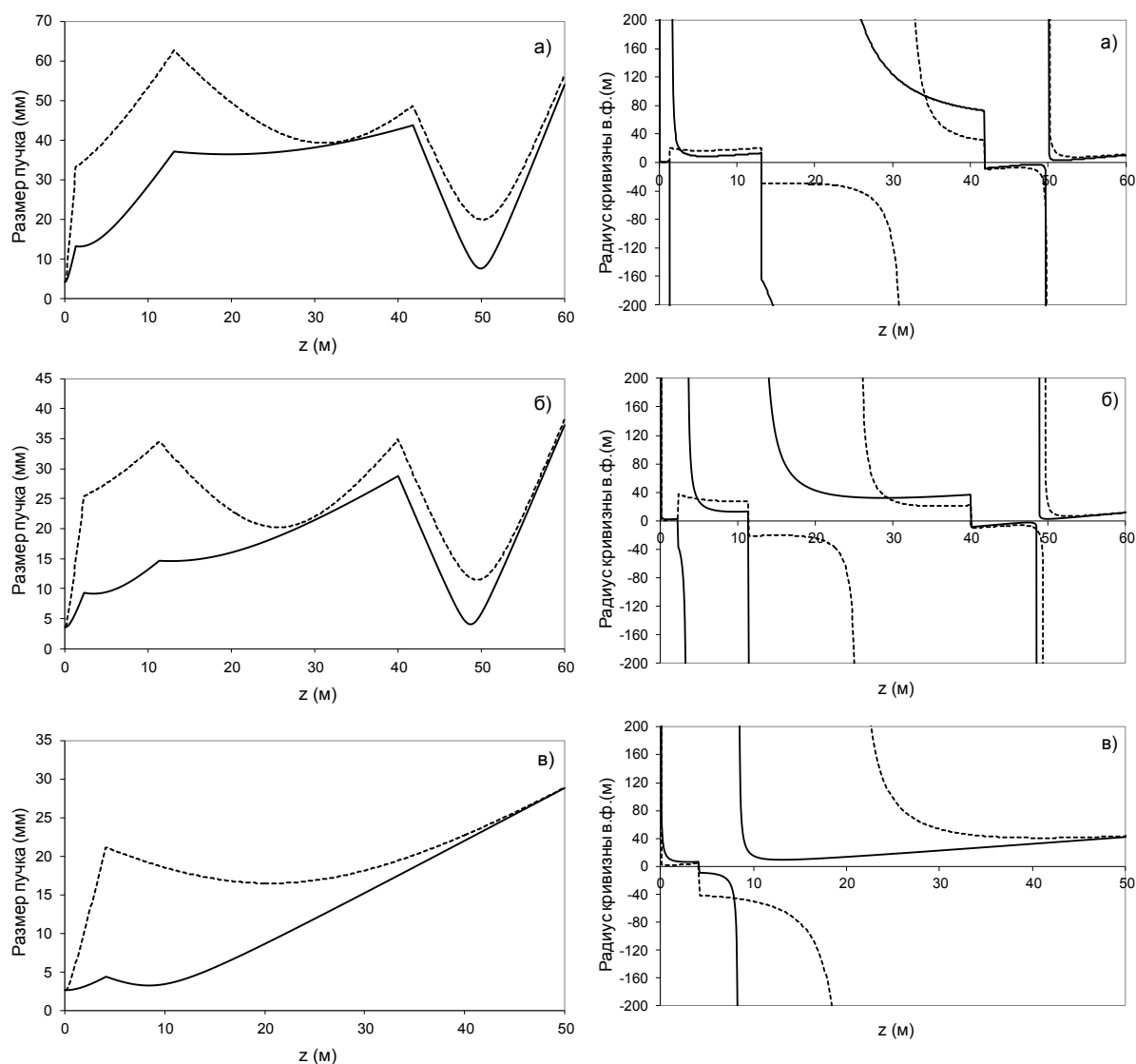


Рис.3.2. Размеры пучков (FWHM – полная ширина на уровне половины максимальной интенсивности) и радиусы кривизны волновых фронтов в каналах транспортировки излучения от терагерцевого (а), дальнего инфракрасного (б) и инфракрасного (в) НЛСЭ. Сплошными линиями показаны пучки для наиболее коротких, а пунктирными – для наиболее длинных волн диапазонов: 90-240 мкм, 30-90 мкм и 5-30 мкм терагерцевого, дальнего инфракрасного и инфракрасного НЛСЭ, соответственно.

3.2. Поглощение терагерцового излучения атмосферными парами воды и способы решения этой проблемы

Одной из важнейших проблем, связанной с транспортировкой терагерцового излучения, является его поглощение в атмосфере, – в основном водяными парами. На Рис.3.3 показан спектр пропускания 20 см воздуха при обычных комнатных условиях. Видно, что примерно половина терагерцового спектра приходится на окна прозрачности, а другая его половина подвержена достаточно сильному поглощению. Например, коэффициент поглощения мощности на наиболее сильной линии воды 179.5 мкм (55.7 см^{-1}) составляет величину 0.16 см^{-1} . Соответственно мощность излучения спадает в 2.7 раз на длине всего 6 см. Для наиболее удаленной точки канала (длина 60 м, Рис.3.2) ослабление излучения составит $e^{1000} = 2 \cdot 10^{434}$ раз, что соответствует нулевому пропусканию. Ясно, что надо либо полностью откачивать атмосферу в каналах (вакуумный вариант), либо кардинально осушать воздух при помощи специальной системы осушки (продувной вариант). В настоящее время на установке реализован второй вариант на осушенной азотно-воздушной смеси. Конструкция канала позволяет при необходимости легко перейти и к первому вакуумному варианту.

Продувной вариант обладает рядом эксплуатационных преимуществ, главными из которых являются его дешевизна, естественное охлаждение продуваемой смесью ответвителей мощности на тонких сетках-поляризаторах и безопасность эксплуатации установки. Дешевизна продувного варианта связана главным образом с заменой дорогостоящих алмазных окон и дорогих параболических выводных зеркал, необходимых для вакуумного варианта, на простые окна из тонкой полипропиленовой пленки и простые плоские зеркала. Используемые в настоящее время ответвители мощности в

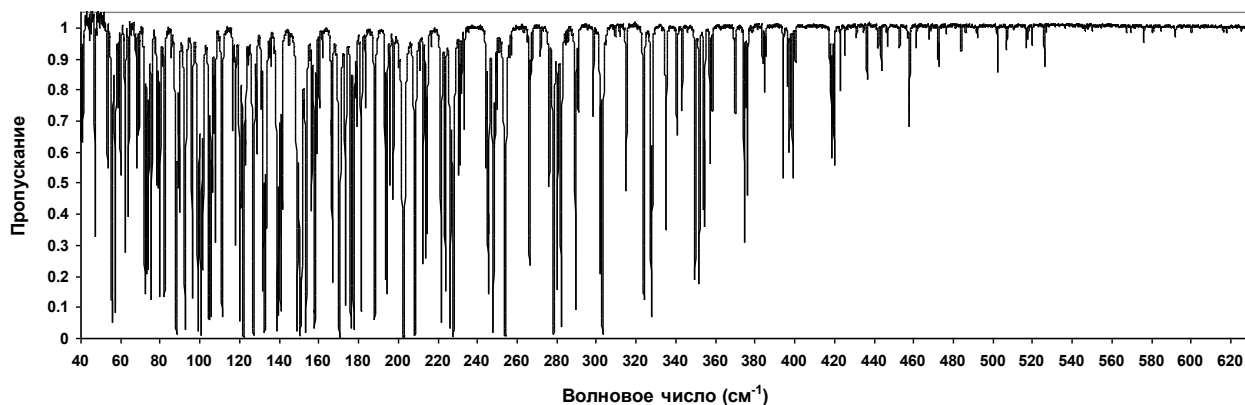


Рис.3.3. Спектр пропускания 20 см воздуха при обычных комнатных условиях.

спектрометры на тонких сетках нуждаются в охлаждении продуваемым газом при большой мощности проходящего излучения. Безопасность эксплуатации продувного варианта обусловлена тем, что даже при быстрой разгерметизации окон на станциях ничего опасного для самого НЛСЭ не происходит. Вакуумный же вариант требует специальной быстрой системы защиты наиболее дорогостоящего алмазного выходного окна НЛСЭ от ударного повышения давления в канале. Возможное разрушение выходного окна опасно и для других дорогостоящих систем НЛСЭ – высокочастотных резонаторов и катода электронной пушки.

Однако продувной вариант имеет существенный недостаток – неполное пропускание на сильных линиях поглощения. Нами были проделаны специальные измерения ослабления излучения в 34 м канале при помощи фурье-спектрометра при включенной системе осушки, использующей наиболее современный цеолитовый поглотитель паров воды [74,75]. Эксперименты проводились на разных линиях поглощения в двух режимах терагерцевого НЛСЭ – с широким и узким по сравнению с линией воды спектром излучения. Задачами эксперимента были как определение предельной для данной системы степени осушки, так и определение

характерного времени насыщения цеолита водяными парами, после которого надо проводить его регенерацию.

На Рис.3.4 а) представлен эксперимент со свежим регенерированным цеолитом. Мы видим, что при попадании линии НЛСЭ на одну из наиболее сильных линий поглощения воды 55.7 см^{-1} её интенсивность уменьшается вдвое. Спектр пропускания канала (серая линия на Рис.3.4 а)) определялся по спектру Рис.3.3, методом возведения его в такую степень, которая даёт спектр канала соответствующий наблюдаемому ослаблению линии. Далее из этой степени легко получить концентрацию паров воды в канале, которая оказывается в 500 раз меньше, чем при обычных комнатных условиях при 50 % влажности (содержание воды – 9 г/м^3). Спектр пропускания 34-м канала для диапазона терагерцевого НЛСЭ при такой осушке показан на Рис.3.4 в). Мы видим, что теперь возможна работа на соответствующих станциях при любой длине волны, хотя ослабление на наиболее сильных линиях воды довольно существенно. Ситуация усугубляется при насыщении цеолита парами воды. На Рис.3.4 б), в) иллюстрируются ослабления линий после 3 месяцев эксплуатации системы осушки. Видно, что регенерацию цеолита необходимо проводить через каждые 1-1.5 месяца работы.

Степень осушки воздушно-азотной смеси в существующей системе (точка росы – минус 50°C) соответствует лучшим образцам такого же типа. Однако установки другого типа – например, макромолекулярные мембранные осушители фирмы SMC [76], имеют точку росы до минус 70°C . Однако они совершенно не приспособлены для замкнутых систем и требуют дорогостоящей доукомплектации. Кроме этого, они максимально осушают только достаточно малый поток газа. Эти дорогостоящие устройства используются нами в настоящее время для осушки атмосферы в некоторых приборах на рабочих станциях, например, на станциях спектрометров. Тем не менее, степень их осушки может являться ориентиром для последующих

модернизаций системы. Спектр пропускания канала в этом случае таков, что позволяет считать поглощение на парах воды для умеренно удалённых станций достаточно малым (Рис 3.4 г, пунктирная линия).

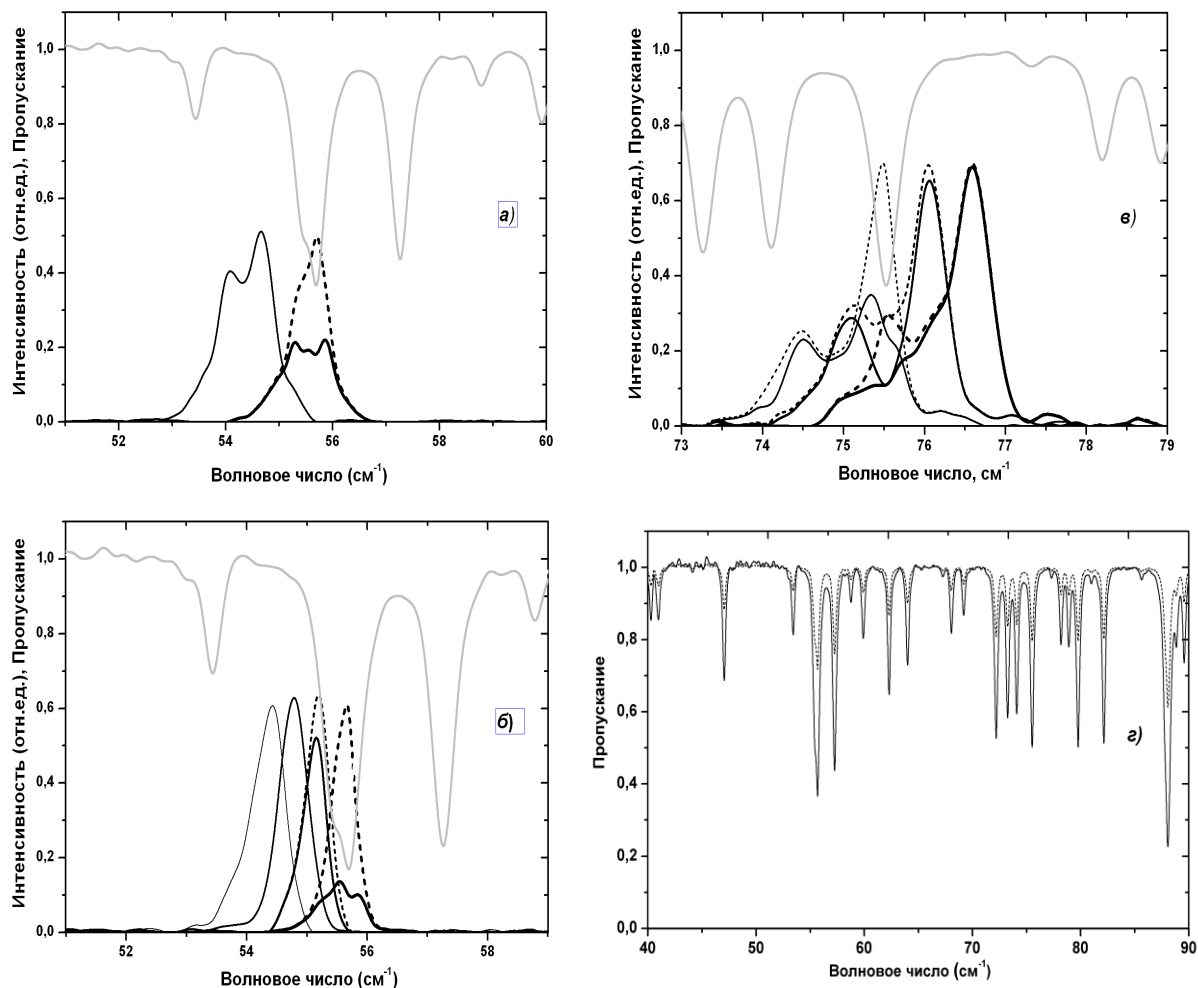


Рис.3.4. Пропускание 34 м канала при включенной системе осушки со свежим регенерированным цеолитом (а, г) и цеолитом после трех месяцев работы (б, в). На Рис. а)-в) реконструированные линии показаны пунктиром; спектр пропускания, используемый при реконструкции, – серой линией. На Рис.г) сплошной линией показано пропускание канала для системы осушки со свежим цеолитом, пунктиром – пропускание канала для системы с точкой росы минус 70°C.

При проведении реальных экспериментов на НЛСЭ излучение на рабочей станции чаще всего выводится в атмосферу. Поэтому, если это не

критично, длина волны НЛСЭ устанавливается по желанию пользователя в одно из окон прозрачности (Рис.3.3 и 3.4 г)), где суммарное поглощение в канале и на небольшом расстоянии в атмосферном воздухе достаточно мало.

3.3. Сравнение расчетных и экспериментальных параметров пучков излучения

Практическая применимость вышеописанной упрощённой модели была проверена экспериментально на первом укороченном варианте системы вывода излучения терагерцевого НЛСЭ, в котором присутствовали только первые станции, расположенные в области $z = 20-30$ м. В этой системе второе тороидальное зеркало имело радиус кривизны равный 15 м вместо 25 м в окончательном варианте, изображенном на Рис.3.2. Наиболее подробные измерения пучков проводились на длинах волн 130 и 198 мкм при помощи системы диагностики пучков на основе термофлюоресцентного экрана (Гл.4, раздел 4.6). Для этого пучок выводился из канала на метрологической станции в пользовательский зал, где измерялись его двумерные распределения на разных расстояниях. Поперечный размер пучков находился как среднее значение диаметра пучка на полувысоте максимальной интенсивности. Сравнение теории и эксперимента показано на Рис.3.5. Видно, что помимо близости отдельных экспериментальных точек к расчётным значениям, они в совокупности хорошо ложатся на расчётные кривые, что говорит о близости положения перетяжек экспериментальных гауссовых пучков с расчётными значениями и о близости радиусов кривизны их волновых фронтов.

Параметры пучков (размер и форма), постоянно измеряются при проведении экспериментов на различных пользовательских станциях на разных длинах волн НЛСЭ. Наибольшее число таких измерений было

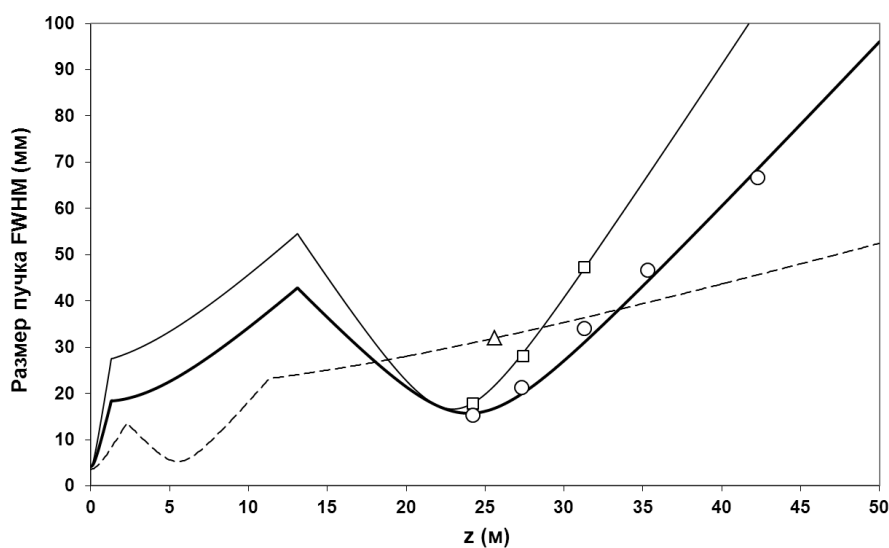


Рис.3.5. Размер пучков FWHM как функция расстояния от выходного отверстия в зеркале ЛСЭ: тонкая сплошная линия – расчет, квадраты – эксперимент для $\lambda = 198$ мкм; толстая сплошная линия – расчет, кружки – эксперимент для $\lambda = 130$ мкм терагерцевого НЛСЭ; пунктирная линия – расчет, треугольник – эксперимент для $\lambda = 48$ мкм инфракрасного НЛСЭ.

выполнено на метрологической станции. Результаты этих измерений показаны на Рис.3.6.

На Рис.3.7 показан пример измеренного на метрологической станции распределения интенсивности пучка. Пучок с длиной волны 130 мкм имеет почти симметричную близкую к гауссовой форму (параметр качества пучка $M^2=1.1$). Небольшая эллиптичность пучка связана с некоторым неравенством эквивалентных фокусных расстояний одного из тороидальных зеркал в меридиональной и сагиттальной плоскостях.

Другим примером является пучок излучения дальнего инфракрасного НЛСЭ на длине волны 48 мкм также на метрологической станции (Рис.3.8). Этот пучок имеет практически круглую форму из-за компенсации вышеописанного небольшого астигматизма одного тороидального зеркала противоположным астигматизмом другого тороидального зеркала, используемого в системе вывода излучения дальнего инфракрасного НЛСЭ.

Размер этого пучка практически совпадает с расчетным значением (Рис.3.5), а его параметр $M^2 = 1.05$.

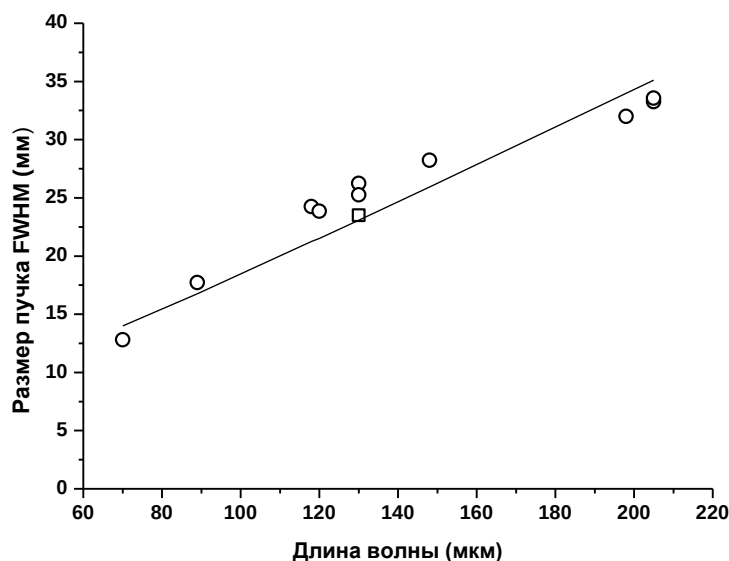


Рис.3.6. Размер пучков FWHM терагерцевого НЛСЭ при различных длинах волн на метрологической станции ($z = 27.3\text{--}27.9$ м): сплошная линия – расчет, кружки – измерения при помощи системы на термофлюоресцентных экранах (Гл.4, раздел 4.6.1), квадрат – измерение при помощи одноканального сканирующего пиродетектора (Гл.4, раздел 4.6.3). Левая крайняя экспериментальная точка – пучок излучения терагерцевого НЛСЭ при генерации на третьей гармонике (Гл.5, раздел 5.3.2).

Как известно, параметр качества пучков M^2 по своему определению [77] является произведением характерного размера пучка в перетяжке на характерную ширину его пространственного спектра с коэффициентом 2π . Другое эквивалентное определение этого параметра – это отношение расходимости пучка к расходимости идеального гауссова пучка с тем же характерным размером [78]. Из Рис.3.5 мы видим, что реальные пучки после естественной фильтрации в канале расходятся практически так же как расчетные гауссовы пучки.

Хорошее качество пучков излучения НЛСЭ позволяет получать при максимальной фокусировке высокую интенсивность излучения. Это является важным для многих экспериментов по нелинейным эффектам, в частности, абляции и оптического разряда, рассмотренных в Гл.5 (разделы 5.5.1 и 5.5.2.).

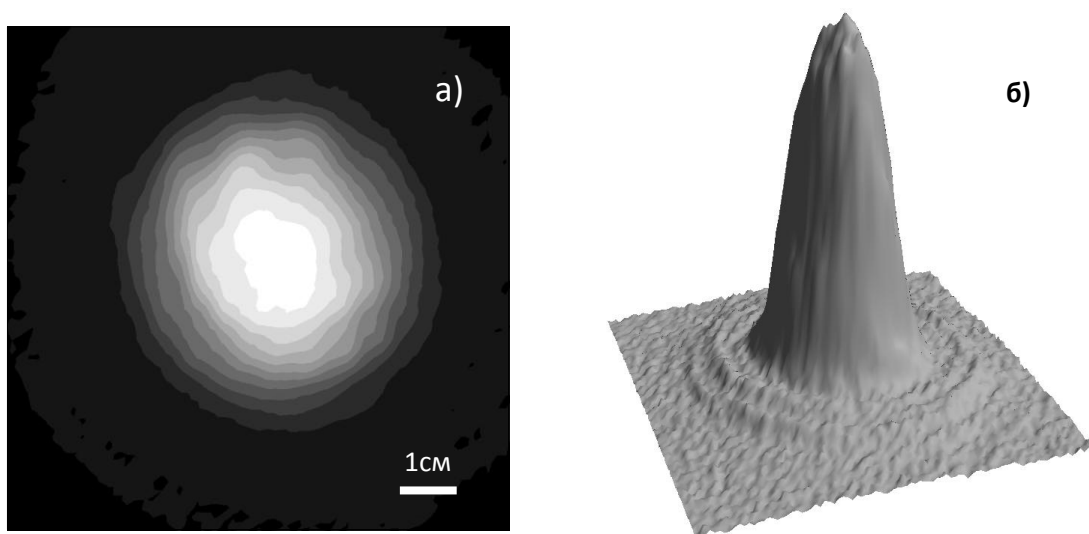


Рис.3.7. Распределение интенсивности излучения терагерцевого НЛСЭ с длиной волны 130 мкм на метрологической станции ($z = 27.3$ м). Разница интенсивностей соседних контуров на левом рисунке (а) равна 8%. Небольшие кольцевые модуляции интенсивности пучка (с центром в правом верхнем углу) – результат интерференции основного пучка с волной возмущения от малого 2 мм отверстия в последнем плоском зеркале канала вывода излучения.

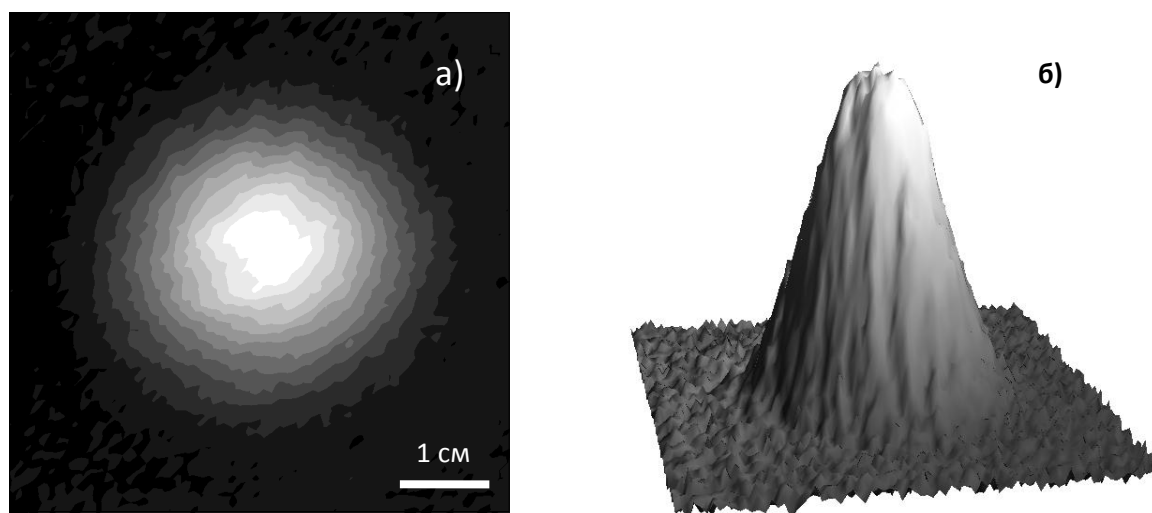


Рис.3.8. Распределение интенсивности излучения дальнего инфракрасного НЛСЭ с длиной волны 48 мкм на метрологической станции ($z = 25.6$ м). Разница интенсивностей соседних контуров на левом рисунке (а) равна 8%.

Глава 4

Приборы и методы диагностики излучения НЛСЭ

4.1. Основные параметры излучения НЛСЭ

Как уже отмечалось во Введении, излучение НЛСЭ представляет собой непрерывную последовательность мощных коротких импульсов с частотой повторения кратной частоте обращения светового импульса внутри оптического резонатора. Эта частота определяется длиной резонатора и равна 5.6, 7.4 и 3.7 МГц для терагерцевого, дальнего инфракрасного и инфракрасного НЛСЭ. Импульсы излучения формируются в результате синхронного излучения сгустков электронов за несколько десятков проходов резонатора (Гл.5, раздел 5.1.2). Поэтому излучение в близких импульсах может быть когерентным. В гипотетическом случае полной когерентности между импульсами выходное излучение будет представлять собой набор гармоник частоты обращения света в резонаторе. В другом крайнем случае отсутствия какой-либо когерентности между соседними импульсами, спектр излучения НЛСЭ – непрерывный и его ширина обратно пропорциональна длине когерентности в отдельном импульсе. В реальности в стабилизированном режиме мы имеем некий промежуточный случай. Заметим, что обнаружить такую частую модуляцию в спектрах можно только в специальных экспериментах. В будущем мы планируем проделать такие эксперименты, смешивая излучение терагерцевого НЛСЭ с ультрамонохроматическим излучением универсального субмиллиметрового газового лазера, кратко описанного в разделе 2.5, Гл.2. Эта информация полезна для некоторых специальных пользовательских экспериментов, например, связанных с зондированием атмосферы излучением НЛСЭ или

спектроскопии сверхвысокого разрешения. Однако, для всех описываемых в этой работе экспериментов, как и для всех проделанных до сих пор пользовательских экспериментов, эта информация была несущественна, т.к. в них аппаратная ширина спектральных измерений была много шире вышеуказанной частоты модуляции. Поэтому для простоты изложения мы будем использовать в дальнейшем приближение некогерентных между собой импульсов.

Гораздо более существенна когерентность излучения в пределах отдельного импульса излучения НЛСЭ. Как будет описано в Гл.5, в зависимости от степени стабилизации неустойчивостей генерации (неустойчивости боковых частот, модуляционной неустойчивости), длина когерентности в импульсе изменяется от полной длительности импульса до $1/6-1/7$ длительности импульса. В последнем случае импульсы излучения разбиваются на некогерентные между собой субимпульсы, когерентные в пределах длительности субимпульса. Более того, в неустойчивом режиме отдельные импульсы НЛСЭ могут быть совершенно различными как по форме, так и по длительности когерентности.

Таким образом, для корректной диагностики не только средних, но и импульсных параметров излучения НЛСЭ в общем случае требуется диагностика, способная измерять мощность излучения с временным разрешением много короче, чем длительность импульса. Также необходима спектральная диагностика отдельных импульсов НЛСЭ.

В разделах 4.2, 4.3 и 4.6 этой главы описываются диагностические устройства с усреднением измеряемых параметров по многих импульсам НЛСЭ. В разделах 4.4 и 4.5 представлены диагностики отдельных импульсов терагерцевого НЛСЭ.

К основным параметрам излучения НЛСЭ относятся: длина волны и спектры излучения, средняя и импульсная мощности, длительность импульсов

и их структура, размер пучков излучения и распределение интенсивности в них. Исходная поляризация излучения всех НЛСЭ – линейная, т.к. в них используются плоские ондуляторы. В некоторых экспериментах поляризация может преобразовываться и тогда требуется её измерение при помощи поляризаторов.

Приборы и методы, описываемые в этой главе, измеряют все вышеперечисленные параметры. Причём для измерения некоторых параметров созданы разные методики и приборы, наилучшим образом соответствующие разным экспериментам на НЛСЭ. В разделе 4.7 рассматриваются регулируемые ослабители мощного излучения НЛСЭ.

4.2. Измерение длины волны и усредненной структуры спектра излучения

Представленные в этом разделе спектральные приборы имеют совершенно определенные достоинства и недостатки. Фактически каждый из этих приборов или их комбинация могут быть оптимальными для того или иного эксперимента. Таким образом, они являются взаимодополнительными друг другу, если учесть широкий круг диагностических и пользовательских экспериментов на НЛСЭ. Полный комплект этих приборов (включая сверхбыструю спектроскопию, рассматриваемую в 4.5) перекрывает практически все потребности.

4.2.1. Сеточные интерферометры Фабри-Перо

Сеточный интерферометр Фабри-Перо (ИФП) был первым спектральным прибором, установленным на терагерцевый НЛСЭ сразу после его запуска: им были измерены длина волны и спектральная ширина линии первой генерации [79]. Он также использовался с начала работы и до сих пор является

основным спектральным прибором на ЛСЭ Корейского исследовательского института в области атомной энергии (KAERI) [69, 70]. Главными достоинствами этого прибора являются конструктивная простота, дешевизна, компактность и возможность получения высокого разрешения. Главный его недостаток – сравнительно узкий спектральный диапазон (область свободной дисперсии). Применительно к ЛСЭ этот недостаток частично устраняется конструкцией ИФП с переменной базой (зазором между сетками – зеркалами). Однако для постоянного мониторинга длины волны и измерения излучения НЛСЭ в очень широком диапазоне, включающем его высшие гармоники, он неудобен в эксплуатации. Для этих целей используются другие приборы, описываемые в нижеследующих разделах этой главы.

Конструктивно ИФП представляет собой две плоские тонкие (~ 5 мкм) металлические сетки, растянутые в специальных оправках и установленные строго параллельно друг другу с фиксированным или переменным зазором. В первом случае сканирование длины волны производится посредством изменения угла наклона ИФП к падающему излучению, во втором – изменением зазора. Цельнометаллические сетки, изготовленные методом электроформования, имеют структуру квадратной ячейки с разными коэффициентами заполнения и разными периодами, оптимальными для разных диапазонов длин волн. Периоды структур много меньше длины волны, – поэтому сетки для излучения представляют собой плоские полупрозрачные зеркала с большим коэффициентом отражения. В том случае, когда ИФП применяется для измерения слабого излучения, например, спонтанного излучения ЛСЭ, важным параметром ИФП является его коэффициент пропускания в максимуме. Добиться одновременно высокого разрешения и пропускания можно только для определенного диапазона длин волн, выбрав такие сетки для ИФП, чтобы их коэффициент пропускания был примерно втрое больше их коэффициента потерь. Потери на отражение от сеток зависят

от их качества и материала. Наименьшие потери имеют медные и золотые сетки ($\sim 1-2\%$). Более прочные и дешевые никелевые сетки имеют потери $\sim 2-4\%$.

Для иллюстрации в Табл.4.1 перечислены экспериментальные параметры изготовленных ИФП с фиксированным зазором [80], а на Рис.4.1 – исходный сигнал первых спектральных измерений на терагерцевом НЛСЭ [79]. Спектральные параметры ИФП измерялись на универсальном газовом лазере (Гл.2, 2.5), спектр излучения которого был на много порядков уже аппаратной функции ИФП. Заметим, что при использовании на НЛСЭ аппаратная функция ИФП, наоборот, значительно меньше спектральной ширины линии излучения. В этом случае пропускание интерферометра следует скорректировать на его коэффициент вырезания участка спектра.

Сеточный ИФП также используется в настоящее время как один из ключевых оптических элементов – стандарт частоты (гетеродин) в сверхбыстром спектрометре (Гл.4, 4.5). В этом спектрометре измеряются сигналы во временной области. Вырезанию при помощи ИФП участка спектра в более широкой спектральной линии НЛСЭ, во временной области соответствует удлинённый импульс НЛСЭ на выходе ИФП по сравнению с падающим на него импульсом. В наиболее интересном резонансном случае сужение спектра происходит за счёт когерентной сшивки последовательных импульсов, образующихся на выходе ИФП в результате последовательных отражений импульса излучения НЛСЭ от сеток. На Рис.4.2 показан один из примеров такого когерентного удлинения импульса излучения НЛСЭ. В сверхбыстром спектрометре такой удлинённый импульс опорного гетеродина интерферирует с сигналом, содержащем спектральную информацию об исследуемом объекте.

Табл.4.1: λ – оптимальная длина волны, h – период сетки, d – расстояние между сетками (база ИФП), $\varnothing$ – световой диаметр интерферометра, R – разрешение интерферометра, τ – максимальное пропускание интерферометра, S – относительная область свободной дисперсии.

λ [мкм]	h [мкм] (материал)	d [мм]	$\varnothing$ [мм]	$R = \lambda/\delta\lambda$	τ [%]	$S = \Delta\lambda/\lambda$
~ 30	13 (медь)	0.7	40	670	80	$2.1 \cdot 10^{-2}$
		1.1	40	2200	80	$1.3 \cdot 10^{-2}$
~ 50	17 (медь)	2.1	40	2100	90	$1.1 \cdot 10^{-2}$
~ 120	30 (никель)	2.1	40	600	70	$2.9 \cdot 10^{-2}$
~ 120	30 (никель)	9.6	60	1300	40	$6.3 \cdot 10^{-3}$
~ 340	60 (никель)	9.6	60	1200	60	$1.8 \cdot 10^{-2}$

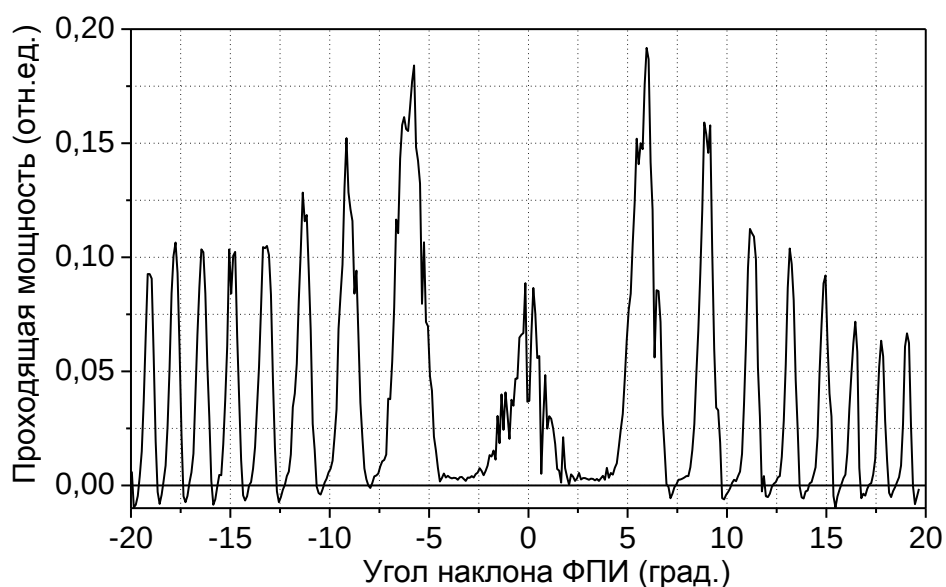


Рис.4.1. Исходный сигнал с ИФП с фиксированной базой во время получения первой генерации на терагерцевом НЛСЭ: база ИФП – 9.6 мм, длина волны – 136 мкм, ширина линии генерации (FWHM) – $2.9 \cdot 10^{-3}$.

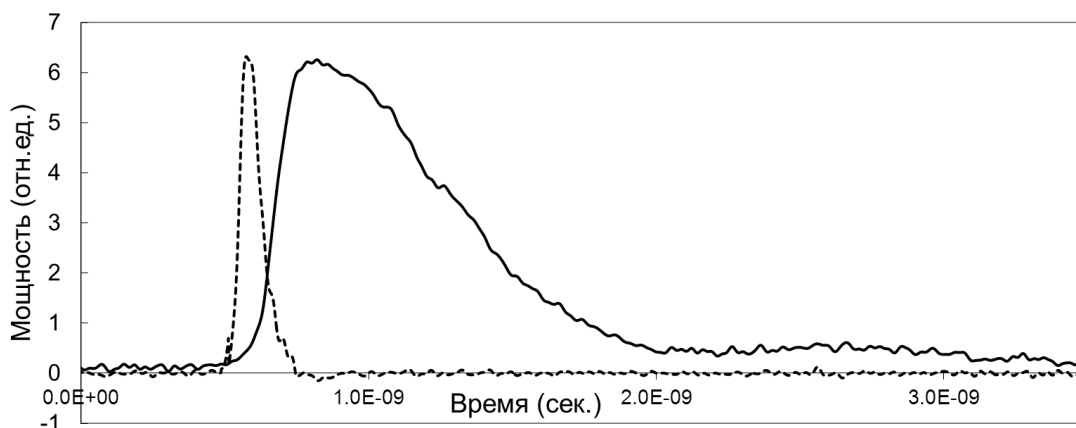


Рис.4.2. Когерентное удлинение импульса терагерцевого НЛСЭ интерферометром Фабри-Перо с переменной базой: пунктирная линия – импульс НЛСЭ на входе ИФП, сплошная линия – импульс НЛСЭ на выходе ИФП. База интерферометра – 10 мм, период сеток – 30 мкм, длина волны – 196 мкм.

4.2.2. Спектрометр-монохроматор на дифракционных решетках

Для ряда спектральных применений на НЛСЭ оптимальным является спектрометр-монохроматор на дифракционных решетках. Такими задачами являются, например, непрерывный мониторинг длины волны и ширины спектра излучения НЛСЭ и пространственное разделение излучения гармоник. Последнее важно для настройки лазера на максимум излучения высших гармоник и экспериментов с их практическим использованием.

Прибор представляет собой модернизированный оптический монохроматор МДР-23. В нем изменены входная (для работы с параллельным пучком) и выходная оптики. Вместо неподвижной выходной щели в приборе используется точечный ($1 \times 1 \text{ мм}^2$) пироэлектрический детектор с соответствующей щелью-диафрагмой, установленный на шаговый линейный 50-мм сканер. Также изготовлен набор из 7 сменных длинноволновых дифракционных решеток, перекрывающий диапазон длин волн от 1 до 300 мкм. Параметры спектрометра с разными решетками приведены в Табл.4.2.

Табл.4.2. Параметры спектрометра на дифракционных решетках.

Дифракционная решетка (шт/мм)	Оптимальная длина волны (мкм)	Диапазон длин волн (мкм)	Обратная линейная дисперсия (нм/мм)	Предельное спектральное разрешение	Максимальная ширина выходной щели (мм)
300	2.0	1.3 – 4	5.8	$3 \cdot 10^4$	0.012
150	4.1	2.7 – 8	11.6	$1.5 \cdot 10^4$	0.025
75	8.2	5.5 – 16	23.2	$7.5 \cdot 10^3$	0.05
37.5	16.5	11 – 33	46.4	$3.8 \cdot 10^3$	0.1
18.75	33	22 – 64	92.8	$1.9 \cdot 10^3$	0.2
9.375	66	44 – 128	185.6	$9.5 \cdot 10^2$	0.4
4.6875	132	88 – 256	371.2	$4.7 \cdot 10^2$	0.8

Предельное разрешение спектрометра-монокроматора, реализуемое при полной засветке решетки и щелевой диафрагме перед детектором примерно вдвое меньшей максимальной, равно числу ее штрихов. Этого разрешения вполне хватает для настройки терагерцевого НЛСЭ, но недостаточно для корректного измерения его наиболее узких линий в стабилизированном режиме.

Как было показано в разделе 3.2, Гл.3, поглощение в атмосфере излучения диапазона НЛСЭ может быть очень большим. Это приводит к искажению спектров, когда они попадают на линии поглощения воды или даже к полному поглощению излучения атмосферой. Для того, чтобы этого не происходило, монокроматор герметизирован и во время работы в него подается осушенный воздух из специальной системы осушки сжатого воздуха мембранного типа, собранной из соответствующих элементов японской

компании SMC [76]. В тех случаях, когда в эксперименте не требуется точная установка длины волны на какой-либо резонанс, а только установка в определенном диапазоне, НЛСЭ всегда настраивается по монохроматору в одно из окон прозрачности атмосферы, спектр поглощения которой выводится на экран монитора вместе с линией излучения НЛСЭ.

Спектрометр-монохроматор всегда работает, когда НЛСЭ включен на излучение. Его местоположение вдоль канала транспортировки излучения выбрано перед всеми пользовательскими станциями и в него постоянно отводится небольшая часть излучения НЛСЭ. Для того, чтобы избежать дифракционного искажения пучков излучения, выбран однородный отвод излучения поляризационного типа. На входе в пользовательский зал излучение НЛСЭ из-за конструктивных особенностей геометрии транспортного канала имеет линейную поляризацию, наклоненную под углом 19° к вертикали. Однако для пользователей всегда удобно иметь линейную поляризацию вдоль вертикали или горизонтали. Таким образом, в первом идеализированном приближении, если в канал установить поляризатор с горизонтальной ориентацией проволочек-проводников, то вертикальная проекция поляризованного излучения полностью через него проходит, а горизонтальная, равная $\sin^2(19^\circ) = 0.106$, целиком отражается в монохроматор. Однако более точный электродинамический расчет показывает, что при конечном размере проводников имеется дополнительное существенное отражение вертикальной поляризации от горизонтальных проволок [81]. Зануление этой части происходит только при определенном угле падения излучения на решетку – так называемом угле Малюжинца, по имени автора, впервые наблюдавшего этот эффект в акустике. Угол Малюжинца приблизительно равен $\varphi_M \approx \arccos[(t-d)/t]$, где t – период решетки, d – диаметр проволок. На Рис.4.3 приведены расчетный [81] и экспериментальный коэффициент отражения для используемой нами решетки-поляризатора с $t =$

20 мкм и $d = 10$ мкм. Экспериментальный угол Малюжинца хорошо совпадает с расчетным значением и равен 67° . Однако конструктивно очень сложно сделать отвод излучения под таким углом. Практически невозможно и уменьшить угол Малюжинца, уменьшая диаметр проволок и увеличивая период, т.к. для нормальной растяжки проволок требуется их определенная упругость, а также выполнение условия $t/\lambda < 1/2$ хотя бы для гармоник терагерцевого НЛСЭ. Поэтому в нашем случае поляризатор установлен под углом 45° к падающему излучению, а коэффициент отражения мощности в спектрометр-монокроматор равен 13.6 %, что на 3 % больше желаемого идеала (10.6 %). Цельнометаллическая сетка-поляризатор размером 160×240 мм² изготовлена из золоченных вольфрамовых проволок английской компанией QMC и способна выдерживать мощное излучение НЛСЭ. Для определенных экспериментов, требующих максимальной мощности НЛСЭ (например, экспериментов с оптическим разрядом), предусмотрена возможность автоматизированного вывода поляризатора-ответвителя. При этом мощность на пользовательской станции возрастает на 14%.

Для ускорения процесса измерения спектра в будущем планируется установить вместо сканирующего детектора линейку пирозлектрических детекторов. В настоящий момент эта замена задерживается отсутствием на рынке линеек с необходимым размером (~ 50 мм).

Заметим, что отраженное от сетки-поляризатора излучение, к сожалению, имеет эллиптическую поляризацию (отношение осей эллипса интенсивности 1:4) из-за сдвига фазы между его поляризационными компонентами. В принципе, это не влияет на работу спектрометра-монокроматора, но ограничивает возможности поляризационного ослабления этого излучения. Это свойство отраженных от поляризатора пучков также следует принимать во внимание при рассмотрении вариантов поляризационного деления пучка для одновременной работы нескольких

пользовательских станций. Для сохранения линейной поляризации ответвляемого излучения необходимо располагать поляризаторы-ответвители под углом Малюжинца.

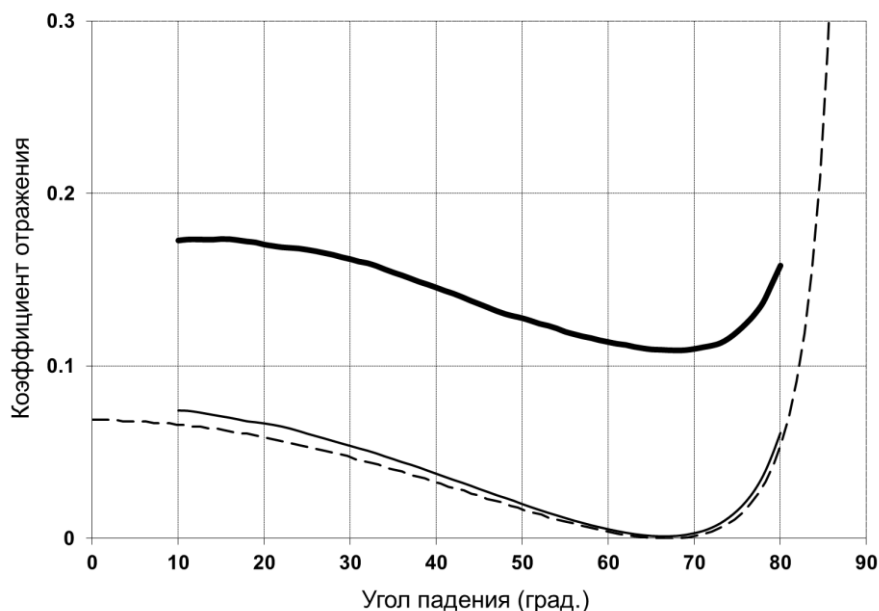


Рис.4.3. Экспериментальный коэффициент отражения излучения от поляризатора-ответвителя с горизонтальными проволоками как функция угла падения: вертикальная поляризация электрического поля волны – тонкая сплошная линия; электрическое поле волны под 19° к вертикали – толстая сплошная линия. Теоретический расчет для вертикальной поляризации по формулам монографии [81] – штриховая линия.

4.2.3. Вакуумный фурье-спектрометр фирмы «Брукер»

Вакуумный фурье-спектрометр фирмы «Брукер» IFS-66vs [82] является важным прибором для спектроскопии на НЛСЭ. Его основное назначение – широкодиапазонные (от 1 мкм до 2 мм) спектральные измерения стабильных во времени процессов. Указанный диапазон реально разбит на 5 частей из-за необходимости использовать различные сменные делители и детекторы. В применении к диагностике излучения НЛСЭ он позволяет проводить измерения гармонического состава излучения, включая очень высокие гармоники.

Важной особенностью фурье-спектрометра является то, что его выходным сигналом (интерферограммой) является усредненная автокорреляционная функция импульсов НЛСЭ. По этой интерферограмме прямо определяется усредненная длина когерентности в импульсах НЛСЭ – один из основных параметров его излучения (Гл.5, раздел 5.2).

В комбинации с прямыми более точными абсолютными измерениями отдельных спектральных точек на универсальном газовом лазере широкодиапазонные фурье-измерения становятся более точными и в абсолютных значениях амплитуд. Такая комбинированная диагностика использовалась для измерения параметров оптических материалов, используемых в НЛСЭ, в частности CVD-алмазов, с рекордной точностью (Гл.5, раздел 5.4).

Важной задачей фурье-спектрометра является проведение подготовительных измерений перед пользовательскими экспериментами на НЛСЭ. На нем, благодаря возможности работы с внутренним источником излучения (спектральные лампы), легко обнаруживаются резонансы в мета- и нано-материалах, линии поглощения в газах и т. д., на которые потом настраивается линия излучения НЛСЭ. С помощью этого прибора были проведены измерения поглощения излучения НЛСЭ в атмосфере и эффективности системы осушки воздуха в транспортном оптическом канале (Гл.3, раздел 3.2).

Достоинством фурье-спектрометра является также его автоматическая калибровка по длинам волн, т.к. перемещение сканирующего зеркала в его интерферометре Майкельсона измеряется в длинах волн встроенного HeNe-лазера.

Недостатками прибора являются очень высокая стоимость самого прибора и его комплектующих, длительное время измерения и обработки информации (минуты). Для определенных экспериментов к недостаткам

можно отнести и отсутствие в нем пространственного разделения спектральных компонентов и его “закрытость”, не позволяющая проводить важную для абсолютных измерений тонкую настройку. Реальная аппаратная ширина линии фурье-спектрометра вдвое превышает его паспортное значение и составляет 0.2 см^{-1} . Это примерно в полтора раза больше, чем ширина наиболее узких линий терагерцевого НЛСЭ.

4.2.4. Дихроичные фильтры для фильтрации гармоник мощного терагерцевого излучения

Простейшими спектральными приборами, используемыми на НЛСЭ, являются различные фильтры излучения [83, 84]. Наиболее актуальными из них являются так называемые дихроичные фильтры, задача которых – максимальное пропускание коротковолнового полосового излучения, сильное ослабление длинноволнового крыла излучения и значительное ослабление коротковолнового крыла. Такая задача возникает естественным образом, когда НЛСЭ работает в режиме усиленного спонтанного излучения гармоник и требуется отфильтровать излучение какой-либо высшей гармоники (обычно второй или третьей) от мощного излучения на первой гармонике, а также от других высших гармоник. Геометрически фильтры представляют собой плоскую металлическую фольгу с круглыми периодическими отверстиями. Соседние ряды отверстий смещены на половину периода и имеют такое расстояние между собой, чтобы образовывалась топология треугольной ячейки симметрии. Технологически фильтры были изготовлены из никеля методом электроформования. На пределе возможностей этой технологии были получены аспектные отношения структуры (отношение толщины фильтра к диаметру его отверстий) близкие к 1. Для длинноволнового излучения цилиндрические отверстия в первом приближении представляют собой запердельные волноводы с

экспоненциальным затуханием волны вглубь отверстий. Поэтому кратность ослабления (дБ) пропорциональна толщине фильтра. Изготовить фильтры с очень большим аспектным отношением, в принципе, возможно при помощи LIGA технологии. Такие очень толстые фильтры позволят использовать на практике очень слабое обычное спонтанное излучение гармоник НЛСЭ, которые, как показали эксперименты, всегда присутствуют в его излучении на уровне 10^{-6} - 10^{-5} от первой гармоники.

В Табл.4.3 перечислены геометрические размеры дихроичных фильтров, а на Рис.4.4 их экспериментальные спектры пропускания. Фильтры были рассчитаны по аналитическим формулам, приведенным в работе [85], и затем численным электродинамическим методом, описанным в [86]. Видно, что максимальное пропускание фильтров достигает величины 94%. Это пропускание намного больше геометрической “световой” прозрачности этих структур ($\approx 50\%$). Физическая причина этого состоит в том, что каждая такая проводящая периодическая структура представляет собой некую резонансную систему терагерцевого диапазона, в которой возбуждаются электронные колебания (плазмоны), излучение которых с обратной стороны в сумме с проходящей волной образует при резонансе мощность, близкую к падающей.

Табл.4.3. Параметры дихроичных фильтров.

Расстояние между отверстиями (мкм)	Диаметр отверстий (мкм)	Толщина фильтра (мкм)
99	70	40
83	54	45
68	51	47
56	37	43
47	33	2×10
39	28	2×11
32	23	2×10

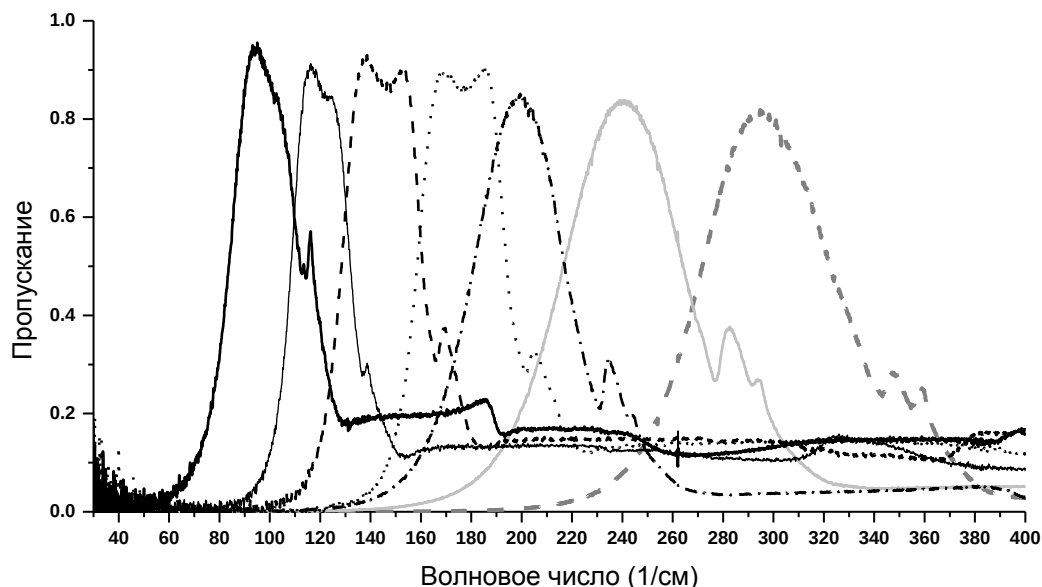


Рис.4.4. Экспериментальные спектры пропускания набора терагерцевых дихроичных фильтров: кривые с пиками пропускания, расположенными слева направо, соответствуют фильтрам, расположенным в Табл. 4.3 сверху вниз.

Благодаря малому поглощению терагерцевого излучения в металле и его высокой теплопроводности, такие фильтры способны выдерживать даже сфокусированные пучки излучения НЛСЭ. Степень подавления первой гармоники изготовленными фильтрами с максимумами на второй и третьей гармониках составляет величину $\sim 10^3$. Этого вполне достаточно при работе на гармониках усиленного спонтанного излучения и тем более для гармоник в виде лазерного излучения (Гл.5, 5.3). Для слабого спонтанного излучения гармоник можно использовать последовательность из двух таких фильтров.

Двумерные периодические структуры используются в настоящее время для различных терагерцевых фильтров. Особенности нескольких несимметричных по поперечным координатам структур представлены в работе [87].

4.2.5. Использование универсального ультрастабильного газового лазера для калибровки спектральных приборов

Кратко описанный в разделе 2.5, Гл.2 универсальный ультрастабильный газовый лазер является идеальным источником для калибровки спектральных приборов. Терагерцевые частоты генерации этого лазера (максимумы контуров усиления; частоты рабочих квантовых переходов молекул) известны с очень хорошей точностью $\sim 10^{-7}$. Величина столкновительно-однородного уширения контура усиления также очень невелика $\sim 10^{-5}$. Поэтому этот лазер всегда генерирует излучение в одномодовом режиме и при любой генерации является очень хорошим стандартом частоты.

В принципе, хорошим стандартом длин волн является и фурье-спектрометр с внутренним HeNe-лазером. Однако спектральное разрешение фурье-спектрометра нуждается во внешней калибровке. Так оказалось, что его измеренное разрешение оказалось равным $2 \cdot 10^{-3}$ при аппаратурной установке на разрешение $1.2 \cdot 10^{-3}$. Также нельзя считать абсолютно достоверными паспортные значения фотометрической точности измерения амплитуд на фурье-спектрометре (10^{-3}). Эти паспортные параметры фурье-спектрометра, вероятно, могут быть достигнуты при его идеальной юстировке и при измерении оптически идеальных образцов, для которых нет искажения и смещения пучка излучения, попадающего на детектор спектрометра. В противном случае надо измерять этот пучок. Это легко реализуется на газовом лазере и практически невозможно в фурье-спектрометре. Кроме этого газовый лазер, в отличие от фурье-спектрометра, имеет на выходе практически идеальный гауссов пучок.

Таким образом, газовый лазер был совершенно необходим при калибровке всех спектральных приборов и при проведении точных измерений. В качестве иллюстрации на Рис.4.5 приведена аппаратная функция одного из ИФП с фиксированной базой, измеренная на газовом лазере [55]. Другим

примером может служить работы по измерению оптических параметров различных материалов (CVD-алмазов, Si, ZnSe, CsJ, KRS-5, полипропилена и др.) при помощи комбинированных измерений на газовом лазере, НЛСЭ и фурье-спектрометре.

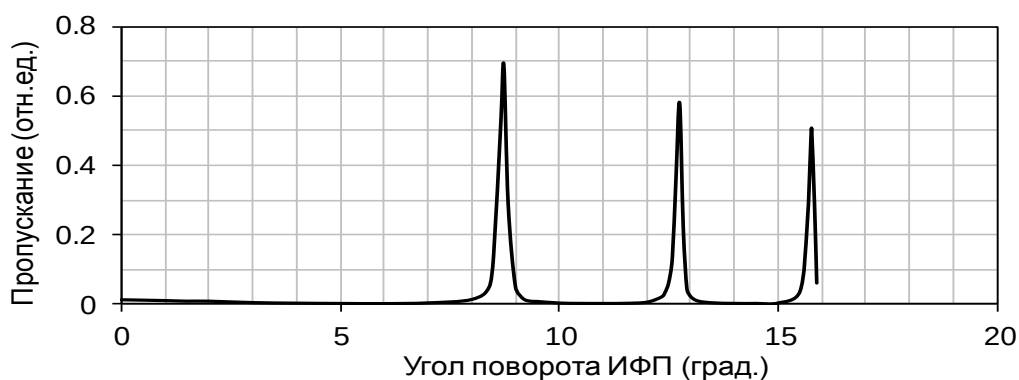


Рис.4.5. Экспериментальная аппаратная функция ИФП с фиксированной базой 0.7 мм, измеренная на H_2O -лазере с длиной волны 27.97076 мкм [55].

4.3. Измерение средней мощности терагерцевого излучения

Задача создания приборов для измерения средней мощности возникла в связи с тем, что в настоящее время нет промышленных приборов для дальнего инфракрасного и тем более терагерцевого диапазона. Все отечественные и импортные приборы рассчитаны на длины волн меньше 20 мкм. В этот диапазон попадает только часть диапазона инфракрасного НЛСЭ (5-30 мкм). Корректирующие калибровки позволяют продлить диапазон стандартных калориметров на весь диапазон инфракрасного НЛСЭ. Но при измерении прибором, предназначенным для инфракрасного диапазона, терагерцевого излучения погрешность измерения может быть очень велика. Это связано с тем, что поглощающие покрытия инфракрасного диапазона плохо поглощают терагерцевое излучение. Так, например, наши измерения показали, что все виды гальванического чернения меди, применяемые как поглотители в

инфракрасной технике, отражают 90–95 % терагерцевого излучения. Заметим, что в простых калориметрах число отражений равно 1, а в конических – не более 5-6. После этого излучение выходит наружу, т.к. согласно законам геометрической оптики угол падения при каждом отражении увеличивается на угол конуса. Таким образом, мы получаем, что в случае конического поглотителя наружу выходит более 50 % падающей мощности. Заметим также, что в применении к ЛСЭ задача усложняется тем обстоятельством, что они имеют перестраиваемую в широком диапазоне длину волны, а поглощение таких покрытий является сложной функцией длины волны, угла падения и поляризации. Поэтому очень сложно сделать соответствующую калибровку, подобную той, которая делается для наиболее распространённых обычных лазеров с фиксированной длиной волны.

В этом параграфе описаны три калориметра средней мощности, разработанные для НЛСЭ. Первый из них – это эталонный сапфировый калориметр, предназначенный для отдельных наиболее точных калибровочных измерений, в том числе для калибровки двух других калориметров и различных датчиков средней мощности.

Другой оперативный калориметр мощного терагерцевого излучения предназначается для многократных или непрерывных измерений средней мощности на пользовательских станциях.

Наконец, внутрирезонаторные калориметры встроены внутрь оптических резонаторов НЛСЭ терагерцевого и дальнего инфракрасного диапазонов (Гл.2, 2.2). Они предназначаются главным образом для измерения нагрузочной характеристики этих НЛСЭ, которая необходима для выбора их оптимальной выходной связи. Также калориметр терагерцевого НЛСЭ использовался для получения лазерной генерации на третьей гармонике (Гл.5, 5.3).

В заключение этого введения отметим, что все калориметры средней мощности работают в несфокусированных пучках достаточно большого сечения. Поэтому эффекты, связанные с большой импульсной мощностью НЛСЭ здесь практически не проявляются. Энергия отдельного импульса НЛСЭ невелика (≤ 40 мкДж) и поглощающие слои материалов поглотителей не разогреваются очень сильно из-за их определенной теплоёмкости. Другая ситуация наблюдается в сфокусированных пучках, когда интенсивность излучения может быть настолько большой, чтобы вызвать эффект лазерной абляции, приводящий к разрушению материала, и соответственно, к совершенно другим тепловым потерям (Гл.5).

4.3.1. Эталонный сапфировый калориметр

Главным отличием эталонного измерителя мощности является его предельная простота, позволяющая при помощи минимального количества стабильных соотношений связать измеряемые параметры со средней мощностью. Такому упрощению отчасти способствует достаточно большой уровень средней мощности НЛСЭ. Другим более важным кардинальным моментом является отказ от требования иметь коэффициент поглощения этого прибора как можно ближе к 1 (предел абсолютно черного тела). Это требование всегда сильно усложняет конструкцию прибора, но на самом деле не является принципиально необходимым. Гораздо более важными являются точность, с которой этот коэффициент определяется, и его стабильность.

Конструктивно прибор представляет собой плоскую оптически обработанную сапфировую пластину (диаметр 150 мм, толщина 12 мм) с припаянным к ней по наружному периметру металлическим кольцом, на котором установлен полупроводниковый датчик температуры [88,89]. Пластина установлена в пенопластовый термостат с окном из тонкой полипропиленовой пленки, уменьшающей конвективный теплообмен.

Толщина пленки (7 мкм) много меньше длины волны, поэтому терагерцевое излучение проходит через нее практически полностью (Френелевское отражение и поглощение в материале пренебрежимо малы).

Выбор сапфира в качестве материала калориметра был обусловлен его оптическими и тепловыми параметрами – идеальными для калориметра терагерцевого диапазона. Коэффициент отражения от диэлектрической поверхности сапфира определяется той же формулой, что для металлической – формулой (2.1) Гл.2, в которую следует подставить значения его комплексного показателя преломления $\hat{n} = n + ik$. Как показали наши измерения на фурье-спектрометре, сапфир является слабо прозрачным материалом в субмиллиметровом диапазоне. Пропускание 2 мм пластины сапфира плавно изменяется от 26 % до 2.2 % для длин волн от 230 до 90 мкм диапазона терагерцевого НЛСЭ. Отсюда можно получить, во-первых, что $k = (0.006 \div 0.012)$ много меньше n и, следовательно, коэффициент отражения будет определяться в основном вещественной частью n . Эта вещественная часть показателя преломления была измерена на фурье-спектрометре по периоду модуляции функции пропускания 2 мм сапфировой пластины. В диапазоне терагерцевого НЛСЭ она практически не изменяется и равна $n = 3.08$. Прямые измерения коэффициента отражения от толстой сапфировой пластины (12 мм) излучения универсального газового лазера на длинах волн 119 и 337 мкм при угле падения, близком к нормальному, дали величину $R = 0.25\text{--}0.26$. Это значение соответствует расчетной величине $R = (n-1)^2 / (n+1)^2$ с вышеуказанным значением n при учёте того, что прошедшее в пластину излучение полностью поглощается на ее толщине. Таким образом, коэффициент поглощения излучения терагерцевого НЛСЭ сапфировым калориметром под нормальным углом падения можно считать постоянным и равным $A = 1 - R = 0.74$.

Благоприятным параметром сапфира является также его весьма высокий коэффициент теплопроводности ($0.24 \text{ Вт/см}\cdot\text{град}$ – больше, чем у нержавеющей стали). Это, во-первых, ускоряет распространение тепла по пластине. Во-вторых, это увеличивает предельную мощность, которую она может выдержать (Гл.5, 5.4).

Калориметр работает как экспонирующее устройство со временем измерения всего в несколько минут, но очень большим временем релаксации до комнатной температуры. Большое время релаксации необходимо для высокой точности измерения этим прибором. Но это делает неудобным его применение для многократных измерений. Поэтому этот калориметр реально применяется только для калибровочных, либо единичных измерений.

Средняя мощность вычисляется по нагреву пластины, хорошо известному значению ее теплоемкости и заданному времени экспозиции.

В частности, этим калориметром были измерены все рекордные значения выходной мощности, установленные на НЛСЭ. Так на Рис. 4.6 показано измерение, когда терагерцевый НЛСЭ в течении 2 часов на среднем токе 29.5 мА при частоте повторения электронных импульсов 22.5 МГц генерировал на длине волны 131 мкм рекордную абсолютную среднюю мощность $510 \pm 10 \text{ Вт}$. Другой рекорд выходной средней мощности на единицу среднего тока электронного пучка, измеренный также сапфировым калориметром, был установлен весной 2014 г. и составил $312 \pm 6 \text{ Вт}$ при среднем токе 7 мА и частоте повторения 5.6 МГц . Сапфировый калориметр применялся также в эксперименте по точному определению поглощения CVD-алмазных окон в терагерцевом диапазоне (Гл.5, 5.4) и в других точных пользовательских экспериментах.

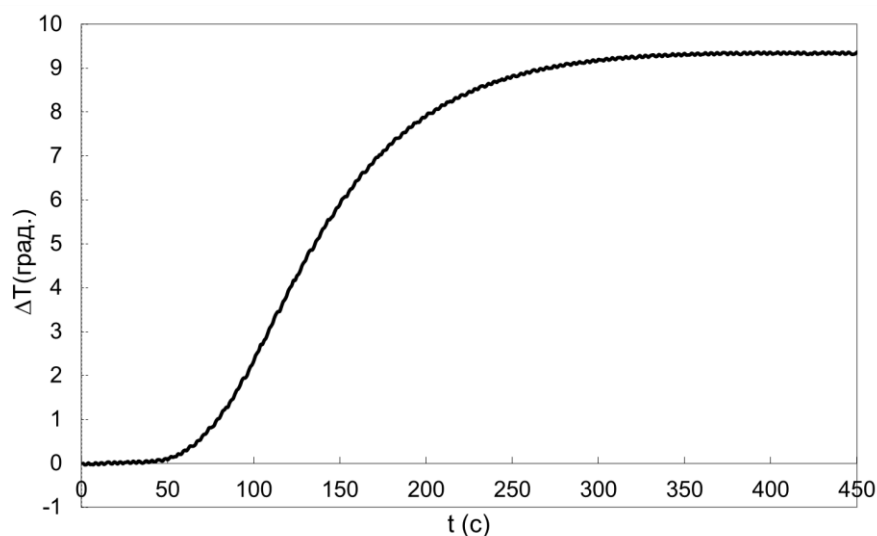


Рис.4.6. Временная функция нагрева эталонного сапфирового калориметра после его экспозиции в течение 30 секунд средней мощностью 447 Вт на длине волны 131 мкм, выводимой через основное отверстие в зеркале оптического резонатора терагерцевого НЛСЭ. Средняя мощность генерации лазера в оба выходных отверстия составляла 510 ± 10 Вт.

Для НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона оптические свойства сапфира не столь идеальны. Здесь уже необходимы дополнительные трудоемкие калибровки этого калориметра. Поэтому для НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона использовался в основном оперативный калориметр, описываемый в следующем пункте.

4.3.2. Оперативный калориметр мощного терагерцевого излучения

Главное назначение оперативного калориметра – многократные оперативные измерения средней мощности на пользовательских станциях. Прибор представляет собой модернизированный калориметр гигагерцевого диапазона МК 3-71, в котором измеряется нагрев воды, циркулирующей через поглотитель. Модернизация состояла в замене его поглотителя волноводного типа, совершенно непригодного для измерения терагерцевых квазиоптических пучков [88,89]. Разработанный терагерцевый поглотитель представляет собой

водоохлаждаемый медный конус с керамическим напылением Al_2O_3 , нанесенным газодинамическим методом. Толщина напыления (0.4 мм) обеспечивает одновременно полное поглощение излучения, проходящего в керамику, и достаточно хороший отвод тепла в медь и затем в воду без сильного нагрева поверхности керамики. Керамическая поверхность отшлифована для того, чтобы на ней не было рассеяния падающего излучения, а только его определенное отражение по законам геометрической оптики. Это предположение было подтверждено экспериментально измерениями пучков с помощью термофлуоресцентных экранов (Гл 4, 4.6.1). Кроме этого было проверено теоретическое предсказание того, что волны, линейно поляризованные в плоскости падения и перпендикулярно к ней, остаются таковыми после отражения от поглощающей керамики.

Коэффициент отражения от керамического слоя был предварительно измерен на универсальном газовом лазере и позже более подробно непосредственно на излучении НЛСЭ на специальной автоматизированной установке. На Рис.4.7 показаны подобные измерения для наиболее критичного терагерцевого диапазона. Из этого рисунка видно, что, несмотря на большое поглощение в керамике и соответственно комплексный вид ее показателя преломления, вид кривых в целом подобен зависимостям для хорошо пропускающих диэлектриков. В частности, видно, что коэффициент отражения для волны с вектором электрического поля перпендикулярным плоскости падения имеет вид монотонно возрастающей функции, в то время как отражение волны с вектором электрического поля в плоскости падения зануляется при угле падения Брюстера. Это свойство можно использовать для идеального 100 % поглощения терагерцевого излучения простой наклонной пластиной. Калориметры подобного типа использовались нами для первых простейших измерений выходной мощности всех НЛСЭ, когда ещё не были готовы системы вывода излучения и калориметр располагался в радиационно-

опасном зале. В последующих измерениях мы использовали калориметр с коническим поглотителем, который более точен, т.к. не требует точной настройки по углу и в нем намного проще предотвращаются утечки тепла из-за конвекции (тонкая полипропиленовая пленка на входной апертуре).

Небольшая волнистость кривых на Рис.4.7 для длинноволнового излучения (205 мкм), имеющего наименьшее поглощение и соответственно наименьшую мнимую часть показателя преломления, возникает из-за Фабри-Перо эффекта в поглощающем слое. В то же время реальная часть показателя преломления растет с увеличением длины волны как у обычных диэлектриков, о чем свидетельствует рост коэффициента отражения для нормального угла падения с 17 до 22 % при изменении длины волны с 118 мкм до 205 мкм.

По виду зависимостей на Рис.4.7 можно определить реальную и оценить мнимую части показателя преломления напыленного керамического покрытия для приведённого диапазона длин волн: $\hat{n} = n + ik = 2.8 + i(0.1 \leftrightarrow 0.3)$.

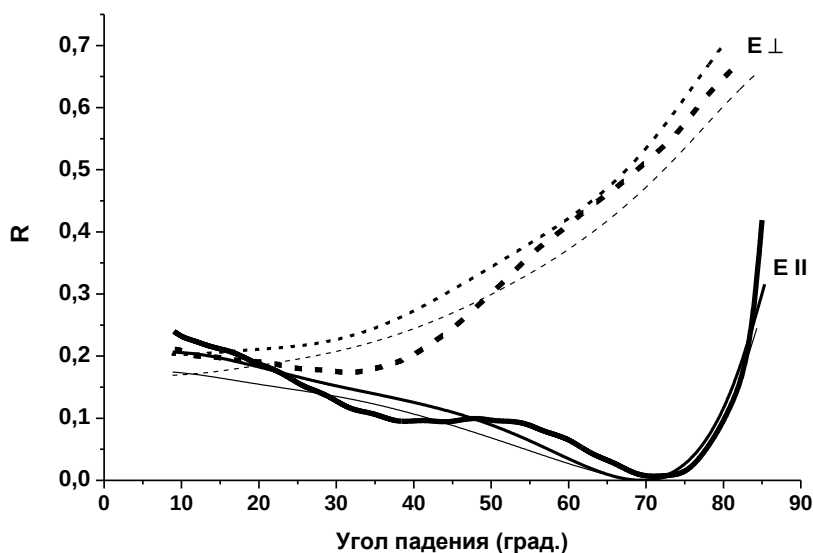


Рис.4.7. Коэффициенты отражения от 0.4-мм керамического покрытия Al_2O_3 на меди излучения, поляризованного в плоскости падения ($E_{\parallel}$, сплошные линии) и перпендикулярно этой плоскости ($E_{\perp}$, штриховые линии), на длинах волн: 118 мкм — тонкие линии, 152 мкм — средние линии и 205 мкм — толстые линии.

В целом ситуация с этой керамической разновидностью Al_2O_3 аналогична кристаллическому сапфиру (другая разновидность Al_2O_3), используемому в эталоне калориметре: мнимая часть показателя преломления много меньше вещественной, хотя и значительно больше по величине. Таким образом, для отражения пластина ведет себя примерно, как идеальный диэлектрик без поглощения. В то же время, мы имеем практически полное поглощение излучения, прошедшего в керамику на двойной толщине ее слоя.

Расчёт коэффициентов отражения для конического поглотителя весьма прост. Для используемого угла конуса $\varphi = 20^\circ$ угол падения для первого отражения будет равен $\theta_1 = (\pi - \varphi) / 2 = 80^\circ$, а углы падения последующих отражений $\theta_i = \theta_{i-1} - \varphi$. Соответственно в нашем случае пучок выходит назад из конуса после 9 отражений под углами 80, 60, 40, 20, 0, 20, 40, 60 и 80 градусов. Таким образом, по данным Рис. 4.7, коэффициенты отражения излучения конусом будут равны: $R_{\perp} = \prod_i R_{\perp,i} = 2 \cdot 10^{-5}$ и $R_{\parallel} = \prod_i R_{\parallel,i} = 2 \cdot 10^{-9}$.

Несмотря на очень большое относительное различие этих коэффициентов, существенные для калориметра коэффициенты поглощения $A = 1 - R$ практически одинаковы и примерно равны 1.

Оперативный калориметр рассчитан на измерение мощности до 1 кВт с погрешностью после абсолютной калибровки $\pm 4 \%$ и, в отличие от сапфирового калориметра, может работать непрерывно. Характерное время инерции калориметра равно 3 мин., полное время установления равновесия – 5 мин. Прибор запускается в автоматизированный режим работы простым включением питания.

4.3.3. Внутррезонаторные калориметры НЛСЭ

Внутррезонаторные калориметры терагерцевого и дальнего инфракрасного НЛСЭ уже упоминались как компоненты оптических резонаторов в Гл.2, 2.2. Их основное назначение – определение нагрузочных характеристик НЛСЭ и оптимальной выходной связи оптических резонаторов. Кроме этого они позволяют плавно менять световую апертуру оптического резонатора и за счет этого производить селекцию гармоник излучения, необходимую при генерации на высших гармониках (Гл.5, 5.3).

В целом, эти калориметры основаны на той же технологии, что и оперативный калориметр – в них излучение поглощается тонким слоем керамики, нанесенной на медь газодинамическим способом [65]. Такое напыление, кроме своей прочности и лучевой стойкости, является также вакуумноплотным, т.е. удовлетворяет требованиям высокого вакуума внутри оптического резонатора. Поскольку пучки, отражаемые зеркальными скреперами в калориметр, могут иметь большую интенсивность, они попадают на цилиндрическую поглощающую поверхность после отражения от медного зеркального конуса-расширителя пучка (Рис.2.2). Этот конус расширяет пучок по азимутальному углу, благодаря чему интенсивность излучения снижается до приемлемого уровня.

Поглотители охлаждаются стабильным потоком дистиллированной воды, благодаря специальному гидродинамическому стабилизатору давления на входе в контур охлаждения. Поглощаемая мощность пропорциональна скорости протока воды в контуре и разности ее температур на его входе и выходе. Скорость протока воды измеряется при помощи внутреннего нагревателя-калибратора.

Калориметр рассчитан на измерение мощности до 20 кВт и имеет чувствительность при специально пониженном протоке воды ≈ 1 Вт.

4.4. Измерение импульсной мощности и структуры световых импульсов

Поскольку НЛСЭ генерирует непрерывную последовательность очень коротких импульсов, детектирование отдельных импульсов является одной из основных его диагностик. Более того, во многих пользовательских экспериментах именно импульсная мощность является главным параметром (сверхбыстрая одноимпульсная лазерная спектроскопия, лазерная абляция различных материалов, оптический разряд и т.д.). Кроме этого структура импульса ЛСЭ является прямым отражением процесса его генерации. Особенностью НЛСЭ является большая по сравнению с другими ЛСЭ длительность импульсов (100 пс против 1-3 пс). Это позволяет получать высокую монохроматичность излучения, важную для многих применений, например, лазерной фотохимии. Однако обратной стороной таких длинных импульсов является возможность развития в них различных неустойчивостей. В Гл.5 эти неустойчивости излучения будут рассмотрены более подробно. Здесь мы только заметим, что для их детального анализа требуется измерение структуры импульса, т.е. временное разрешение значительно короче его длительности (много меньше 100 пс).

В качестве быстродействующих детекторов на НЛСЭ используются детекторы на основе диодов с барьером Шоттки двух модификаций. Первая из них – это высокочувствительные детекторы со специальной резонансной антенной системой (раздел 4.4.1). Эти детекторы были первоначально разработаны для высокочувствительной интерферометрии плазмы на одной длине волны – 337 мкм HCN-лазера [90,91]. В применении к НЛСЭ их антенна уже не является оптимальной, но все же даёт значительное усиление сигнала. Детектор имеет быстродействие, позволяющее наблюдать отдельные импульсы НЛСЭ в интегрированном виде. Он оказался весьма полезен и даже

оптимален в измерении параметров оптического резонатора НЛСЭ (Гл.5), а также в различных пользовательских экспериментах с синхронным детектированием по импульсам НЛСЭ.

Вторая модификация детекторов Шоттки – это специальные сверхбыстрые приемники, способные измерять структуру отдельного светового импульса (раздел 4.4.2). В них главным параметром является быстродействие. Естественно, что они обладают невысокой чувствительностью, как и все сверхбыстрые приемники других диапазонов излучения.

Планируемая третья модификация детекторов Шоттки должна объединить достоинства обоих вышеперечисленных детекторов. Она является более сложной в изготовлении и обсуждается в разделе 4.4.1.

В разделе 4.4.3 представлены характерные формы импульсов излучения НЛСЭ и их параметры.

4.4.1. Высокочувствительные детекторы на диоде Шоттки с резонансной антенной

Детекторы на диодах Шоттки традиционно являются наиболее быстродействующими приёмниками излучения. Высокое быстродействие обычно требует очень малых размеров элемента, на котором происходит процесс детектирования излучения из-за существования различных релаксационных процессов, время которых растёт с увеличением характерных размеров. Диоды Шоттки (переход металл-полупроводник) продолжительное время были самыми малыми приборами электроники. Первое применение такого диода для детектирования субмиллиметровых волн было описано в работе [92], в которой использовался точечный контакт заточенной проволоки из бериллиевой бронзы и InSb-кристалла. Однако такой контакт субмикронного размера имел недостатком крайнюю нестабильность.

Фактически требовалось постоянно переконтачивать диод, после чего его чувствительность могла сильно изменяться. Кардинальным образом ситуация изменилась после разработки в США [93,94] а затем и в СССР [95] матриц ($\sim 200 \times 200$ элементов) сформированных диодов Шоттки диаметром около 1 мкм. На пределе этой технологии удавалось изготовить матрицы с отдельными диодами субмикронного размера. Именно такие диоды дают наилучшие параметры на длинах волн менее 200 мкм. Однако в этом случае уже отсутствует однородность в размерах диодов. В частности, наши эксперименты показали, что разброс вольт-ваттной чувствительности детектора с различными диодами на матрице мог достигать порядка величины. Тем не менее, после нескольких произвольных омических законтачиваний антенны на разные диоды матрицы удастся найти диод подходящего размера. При этом, в отличие от детекторных контактов типа [92], такие омические контакты являются очень стабильными. Достаточно сказать, что некоторые используемые на НЛСЭ в настоящее время диоды были законтачены около 20 лет назад.

Другим принципиальным элементом детектора является его антенная система. Вид оптимальной конструкции антенны эволюционировал в течение 20 лет от простейшей короткой тонкой проволоочки перпендикулярной к излучению в первых детекторах [92,93] с эффективностью приема $\sim 1\%$ к наклонным длиннопроволочным антеннам бегущей волны [96,97] и затем к антенне бегущей волны в уголкового отражателе [98]. Последняя трехмерная геометрия имеет эффективность ввода мощности в диод около 60-70 %.

Идеология построения эффективных приемных антенн основывается на принципе взаимности [99,100]. Следствием этого принципа является абсолютная идентичность диаграмм направленности антенны, когда она работает на приём и на излучение. Отсюда сразу можно получить, что, в случае работы антенны на приём сфокусированного гауссова пучка (типичная

ситуация в лазерной физике и в нашем случае тоже), оптимальной будет антенная система с диаграммой излучения в виде такого же по форме расходящегося гауссова пучка (антенна с эффективностью 100 %). Практически этого достичь невозможно, т.к. даже оптимальная антенна имеет сложную диаграмму направленности, состоящую из главного лепестка и множества более слабых боковых лепестков – локальных максимумов. Но можно приблизиться к этому идеалу. Эффективность антенны в этом случае будет пропорциональна так называемой эффективности главного лепестка (main-lobe efficiency) – доле мощности содержащейся в ее главном лепестке, а точнее – интегралу перекрытия диаграммы направленности антенны с гауссовым пучком.

В работе [98] впервые исследовалась антенна бегущей волны в уголкового отражателях. Было показано, что достаточно симметричный главный лепесток антенны, близкий к гауссовому пучку, и достаточно малые по амплитуде боковые лепестки образуются для 90°-уголкового отражателя при геометрических размерах антенны $L=4\lambda$ и $d=1.2\lambda$. Такая система эквивалентна четырем антеннам бегущей волны – самой антенне и трем ее отражениям в уголкового отражателе, со сдвинутыми на π фазами тока в соседних антеннах. Долгое время считалось, что эти соотношения L/λ и d/λ являются особенными. Затем авторы работы [101] на расчетных примерах показали, что существуют также и другие оптимальные соотношения, при которых эффективность антенны изменяется незначительно. Потом автором теоретической работы [102] были учтены фазовые различия между главным лепестком излучаемого пучка и падающим гауссовым пучком, и найдены теоретические абсолютные оптимальные параметры $L=1.35\lambda$ и $d=0.9\lambda$. Наконец, в работах автора диссертации [90,103,104] были сформулированы простые соотношение примерного подобия для антенн этого типа, вытекающие из законов квазиоптики (Рис. 4.8):

$$d/d^{(0)} = \psi_{1/2}^{(0)} / \psi_{1/2} = \beta_{1/2}^{(0)} / \beta_{1/2} = \sqrt{L/L^{(0)}}, \quad (4.1)$$

где в качестве эталонных величин могут быть приняты $L^{(0)} = 4\lambda$, $d^{(0)} = 1.0\lambda$ (уточненное значение оптимального d для антенны с $L=4\lambda$), $2\beta_{1/2}^{(0)} = 19.5^\circ$, $2\psi_{1/2}^{(0)} = 14.0^\circ$.

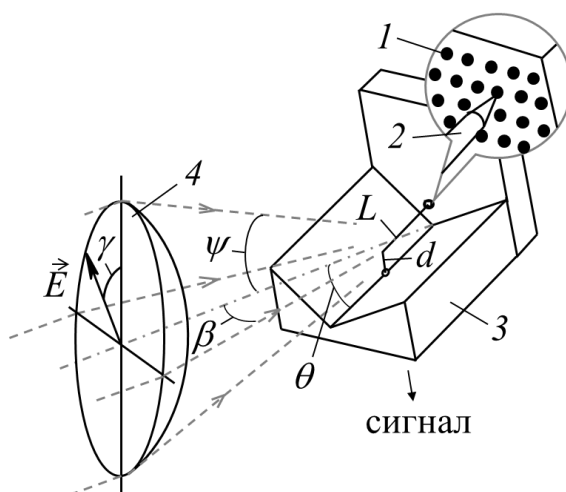


Рис.4.8. Конструкция квазиоптического детектора Шоттки с резонансной антенной: 1 – матрица диодов Шоттки, 2 – антенна бегущей волны, 3 – 90° уголкового отражатель, 4 – фокусирующая линза.

При этом фазовые поправки работы [102] будут практически одинаковыми для всех оптимальных антенн и могут быть учтены множителем 0.77 в эффективности антенны. Спад в эффективности оптимальной антенны при увеличении ее длины с 4λ до 20λ весьма незначителен ($\leq 29\%$), а в практических детекторах часто вообще отсутствует из-за неидеальностей реальной геометрии при очень коротких антеннах. Выполнение соотношений подобия было проверено нами в экспериментах вплоть до $L=20\lambda$ на HCN-лазере с длиной волны 337 мкм. Причем в отличие от предыдущих работ, в которых измерялись только два плоских сечения диаграммы направленности, нами исследовались полные двумерные угловые диаграммы направленности с

десятками боковых лепестков, причем с меньшим шагом и лучшей точностью. Экспериментальные диаграммы очень хорошо соответствовали теоретическим, что свидетельствовало о правильности используемой расчетной модели.

Практическая ценность соотношений (4.1) состоит в двух моментах. Во-первых, развитие диодов Шоттки происходит в направлении все более коротких волн. Для дальнего инфракрасного диапазона конструктивно лучше подходят длинные антенны ($L > 10\lambda$) из-за конечных размеров неидеальностей геометрии вблизи уголка (например, матрицы диодов Шоттки и т.д.). Достаточно сказать, что оптимальная геометрия с очень короткой антенной $L=1.35\lambda$ и $d=0.9\lambda$ [102] так и не была реализована на практике даже в субмиллиметровом диапазоне.

Во-вторых, соотношения подобия открывают возможность создания оптимальной перестраиваемой по длине волны антенны для работы на ЛСЭ. После того, как ЛСЭ перестраивается на какую-то другую длину волны, антенна перестает быть оптимальной из-за нелинейности соотношений (4.1). Однако конструктивно возможно сделать антенну с изменяемым d . Тогда подвижкой уголка согласно соотношению (4.1) можно реализовать другую оптимальную геометрию. Такой детектор крайне необходим, например, для сверхбыстрой газовой спектроскопии (раздел 5.6, Гл.5), где нужно измерять слабые сигналы и требуется настройка лазера на разные линии поглощения газа. Простейшая геометрия антенны в сверхбыстром детекторе, рассматриваемом в следующем пункте, дает крайне низкую эффективность антенны, которая реально ограничивает чувствительность всей системы. Сверхбыстрый перестраиваемый детектор должен совмещать в себе хорошую антенну и хорошее согласование с 50-омными цепями следующих за ним устройств (кабель, адаптер, осциллограф). Конструктивная схема такого

детектора, которую планируется реализовать в будущем в рамках проектов по сверхбыстрой спектроскопии, показана на Рис. 4.9.

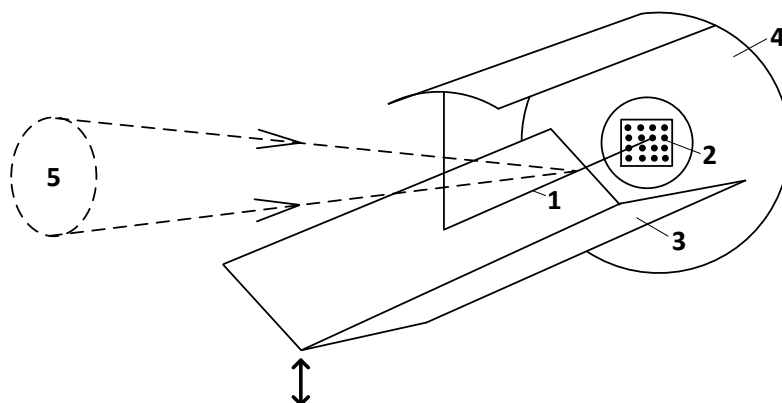


Рис.4.9. Конструктивная схема квазиоптического сверхбыстрого детектора Шоттки с перестраиваемой резонансной антенной: 1 – антенна бегущей волны, 2 – матрица диодов Шоттки, 3 – перемещаемый 90° уголкового отражатель, 4 – $50\text{-}\Omega$ выход сигнала, 5 – излучение.

Реальные параметры детектора с фиксированной антенной (Рис.4.8), оптимальной для длины волны 337 мкм , измерялись на универсальном лазере на длинах волн 337 мкм (HCN-лазер [54]) и 119 мкм (H_2O -лазер [55]). Вольт-ваттная чувствительность и эквивалентная мощность шума детектора на этих длинах волн и работе на нагрузку $\sim 1\text{кОм}$ соответственно были равны: 200 В/Вт , $0.1\text{ нВ/Гц}^{1/2}$ и 20 В/Вт , $1\text{ нВ/Гц}^{1/2}$. Детектор является поляризационно-чувствительным. Соотношение сигналов для $\gamma = 0^\circ$ и $\gamma = 90^\circ$ (Рис. 4.8) было равно 50 [104].

Привлекательной особенностью детектора является его широкий частотный диапазон. Детектор показал свою реальную работоспособность в диапазоне длин волн от 40 мкм до нескольких миллиметров. Так он использовался для измерения потерь в оптическом резонаторе НЛСЭ дальнего инфракрасного ($30 - 90\text{ мкм}$,) и терагерцевого ($90 - 240\text{ мкм}$) диапазонов (раздел 5.1, Гл.5), в экспериментах на корейском ЛСЭ (раздел 2.6, Гл.2) в

коротковолновой (100 – 250 мкм) и длинноволновой (1000 – 1200 мкм) ветвях его диапазона излучения [69,70], а также в экспериментах по определению длительности импульса ЛСЭ по когерентному синхротронному излучению из поворотного магнита в Фермилаб (США) в широком диапазоне субмиллиметровых и миллиметровых волн [105].

Что касается быстродействия детектора, то первоначально он предназначался для работы в полосе частот до 100-200 МГц. Тем не менее, прямые измерения на терагерцевом НЛСЭ показали, что время нарастания его сигнала составляет всего 150-200 пс (полоса частот – 3 ГГц). В перечисленных выше применениях этого детектора такое быстродействие было избыточным. Поэтому детектор обычно присоединялся к более медленному усилителю. К тому же, при измерении потерь в оптическом резонаторе НЛСЭ и регистрации на цифровом осциллографе, лучше измерять отдельные импульсы в интегрированном виде, – в этом случае нет пропусков измеряемых точек из-за большой скважности излучения лазера.

В настоящее время детекторы этого типа используются нами в экспериментах по сверхбыстрой газовой спектроскопии высокого разрешения с использованием магнитного поля. В них требуется максимальная чувствительность приёмника, а время нарастания в 200 пс является приемлемым.

Что касается измерения структуры отдельных световых импульсов, то временного разрешения этого детектора было недостаточно для такого эксперимента.

4.4.2. Сверхбыстрые детекторы на диоде Шоттки

Сверхбыстрые детекторы на диоде Шоттки были специально разработаны для корректного прямого измерения мощности импульсов излучения НЛСЭ, а также формы этих импульсов [106]. Здесь уместно

заметить, что иногда встречающиеся в литературе оценки длительности импульса ЛСЭ и соответственно его импульсной мощности с помощью фурье-преобразования по спектральной ширине его линии излучения абсолютно некорректны. Эти оценки предполагают идеальный режим генерации ЛСЭ, когда излучение внутри импульса полностью когерентно. Однако в реальных ЛСЭ, как будет показано в Гл.5, наблюдаются как полностью когерентные, так и частично-когерентные импульсы. Точнее говоря, длина когерентности в импульсах ЛСЭ может быть намного короче их длительности. Так в отдельных режимах НЛСЭ это различие могло достигать порядка величины.

Что касается всех линейных медленных спектральных приборов, в которых спектр измеряется за времена, в течение которых в прибор поступает много импульсов, то все они дают спектральную линию излучения ЛСЭ, обратно пропорциональную длине когерентности в импульсах излучения, а не их длительности. Более того, как будет показано в разделе 4.5 этой главы, в нестабильном режиме отдельные импульсы излучения НЛСЭ могут иметь различные спектры.

Поскольку для измерения структуры импульсов излучения НЛСЭ требовалось уникальное временное разрешение – много короче 100 пс, конструкция сверхбыстрого детектора была умышленно предельно упрощена с целью получения только этого параметра. Отчасти это было возможно благодаря тому, что импульсная мощность НЛСЭ очень высока и для ее диагностики не требуется высокая чувствительность детектора. Конструктивно прибор представляет собой GaAs высокочастотный диод Шоттки планарно-эпитаксиального типа (предельная частота – 6 ТГц), впаянный прямо в зазор высокочастотного разъема. В общем случае излучение принимается проводниками, соединяющими диод с контактами разъема, а при использовании фокусировки – балочными металлическими выводами самого диода. Естественно, что такая “антенна” является

совершенно неоптимальной и ее эффективность крайне низка. Область линейности детектора (пропорциональность сигнала падающей мощности), а также его вольт-ваттная характеристика в нелинейной области определялись при помощи калиброванных ослабителей излучения. Вольт-ваттная чувствительность детектора на линейном участке слабо изменялась в пределах диапазона терагерцевого НЛСЭ и составляла примерно 20 мВ/Вт.

Быстродействие детектора определялось в специальных неустойчивых режимах терагерцевого НЛСЭ, когда его импульсы имели сильно модулированную структуру или он даже генерировал отдельные укороченные импульсы (примеры таких импульсов показаны в следующем пункте). С учетом того, что в таких импульсах наиболее быстрые фронты сигнала имели время нарастания 18 пс – равное паспортному значению времени нарастания используемого в этих экспериментах осциллографа (LeCroy, 30 GHz), можно гарантировано утверждать, что время нарастания сигнала детектора не превышает 15 пс.

4.4.3. Импульсные параметры излучения НЛСЭ

Импульсные параметры излучения НЛСЭ сильно зависят от режима его работы. Наиболее подробно эти режимы в настоящий момент исследованы для терагерцевого НЛСЭ и будут описаны в Гл.5. Здесь мы только проиллюстрируем важность измерения структуры импульсов сверхбыстрым детектором и осциллографом прямого действия. На Рис.4.10 показаны три вида импульсов. Первый из них (а) – это типичный импульс терагерцевого НЛСЭ в стабилизированном режиме. В Гл.5 будет показано, что этот импульс полностью когерентен. Его длительность (FWHM) в зависимости от настройки электронной системы НЛСЭ может изменяться от 60 до 150 пс.

Второй импульс (б) – это характерный импульс в сильно неустойчивом режиме, который наблюдается при большом усилении в НЛСЭ и когда

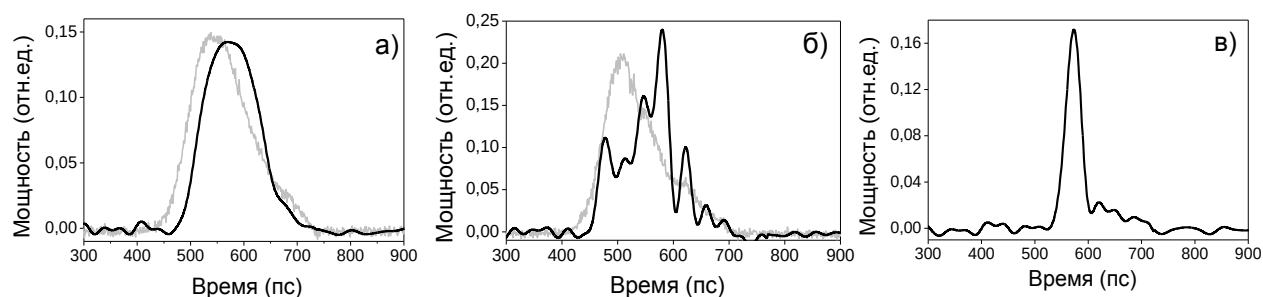


Рис.4.10. Характерные виды импульсов терагерцевого НЛСЭ: а) – импульсы в стабилизированном режиме, б) – импульсы в неустойчивом резонансном режиме, в) – импульс в неустойчивом режиме с положительной отстройкой частоты повторения электронных импульсов относительно частоты световых импульсов. Черными кривыми показаны импульсы при прямом детектировании в реальном времени, серыми – импульсы, полученные в стробоскопических измерениях.

частоты повторения электронных и световых импульсов совпадают (резонансный режим). Видно, что в данном случае импульс разбивается на примерно 7 более коротких равноотстоящих друг от друга субимпульсов длительностью около 30 пс. В Гл. 5 будет показано, длина когерентности в этом режиме равна длительности субимпульса. Положение и амплитуда субимпульсов меняются от импульса к импульсу (при неизменном периоде около 30 пс), что является проявлением обсуждаемой в Гл.5 модуляционной неустойчивости.

Наконец, последний вид импульсов (в) может наблюдаться при большом усилении и положительной отстройке частоты электронных импульсов относительно частоты световых импульсов, когда происходит эффективное укорачивание “рабочей” части электронных импульсов и НЛСЭ генерирует укороченные световые импульсы, равные по длительности одиночным субимпульсам в неустойчивом режиме (б).

Таким образом, мы видим, что при средней мощности, различающейся в 3-4 раза в режимах а) и в), импульсная мощность может быть практически одинаковой.

Мы также видим, что при примерно одинаковой средней длительности импульса в режимах а) и б) длины когерентности и соответственно ширины линий излучения в этих режимах будут различаться в 5-6 раз. Соответственно, оценка длительности импульса и импульсной мощности из фурье-преобразования спектральной ширины линии излучения давала бы ошибку такой же величины.

Здесь необходимо отметить кардинальное различие результатов прямых измерений в реальном времени и измерений по стробоскопической технологии (sampling technology) для неустойчивых режимов. На Рис.4.10 а)-б) серыми линиями показаны формы импульсов, измеренные тем же детектором, присоединенным к стробоскопическому осциллографу Tektronix (sampling, 50 GHz). Видно, что, несмотря на более высокое быстродействие осциллографа, форма импульса отображается корректно только в случае хорошо повторяющихся импульсов в стабилизированном режиме (Рис.4.10а; небольшое различие в форме импульсов связано с тем, что это были измерения в разные дни). В случае неустойчивого режима Рис.4.10б), когда структура импульса изменяется от импульса к импульсу, сохраняя свои характерные особенности (частоту и амплитуду модуляций), стробоскопические измерения совершенно не отражают эту структуру из-за усреднения. Этот пример является хорошей иллюстрацией различия этих технологий, которое будет также продемонстрировано на примере более сложной сверхбыстрой спектроскопии (Гл.5, раздел 5.6).

Что касается абсолютных величин импульсной мощности НЛСЭ, то для одного из вышеописанных рекордных режимов со средней мощностью 312 Вт на частоте 5.6 МГц длительность гауссоподобного импульса на полувысоте составляла всего 66 пс. Соответственно, максимальная импульсная мощность терагерцевого НЛСЭ на длине волны 130 мкм была равна 840 ± 20 кВт. В заключение этого пункта еще раз отметим, что

импульсная мощность является определяющим параметром многих пользовательских экспериментов на НЛСЭ.

4.5. Сверхбыстрая спектроскопия отдельных импульсов излучения терагерцевого НЛСЭ

Сверхбыстрая спектроскопия предназначена для корректного измерения спектра отдельных импульсов терагерцевого НЛСЭ в любом его режиме, в том числе неустойчивом. Существует коренное отличие устойчивого и неустойчивого режимов НЛСЭ, которое будет подробно рассмотрено в Гл.5. Здесь мы только отметим, что в первом режиме мы имеем последовательность почти идентичных импульсов, отличающихся главным образом величиной их амплитуды из-за технических флуктуаций в ускорительной и электронно-оптической системах электронного пучка. Излучение в пределах таких импульсов полностью когерентно.

Напротив, во втором режиме импульсы НЛСЭ, разделённые характерным временем формирования лазерного излучения, в общем различны, хотя все они имеют и общие особенности. Эти общие особенности обычно состоят в определенном наборе частот, на которых промодулирована мощность в импульсе. Эта модуляция возникает из-за так называемых боковых частот – гармоник $\pm m\Omega$, возникающих вокруг фундаментальной частоты генерации ω_0 из-за неустойчивости нелинейного процесса генерации с характерным временным периодом Ω^{-1} и дополнительных к ондуляторным нелинейных колебаний электронов в системе на частоте Ω . В результате в каждом импульсе мы имеем различный набор излучаемых частот $\omega_0 \pm m\Omega$ с различными амплитудами и фазами. В реальности из-за различных механизмов уширения как ω_0 , так и гармоники $\omega_0 \pm m\Omega$ имеют конечную ширину, т. е. спектр излучения НЛСЭ представляет собой непрерывную

функцию с максимумами на фундаментальной частоте и частотах гармоник неустойчивости.

В самом общем виде спектроскопическая диагностическая задача состоит в определении двух функций: амплитудного $E(\omega)$ и фазового $\varphi(\omega)$ спектров по комплексному сигналу – импульсу поля $E(t, \varphi_0)$:

$$E(t, \varphi_0) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega} E(\omega) e^{i(\omega t + \varphi(\omega) + \varphi_0)} d\omega \quad (4.2)$$

Спектры $E(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ могут быть получены в результате прямого фурье-преобразования, обратного (4.2), по двум временным проекциям сигнала $\text{Re}(E(t, \varphi_0))$ и $\text{Im}(E(t, \varphi_0))$ на комплексной плоскости. Очевидно, что эти проекции связаны соотношением $\text{Im}(E(t, 0)) = \text{Re}(E(t, \pi/2))$. Таким образом, нам нужно измерить два реальных сигнала $\text{Re}(E(t, 0))$ и $\text{Re}(E(t, \pi/2))$.

Далее заметим, что член $e^{i\omega t}$ в (4.2) представляет собой быстро осциллирующую функцию, которую невозможно прямо измерить современными средствами. Стандартный выход из этой ситуации состоит в использовании дополнительного гетеродинного источника $E_h = e^{i\omega_h t}$. Наиболее удобно, когда $\omega_h = \omega_0$. В этом случае, при смешивании исследуемых сигналов с сигналом гетеродина, мы будем иметь сигналы биений на частотах $\pm m\Omega$, располагающихся в доступном гигагерцевом диапазоне. Кроме этого, гетеродин, являясь когерентным источником, будет опорой для автоматического измерения фазовой функции $\varphi(\omega)$.

В качестве гетеродина в сверхбыстрой спектроскопии нами использовались два вида источников. Наибольшей монохроматичностью обладает так называемое свободное индукционное излучение газа низкого давления, возникающее после возбуждения импульсом НЛСЭ. Источниками излучения в этом случае являются молекулы газа, когерентно возбуждаемые

импульсом НЛСЭ на каком-либо колебательно-вращательном квантовом переходе, которые после этого продолжительное время излучают более длительное (до сотен раз) когерентное излучение. Недостатками такого гетеродина являются, хотя и многочисленный, но квантовый набор частот и слабость его излучения в общем случае (хотя отдельные переходы дают достаточно мощное излучение). Монохроматичность этого типа гетеродина является избыточной для диагностики импульсов НЛСЭ. Поэтому он применялся только для сверхбыстрой газовой спектроскопии высокого разрешения, рассматриваемой в разделе 5.6, Гл.5.

Более удобным для диагностики НЛСЭ оказался гетеродин в виде излучения самого НЛСЭ, отфильтрованное интерферометром Фабри-Перо. В излучении всех импульсов НЛСЭ обязательно присутствует излучение на фундаментальной частоте (моде). Оно может быть меньше, чем излучение гармоник неустойчивостей, но, в отличие от этих гармоник, никогда не обращается в нуль. Интерферометр Фабри-Перо необходимо настроить на фундаментальную частоту НЛСЭ ω_0 . При этом область свободной дисперсии ИФП должна быть чуть шире, чем измеряемый спектр, а его спектральное разрешение должно быть в несколько раз лучше, чем монохроматичность исследуемых гармоник. Предельная монохроматичность гармоник определяется длительностью импульса. Во временном представлении когерентный монохроматический импульс на выходе ИФП (Гл.4, 4.2.1; Рис.4.2) должен быть в несколько раз длиннее импульса.

4.5.1. Принцип работы, оптическая схема и элементы сверхбыстрого спектрометра

Оптическая схема спектрометра отдельных импульсов НЛСЭ показана на Рис.4.11 [107]. Принципиальной особенностью спектрометра является одновременное измерение двух временных функций поля $\text{Re}(E(t,0))$ и

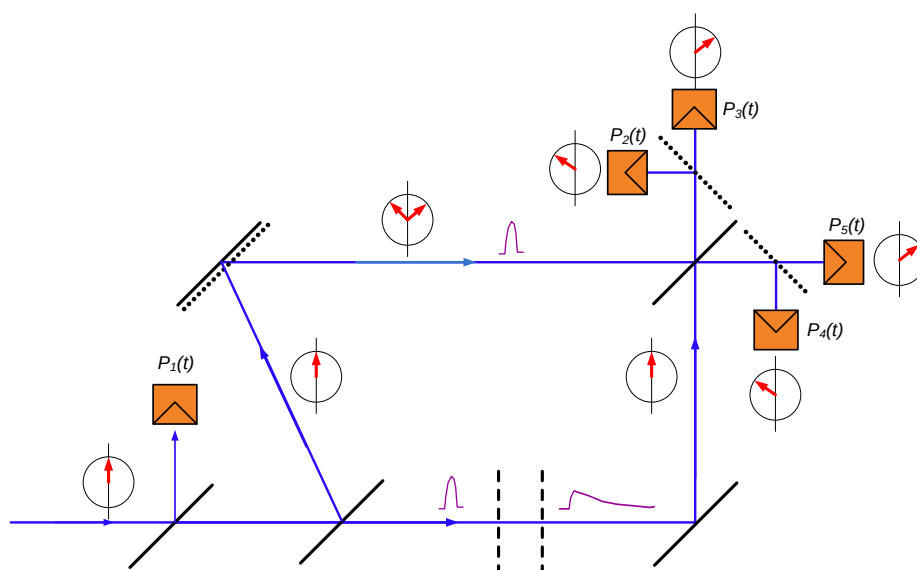


Рис.4.11. Оптическая схема спектрометра отдельных импульсов терагерцевого НЛСЭ: Квадратами показаны сверхбыстрые детекторы Шоттки, измеряющие временную функцию мощности исходного излучения ($P_1(t)$) и различные поляризационные компоненты на выходах интерферометра Маха-Цандера ($P_2(t)$, $P_3(t)$, $P_4(t)$, $P_5(t)$). Направление поляризации (вектора электрического поля) показано стрелками в кружках. Зеркала и поляризационно-однородные делители пучка показаны сплошными линиями, поляризаторы – пунктирными, интерферометр Фабри-Перо – двумя штриховыми линиями.

$\text{Re}(E(t, \pi/2))$). Это совершенно необходимо для анализа неустойчивых режимов, когда все импульсы могут быть различными в спектральной и временной областях. В этом случае корректными являются только одноимпульсные измерения. Одновременность измерений достигается разложением исходного линейно-поляризованного импульса на два компонента с ортогональными поляризациями. Используя поляризаторы в качестве зеркал, мы создаем в одном и том же пространственном месте два ортогонально поляризованных интерферометра Маха-Цандера (ИМЦ). При помощи составного зеркала с регулируемым зазором между поверхностью зеркала и поляризатором создается сдвиг фаз равный $\pi/2$ между ортогонально поляризованными пучками в верхнем плече ИМЦ. После смешения на делителе этих пучков с пучком гетеродина (нижнее плечо ИМЦ) и разделения суммарных полей на

его выходах на две пары поляризационных компонентов, мощности детектируются сверхбыстрыми диодами Шоттки $P_2(t)$, $P_3(t)$, $P_4(t)$, $P_5(t)$. Заметим, что интерферирующие поля с одинаковой поляризацией в верхнем и нижнем плечах ИМЦ автоматически имеют на двух выходах после делителя разности фаз, отличающиеся точно на π . Отражением этого свойства ИМЦ является хорошо известное правило: когда на одном выходе ИМЦ наблюдается максимальная мощность, на другом его выходе мощность будет минимальной.

Для решения спектроскопической задачи, в принципе, достаточно измерять только одну из пар сигналов с разными поляризациями ($P_2(t)$, $P_3(t)$ или $P_4(t)$, $P_5(t)$). Это важно для самых быстрых измерений, т.к. современные быстрые осциллографы прямого действия имеют только 2 сверхбыстрых (30 ГГц) входных канала. Однако четырехканальная схема имеет совершенно определенные методические преимущества. В четырехканальной компоновке полоса осциллографа снижается до 17 ГГц и может быть использована, например, в газовой сверхбыстрой спектроскопии с более длинными сигналами.

Преимущество четырехканальной схемы состоит в двух моментах. Во-первых, в такой схеме используется 100 % попадающего в ИМЦ излучения, тогда как в двухканальной – только 50%. Во-вторых, четырехканальная схема, в отличие от двухканальной, не имеет ограничений на величины полей в верхнем и нижнем плечах интерферометра. В самом деле, в двухканальной схеме косинусная и синусная проекции исследуемого сигнала находятся по формулам:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(E(t)) &= \sqrt{P_{\Sigma}(t, 0)} - \sqrt{P_h(t)} = \sqrt{P_{2,4}(t)} - \sqrt{P_{2,4}^h(t)} \\ \operatorname{Im}(E(t)) &= \sqrt{P_{\Sigma}\left(t, \frac{\pi}{2}\right)} - \sqrt{P_h(t)} = \sqrt{P_{3,5}(t)} - \sqrt{P_{3,5}^h(t)}, \end{aligned} \quad (4.3)$$

где $P_{i,j}^h(t)$ – сигналы мощности гетеродина. Форму этих сигналов можно измерить заранее, установив детектор за интерферометром Фабри-Перо. Амплитуды же сигналов гетеродина легко определяются в каждом импульсе, если сделать верхнее плечо интерферометра длиннее нижнего. Тогда более короткий исследуемый сигнал в верхнем плече будет приходиться на среднюю часть более длинного сигнала гетеродина.

Формулы (4.3) в общем случае должны содержать неоднозначные по знаку корневые функции $\pm\sqrt{P_{2,4}(t)}$ и $\pm\sqrt{P_{3,5}(t)}$ в зависимости от соотношений амплитуд измеряемого поля и поля гетеродина. Однако в реальном эксперименте они очевидно являются вещественными положительными функциями, т.к. вычисляются по сигналу мощности. Для того чтобы это всегда выполнялось и в формулах (4.3), необходимо выполнение дополнительных условий:

$$\begin{aligned}\sqrt{P_{2,4}^h(t)} &> \operatorname{Re}(E(t)) \\ \sqrt{P_{3,5}^h(t)} &> \operatorname{Im}(E(t))\end{aligned}\tag{4.4}$$

Другими словами, формулы (4.3), оперирующие амплитудами, правильно передают и фазовые соотношения только при условии (4.4). В принципе, эти условия легко удовлетворяются регулировкой мощностей в плечах интерферометра при помощи ослабителей. Однако это не всегда удобно, из-за того, что в однократных измерениях сигналы заранее не известны.

Для четырехканальной схемы легко получить формулы без неоднозначных функций:

$$\begin{aligned}\operatorname{Re}(E(t)) &= \frac{P_{\Sigma}(t,0) - P_{\Sigma}(t,\pi)}{\sqrt{P_{2,4}^h(t)}} = \frac{P_2(t) - P_4(t)}{\sqrt{P_{2,4}^h(t)}} \\ \operatorname{Im}(E(t)) &= \frac{P_{\Sigma}(t,\pi/2) - P_{\Sigma}(t,3\pi/2)}{\sqrt{P_{3,5}^h(t)}} = \frac{P_3(t) - P_5(t)}{\sqrt{P_{3,5}^h(t)}},\end{aligned}\quad (4.5)$$

где опущены несущественные постоянные множители и предполагается равное деление мощностей на правом верхнем полупрозрачном зеркале ИМЦ.

4.5.2. Спектры импульсов терагерцевого НЛСЭ в устойчивых и неустойчивых режимах

Режимы НЛСЭ будут описаны подробно в Гл.5. Здесь мы, подобно измерениям во временной области, лишь продемонстрируем коренное отличие одноимпульсной сверхбыстрой спектроскопии от всех других спектроскопических методов, в которых используется усреднение по многим импульсам ЛСЭ. На Рис. 4.12 показаны спектры, измеренные сверхбыстрым спектрометром и фурье-спектрометром в трёх режимах: в стабилизированном режиме (а), в режиме слабой неустойчивости боковых частот (б) и режиме сильной неустойчивости боковых частот (в). В стабилизированном режиме с практически одинаковыми полностью когерентными импульсами оба спектрометра дают сходные гауссоподобные спектры. Видно только, что в отличие от сверхбыстрого спектрометра, разрешения фурье-спектрометра недостаточно для точного отображения такой узкой лазерной линии. Реальная ширина линий составляет $2 \cdot 10^{-3}$ (FWHM) и она также подтверждается измерениями спектра Фабри-Перо интерферометром. Линия фурье-спектрометра в полтора раза шире из-за влияния ширины его реальной аппаратной функции ($2 \cdot 10^{-3}$).

В режиме слабой неустойчивости боковых частот, оба спектрометра позволяют диагностировать эту неустойчивость. Однако на фурье-спектре мы

наблюдаем только слабые размытые хвосты с обеих сторон от фундаментальной частоты. В спектре же сверхбыстрого спектрометра четко наблюдаются различные боковые частоты в различных импульсах.

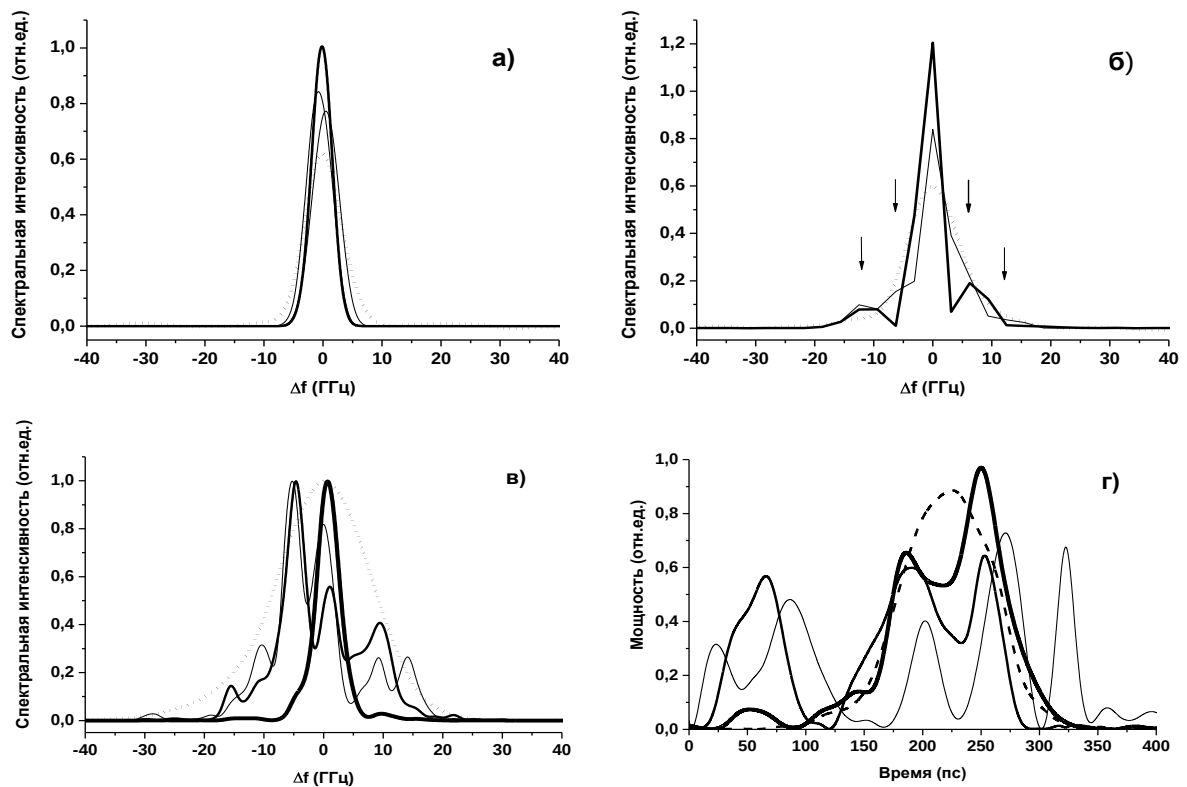


Рис.4.12. Спектры и импульсы, измеренные сверхбыстрым спектрометром (сплошные линии) и фурье-спектрометром (пунктир) в стабилизированном (а), слабо неустойчивом (б) и сильно неустойчивом (в) режимах. Рис. а): жирная сплошная линия – характерный спектр отдельного импульса, практически совпадающий со спектром, усредненным по многим импульсам; тонкие сплошные линии – спектры отдельных наиболее сильно отличающихся импульсов. Рис.б): жирная сплошная линия – характерный спектр импульса с двумя модами на боковых частотах, тонкая сплошная – характерный спектр импульса с четырьмя модами на боковых частотах (стрелками показаны положения мод на боковых частотах). Рис.в): жирная сплошная линия – спектр полностью когерентного импульса, сплошная и тонкая сплошные линии – спектры импульсов с пятью боковыми частотами. Для наглядности спектры на Рис.а) и Рис.б) нормированы по площадям, а на Рис.в) по максимальным амплитудам. Рис.г): импульсы мощности в сильно неустойчивом режиме (сплошные линии; толщина линий соответствует спектрам на Рис.в)) и импульс мощности в устойчивом режиме (штриховая линия).

Наиболее кардинальное различие спектров мы наблюдаем в режиме сильной неустойчивости. В этом режиме из-за возможности генерации различных боковых частот и конкуренции всех этих мод и фундаментальной моды, усреднённый фурье-спектр имеет гауссову форму без каких-либо особенностей как у идеального когерентного импульса, только со значительно меньшей длительностью. Реальные же спектры отдельных импульсов, измеренные в неустойчивом режиме сверхбыстрым спектрометром, имеют совершенно иной вид. Импульсы могут иметь различный спектр, хотя в реальном эксперименте многие спектры импульсов могут повторять друг друга. На Рис.4.12(в) показаны несколько наиболее различающихся импульсов. Среди них встречаются редкие практически полностью когерентные импульсы, подобные импульсам в устойчивом режиме (а). В то же время, наиболее неустойчивые импульсы имеют кроме фундаментальной моды еще 5-6 мод на боковой частоте. Более того, мы видим, что одна из боковых мод может превышать по мощности фундаментальную моду. В целом картина спектра меняется от одного записываемого импульса к другому, что характерно для сильно неустойчивого режима. Среднее по импульсам время (длина) когерентности в неустойчивом режиме обратно пропорциональна ширине фурье-спектра и составляет приблизительно $1/5$ часть от длительности импульса. Эта величина примерно соответствует длительности суб-импульсов на Рис. 4.10. Однако в терагерцевом НЛСЭ существуют, по крайней мере, две разновидности неустойчивости на боковых частотах. Неустойчивость, представленная в предыдущем разделе (Рис.4.10) – это, скорее всего, хорошо известная в теории ЛСЭ неустойчивость боковых частот на “захваченных” электронах, в то время как в эксперименте, описываемом в этом пункте, мы имеем дело с более мелкомасштабной по шкале частот модуляционной неустойчивостью (Гл.5, раздел 5.2). Во временной области она должна приводить к модуляции импульса с большим характерным временем.

Наиболее прямые измерения мощности детектором $P_1(t)$ на Рис. 4.11 были, к сожалению, невозможны в этом эксперименте, где требовалось максимальное быстродействие, которое было возможно только при двух одновременно работающих каналах осциллографа. Однако мы можем реконструировать световой импульс, используя измеряемые проекции поля по формуле:

$$P(t) \propto \text{Re}^2(E(t)) + \text{Im}^2(E(t)) \quad (4.6)$$

Такая реконструкция показана на Рис.4.2г). Видно, что в устойчивом режиме импульс является гауссоподобным, причем произведение ширины спектра (FWHM, также гауссова форма) на длительность импульса (FWHM) близко к фурье-пределу для полностью когерентного импульса ($442 \text{ ГГц} \times \text{пс}$):

$$\Delta f_{1/2} \cdot \Delta t_{1/2} = 4.1 \text{ ГГц} \cdot 96 \text{ пс} = 394 \pm 40 \text{ ГГц} \cdot \text{пс} \quad (4.7)$$

В сильно неустойчивом режиме отдельные импульсы дробятся на некогерентные между собой субимпульсы. Форма импульсов различна и заранее непредсказуема, в противоположность устойчивому режиму с практически одинаковыми спектрами и импульсами. Показанные на Рис.4.12г) два наиболее неустойчивых импульса имеют модуляции с периодом 60-80 пс и, кроме этого, еще одну существенную особенность – световой импульс как бы разбит на две части. Такая “раздвоенная” форма светового импульса собственно и порождает наиболее заметные мелкомасштабные гармоники в спектрах с $\Delta f_{\text{св}} \approx 6 \text{ ГГц}$. Необходимо отметить, что сильно неустойчивый режим является относительно редким. Чаще всего на терагерцевом НЛСЭ при резонансной частоте наблюдается режим неустойчивости средней величины, подобный изображенному на Рис.4.12 б).

Таким образом, мы видим, что классические методы спектроскопии, вполне применимые к устойчивым режимам, дают совершенно неправильный результат для импульсных экспериментов в неустойчивых режимах. В частности, по ширине “классического” спектра нельзя оценивать длительность импульса и спектральную интенсивность в отдельном импульсе. В то же время для других экспериментов, оперирующих средней по большому числу импульсов спектральной интенсивностью, классические методы спектроскопии могут быть вполне пригодны.

4.6. Измерение распределения интенсивности пучков излучения.

Визуализация терагерцевого и инфракрасного излучения

Задача о распределении интенсивности терагерцевого и инфракрасного излучения разбивается на две основные части. Первая – это диагностика достаточно мощных пучков НЛСЭ. Результаты этой диагностики были описаны в Гл.3. Она осуществлялась при помощи системы на основе как стандартных, так и крупноформатных термофлюоресцентных экранов.

Другая часть – это измерение распределения излучения с гораздо более слабой интенсивностью, которое невидимо на термофлюоресцентных экранах. Это могут быть пучки маломощного излучения НЛСЭ (менее 10 Вт) у порога генерации или первоначально мощные пучки, ослабленные при прохождении через атмосферу или исследуемые образцы. Распределение слабого излучения необходимо измерять и во многих пользовательских экспериментах, например, в интенсивно развиваемой в настоящее время терагерцевой двумерной визуализации (2D imaging).

Для решения таких задач были созданы три системы с чувствительными элементами пироэлектрического типа. В первой системе осуществляется корректное проецирование пучков среднего размера (менее 80 мм) или

изображения просвечиваемого объекта на двумерную пироэлектрическую матрицу малого размера ($12 \times 12 \text{ мм}^2$). При помощи второй системы на основе сканирующей линейки пиродетекторов могут измеряться очень слабые пучки размером до 150 мм. Отдельные эталонные измерения крупноформатных пучков проводятся при помощи одного пиродетектора, установленного на этот же двухкоординатный сканер с площадью сканирования $200 \times 200 \text{ мм}^2$.

Простейший способ визуализации невидимого излучения НЛСЭ, постоянно используемый при юстировке его пучков, – использование термобумаги (бумаги для факсов). Однако, из-за сильной нелинейности степени почернения от нагрева, этот способ (а также другие аналогичные ему) не даёт корректного распределения интенсивности, а только показывает срез интенсивности пучка на определенном уровне.

Заметим, что почерневшая от нагрева термобумага может использоваться как “негативный” экран (нагрев от пучка даёт белый отпечаток на чёрном фоне). Преимущества такого экрана состоят в гораздо меньшем времени отклика (около 30 мс против 1 с для “позитивного” экрана) и в практически неограниченном числе импульсных измерений, что очень важно при проведении юстировки. Отметим, что “видность” пучков на таком экране гораздо лучше, чем на широко используемых экранах на основе жидких кристаллов.

4.6.1. Система визуализации и измерения пучков на основе термофлюоресцентных экранов

Оптическая схема и фото системы визуализации на основе термофлюоресцентных экранов показаны на Рис.4.13 [88,89].

Основой системы является набор сменных термофлюоресцентных экранов, выпускаемый фирмой “Macken Instruments” (США) [108]. В стандартный набор входит 8 экранов размером $80 \times 80 \text{ мм}^2$, предназначенных для

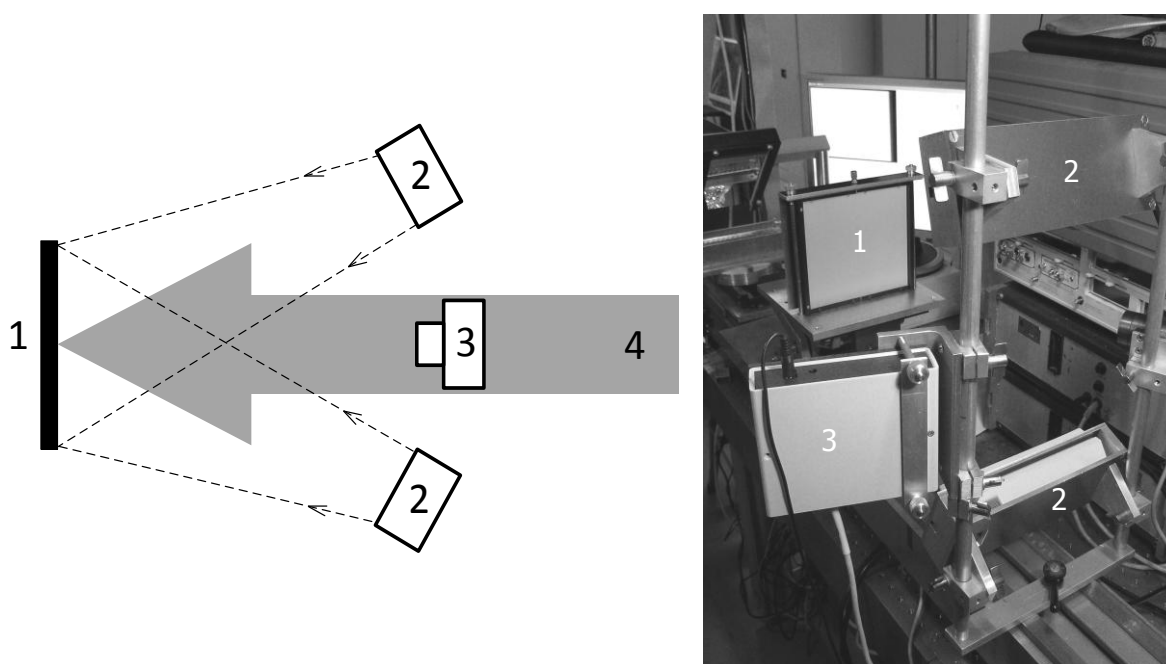


Рис.4.13. Оптическая схема и фото системы визуализации и измерения пучков излучения НЛСЭ на основе термофлюоресцентных экранов: 1 – термофлюоресцентный экран, 2 – лампы ультрафиолетовой подсветки, 3 – оптическая видеокамера, 4 – пучок излучения НЛСЭ.

различных интенсивностей излучения. По нашему заказу фирмой были изготовлены крупноформатные экраны с размером $152 \times 152 \text{ мм}^2$, которые лучше подходят для диагностики пучков НЛСЭ. При подсветке экранов лампами, излучающими мягкий ультрафиолетовый свет, они флюоресцируют желтым светом. При попадании излучения на экран и нагреве флюоресцирующего вещества происходит эффект гашения его флюоресценции по закону Мотта-Зейтца [109]. В определенном диапазоне нагрева наблюдается линейная зависимость между интенсивностью падающего на экран света и степенью почернения (уменьшения интенсивности флюоресценции) экрана. Набор экранов со слоями флюоресцирующего вещества различной толщины и различным теплоотводом позволяют работать на этом линейном участке при диагностике пучков разной интенсивности. Регистрация видимого излучения производится видеокамерой,

производства ИЯФ СО РАН на основе чёрно-белой матрицы для научных измерений размером 700×517 элементов. Для равномерности освещения используются две ультрафиолетовые лампы, установленные выше и ниже экрана на одной раме с видеокамерой. Несомненным достоинством системы является большая измеряемая площадь при весьма хорошем пространственном разрешении (от 2 до 0.1 мм для разных экранов). Другим ее достоинством является сравнительно небольшая стоимость. Следует также отметить, что помимо количественного видеорегистратора, система может быть использована и как простой визуализатор, например, при юстировке.

К недостаткам системы следует отнести, прежде всего, невысокую чувствительность экранов. Пучки НЛСЭ с характерным размером ~ 30 мм хорошо измеряются при мощностях более 15-20 Вт. Кроме этого, полноценная система в целом является весьма габаритной ($300 \times 300 \times 700$ мм³), причем наибольший размер ориентирован вдоль оси лазерных пучков, что затрудняет ее использование в настольном эксперименте.

Примеры измерения различных пучков НЛСЭ при помощи этой системы можно найти в Гл.3, этом разделе 4.6, в разделе 5.3, Гл.5, а также работах [88, 89, 109].

4.6.2. Система для измерения пучков и визуализации объектов на основе пироэлектрической матрицы

Идеальной системой регистрации пучков НЛСЭ, в том числе значительно ослабленных, была бы крупногабаритная терагерцевая матрица (152×152 мм²) с размером отдельного элемента 0.5-1 мм. Однако такие матрицы в настоящее время не производятся как по техническим, так и по коммерческим причинам. В то же время фирмой “Spiricon” (США) давно и в большом количестве выпускаются терагерцевые модификации пироэлектрических камер для

диагностики лазерных пучков типа “Ругосам III” со сравнительно небольшим размером матрицы детекторов – $12.4 \times 12.4 \text{ мм}^2$ (124×124 элемента) [110].

На первый взгляд кажется невозможным их использование для диагностики больших по размеру квазиоптических терагерцевых пучков. Фокусируя такие пучки на камеру с целью уменьшения их размера, мы в общем случае получаем искаженное пространственное распределение пучка из-за сильного влияния дифракции. На качественном элементарном уровне это можно объяснить следующим образом. В приближении геометрической оптики ($\lambda \rightarrow 0$) таких проблем нет, т.к. лучи при фокусировке проецируются в любом сечении подобным образом. В терагерцевом диапазоне мы должны оперировать гауссовыми модами для открытого пространства (Гл.1, 1.1.2-1.1.3). Пучки на рабочих станциях имеют достаточно большие радиусы кривизны волнового фронта (Гл.3, 3.1), так что для этой задачи фронты измеряемых пучков можно считать плоскими. Далее любой пучок мы можем разложить на гауссовы моды, подобно тому, как это делалось в разделе 1.2, Гл.1, и затем проследить, как эти моды ведут себя при фокусировке. В самом общем виде мы получим, что сложение гауссовых мод в различных сечениях будет давать различное поперечное распределение интенсивности пучка из-за того, что различные гауссовы моды при распространении вдоль оси приобретают согласно формулам (1.37) и (1.52) различные фазы.

Однако если детально проследить за этими фазами, то можно найти приближения, когда разности фаз являются небольшими. Точнее, они являются приемлемыми для практического использования фокусировки в диагностике пучков. Фактически мы найдем область параметров, где квазиоптический терагерцевый пучок приблизительно следует законам геометрической оптики. Исходя из практических потребностей НЛСЭ, задача может быть сформулирована так: требуется спроецировать (сфокусировать) пучок терагерцевого излучения на плоскость камеры с уменьшением

приблизительно в 5-10 раз таким образом, чтобы возникающие искажения в поперечном распределении интенсивности пучка были много меньше пространственных особенностей пучка с характерным размером примерно в $1/5$ от характерного размера самого пучка (характерного размера его нулевой моды). Другими словами, мы допускаем мелкомасштабные по поперечному размеру (но малые по амплитуде) искажения пучка и не допускаем искажения основных низкочастотных деталей в пучке. На языке модового разложения это означает, что разница в фазах первых восьми гауссовых мод, которые воспроизводят указанные выше детали пучка, не должна превышать критической величины, т.е. быть в несколько раз меньше π , скажем не превышать $\pi/4$. Поскольку согласно (1.37) и (1.52) разность фаз возрастает с увеличением индекса, критической для нашей задачи будет разность фаз между нулевой и примерно восьмой модами.

Согласно теории гауссовых пучков, все гауссовы моды фокусируются в одну и ту же перетяжку (минимальный размер с плоским волновым фронтом). Поэтому для удобства расчетов поместим начало координат в эту точку оси z (Рис.4.14). Единственный параметр, который мы можем менять произвольно в этой задаче – это фокусное расстояние фокусирующего элемента. В новой системе координат задача формулируется так: при переходе от плоскости камеры к исходной плоскости пучка разность фаз между нулевой и восьмой модами не должна превышать $\pi/4$ (45°).

Из теории гауссовых пучков мы по размеру пучка ω и радиусу кривизны R его волнового фронта можем найти размер пучка в перетяжке ω_0 и расстояние по оси между фронтом и перетяжкой. Учитывая очень большой радиус кривизны фронта пучков НЛСЭ, можем считать $R = F$, где F – фокусное расстояние фокусирующего элемента камеры, и получить [111]:

$$\omega_0 = \omega \cdot \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{\pi^2 \omega^4}{\lambda^2 R^2}}} \approx \frac{\lambda R}{\pi \omega} \quad (4.8)$$

$$z_F = \frac{R}{1 + \frac{\lambda^2 R^2}{\pi^2 \omega^4}} \approx R, \quad (4.9)$$

где учтено, что для практически интересных параметров $\frac{\pi^2 \omega^4}{\lambda^2 R^2} \gg 1$.

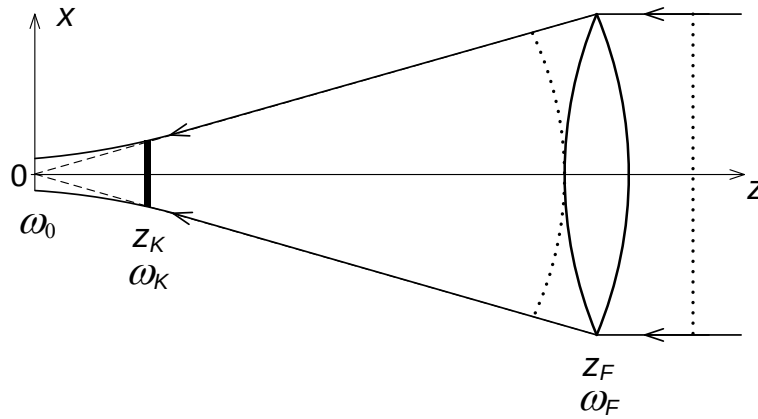


Рис.4.14. Оптическая схема фокусировки пучка излучения НЛСЭ на пироэлектрическую камеру: каустика пучка – сплошные линии со стрелками, волновые фронты – пунктирные линии, матрица камеры – жирная сплошная линия. Фокус (перетяжка) пучка находится в точке $z = 0$.

Разность фаз $\Delta\varphi(R, \omega, \lambda)$ между нулевой и восьмой модами (по каждой из прямоугольных координат), согласно (1.52):

$$\Delta\varphi(R, \omega, \lambda) = 16 \cdot \left[\arctg\left(\frac{z_F}{\beta}\right) - \arctg\left(\frac{z_K}{\beta}\right) \right], \quad (4.10)$$

$$\beta = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}, \quad (4.11)$$

$$z_K = \beta \cdot \sqrt{\left(\frac{\omega_K}{\omega_0}\right)^2 - 1}. \quad (4.12)$$

В формуле (4.12) учтено, что фокусировка различных пучков на камеру производится оптимальным образом. В нашем случае это означает, что коэффициент уменьшения исходного пучка на камеру минимальный, но достаточный для его полного отображения. Для камеры размером $12 \times 12 \text{ мм}^2$ легко получить требуемое значение $\omega_K \approx 2\sqrt{2} \approx 3 \text{ мм}$. На Рис.4.15 показаны результаты расчета разности фаз $\Delta\varphi(R, \omega, \lambda) = \Delta\varphi(F, \omega(\lambda), \lambda)$ как функции от фокусного расстояния фокусирующего элемента для минимальной и максимальной длин волн терагерцевого НЛСЭ и реальных размеров соответствующих пучков на диагностической станции (Гл.3, 3.1). Видно, что для достижения условия $\Delta\varphi \leq 45^\circ$ необходим фокусирующий элемент с фокусным расстоянием менее 60 мм. Поскольку пучки терагерцевого НЛСЭ на диагностической станции имеют примерно такой же полный размер, для качественной фокусировки требуется асферическая оптика.

В дополнение к вышеприведенным расчётам получим простую грубую оценку для фокусного расстояния фокусирующего элемента. Размытие деталей пучка при фокусировке вызвано дифракцией. Дифракционное увеличение размера особенности на пучке размером $\tilde{a} = a/5$ при фокусировке будет $\Delta\tilde{a} = \lambda F / \tilde{a} - \tilde{a}$. Это размытие должно быть в несколько раз меньше, чем $\tilde{a} / K$, где K – коэффициент уменьшения. Отсюда мы получаем оценку $F < \tilde{a}^2 / \lambda = a^2 / 25\lambda$. Для характерного размера пучка 30 мм и длины волны 0.24 мм, получаем, что F должно быть в несколько раз меньше 140 мм. Это хорошо соответствует значению $F_{\max} = 60 \text{ мм}$, полученному в более точном модовом расчете. Ценность же этой простой оценки состоит в полученной

явно пропорции $F \sim 1/\lambda$. Она сразу показывает отсутствие каких-либо проблем при отображении с уменьшением пучков НЛСЭ дальнего инфракрасного и инфракрасного диапазонов при помощи этой же системы.

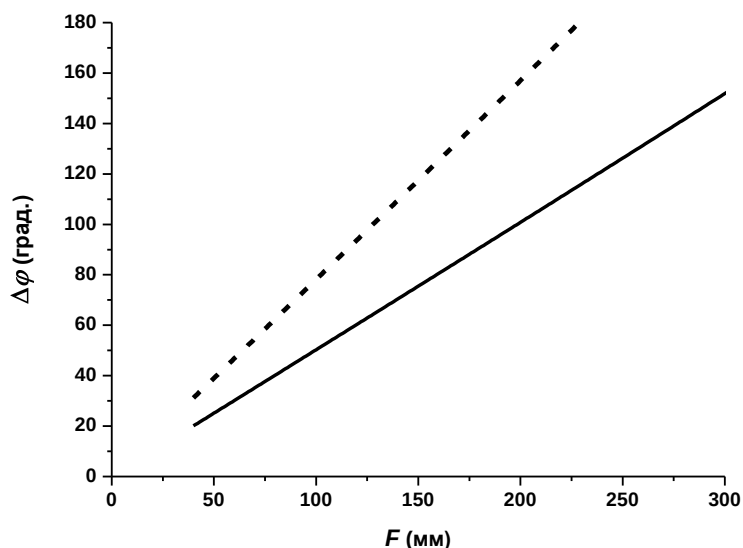


Рис.4.15. Разность фаз между нулевой и восьмой (по каждой из прямоугольных координат) модами открытого пространства для минимальной (90 мкм, сплошная линия) и максимальной (240 мкм, пунктирная линия) длин волн терагерцевого НЛСЭ как функция фокусного расстояния фокусирующего элемента.

Для демонстрации справедливости вышеприведенных расчетов на Рис.4.16 приведены два распределения одного и того же терагерцевого пучка в наиболее неблагоприятном длинноволновом диапазоне. Первое снято на термофлуоресцентном экране в реальном размере. Второе — пироэлектрической камерой с уменьшением в 8 раз при помощи комбинированной линзы с эквивалентным фокусным расстоянием 120 мм, несколько больше, чем следует из вышеприведенного расчёта. Реально комбинированная линза была составлена из четырёх имеющихся сферических линз, что заведомо хуже одной короткофокусной асферической линзы. Тем не

менее, видно, что камера достаточно корректно (с приемлемыми искажениями) отображает исходный пучок.

Достоинствами такой системы являются меньшие габариты, чем у системы с термофлюоресцентными экранами и примерно на три порядка более высокая чувствительность. Поэтому на ней можно измерять не только мощные пучки НЛСЭ, но и сильно ослабленное излучение в различных пользовательских экспериментах.

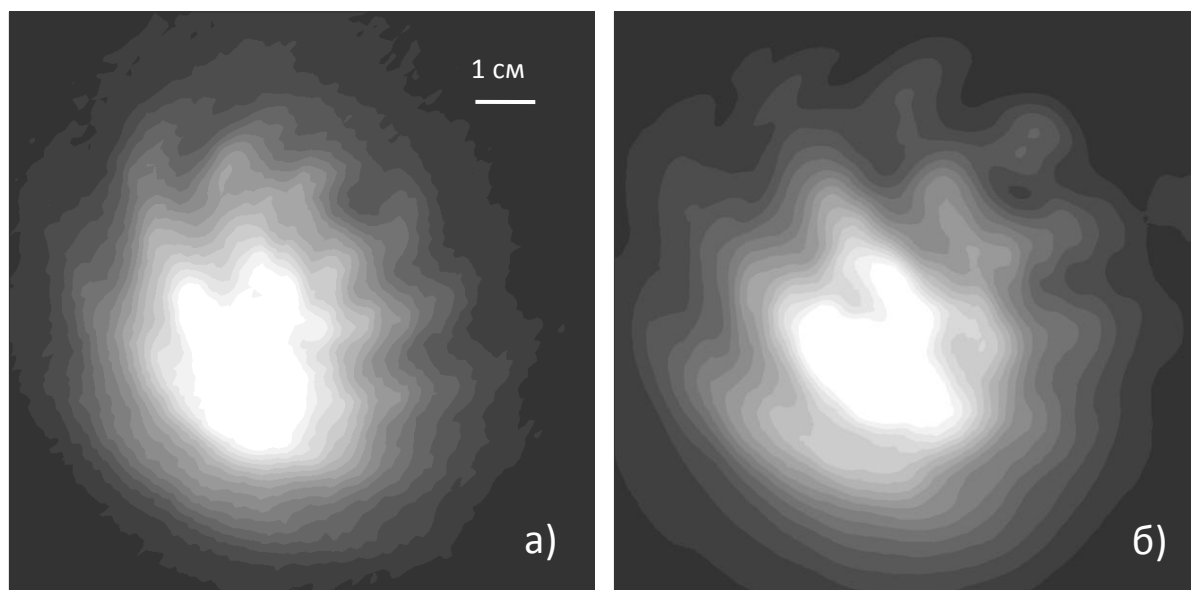


Рис.4.16. Изображение пучка терагерцевого ЛСЭ с длиной волны 205 мкм на термофлюоресцентном экране (а) и уменьшенное в 8 раз изображение этого же пучка, предварительно ослабленного в 850 раз, на пирозлектрической камере Ругосат III (б). Соседние уровни равной интенсивности отличаются на 5 %.

Что касается формы самого распределения интенсивности излучения на Рис.4.16, то в этом эксперименте пучок специально отражался от зеркала так, что своим верхним правым краем попадал на малое круглое отверстие диаметром всего 2 мм. Получающееся распределение является наглядной иллюстрацией сразу двух важных для физики пучков НЛСЭ эффектов.

Во-первых, наблюдаемые на пучке кольца можно рассматривать как результат интерференции невозмущенного пучка с расходящейся от отверстия сферической волной возмущения. Именно волны такой природы дают удвоение геометрических потерь на возмущениях в оптических резонаторах (раздел 1.1, Гл.1). Во-вторых, мы явно видим проявление эффекта интерференционного усиления возмущений пучка, рассмотренного в разделе 2.2, Гл.2. По этой причине для сохранения качества пучков излучения необходимо избегать его малейших возмущений. В частности, ответвление части мощности пучка (например, в спектрометр) необходимо проводить при помощи пространственно-однородного делителя.

В случае визуализации объектов, в отличие от визуализации пучков, мы имеем определенное положение объекта вдоль оси z . Поэтому, изображая с уменьшением плоскость объекта на плоскость камеры, мы можем корректно отобразить структуру объекта в проходящем свете. На Рис.4.17 показаны примеры такой визуализации непрозрачных и частично прозрачного предметов. Поскольку в этих экспериментах использовалась линза с относительным отверстием ≈ 1 , то пространственное разрешение такой системы будет примерно равно $\lambda \cdot K$. На изображениях объектов также можно видеть дифракционные волны возмущения, исходящие как бы от границ объектов, подобные возмущению на предыдущем рисунке. На изображении частично прозрачного предмета в) – прищепки из полипропилена просматриваются внутренние полости (области меньшей оптической толщины), невидимые в видимом свете. Такие применения терагерцевого излучения для диагностики диэлектрических материалов, непрозрачных включений и вложений в диэлектрические материалы, а также для неионизирующих систем контроля безопасности интенсивно развиваются в настоящее время.

В заключение этого раздела отметим, что фирма Spiricon недавно выпустила в продажу камеры увеличенного формата Ругосат IV (320×320 элементов, 26×26 мм²) [110], применение которых для изображения тех же пучков уменьшит их искажение, а для систем визуализации улучшит их пространственное разрешение за счёт уменьшения требуемого коэффициента уменьшения.

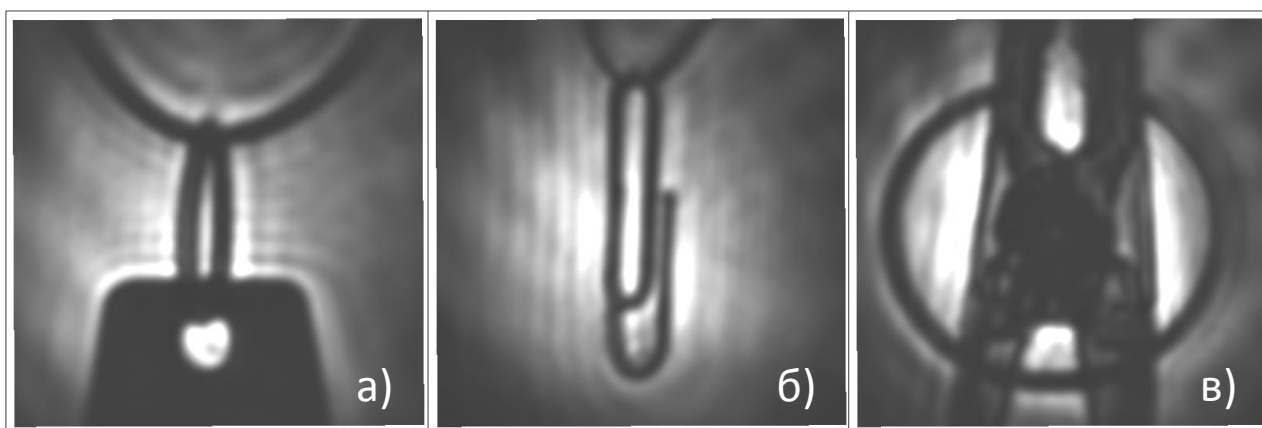


Рис.4.17. Уменьшенные в 3 раза изображения непрозрачных предметов (а – ключ на двух кольцах, б – металлическая скрепка на кольце) и частично прозрачного предмета (в – прищепка из полипропилена) на фоне пучка излучения терагерцевого НЛСЭ с длиной волны 118 мкм, полученные при помощи системы на основе камеры Ругосат III.

4.6.3. Крупноформатные сканирующие системы на основе отдельных пироприёмников

Для измерения распределения излучения НЛСЭ в некоторых экспериментах, в которых применяются или возникают пучки очень большого размера и малой интенсивности, использование диагностик, описанных в разделах 4.6.1 и 4.6.2 невозможно. Для этих случаев созданы две системы на основе отдельных пироэлектрических детекторов МГ-33 [88,89]. Детекторы выпускаются в России (г. Новосибирск) и имеют приёмную площадку 1×1 мм².

Обе системы используют один и тот же двухкоординатный сканер с шаговым приводом фирмы Standa (Литва) и диапазоном перемещения по каждой из координат в 200 мм. В первой системе используются 30 пирозлектрических детекторов, собранные в линейку из сдвинутых на половину периода рядов длиной 150 мм из 15 детекторов каждый, так что получается поперечный шаг между соседними детекторами равный 5 мм. Сигналы с детекторов подаются на многоканальный АЦП КАС-204 (ИЯФ СО РАН)[112]. Во второй системе используется один измерительный детектор.

Главной проблемой первой системы является различие частотных зависимостей откликов отдельных детекторов. Несмотря на то, что все рабочие детекторы были отобраны из примерно 100 шт. испытываемых детекторов при помощи измерений на фурье-спектрометре и НЛСЭ, различия их откликов остаются весьма значительными (до 2 раз). Основной причиной этого является сильная и индивидуальная частотная зависимость пропускания входного окна каждого детектора (плоскопараллельные пластины из Ge разной толщины и клиновидности), обусловленная Фабри-Перо эффектом. Это приводит к тому, что на разных длинах волн НЛСЭ мы имеем разное соотношение чувствительностей детекторов.

Сканирующие системы предполагают достаточно длительные измерения, когда мощность и длина волны НЛСЭ могут претерпевать изменения из-за дрейфов параметров его ускорительной и электронно-оптической систем. При использовании обычных квантовых лазеров с автоматически строго фиксированной длиной волны эта проблема эффективно решается использованием дополнительного нормирующего детектора. Но при использовании ЛСЭ, в которых возможен дрейф длины волны, из-за различий частотных зависимостей откликов различных детекторов такая нормировка может оказаться совершенно неэффективной.

Для решения этой проблемы на НЛСЭ применялась следующая методика измерений. Во-первых, включалась специальная программа стабилизации длины волны. Текущая длина волны при этом циклически измерялась описанным в разделе 4.2.2 этой главы спектрометром-монохроматором на дифракционных решетках, а компенсация её дрейфа проводилась при помощи изменения тока ондулятора. Далее, непосредственно после сканирования пучка линейка детекторов поворачивалась на специальном точном поворотном устройстве на 90° и осуществлялось калибровочное сканирование детекторами по одной и той же линии пучка. По этим сигналам детекторов определялись коэффициенты чувствительности детекторов для используемой длины волны НЛСЭ. После этого, сигналы первого измерения делились на эти коэффициенты и сигнал с отдельного детектора нормировки мощности. В результате получалось искомое распределение интенсивности пучка.

Линейка пиродетекторов позволяет ускорить измерения по сравнению с одноканальным детектором, но она, имеет пространственное разрешение в несколько раз больше, чем размер детектора, из-за дифракционных эффектов на прерывателе излучения, который необходим всем пиродетекторам и который в этой системе по конструктивной необходимости удален от этих детекторов.

Поэтому в другой сканирующей системе, используемой для особо точных пространственных измерений маломощных пучков, используются только два (измерительный и опорный) пироэлектрических детектора, соединенных с синхронными усилителями сигналов SR 830 (Stanford Research System, США). При этом ввод излучения в измерительный детектор осуществляется специальным способом, минимизирующим возмущение пучка.

4.7. Регулируемые ослабители мощного излучения НЛСЭ

Во многих экспериментах на НЛСЭ требуется регулируемое ослабление его мощности. Такая задача является тривиальной для большинства обычных лазеров с выходной мощностью менее 1 Вт, для которых требуется только некий набор калиброванных однородных диэлектрических ослабителей. В случае НЛСЭ они также могут использоваться после ослабления его мощности до этого уровня. Если же такие ослабители ввести в мощный пучок НЛСЭ, то они разрушатся из-за температурного разогрева и эффекта лазерной абляции. Таким образом, для НЛСЭ требуются специальные ослабители мощного излучения с коэффициентом ослабления мощности на 2-3 порядка величины. Ниже описаны два таких устройства. В разделе 4.7.1 рассмотрен пространственно-однородный поляризационный ослабитель, не изменяющий форму ослабляемого пучка. В разделе 4.7.2 представлен пространственно-неоднородный дифракционный ослабитель, работающий, наоборот, за счёт сильного изменения распределения интенсивности пучка.

4.7.1. Поляризационный ослабитель

Для генерации излучения в НЛСЭ используются плоские ондуляторы и поэтому его излучение линейно поляризовано. В случае, когда требуется плавное ослабление мощности излучения от исходного значения, простейшим поляризационным ослабителем мощности будет одномерная решетка-поляризатор, наклоненная под углом Малюжинца (раздел 4.2.2). Исходя из механических и оптических требований, такие решетки изготавливают обычно из золоченных вольфрамовых проволок. При периоде решетки много меньшем длины волны она в первом приближении является для падающей волны

практически однородной структурой, свойства которой зависят только от направления поляризации. Для поляризатора, повернутого вокруг оси пучка на угол θ к направлению поляризации (наклон проволок к направлению вектора электрического поля), проходящая мощность пропорциональна $\sin^2 \theta$. Небольшая часть мощности (менее 1%), согласно формуле (2.2) и Рис.2.4 поглощается проволоками и при не слишком малом сечении пучков отводится из поляризатора конвекцией и теплопроводностью проволок, не приводя к их значительной деформации и ухудшению оптических свойств поляризатора. Остальная часть мощности отражается от поляризатора и ее следует направить на поглотитель мощного излучения, например, керамическое покрытие на меди (раздел 4.3.2).

Обычно поляризатор-ослабитель удобнее располагать нормально к падающему излучению. Однако при этом следует иметь в виду, что в открытом состоянии он будет пропускать, согласно Рис.4.3, только 91-92 % мощности.

В том случае, когда за ослабителем располагаются поляризационно-чувствительные устройства, необходимо, чтобы при ослаблении направление поляризации не изменялось. Для этого вместо одной решетки-поляризатора, которая изменяет направление поляризации, применяются две решетки, расположенные последовательно. При этом вторая выходная решетка ориентируется на максимальное прохождение желаемой поляризации (проволоки перпендикулярны вектору электрического поля), а первая плавно поворачивается вокруг оси пучка. В такой конструкции возникают последовательные многократные отражения излучения от решеток. Поэтому, во избежание уширения пучка, такой двойной ослабитель следует располагать под не слишком большим углом к оси пучка. При этом отраженная часть излучения попадает снова в канал, но она практически не попадает в оптический резонатор и не оказывает влияния на работу лазера.

Коэффициент пропускания мощности двойного поляризационного ослабителя будет различным для ослабления максимального значения импульсной мощности и для ослабления средней мощности. Действительно, для импульсной мощности существенно только прохождение первого импульса, в то время как для средней мощности надо, кроме первого, учитывать бесконечную последовательность отраженных затухающих импульсов. Расстояние между решетками с несколько раз больше длины импульса, поэтому мы имеем цуг пространственно-разделенных импульсов, не интерферирующих между собой. Нетрудно получить следующие выражения для теоретических функций пропускания импульсной T_p и средней T_{cw} мощности:

$$T_p = T_0^2 \cdot \sin^4 \theta, \quad (4.13)$$

$$T_{cw} = T_0^2 \cdot \frac{2 \sin^4 \theta}{1 + \sin^2 \theta}, \quad (4.14)$$

где $T_0 = 0.92$ – максимальное пропускание одного поляризатора при нормальном угле падения (Рис.4.3). Из этих формул видно, что теоретические пропускания импульсной и средней мощности для малых ненулевых углов различаются в два раза. Сравнение теоретических зависимостей с экспериментом для проволочных поляризаторов с периодом 20 мкм и диаметром проволок 10 мкм показано на Рис.4.18. Главное различие теории и эксперимента состоит в величине минимального пропускания при угле $\theta = 0$. Минимальные пропускания, в отличие от теории, не равны нулю и составляют 0.95 и 0.94 % для средней и импульсной мощности, соответственно.

Цельнометаллические проволочные поляризаторы отлично подходят для терагерцевого НЛСЭ. Однако их минимальный период составляет 20 мкм при диаметре проволок 10 мкм, что не допускает их эффективного использования

для излучения дальнего инфракрасного и инфракрасного НЛСЭ. В этих случаях используются поляризаторы с малым периодом, изготовленные методом фотолитографии на полипропиленовой подложке. Их оптимизация и измерение их лучевой стойкости являются предметом исследований в настоящее время. Для максимальной выходной мощности НЛСЭ они, вероятно, потребуют принудительного воздушного охлаждения.

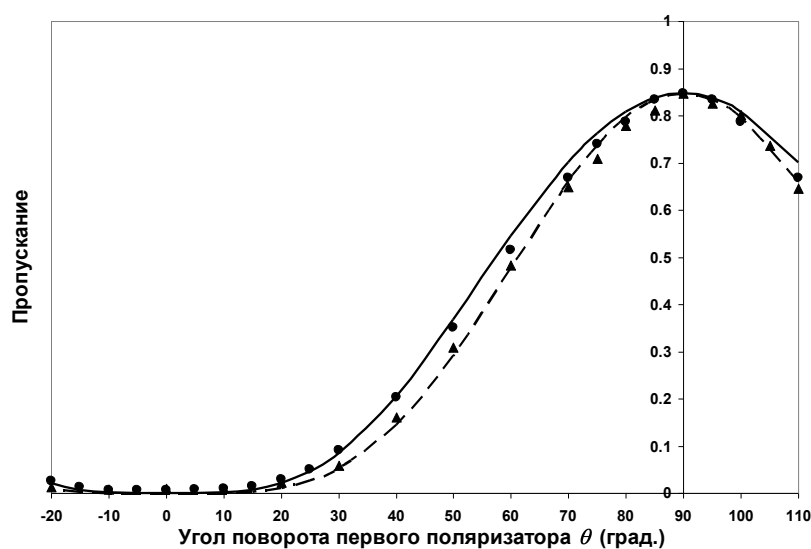


Рис.4.18. Пропускание двойного поляризационного ослабителя для импульсной (теория – штриховая линия, эксперимент – треугольные точки) и средней (теория – сплошная линия, эксперимент – круглые точки) мощности. Длина волны терагерцевого НЛСЭ, используемого в этом эксперименте, была равна 130 мкм.

Отметим еще одно полезное свойство двойного поляризационного ослабителя. В ряде экспериментов требуется повернуть поляризацию излучения НЛСЭ на некоторый угол. В отличие от одиночного поляризатора, у которого эффективность поворота поляризации при приближении к 90° спадает до нуля, двойной поляризатор может произвести такой поворот с эффективностью 25 % (1/4).

4.7.2. Дифракционный ослабитель

Помимо поляризационного существует другой более простой и дешевый способ ослабления мощного излучения НЛСЭ. Если на пути пучка с характерным размером ω поместить диафрагму виде малого отверстия диаметром d_h в металлической пластине с керамическим напылением, то пропускание такой системы будет равно $2d_h^2/\omega^2$. Пучок за отверстием имеет дифракционное распределение, которое эффективно преобразуется в гауссов пучок нужного размера при помощи линзы или зеркала с соответствующим фокусным расстоянием (Гл.3, 3.1). Керамическое напыление на пластине оставляется без обработки, т.е. шероховатым – в этом случае отраженная от пластины доля излучения (20 %, Рис.4.7) будет иметь более благоприятное диффузионное распределение.

В тех случаях, когда требуется ослабление очень мощного излучения до очень низкого уровня (например, при калибровке чувствительных детекторов), можно использовать несколько таких последовательно расположенных диафрагм.

Недостатком дифракционного ослабителя является его большой линейный размер для коротких волн из-за малой дифракционной расходимости. Однако эта проблема легко решается путем подходящей предварительной фокусировки пучка на очень малое отверстие при помощи параболического зеркала.

Кроме этого, как уже отмечалось, такой ослабитель непригоден в случаях, когда требуется сохранить распределение интенсивности исходного пучка.

Реально на НЛСЭ ослабители этого типа применяются: перед основным пироэлектрическим датчиком генерации, расположенном непосредственно у выходного окна оптического резонатора; в оптическом канале перед фурье-

спектрометром, а также в различных экспериментах с фурье-фильтрацией исходного пучка.

Глава 5

Эксперименты с излучением НЛСЭ

В этой главе описываются отдельные эксперименты с излучением НЛСЭ, выполненные, в основном, на метрологической станции. Все эксперименты с излучением НЛСЭ можно разделить на четыре условные группы. Первая группа включает эксперименты, в которых определяются основные параметры НЛСЭ при помощи приборов и методов, описанных в Гл.4. Сюда же можно отнести эксперименты со специальным изменением режимов работы НЛСЭ, в том числе режимы генерации излучения на высших гармониках. Эти эксперименты описаны в разделах 5.1-5.3.

Вторая группа экспериментов – это технологические эксперименты, в основном связанные с измерением оптических параметров различных материалов и периодических структур, необходимых для нормального функционирования НЛСЭ и приборов для их диагностики. Часть таких экспериментов уже была описана в Гл.4. Здесь эта группа представлена только измерениями принципиально важного для НЛСЭ материала – синтетического CVD-алмаза (раздел 5.4).

Третья группа – это специфические эксперименты, целью которых является демонстрация уникальных параметров и возможностей НЛСЭ. Характерной особенностью этих экспериментов, описанных в разделе 5.5, является то, что параметры излучения НЛСЭ в них близки к максимально возможным рекордным параметрам. Такие эксперименты часто являются основой для последующих пользовательских экспериментов в различных областях. Некоторые явления, такие как лазерная абляция и оптический разряд, в принципе, хорошо известны, но в терагерцевой области впервые

были продемонстрированы на НЛСЭ. В других случаях, например, друммондова света (раздел 5.5.3), была получена совершенно новая физическая информация о самом явлении. Как и в случаях абляции и оптического разряда, это явление можно наблюдать и на мощных лазерах другого типа. Но терагерцевое излучение НЛСЭ даёт ряд специфических особенностей, существенно обогащающих физику этих явлений, в частности новой метрологической информацией.

Наконец, последняя четвертая группа относится к многочисленным и разнообразным пользовательским экспериментам. В этих экспериментах проводились исследования междисциплинарного интеграционного характера. Участниками работ, проводимых в рамках соответствующих проектов и программ Центра коллективного пользования терагерцевого излучения на базе НЛСЭ, были и являются сейчас многие институты РАН. Каждое из этих исследований довольно специфично и поэтому их подробное описание выходит за рамки данной работы. Эта группа экспериментов представлена только лишь исследованиями в области сверхбыстрой газовой спектроскопии, выполненными совместно с ИХКиГ СО РАН. Эти эксперименты тесно связаны со сверхбыстрой спектроскопией излучения НЛСЭ, описанной в Гл.4.

Остальные эксперименты связаны с исследованиями: высокочувствительных охлаждаемых терагерцевых полупроводниковых детекторов и плазмонов в полупроводниках [113-116], метаматериалов на основе специфических металло-полупроводниковых периодических структур [117-118], оптических свойств различных фильтров на основе периодических металлических структур [84,86,87], оптических свойств композитов с углеродными нанотрубками [120,121], горения и детонации водородо-кислородных смесей по поглощению терагерцевого излучения [122,123], рассеяния терагерцевых волн на водяном тумане [124] и др.

Заметим, что наиболее целесообразными пользовательскими экспериментами на НЛСЭ являются те, которые по необходимости используют хотя бы одно из трёх уникальных свойств излучения НЛСЭ (плавно перестраиваемая длина волны, большая импульсная мощность, большая средняя мощность). Иные эксперименты заведомо лучше проводить с использованием других источников, например, газовых или полупроводниковых лазеров. Примером идеального пользовательского эксперимента на НЛСЭ является сверхбыстрая газовая спектроскопия. В ней используются все уникальные свойства излучения НЛСЭ.

5.1. Измерение феноменологических параметров НЛСЭ

Как было описано в разделе 1.3, Гл.1, выходная мощность ЛСЭ для определенной модовой конфигурации, определяемой геометрией оптического резонатора, может быть представлена как функция трех феноменологических параметров: коэффициента усиления активной среды, внутренних потерь в оптическом резонаторе и интенсивности насыщения активной среды. Измерение этих параметров позволяет проверить точность расчетных моделей и методов, а также оптимизировать работу лазеров с учетом их реальных величин. Последнее в особенности относится к коэффициенту усиления и интенсивности насыщения активной среды. Они зависят от многих параметров электронного пучка, некоторые из которых точно не известны, что не позволяет делать их точный расчёт.

5.1.1. Измерение потерь в оптическом резонаторе

Измерение потерь в оптических резонаторах является важнейшей диагностикой НЛСЭ, т.к. эти измерения, как будет показано ниже, являются

также основой для определения и других его феноменологических параметров. Расчет потерь в оптических резонаторах НЛСЭ имеет особенностью то, что он при типичных условиях НЛСЭ может быть произведен, как было описано в Гл.1, без учета параметров электронного пучка. Тем не менее, расчётные приближенные аналитические модели всегда нуждаются как в экспериментальном подтверждении, так и в определении границ их применимости.

Кроме этого, измерение потерь оптического резонатора необходимо регулярно проводить для того, чтобы знать состояние отражающей поверхности зеркал, которое может изменяться под воздействием мощного излучения при наличии неблагоприятных факторов, например, влаги и пыли при аварийном прожиге вакуумной камеры электронным пучком.

Лазеры на свободных электронах, в частности НЛСЭ, являются уникальными приборами для проверки расчетов потерь, связанных с оптическими элементами резонатора (зеркала, диафрагмы, скреперы, волноводы и т.д.). Эта уникальность объясняется отсутствием в этих лазерах других потерь, присущих газоразрядным газовым и твердотельным лазерам из-за неоднородности и рассеяния среды, в которой распространяется мода их излучения. Другое важное свойство ЛСЭ – это практически безинерционная активная среда. В отличие от обычных лазеров, усиление в ЛСЭ может включаться и выключаться очень быстро путем включения/выключения электронного пучка. Это позволяет проводить прямые измерения потерь и коэффициента усиления, что кардинально улучшает их точность. Большая длина резонаторов НЛСЭ также облегчает эти измерения.

Как уже упоминалось ранее, оптимизация оптических резонаторов и измерение их потерь проводилось в два этапа. На первом этапе собирался стартовый оптический резонатор с минимальными полезными потерями (минимальные отверстия в зеркалах диаметром 3.5 мм для терагерцевого

НЛСЭ и отверстия диаметрами 3 и 4 мм для НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона). На этом резонаторе измерялись феноменологические параметры, и по ним рассчитывалась оптимальная выходная связь (Гл.1, раздел 1.3). Затем собирался номинальный оптический резонатор с оптимальной выходной связью, обеспечивающей максимальную выходную мощность, и проводились измерения этого резонатора.

Потери в оптических резонаторах НЛСЭ терагерцевого и дальнего инфракрасного диапазона измерялись при помощи детекторов Шоттки с антенной бегущей волны в уголкового отражателе (Гл.4, 4.4.1). Ввиду того, что излучение НЛСЭ весьма специфично для таких приборов (большая импульсная и средняя мощности), для всех длин волн проводились специальные эксперименты по определению диапазона линейных сигналов, в которых сигнал пропорционален мощности. Измеряемые сигналы терагерцевого НЛСЭ при помощи ослабителей всегда устанавливались в этот диапазон. Для НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона детекторы Шоттки работают на пределе своих возможностей, когда частота излучения сравнивается с граничной частотой диода (6 ТГц). При этом линейный диапазон наблюдался только для малых сигналов и было более предпочтительно работать с сигналами при небольшой нелинейности. В этом случае нелинейная характеристика отклика тщательно измерялась и по ней рассчитывалась реальная зависимость выходной мощности НЛСЭ.

На Рис.5.1а) показаны расчетные и экспериментальные потери стартового резонатора терагерцевого НЛСЭ. Эксперименты проводились сразу после запуска этого ЛСЭ в 2003 году [65,79]. В них измерительная аппаратура находилась вблизи выходного отверстия НЛСЭ, т.е. находилась в радиационно-опасном помещении. Позже были выполнены две серии измерений потерь номинального оптического резонатора в 2004 и 2007г., показанные на Рис.5.1б) треугольными и круглыми точками, соответственно

[62,66]. Эти измерения имеют большее число точек, т.к. проводились в более удобных условиях, – излучение выводилось на метрологическую станцию в безопасном пользовательском зале.

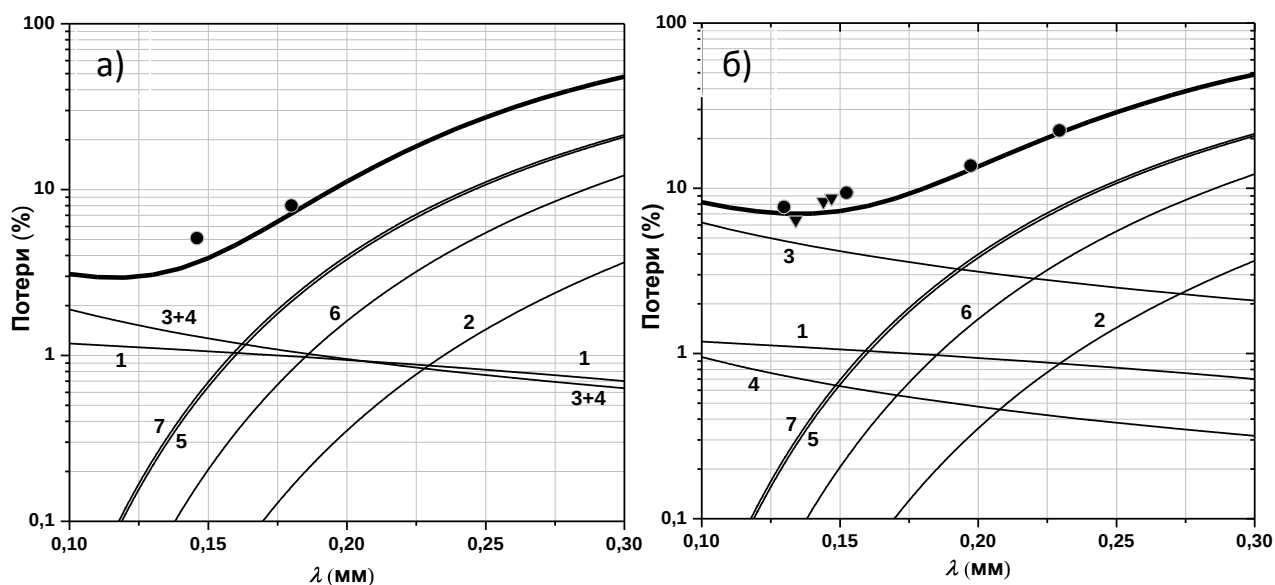


Рис.5.1. Экспериментальные (точки) и расчетные (жирные линии) потери на круговой обход в стартовом (а) и номинальном (б) оптических резонаторах терагерцевого НЛСЭ. Тонкие линии показывают зависимости отдельных компонент потерь. Номера у линий соответствуют номерам элементов потерь на Рис.2.3 и в Табл.2.3: 1 – омические потери на зеркалах, 2 – потери на наружных диафрагмах зеркал, 3 и 4 – потери на выходных отверстиях в зеркалах, 5-7 – потери на наиболее узких наружных диафрагмах в оптическом резонаторе.

Осциллограммы измерений 2007 г., охватывающие наиболее широкий диапазон длин волн, показаны на Рис.5.2 а-г). Первые три осциллограммы (а-в) имеют классический экспоненциальный характер, в то время как при очень больших потерях (г) ослабление излучения во времени имеет более сложный вид из-за искажения моды после второго периода (кругового обхода). На Рис.5.2д) показана зависимость потерь от номера кругового обхода резонатора, для которого вычисляются эти потери. В этом случае потери нужно вычислять по первому периоду после выключения – именно такие потери имеют место в стационарном режиме НЛСЭ. Видно, что эта

экспериментальная точка потерь, как и другие точки для меньших потерь, хорошо согласуется с теоретическим расчетом. Это позволяет сделать заключение о том, что метод аналитического приближенного расчета потерь в открытых резонаторах, изложенный в разделе 1.1, Гл.1, в применении к резонатору терагерцевого НЛСЭ ($g = 0.75$) хорошо работает при уровне потерь до 23%. В разделе 1.1, Гл.1 отмечалось, что предложенный метод должен хорошо работать при потерях до 10 % для резонаторов с $|g| = 0.5-0.9$. Для резонатора с $|g| = 0.8$ метод давал наилучшее совпадение с численными расчетами для потерь до 20-25 %, что хорошо соответствует нашему эксперименту.

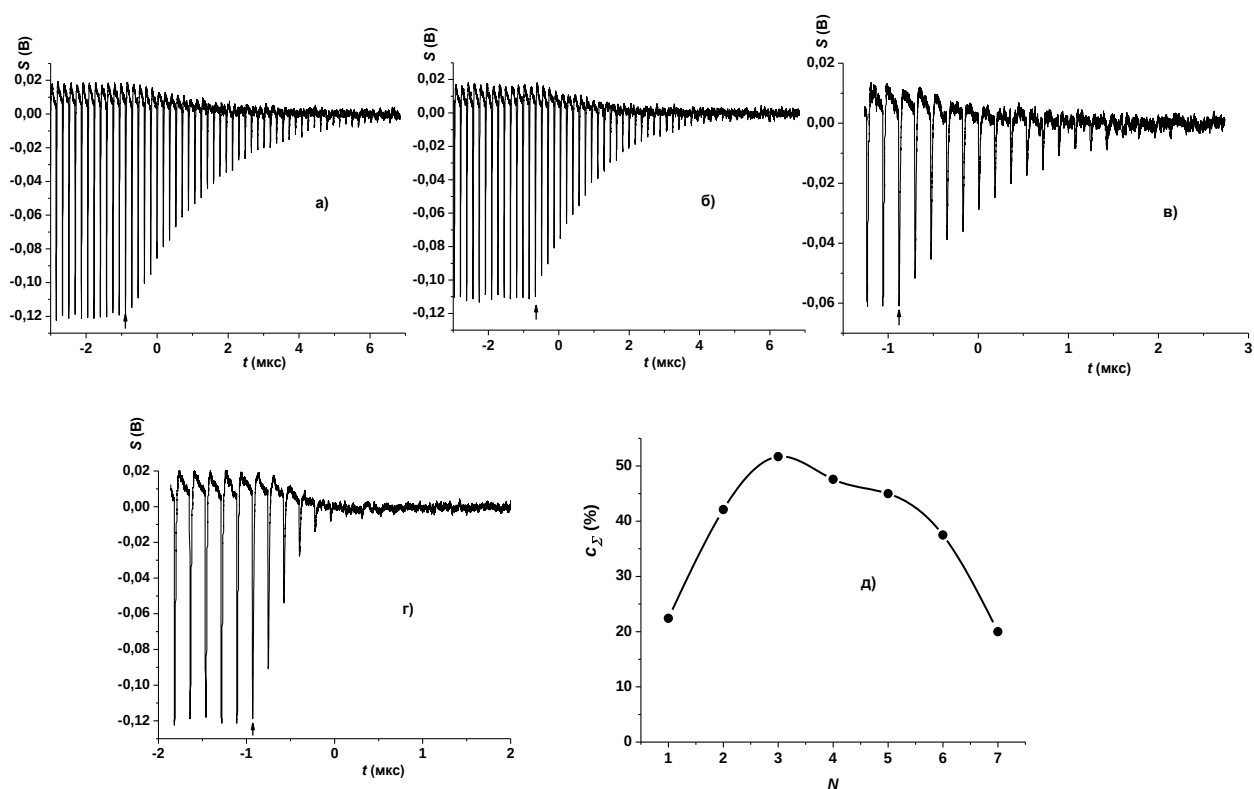


Рис.5.2. Осциллограммы затухания мощности световых импульсов в номинальном оптическом резонаторе терагерцевого НЛСЭ для различных длин волн (а – 129.8 мкм, б – 152.5 мкм, в – 197.3 мкм, г – 229.4 мкм) и зависимость потерь от номера периода (кругового обхода) для длины волны 229.4 мкм (д). Моменты выключения электронного пучка на осциллограммах показаны стрелками.

Таким образом, помимо численного определения потерь, мы получили прямое экспериментальное подтверждение правильности метода расчета, который обосновывался ранее сравнением с различными численными методами на частных случаях резонаторов [26]. Заметим, что сравнение методики расчета потерь и эксперимента лучше всего проверяется именно на терагерцевом НЛСЭ, в котором реально присутствуют все компоненты дифракционных потерь: как на отверстиях, так и на наружных апертурах [62,66].

Большинство экспериментальных точек на Рис.5.1 находится в пределах погрешностей расчета ($\pm 10\%$) и эксперимента ($\pm 5\%$). Тем не менее, по массиву данных можно усмотреть некоторое превышение экспериментальных потерь над теоретическими потерями на абсолютную величину около 1%. Это различие становится особенно заметным для коротких волн на стартовом резонаторе (Рис.5.1а). Простейшее объяснение этого, состоит в том, что реальные омические потери на зеркалах превышают на эту величину потери, рассчитанные по зависимости (2.2) для идеальной массивной золотой поверхности. Зеркала НЛСЭ изготовлены из бескислородной меди и золото напылено на их поверхность в виде тонкого слоя. Мы планируем провести прямое измерение потерь на реальных зеркалах по их нагреву в термостате мощным излучением НЛСЭ.

Еще одна возможная коррекция расчётов в длинноволновом диапазоне связана с неидеальностью геодезической выставки осей поглощающих диафрагм (Рис.2.3). Возможные поперечные смещения этих диафрагм соответствуют увеличению суммарных потерь для длины волны $\lambda = 200$ мкм примерно на 1%. Эти дополнительные потери элементарно рассчитываются по формулам раздела 1.1.1, Гл.1.

В оптическом резонаторе НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона потери на наружных диафрагмах пренебрежимо малы по сравнению с другими

компонентами из-за укорочения длины волны, малой длины этого резонатора и большой апертуры ондулятора (используется такой же ондулятор, как у терагерцевого НЛСЭ, но половинной длины). Измерение оптических параметров этого НЛСЭ проводилось в середине его диапазона генерации на длине волны 54 мкм для стартового резонатора с минимальными выходными отверстиями диаметром 3 и 4 мм. На Рис.5.3а) показаны расчётные и экспериментальные потери, а на Рис.5.3б) скорректированная на нелинейный отклик детектора осциллограмма затухающей мощности, по которой рассчитывались экспериментальные потери.

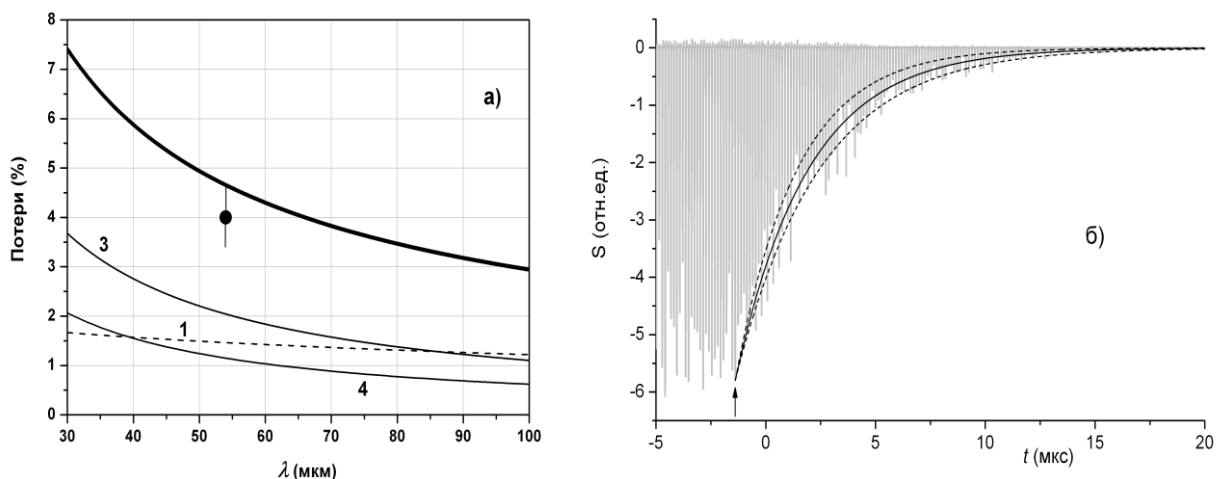


Рис.5.3а). Расчётные потери на круговой обход в стартовом оптическом резонаторе НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона (жирная сплошная линия) и экспериментальные потери (точка) как функции длины волны. Компоненты расчетных потерь: 1 – омические потери на зеркалах, 3 – потери на выходном отверстии диаметром 4 мм, 4 – потери на выходном отверстии диаметром 3 мм.

Рис.5.3б). Осциллограммы затухания мощности световых импульсов в стартовом оптическом резонаторе НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона для длины волны 54 мкм. Момент выключения электронного пучка на осциллограмме показан стрелкой. Сплошной линией показано экспоненциальное затухание с потерями 4.0 %, пунктиром – экспоненты, соответствующие максимальному и минимальному значению потерь из-за погрешности измерений и обработки данных.

В отличие от терагерцевого НЛСЭ, здесь погрешность измерений существенно выше ($\pm 15\%$) из-за нелинейности детектора на диоде Шоттки,

который в данном эксперименте работает на пределе своих возможностей (граничная частота матричных диодов – 6 ТГц).

5.1.2. Измерение коэффициента усиления и интенсивности насыщения активной среды НЛСЭ

Коэффициент усиления НЛСЭ может быть измерен несколькими способами. Обычно наиболее точными являются прямые, наиболее простые методы измерения. Однако, во-первых, такие измерения в чистом виде на НЛСЭ невозможны. Кроме этого, имеются причины для снижения точности таких измерений. Это связано с тем, что одновременно с усилением активной средой излучение в оптическом резонаторе ослабляется из-за потерь. Поэтому возможно лишь прямое измерение разности усиления и ослабления по скорости нарастания излучения внутри резонатора и соответственно выходной мощности после включения предварительно настроенного по максимуму выходной мощности электронного пучка.

Одно из таких измерений в отладочном режиме терагерцевого НЛСЭ на длине волны 140 мкм показано для иллюстрации на Рис.5.4. Легко видеть, что обработка такого рода сигналов имеет весьма значительные погрешности. Первоначальный экспоненциальный рост сигнала замедляется и затем прекращается из-за эффекта насыщения активной среды (Гл.1, 1.3). В стационарной части излучения ЛСЭ коэффициент усиления снижен эффектом насыщения до величины точно равной потерям в оптическом резонаторе. Таким образом, мы можем использовать для обработки только начальную и не вполне определенную часть сигнала с малой амплитудой. Заметим, что в этой части также происходит формирование структуры самой моды, от вида которой зависят как потери, так и усиление. Поэтому на этом участке сигнал может иметь нерегулярный характер (в других примерах сигнал выглядит хуже, чем на Рис.5.4). Грубо коэффициент усиления G для этого примера

равен сумме экспоненциального роста сигнала (9 %/период) и потерь (8 %/период согласно Рис.5.1), т.е. 17 % за период кругового обхода. Все усиление, естественно, происходит только на половине периода, когда электронный и световой сгустки распространяются в одном направлении.

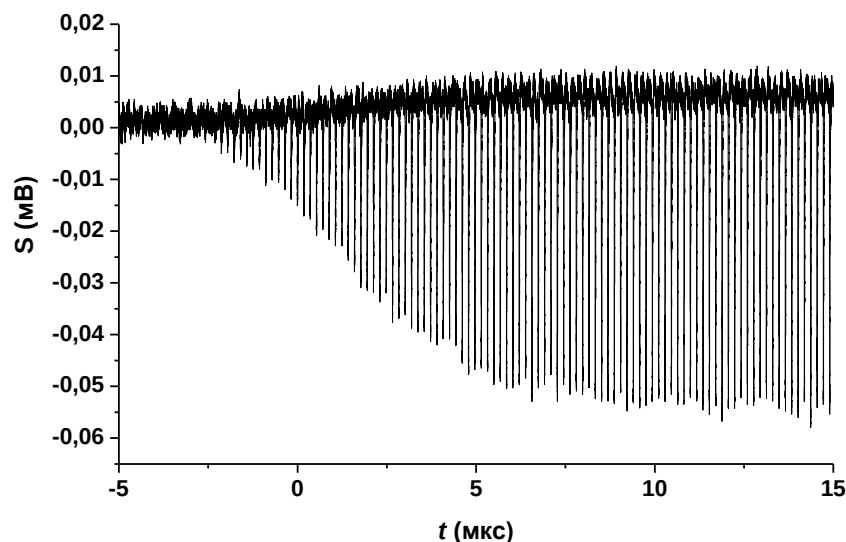


Рис.5.4. Осциллограмма нарастания мощности световых импульсов в номинальном оптическом резонаторе терагерцевого НЛСЭ на длине волны 140 мкм в отладочном режиме.

В заключение описания этого метода отметим, что он, тем не менее, является единственно возможным при небольшом превышении усиления над потерями.

В других случаях, когда усиление превышает потери более чем вдвое, возможен другой более точный способ определения коэффициента усиления. В НЛСЭ технически возможно снизить частоту следования электронных сгустков в 2,3,4,... раз. Соответственно световой и электронный сгустки в оптическом резонаторе будут встречаться во столько же раз реже. Для таких режимов также достигаются стационарные состояния, когда на один период с усилением приходятся 2,3,4,... периода потерь. Выходная мощность НЛСЭ в этих стационарных состояниях будет снижаться в соответствии с формулой

(1.75) Гл.1, в которую вместо суммарных потерь c_{Σ} теперь следует подставлять величины $c_{\Sigma,n} = 1 - (1 - c_{\Sigma})^n$, где $n = 2, 3, 4, \dots$. Искомую величину G_0 находим как подгоночный параметр по критерию наилучшего соответствия зависимости (1.75) экспериментальным точкам.

Практически такие же величины G_0 получаются интерполяцией экспериментальных точек плавной кривой и экстраполяцией этой кривой до нулевого значения мощности. Таким образом, мы получим суммарные потери для бесконечно малой выходной мощности $c_{\Sigma,\max}$, соответствующие ненасыщенному коэффициенту усиления G_0 из уравнения стационара (1.69), которое справедливо для любой модели работы лазера:

$$G = \frac{c_{\Sigma,\max}}{1 - c_{\Sigma,\max}} \quad (5.1)$$

Оба метода обработки экспериментальных данных эквивалентны, когда зависимость (1.75) является одновременно и хорошей интерполирующей кривой для экспериментальных точек. В этом случае мы имеем экспериментальное подтверждение правильности выбранной в разделе 1.3, Гл.1 модели насыщения активной среды в НЛСЭ.

На Рис.5.5 показаны результаты измерений таким способом величин $c_{\Sigma,\max}$ и G для терагерцевого НЛСЭ (а) и НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона (б) на их стартовых оптических резонаторах в оптимизированных условиях [62,65,66,79]. Заметим, что в этом случае, в отличие от метода нарастающей внутрирезонаторной мощности, все измеряемые величины (мощности и c_{Σ}) определяются достаточно точно. Измеренные коэффициенты усиления были равны 36 % и 57 % для терагерцевого НЛСЭ на длине волны

150 мкм и НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона на длине волны 54 мкм соответственно.

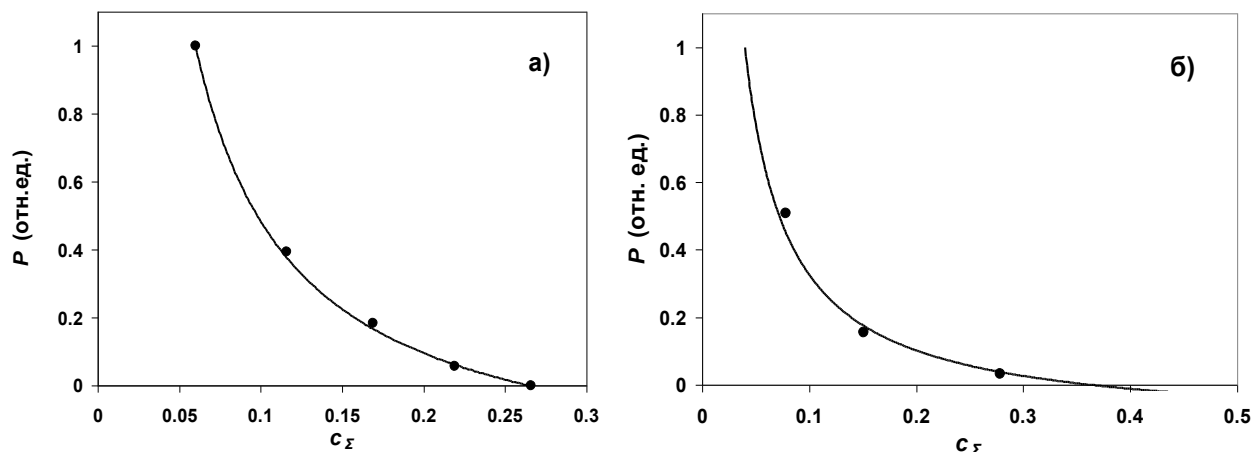


Рис.5.5. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) зависимости выходной мощности от величины суммарных потерь для терагерцевого НЛСЭ на длине волны 150 мкм (а) и НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона на длине волны 54 мкм (б) со стартовыми оптическими резонаторами. Крайняя правая точка на Рис. а) имеет близкую к нулю, но детектируемую мощность.

Представленные на Рис.5.5 зависимости по своей сути являются “нагрузочными” характеристиками ЛСЭ. Еще один способ их измерения – это использование внутрирезонаторных калориметров (Рис.2.2). Измеряя суммарную мощность, выводимую в калориметры и через выходные окна, и потери для разных положений скреперов можно, в принципе, получать большее число экспериментальных точек. Однако такой способ измерения из-за большой инерционности (15-20 мин) внутрирезонаторных калориметров, спроектированных на весьма высокий уровень мощности, будет возможен только при достижении очень хорошей долговременной стабильности НЛСЭ. Ограниченное применение этого метода описано в работе [65].

Интенсивность насыщения активной среды является при рассмотрении оптического резонатора в значительной мере формальным параметром – коэффициентом пропорциональности, согласно формуле (1.75), между

величиной выходной мощности и выражением из других феноменологических параметров. Она равна $I_0 = 26 \text{ Вт/см}^2$ и $I_0 = 55 \text{ Вт/см}^2$ для конкретных описываемых выше экспериментов на терагерцевом и дальнем инфракрасном НЛСЭ, соответственно.

Заметим, что в режимах НЛСЭ с рекордными выходными мощностями как коэффициент усиления, так и интенсивность насыщения активной среды были существенно выше приведенных в этом разделе. Их измерение пока не проводилось, но планируется в будущем.

5.1.3. Определение оптимальной выходной связи НЛСЭ

Как описано в разделе 1.3, Гл.1, зависимость выходной мощности НЛСЭ от величины выходной связи описывается выражением:

$$P = SI_0 \gamma \left\{ \frac{\ln(G_0 + 1)}{-\ln[1 - (1 - c)(1 - \gamma)^n]} - 1 \right\} \quad (5.2)$$

где $n = 1, 2$ для однородной и неоднородной выходной связи соответственно. Эти зависимости имеют максимумы при оптимальных выходных связях $\gamma = \gamma_{opt}$, численно определяемых из уравнений (1.72) и (1.74). Для конкретных экспериментов, описанных в конце предыдущего пункта, эти зависимости построены на Рис.5.6.

Значение оптимальной выходной связи для неоднородного вывода излучения равно 3.5 % для терагерцевого НЛСЭ ($\lambda = 150 \text{ мкм}$) и 3.1 % для НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона ($\lambda = 54 \text{ мкм}$). Однако из-за пологости максимумов эти значения носят формальный характер. Поэтому можно учитывать и другие критерии оптимизации выходной связи. В частности, для работы НЛСЭ как пользовательской установки важно иметь как можно более широкий диапазон перестройки длины волны. Расширение диапазона возможно за счет снижения суммарных потерь. Поэтому для

терагерцевого НЛСЭ выбрана выходная связь 2.5 % (выходные отверстия диаметром 3.5 и 9 мм), слева от оптимума для 150 мкм излучения.

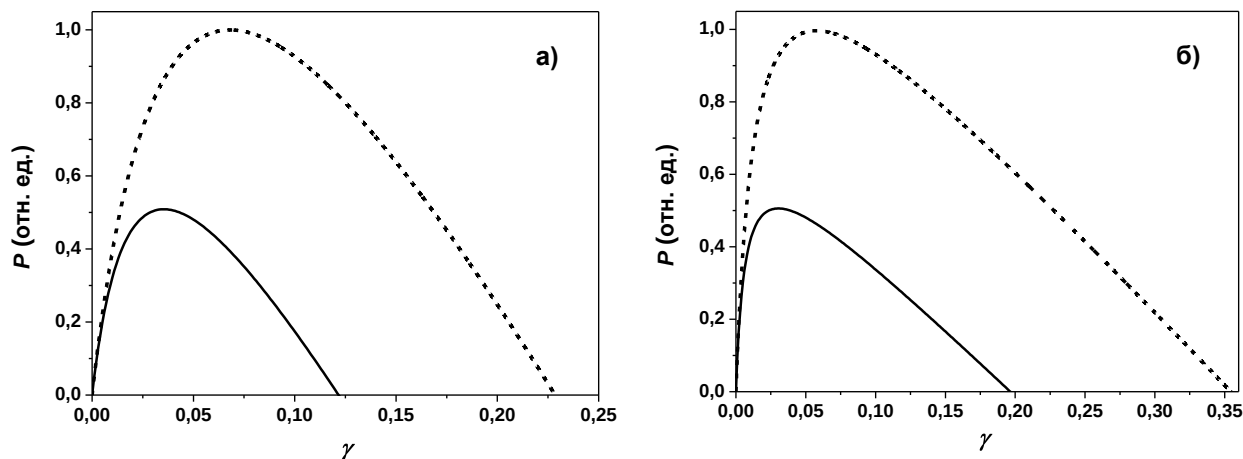


Рис.5.6. Зависимости выходных мощностей терагерцевого (а) и дальнего инфракрасного (б) НЛСЭ для неоднородной (сплошные линии) и однородной (штриховые линии) по сечению моды типов выходной связи.

Для НЛСЭ дальнего инфракрасного диапазона наиболее важным было снижение внутрирезонаторной мощности из-за значительного влияния внутрирезонаторного излучения на электронный пучок. Этого можно достичь увеличением суммарных потерь. Поэтому выходная связь этого НЛСЭ была выбрана равной 3.7 % (выходные отверстия диаметром 7 и 3 мм), справа от оптимума для 54 мкм излучения.

Как видно из Рис.5.6 однородная по сечению моды выходная связь дает вдвое большую выходную мощность. Это является отражением изложенного в Гл.1 равенства полезных потерь через выходные отверстия потерям рассеяния излучения на этих отверстиях [26]. Потери рассеяния при однородной связи отсутствуют, поэтому на их величину можно увеличить полезные оптимальные потери и соответственно выходную мощность [62].

Однородная выходная связь для обычных лазеров обычно реализуется в виде полупрозрачных зеркал с многослойными диэлектрическими покрытиями. Такие зеркала использовались на инфракрасном ЛСЭ Джефферсоновской

лаборатории [68]. Однако для НЛСЭ такой способ возможен только для коротковолновой части диапазона инфракрасного лазера. При этом он крайне неудобен, т.к. требует разных зеркал для разных участков спектрального диапазона НЛСЭ. Это делает невозможным оперативное проведение различных экспериментов в течение одного дня.

Более перспективным представляется известный в технике субмиллиметровых лазеров способ регулируемого однородного вывода излучения с помощью интерферометра Майкельсона (ИМ) на месте выходного зеркала. Ключевым элементом такого устройства является делитель пучка, который должен выдерживать большую внутрирезонаторную мощность НЛСЭ. Единственным возможным материалом является синтетический алмаз, выращенный по CVD-технологии, используемый в настоящее время на НЛСЭ как материал выходных окон. В разделе 5.4 этой главы подробно описаны его оптические свойства. Очень малое поглощение в этом материале [125] и его уникальная теплопроводность ($20 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, в 5 раз выше, чем у меди [126]) дают очень высокую его лучевую стойкость [127].

На Рис.5.7 для иллюстрации показана максимально возможная выходная связь (минимальная связь равна нулю) такого ИМ с оптимальным алмазным делителем для терагерцевого НЛСЭ (толщина алмазной пленки – 48.3 мкм, угол падения – 45° , вектор электрического поля перпендикулярен плоскости падения). Видно, что при уровне оптимальной выходной связи около 7 %, этот один делитель перекрывает практически весь диапазон генерации терагерцевого НЛСЭ. В настоящее время изготовление такого устройства сдерживается отсутствием таких коммерчески доступных пленок большого размера. Но эта область материаловедения сейчас бурно развивается и, несомненно, такие пленки станут доступными в ближайшее время.

Как видно из Рис.5.7, диапазон длин волн между нулями выходной связи кратен двум. Поскольку проектный диапазон генерации НЛСЭ дальнего

инфракрасного диапазона в полтора раза шире, то для него потребуется установка двух сменных делителей разной толщины, что легко реализуется конструктивно.

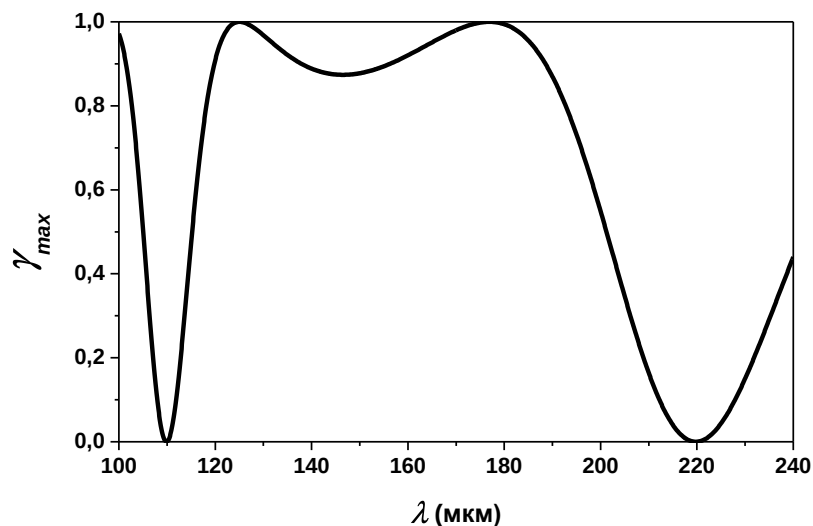


Рис.5.7. Зависимости от длины волны максимальной выходной связи типа интерферометра Майкельсона с алмазным делителем пучка толщиной 48.3 мкм, установленным под углом 45° к оси оптического резонатора и ориентированным так, что вектор электрического поля моды перпендикулярен плоскости падения пучка на делитель.

Ситуация с алмазным делителем для инфракрасного НЛСЭ несколько сложнее. Из-за двухфононной зоны поглощения в алмазе его прозрачность падает для волн короче 7 мкм (Гл.5, 5.4.3). Таким образом, здесь возможна пара сменных делителей на диапазоны 7-14 мкм и 14-28 мкм.

В заключение заметим, что выигрыш по выходной мощности НЛСЭ при замене существующей неоднородной связи на вышеописанную однородную регулируемую связь будет даже больше двух раз, т.к. она, во-первых, позволит для каждой длины волны выбирать свою оптимальную связь, что дополнительно увеличит выходную мощность у существующих границ генерации и несколько расширит сами эти границы. Во-вторых, как это описано в Гл.3, при неоднородном выводе из отверстия в транспортном оптическом канале формируется TEM_{00} -мода (эквивалентный гауссов пучок),

в которую переходит только 81.5 % излучения. В случае однородного вывода внутрирезонаторная TEM_{00} -мода может быть преобразована в оптимальную TEM_{00} -моду канала с эффективностью 100 %.

5.2. Характерные режимы работы терагерцевого НЛСЭ

Генерация НЛСЭ может происходить в различных режимах. В качестве критерия различия здесь мы будем понимать различие в когерентности, в спектрах и импульсах выходного излучения. В случае идеальной генерации все импульсы НЛСЭ практически одинаковые и излучение в пределах импульсов полностью когерентно. Если не интересоваться когерентностью между импульсами, то спектр излучения в этом случае – одна линия (мода) со спектральной шириной, определяемой длительностью импульса в соответствии с фурье-преобразованием (так называемый “фурье-предел”). Однако такой режим наблюдается только при подавлении различных неустойчивостей, возникновение которых возможно в процессе генерации электронами световой волны.

Развитие неустойчивостей приводит к нарушению когерентности в пределах светового импульса и соответственно к расширению спектра излучения в различной степени для разных режимов – вплоть до расширения на порядок величины. Обычные методы спектроскопии, как было показано в предыдущей главе, не позволяют из-за усреднения провести корректные измерения спектрального состава такого расширенного спектра. Однако метод сверхбыстрой спектроскопии, также описанный ранее, показывает, что в неустойчивом режиме всегда имеется определенный набор частот, на которых развиваются неустойчивости. По этим частотам можно высказать предположения о механизмах возникновения неустойчивостей.

5.2.1. Виды неустойчивостей и их подавление

Инерционность светового излучения, обусловленная наличием оптического резонатора, определяет некоторые особенности в развитии неустойчивостей. Время выхода излучения на стационарный режим, как и характерное время формирования модового состава излучения, соответствует нескольким десяткам проходов светового импульса в оптическом резонаторе (Рис.5.4). Это, во-первых, означает, что время характерных изменений в спектрах и импульсах из-за неустойчивостей будет порядка микросекунд.

Во-вторых, что более важно, возможен простой и универсальный способ подавления таких неустойчивостей за счёт проскальзывания возмущений в электронном пучке относительно возмущений в накапливаемом световом импульсе. Здесь мы исходим из того, что неустойчивости излучения возникают на определенных характерных частотах этих неустойчивостей, связанных, так или иначе, с характерной спектральной функцией в движении электронов. Когда проскальзывание возмущений за характерное время развития неустойчивости превышает половину периода возмущений, должна наступать стабилизация. Этот механизм стабилизации хорошо известен и широко используется в различных областях физики, например, для подавления гидродинамических неустойчивостей в жидких средах [128] или во вращающейся высокотемпературной плазме [91]. В случае НЛСЭ он также эффективно работает, т.е. всегда возможно реализовать стабилизированный режим работы. Именно эта возможность позволяет не заниматься детальным изучением неустойчивостей, а только наблюдать их внешние проявления с измерением необходимых параметров.

Таким образом, основным фактором, влияющим на режим работы НЛСЭ, является отстройка частоты повторения электронных сгустков от частоты обращения световых импульсов внутри оптического резонатора.

Характерной особенностью всех ЛСЭ является так называемый “эффект проскальзывания” светового импульса относительно импульса (сгустка) электронов (Гл.1, 1.1.2) – опережение светом электронов на λ на каждом периоде ондулятора. Вследствие этого эффекта после одного прохода ондулятора световой импульс имеет длину большую примерно на $N\lambda$ длины сгустка электронов. Поэтому зависимость выходной мощности ЛСЭ от величины отстройки имеет несимметричный вид. Максимум мощности излучения наблюдается при нулевой отстройке – резонансе. При частоте повторения электронных импульсов большей, чем световых (в дальнейшем будем называть такую отстройку положительной), выходная мощность резко падает, т.к. передняя часть электронного импульса попадает в область нулевого светового поля и фактически выбывает из процесса лазерной генерации. Наоборот, при отрицательной отстройке мощность ЛСЭ падает медленно, т.к. электронный импульс в этом случае смещается в область удлинения (“хвостовой” части) светового импульса, обусловленной эффектом проскальзывания. Типичная зависимость выходной мощности от отстройки показана на Рис.5.8. На этом же рисунке показано типичное изменение усредненной спектральной ширины выходного излучения.

Кривая отстройки условно может быть разбита на три зоны: нестабильную зону неустойчивостей в окрестности резонанса, зону многомодовой генерации при средних отрицательных отстройках и устойчивую стабильную зону при достаточно больших отрицательных отстройках. Реально эти зоны плавно “перетекают” друг в друга.

Нестабильная зона характеризуется генерацией одновременно на многих модах (под модами мы понимаем определенные частоты генерации, т.е. фундаментальную частоту и боковые частоты неустойчивости) и сильной конкуренцией этих мод, приводящей к разбиению светового импульса на практически некогерентные между собой субимпульсы. Разница между

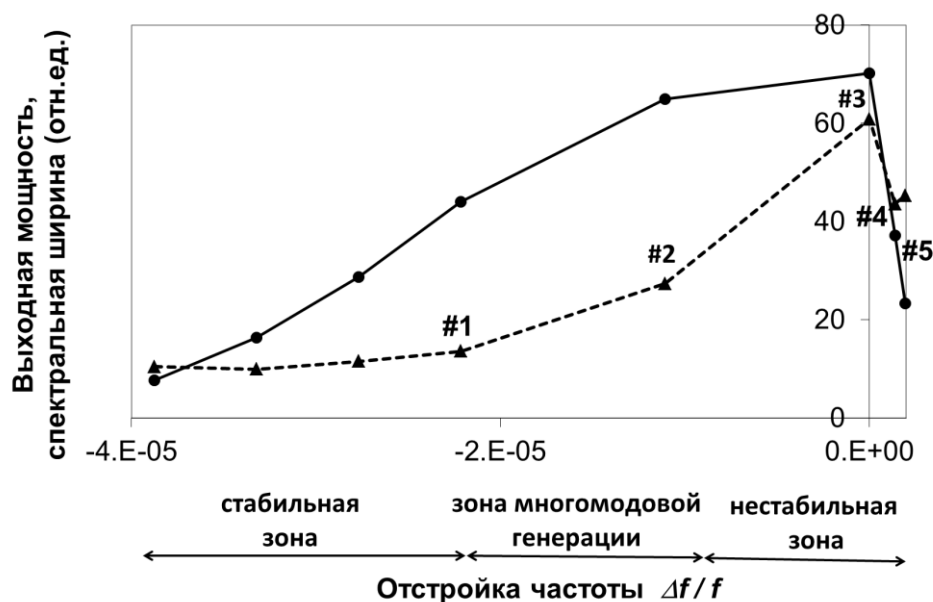


Рис.5.8. Типичные зависимости выходной мощности (сплошная линия, круглые точки) и спектральной ширины излучения (пунктирная линия, треугольные точки) от величины отстройки частоты повторения электронных импульсов относительно резонансной частоты импульсов излучения в оптическом резонаторе. Номера у точек соответствуют режимам (рядам) на Рис. 5.10.

модовыми частотами является основным и в нашем случае единственным параметром, по которому можно определить вид возникающей неустойчивости. Генерация ЛСЭ на боковых частотах описана в сравнительно немногих работах [129-133]. Больше число статей эту тему посвящено моделированию и теории этого явления [134-140]. Само же явление модуляционной неустойчивости – чрезвычайно универсальное и проявляется во многих нелинейных средах [141]. Можно предположить, что в лазерах на свободных электронах существует несколько различных видов этой неустойчивости. В терагерцевом НЛСЭ наблюдается, по крайней мере, два вида неустойчивости с весьма различающимися (в 5 раз) частотами. Для определенности мы будем называть их неустойчивостью боковых частот на “захваченных” электронах (раздел 5.2.2) и модуляционной неустойчивостью

(раздел 5.2.3). Условность последнего названия состоит в том, что под термин “модуляционная неустойчивость” подпадают все виды неустойчивостей на боковых частотах. По сути два проявления – амплитудная модуляция световой волны и боковые частоты – являются атрибутами одного и того же явления во временном и частотном представлениях.

При введении умеренной отрицательной отстройки частоты повторения электронных сгустков относительно резонансной частоты оптического резонатора сильно неустойчивый режим переходит в режим многомодовой генерации. В этом режиме между модами практически нет конкуренции. Длина когерентности приблизительно равна длительности импульса, а модуляция в световом импульсе является результатом биения стабильно генерируемых мод на боковых частотах.

При увеличении отрицательной отстройки до определенной величины всегда наступает стабилизированный режим, в котором генерируется одна мода на фундаментальной частоте и световой импульс полностью когерентен.

На Рис.5.9 показан спектр излучения терагерцевого НЛСЭ в достаточно редком эксперименте, когда оба вида его неустойчивостей наблюдались одновременно. Причем эти неустойчивости были стабильными, поскольку они в данном случае наблюдались на медленном фурье-спектрометре. Как отмечалось выше, такой режим неустойчивости правильнее называть режимом многомодовой генерации.

Два вида неустойчивостей НЛСЭ чаще всего наблюдались по отдельности. Именно такие режимы будут рассмотрены в разделах 5.2.2 и 5.2.3.

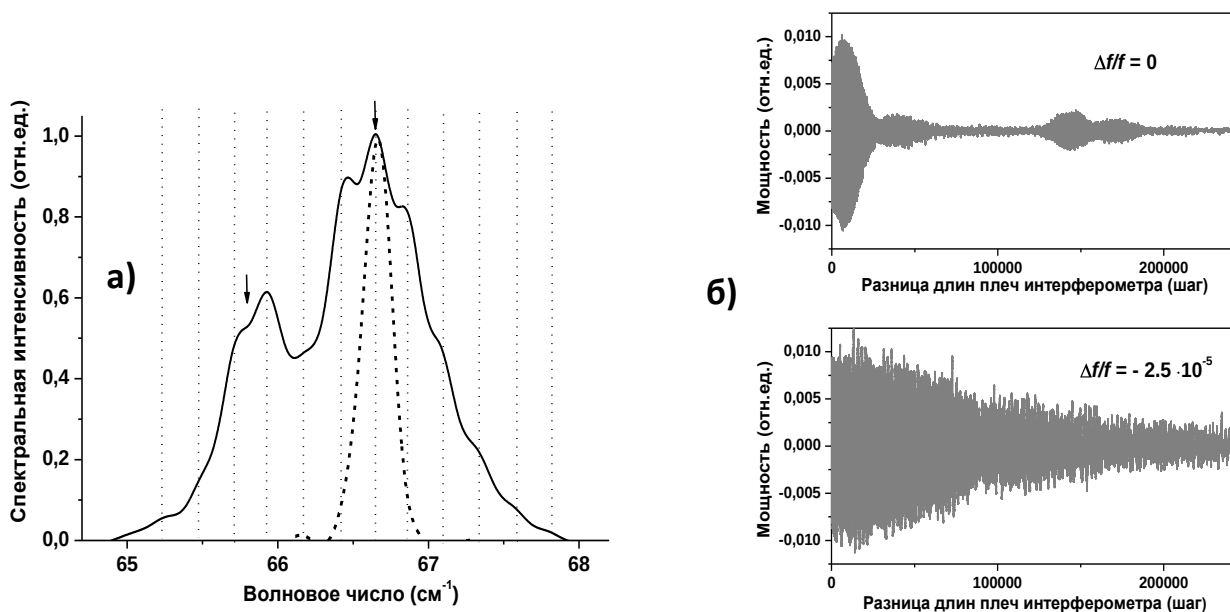


Рис. 5.9. Спектры (а) и автокорреляционные функции (б) для устойчивого (Рис.а – штриховая линия, Рис.б – нижний рисунок) и неустойчивого режима с двумя видами неустойчивости (Рис.а – сплошная линия, Рис.б – верхний рисунок). Стрелками на Рис.а) показаны положения фундаментальной моды и моды на боковой частоте для неустойчивости на “захваченных” электронах; пунктирными линиями – положения фундаментальной и одиннадцати боковых частот модуляционной неустойчивости.

5.2.2. Неустойчивость боковых частот на «захваченных» электронах

Теоретически неустойчивость боковых частот на “захваченных” электронах рассмотрена в работах [134, 136-138]. Согласно этим представлениям лазерное излучение в ЛСЭ неустойчиво относительно возмущений в световом импульсе с периодом равным длине проскальзывания светового импульса относительно электронного сгустка $\Lambda = N\lambda$, где N – число периодов ондулятора, λ – длина волны излучения. Эта длина фактически является длиной оптимального взаимодействия возникшего шумового возмущения в излучении с электронным пучком, т.к. энергия возмущения в условиях насыщения может возрастать только за счет энергии “свежих” электронов, через которые проходит возмущение. Нарастание этого возмущения приводит к модуляции интенсивности с периодом Λ и

соответственно появлению боковых частот $\pm n \cdot f_0/N$ ($n=1,2,\dots$) относительно фундаментальной частоты f_0 . Однако, чтобы такое нарастание возмущения происходило, оно должно получать энергию от колебаний электронов на соответствующих частотах. Требуемые частоты возникают в ЛСЭ из-за нелинейного взаимодействия двух видов колебаний: основных ондуляторных колебаний и синхротронных колебаний электронов “захваченных” в потенциальную яму электромагнитной волны. Как известно, насыщение излучения в ЛСЭ наступает при величине продольного поля в электромагнитной волне такой величины, что захваченные в потенциальную яму этой волны электроны совершают примерно одно синхротронное колебание при движении через ондулятор. При этом электроны уже не добавляют энергии в волну, а только восполняют потери в оптическом резонаторе. Таким образом, из-за нелинейного взаимодействия электронов с волной в условиях насыщения в световом импульсе может появляться модуляция интенсивности с периодом Λ , которая должна соответствовать появлению в частотном спектре боковых частот $f_0(1 \pm n/N)$. Очевидно, что такая неустойчивость должна проявляться особенно явно в ЛСЭ с длиной импульса $\Delta L > \Lambda$. В частности, это справедливо для НЛСЭ, где даже для наиболее длинных волн ($\lambda = 0.24$ мм) мы имеем $\Delta L/\Lambda \approx 2-3$.

Численное моделирование временной и спектральной характеристик излучения терагерцевого НЛСЭ в зависимости от величины отстройки частоты повторения электронных сгустков относительно резонансной частоты обращения света в резонаторе было выполнено в работе [140]. Было обнаружено развитие неустойчивости с характерными параметрами, описанными выше, и ее подавление отрицательной отстройкой.

Экспериментально неустойчивость боковых частот на “захваченных” электронах наблюдалась в работах [129-131]. В эксперименте [131] неустойчивость проявлялась в виде двух небольших по амплитуде мод на

боковых частотах. Явно такую же природу имеют сильные моды на боковых частотах, наблюдаемые на компактном КЛСЭ в KAERI [133].

В некоторых экспериментах на терагерцевом НЛСЭ эта неустойчивость проявлялась наиболее четко [142-143]. В отличие от вышеупомянутых экспериментов в нашем случае она была исследована не только в спектральной, но также во временной области, причем в работе [144] в реальном времени с субимпульсным разрешением. Полученные экспериментальные данные, лучше всего соответствуют идеализированной теории, хотя они близки и к другим экспериментам и к численному моделированию.

Следует заметить, что временная и спектральная диагностики (Гл.4; 4.2,4.4,4.5) являются именно дополнительными, а не заменяющими друг друга, как иногда полагают. В самом деле, временная и частотная области однозначно математически связаны фурье-преобразованием только в случае полностью когерентного импульса. В более общем случае частичной когерентности, к которому относится и рассматриваемое излучение в неустойчивом режиме, любой линейный спектральный прибор дает спектральную ширину излучения обратно пропорциональную длине когерентности, но не длине импульса излучения. Реальная же форма импульса мощности должна измеряться в прямом временном эксперименте (Гл.4, 4.4).

На Рис.5.10 показаны выходные данные одного из таких экспериментов на длине волны излучения 152 мкм. При достаточной для стабилизации отрицательной отстройке ($\Delta f/f \leq -2.2 \cdot 10^{-5}$) мы имеем полностью когерентный импульс и узкую линию генерации (ряд #1). Как показывают измерения на сверхбыстром спектрометре импульсы и спектры отдельных импульсов в этом режиме практически идентичны (Гл.4, 4.5.2).

При уменьшении стабилизирующего фактора ($\Delta f/f = -1.1 \cdot 10^{-5}$) наступает режим многомодовой генерации (ряд #2). Длина когерентности в этом режиме

такая же, как в стабилизированном режиме, но генерация наблюдается одновременно на фундаментальной моде и нескольких модах на боковых частотах. Модуляции на интерферограмме и импульсе с периодом равным длине проскальзывания являются результатом биения этих мод. Эта генерация, в общем, также является стабильной, хотя здесь возможны медленные изменения в величинах отдельных мод. Интервал между фундаментальной и боковыми частотами $\Delta\nu/\nu \approx 0.95/66 = 1/69$ хорошо соответствует предсказываемой теорией величине $1/N_{\text{eff}} = 1/70$, где N_{eff} – эффективное число периодов ондулятора ($N_{\text{eff}} = N + \Delta N = 64 + 6$, где $\Delta N \approx 6$ – соответствует добавке в разность длин траекторий электронов и света, возникающая в группирователе).

В наиболее нестабильной точке при нулевой отстройке (ряд #3) световой импульс разбивается на практически некогерентные друг другу субимпульсы, разделенные интервалом Λ/c . Длина когерентности равна длине проскальзывания Λ или длине субимпульса. Временные импульсы в этом режиме, имеют характерный вид как на рисунке, но в различных световых импульсах (разделенных интервалом времени более нескольких микросекунд) соотношение амплитуд субимпульсов различно. Спектр фурье-спектрометра – псевдогауссов (при отсутствии прямых временных измерений, его можно было бы интерпретировать, как спектр более короткого, по сравнению со стабильным, импульса излучения). Однако в реальности такой спектр на фурье-спектрометре получается в результате сложения различных спектров отдельных импульсов. Как было показано в Гл.4, при измерении сверхбыстрым спектрометром отдельные импульсы дают спектры с определенным набором мод на боковых частотах. Сами интервалы между модами в общем не являются “квантовыми”, – они изменяются с величиной поля насыщенной волны ($\sim E^{1/2}$) [131, 134]. Поэтому суммирование спектров

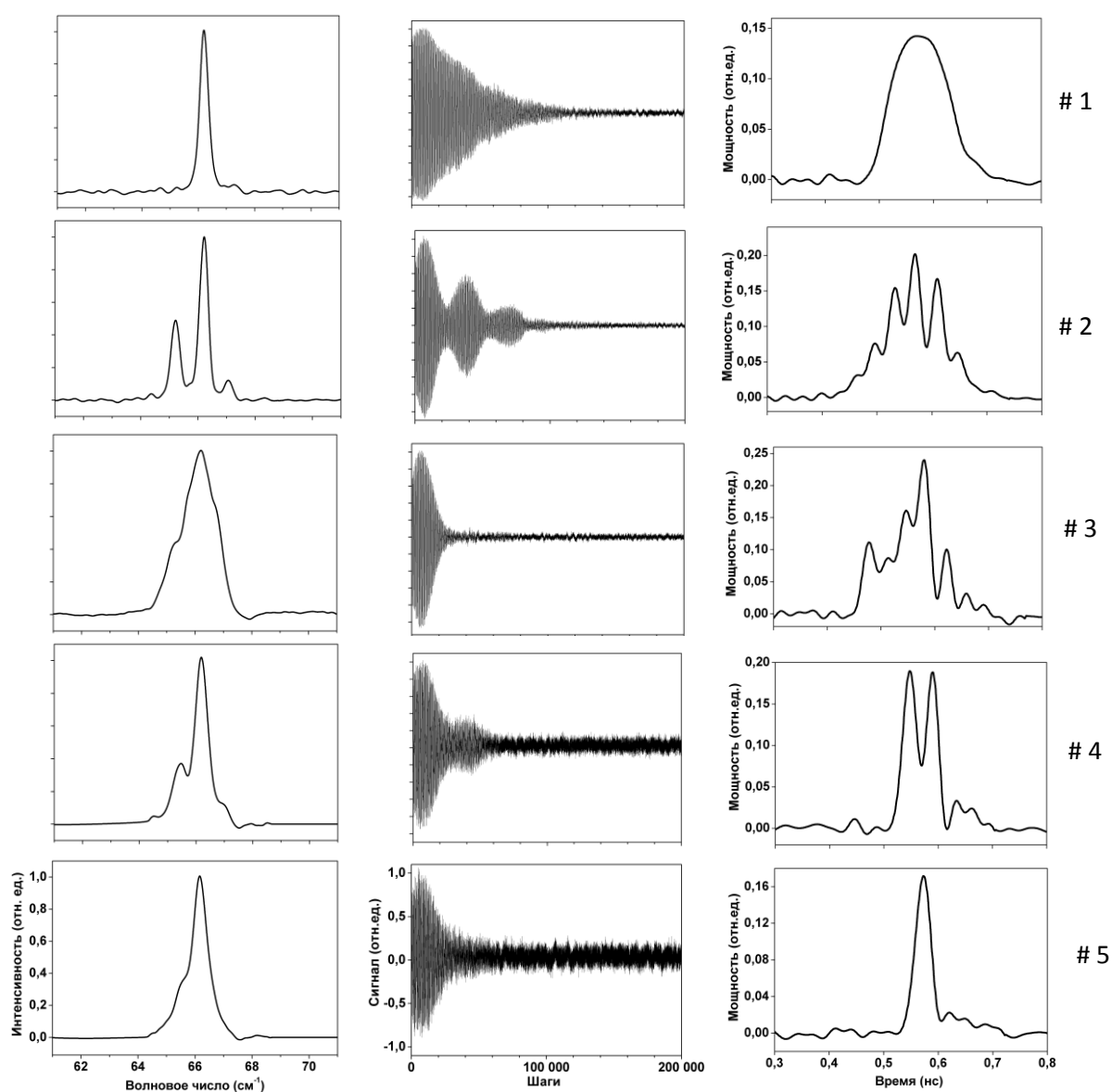


Рис.5.10. Нормированные спектры (фурье-спектрометр, левая колонка), нормированные автокорреляционные функции (интерферограммы фурье-спектрометра, средняя колонка) и осциллограммы импульсов излучения (правая колонка) для различных отстроек $\Delta f/f$ частоты повторения электронных импульсов относительно резонансной частоты света в оптическом резонаторе: $-2.2 \cdot 10^{-5}$ (ряд #1), $-1.1 \cdot 10^{-5}$ (ряд #2), 0 (ряд #3), $0.14 \cdot 10^{-5}$ (ряд #4), $0.19 \cdot 10^{-5}$ (ряд #5). Диапазон интерферограммы ($2 \cdot 10^5$ шагов) соответствует 6.328 см (212 пс). Режимам с номерами #1-#5 соответствуют точки с теми же номерами на Рис. 5.8.

со слегка сдвинутыми боковыми частотами дает в фурье-спектрометре практически гладкий гауссов спектр.

Интересным является изменение импульсов при положительной отстройке (#4,#5). Как и следовало ожидать, положительная отстройка, также как и отрицательная, дает стабилизирующий эффект (видно по уменьшению интегральной ширины спектра или по удлинению длины когерентности на интерферограммах). Однако такая отстройка сопровождается, как уже отмечалось выше, резким уменьшением коэффициента усиления для передней части импульса. При этом условие лазерной генерации выполняется только для задней части импульса, а передняя часть импульса исчезает. Таким образом, оказывается возможной генерация одного короткого (30 пс) суб-импульса (ряд #5). Заметим, что импульсная мощность этого короткого импульса примерно равна максимальной импульсной мощности лазера.

5.2.3. Модуляционная неустойчивость

Описанная в предыдущем пункте неустойчивость на “захваченных” электронах реально наблюдалась во многих, но все-таки в отдельных режимах терагерцевого НЛСЭ с большим коэффициентом усиления. Гораздо чаще, практически во всех режимах при нулевой отстройке, наблюдается более мелкомасштабная в шкале частот неустойчивость, которая обычными медленными спектральными приборами регистрируется как уширение линии излучения в несколько раз по сравнению с фурье-пределом (обычно FWHM ширина спектра около 0.5-1%, при фурье-пределе – 0.2-0.3%). Иногда у уширенной линии с двух сторон появляются небольшие “хвосты”. Детальная диагностика такого рода неустойчивости – более сложная задача, т. к. она возможна только методом сверхбыстрой спектроскопии. Этот метод используется на НЛСЭ сравнительно недавно и статистика у этого эксперимента небольшая. Тем не менее, уже первые эксперименты, описанные

в разделе 4.5, Гл.4 показали, что гладкие уширенные линии являются результатом смещения различных спектров отдельных импульсов с четко выраженной модовой структурой [144]. При этом отдельные импульсы могут быть полностью когерентными, т. е. стабильными. Напомним, что из-за инерционности оптического резонатора, импульсы сильно изменяются за время нескольких десятков проходов оптического резонатора. Характерная разность частот между модами равнялась $6 \text{ ГГц} \approx 0.2 \text{ см}^{-1}$. Заметим, что эта разность в 5 раз меньше характерного межмодового расстояния в неустойчивости на “запертых” электронах. С другой стороны, она весьма близка к разнице боковых частот 0.3 см^{-1} в первых экспериментах на терагерцевом НЛСЭ по этой тематике [145], где в довольно редких экспериментах при помощи фурье-спектрометра регистрировалась четкая модовая структура. Один из таких экспериментов показан на Рис.5.9 (разность частот мод – 0.24 см^{-1}). Фактически эти эксперименты являются редкими примерами стабильной “неустойчивости”, которые больше похожи на многомодовую генерацию.

Таким образом, можно утверждать, что модуляционная неустойчивость с разностью частот $0.2\text{-}0.3 \text{ см}^{-1}$ неоднократно наблюдалась на терагерцевом НЛСЭ. В стабильном варианте она видна на медленных спектральных приборах, а в общем случае – на сверхбыстром спектрометре.

Во временном пространстве эта неустойчивость соответствует разбиению импульса излучения на две части, разделенные интервалом 100-150 пс (Рис. 4.12, Рис. 5.9). Причина такого поведения – модуляционная неустойчивость нелинейной активной среды ЛСЭ. Конкретное однозначное теоретическое описание этого явления в терагерцевом НЛСЭ в настоящий момент отсутствует. Но для практики здесь более важно, что существуют метод ее подавления.

Метод подавления неустойчивости за счет частотной селекции в оптическом резонаторе, предлагаемый в работе [134], противоречит основной идеологии НЛСЭ как лазера с перестраиваемой длиной волны. Остается применять универсальный метод стабилизации за счет проскальзывания, который приводит к некоторому снижению выходной мощности. Заметим, что это снижение тем меньше, чем длиннее импульсы НЛСЭ. В первых экспериментах на терагерцевом НЛСЭ в специально настроенных режимах с длинными импульсами удавалось получать выходную мощность стабилизированного режима практически такую же, как в резонансном случае [142].

5.3. Излучение терагерцевого НЛСЭ на высших гармониках

Использование излучения НЛСЭ на высших гармониках позволяет простым и дешевым способом существенно расширить его диапазон. Для некоторых пользовательских задач важна не столько выходная мощность лазера, сколько плавная перестройка его длины волны в максимально широком диапазоне. Импульсная мощность НЛСЭ весьма высока, поэтому даже слабые гармоники имеют импульсные мощности сравнимые с мощностями импульсных газовых лазеров на фиксированных длинах волн.

В любом режиме терагерцевого НЛСЭ имеется слабое излучение на нечётных гармониках. Например, измерения показывают, что третья гармоника всегда присутствует в излучении на уровне мощности 10^{-6} - 10^{-5} от мощности первой гармоники. Основной физической причиной генерации нечётных гармоник является небольшая модуляция продольной скорости излучающих электронов в плоском ондуляторе из-за их поперечных колебаний. Из-за этой модуляции электроны излучают периодическую немонахроматическую волну, содержащую высшие гармоники. Это

спонтанное излучение высших гармоник. Когда электронный пучок распространяется внутри ондулятора под небольшим наклоном к оси, можно наблюдать излучение чётных (в основном второй) гармоник.

В том случае, когда излучение высшей гармоники накапливается в оптическом резонаторе когерентным образом так, что его уровень ее мощности приводит к модуляции плотности сгустка электронов с соответствующим периодом, возникает так называемое усиленное спонтанное излучение гармоник. В наших экспериментах мощность такого излучения для второй и третьей гармоник составляла величину $\sim 10^{-2}$ от мощности первой гармоники. Это излучение рассмотрено в разделе 5.3.1.

Наконец, когда прирост излучения гармоники за период обхода оптического резонатора превысит потери в оптическом резонаторе на этой гармонике, возникает её мощная лазерная генерация. Такое излучение наблюдалось нами в длинноволновой части диапазона терагерцевого НЛСЭ. Оно описано в разделе 5.3.2.

5.3.1. Излучение терагерцевого НЛСЭ на высших гармониках в режиме усиленного спонтанного излучения

На терагерцевом НЛСЭ были выполнены специальные эксперименты по оптимизации усиленного спонтанного излучения на второй и третьей гармониках по отдельности [142, 146, 147]. Для этого излучение высшей гармоники выделялось из общего излучения при помощи монохроматора на дифракционных решетках. Далее, выходная мощность выделенной гармоники настраивалась на максимум изменением отстройки частоты и оптимизацией электронно-оптических и ускорительных параметров НЛСЭ. Как и следовало ожидать, при такой настройке в основном увеличивалась когерентность излучения в световом импульсе. Заметим, что влияние этой когерентности на первую и высшие гармоники совершенно различно (Рис.5.11). Так в обычном

режиме относительно коротких импульсов максимум мощности первой гармонике достигается при нулевой отстройке (резонансе) в неустойчивом режиме. В устойчивом режиме с полной когерентностью излучения (отрицательная отстройка более $2 \cdot 10^{-5}$) выходная мощность первой гармоники снижается. Мощность же высших гармоник очень малы в резонансе из-за более сильного влияния флуктуаций фазы на эти гармоники ($\sim \lambda^{-1}$). Мощности высших гармоник растут при увеличении отстройки в зоне многомодовой генерации (Рис.5.11) и достигают своего максимума в начале стабильной

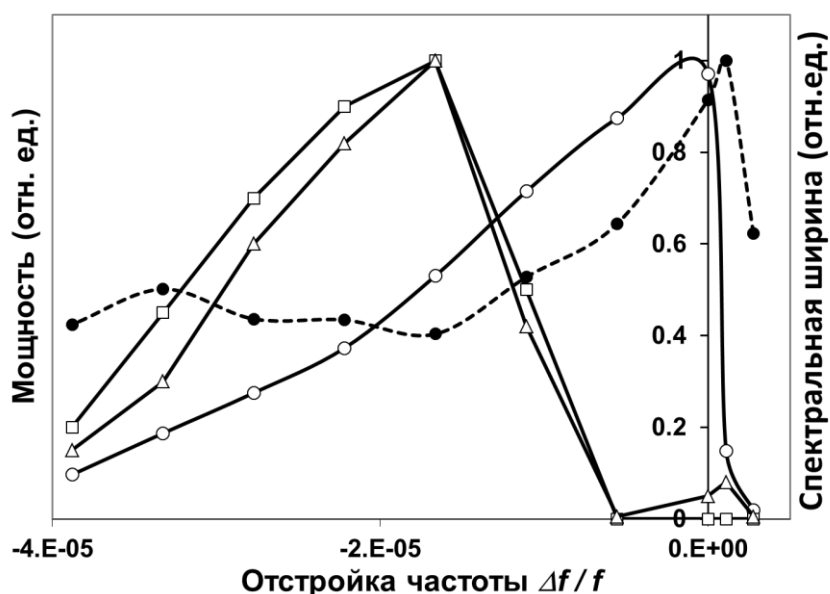


Рис.5.11. Выходная мощность гармоник (сплошная линия и круглые точки – первая гармоника, сплошная линия и треугольные точки – вторая гармоника, сплошная линия и квадратные точки – третья гармоника) и интегральная спектральная ширина первой гармоники (пунктирная линия) как функции относительной отстройки частоты повторения электронных импульсов относительно частоты световых импульсов в оптическом резонаторе после оптимизации излучения высших гармоник терагерцевого НЛСЭ.

зоны, когда импульсы становятся полностью когерентными. Далее, с увеличением отстройки мощности всех гармоник падают из-за уменьшения эффективной излучающей длины электронного пучка.

Спектры линий излучения гармоник при максимальных мощностях высших гармоник показаны на Рис.5.12. Третья гармоника имеет ровно втрое большее волновое число и в 2.5 раза более узкую линию генерации по сравнению с первой гармоникой. Волновое число второй гармоники вдвое больше не основного, а левого бокового лепестка в спектре первой гармоники. Это подтверждает теоретическое предсказание о том, что эта гармоника не может генерироваться в осевом направлении распространения электронного пучка. Она генерируется в случае, когда в электронный пучок состоит из двух компонентов. Небольшая его часть (левый боковой лепесток в линии первой гармоники) имеет меньшую энергию и распространяется в ондуляторе под небольшим углом к его оси (предельный апертурный угол $\sim 10^{-2}$). Такой

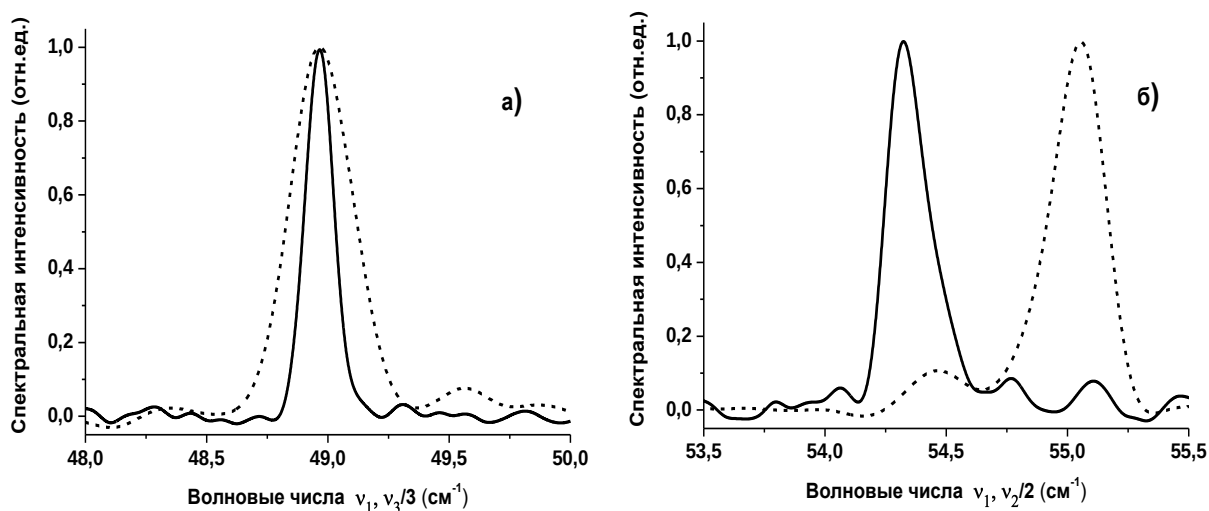


Рис.5.12. Спектральные линии излучения гармоник: а) третьей (сплошная линия) и первой (штриховая линия); б) второй (сплошная линия) и первой (штриховая линия).

наклонный пучок может излучать вторую гармонику. Из-за специфики генерации второй гармоники её относительная спектральная ширина лишь немного меньше, чем у первой гармоники.

Величины оптимизированных мощностей гармоник измерялись при помощи дихроичных фильтров и составили 0.6 % от мощности первой гармоники для третьей гармоники и 1.5 % для второй. Для корректности таких измерений длины волн подбирались таким образом, чтобы первая и высшая гармоника обе находились в окнах прозрачности атмосферы (Гл.3, раздел 3.2).

Кроме максимальных излучений второй и третьей гармоник одновременно с ними наблюдались слабые, но надежно детектируемые на фурье-спектрометре линии излучения на 6-й, 7-й и 9-й гармониках. Мощность их излучений отдельно не оптимизировалась, а отсутствие 5-й гармоники могло быть связано с её поглощением в атмосфере.

5.3.2. Лазерная генерация терагерцевого НЛСЭ на третьей гармонике

В длинноволновой части диапазона терагерцевого НЛСЭ ($\lambda_1 \geq 200$ мкм) была получена лазерная генерация на третьей гармонике [148,149]. Лазерная генерация на гармониках в других ЛСЭ инфракрасного диапазона [68,150-152] осуществлялась при помощи модернизации оптического резонатора (замена зеркал, установка диафрагм, введение дисперсионных элементов и т.д.). В нашем случае компоненты оптического резонатора оставались неизменными. При этом были возможны три режима работы: лазерная генерация только на 1-й гармонике, лазерная генерация на 1-й и 3-й гармониках одновременно и лазерная генерация только на третьей гармонике (Рис.5.13).

Соотношение мощностей первой и третьей гармоник можно было изменять наклоном одного из зеркал НЛСЭ, что приводило к наклону моды (см. формулу (1.23)). Для полного подавления генерации на первой гармонике иногда требовалось дополнительно ввести один из скреперов внутрирезонаторного калориметра (Рис.5.14). При этом мода первой гармоники из-за большего поперечного размера ($\sim \lambda^{1/2}$, формула (1.4))

испытывает большие потери, связанные с наклоном оси моды, и может быть полностью подавлена.

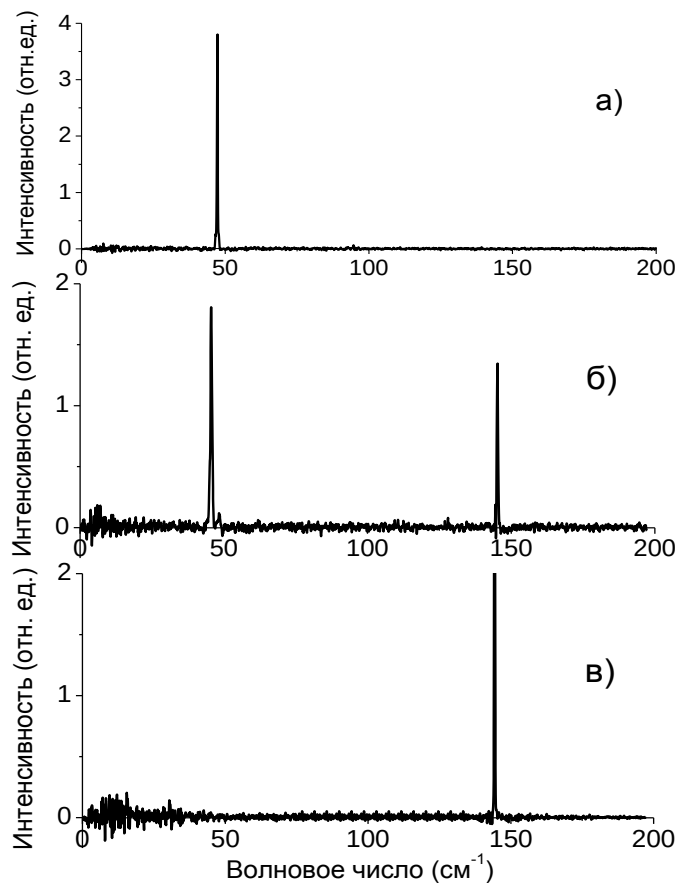


Рис.5.13. Лазерная генерация терагерцевого НЛСЭ только на первой (а), одновременно первой и третьей (б), только третьей (в) гармониках.

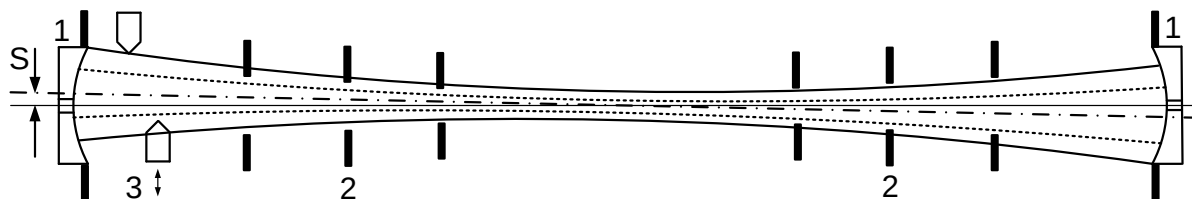


Рис.5.14. Схема оптического резонатора терагерцевого НЛСЭ в эксперименте по лазерной генерации третьей гармоники: 1 – зеркала, 2 – диафрагмы, 3 – скрепер. Каустика моды первой гармоники показана сплошными линиями, третьей гармоники – пунктиром. Величина S – смещение оси моды на зеркале, обусловленное наклоном моды.

Согласно упрощенному варианту формулы (5.2) выходная мощность НЛСЭ зависит от отношения усиления и суммарных потерь в оптическом резонаторе:

$$P \propto \frac{G}{c_{\Sigma}} - 1; \quad (5.3)$$

Потери в оптическом резонаторе для всех гармоник при их малой величине точно определяются элементарными аналитическими расчётами, изложенными в Гл.1. Эти расчеты становятся приближенными при больших потерях. Тем не менее, они могут быть использованы для полукачественного анализа, который мы здесь описываем. На Рис.5.15 показаны расчётные потери первой и третьей гармоник для реального эксперимента с длинами волн гармоник 207 мкм и 68 мкм соответственно. Помимо меньшей абсолютной величины потерь для третьей гармоники, здесь существенно, что эти потери имеют минимальную величину при определенном наклоне моды. Это связано с тем, что при небольшом наклоне потери на отверстиях в зеркалах резонатора уменьшаются быстрее, чем растут потери на наружных диафрагмах. Заметим, что измеренный оптимальный наклон моды близок к наклону, соответствующему минимуму потерь для третьей гармоники.

Что касается коэффициентов усиления гармоник, то они, согласно теории [153], имеют вид:

$$G_f \sim f \cdot K_f^2 \quad (5.4)$$

где $f = 1, 3, 5 \dots$ – номер гармоники и

$$K_f(\xi) \equiv K \cdot (-1)^{\frac{f-1}{2}} \cdot \left[J_{\frac{f-1}{2}}(f\xi) - J_{\frac{f+1}{2}}(f\xi) \right] \quad (5.5)$$

$$\xi \equiv \frac{K^2}{4(1 + K^2/2)} \quad (5.6)$$

$$K = \frac{eBL}{2\pi \cdot mc^2} \quad (5.7)$$

В (5.4)-(5.7): J_i – функции Бесселя, K – параметр ондулятора; B и L – магнитное поле и период ондулятора соответственно. Графики коэффициентов усиления для первой и третьей гармоник показаны на Рис.5.16. Видно, что усиление для третьей гармоники заметно превышает потери при $K > 1$, что в нашем случае соответствует длинноволновой части диапазона терагерцевого НЛСЭ ($\lambda_1 > 200$ мкм).

На Рис.5.17 показаны спектральные линии излучения при лазерном излучении на первой и третьей гармониках. В отличие от линии усиленного спонтанного излучения, линия лазерного излучения на третьей гармонике смещена в сторону коротких волн относительно уменьшенной втрое длины волны для первой гармоники на довольно существенную величину (около 2 %). Подобный сдвиг (на 1.6 %) наблюдался ранее на ЛСЭ инфракрасного диапазона [137]. Авторы работы [137] указывают на несимметрию зависимости коэффициента усиления и изменение формы этой кривой при учёте насыщения как причину этого эффекта. Как видно из Рис.1.5 (Гл.1, 1.1.2), характерные несимметричные сдвиги частоты для максимального ненасыщенного коэффициента усиления из-за разницы длин волн гармоник, имеют порядок величины $\lambda/L_u \approx 2 \cdot 10^{-5}$, что много меньше наблюдаемого сдвига.

Однако сдвиг максимума усиления из-за насыщения, которое гораздо сильнее проявляется для третьей гармоники, чем для первой, имеет порядок $\sim N^{-1}$ (N – число периодов ондулятора), близкий к наблюдаемому сдвигу.

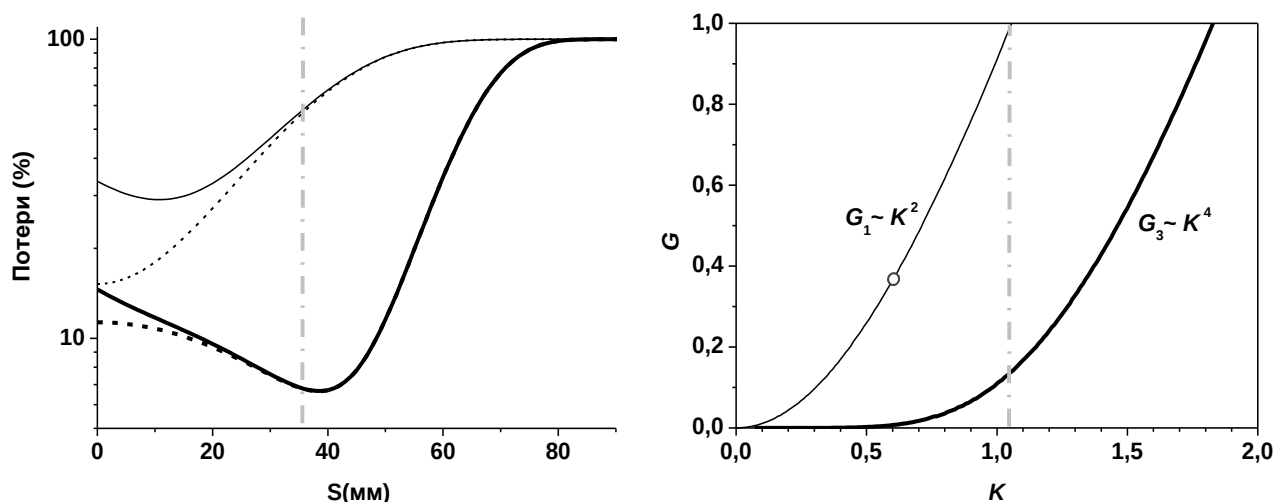


Рис.5.15 (слева). Потери в оптическом резонаторе терагерцевого НЛСЭ как функция смещения оси моды на зеркале для первой (тонкие линии) и третьей (толстые линии) гармоник при выведенном (штриховые линии) и частично введенном (сплошные линии) скрепере. Вертикальная штрих-пунктирная линия показывает оптимальное смещение при максимальной генерации на третьей гармонике.

Рис.5-16 (справа). Коэффициент усиления первой и третьей гармоник как функция K параметра ондулятора. Вертикальная штрих-пунктирная линия – значение параметра K в нашем эксперименте. Круглая экспериментальная точка, известная из предыдущих измерений коэффициента усиления, использована здесь для калибровки его абсолютного значения.

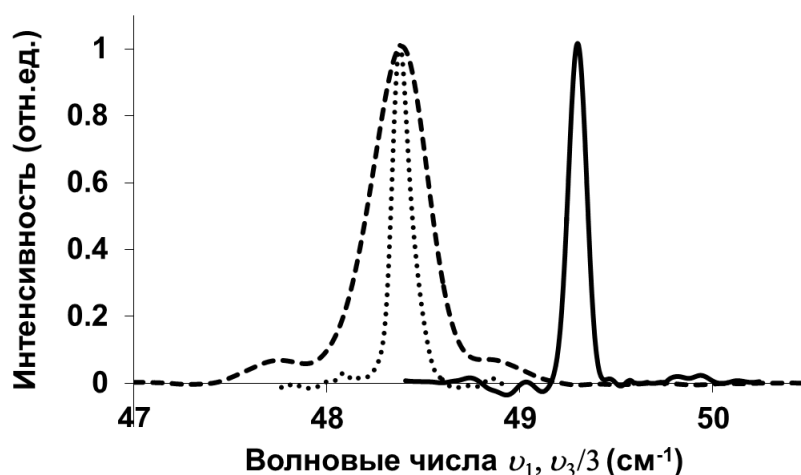


Рис.5.17. Нормированные спектральные линии излучения при лазерной генерации на третьей гармонике (сплошная линия), при лазерной генерации на первой гармонике (штриховая линия) и усиленном спонтанном излучении на третьей гармонике (пунктирная линия).

Пучки первой и третьей гармоник излучения на метрологической станции показаны на Рис.5.18. Измерения проводились при помощи системы на основе термофлюоресцентных экранов (Гл.4, 4.6.1). Оба они имеют близкую к гауссовой форму, но различные характерные размеры. Средние диаметры пучков на полувысоте по измерениям отличаются в 2.5 раза, что хорошо соответствует расчётному различию размеров пучков в 2.3 раза (Гл.3, 3.1).

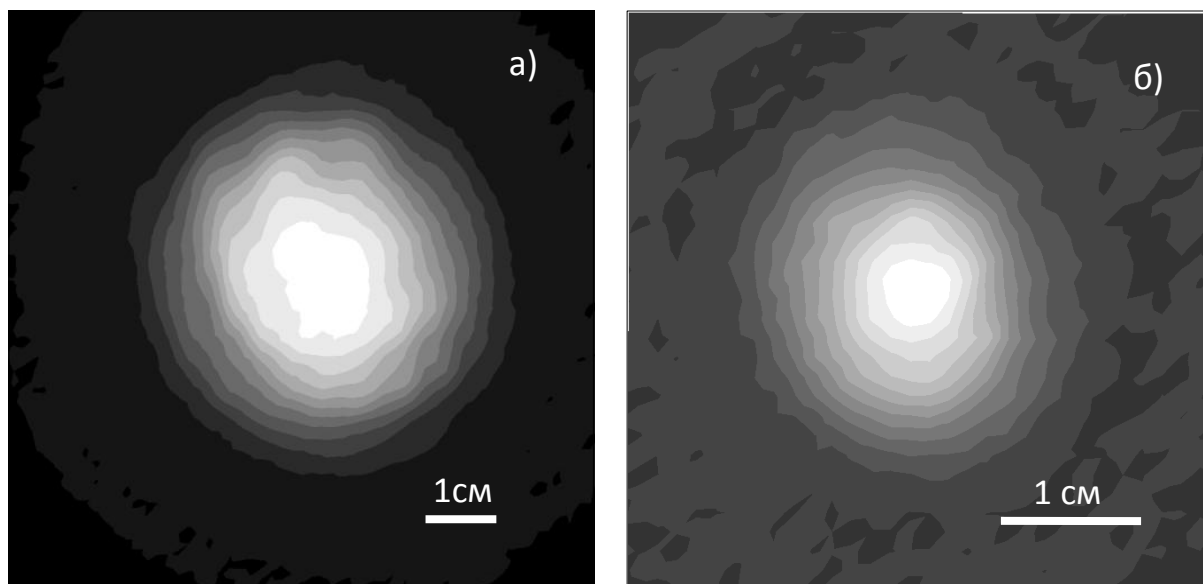


Рис.5.18. Пучки первой (206.6 мкм, а)) и третьей (67.6 мкм, б)) гармоник излучения на метрологической станции. Разница соседних уровней интенсивности равна 8 %.

5.4. Измерение оптических параметров и применение синтетических CVD-алмазов

5.4.1. Актуальность измерений оптических параметров CVD-алмазов

Исследования синтетического алмаза выделено в отдельный раздел ввиду его особой важности для лазерной физики и, в особенности, для мощных широкодиапазонных лазеров на свободных электронах. Фактически, он является в настоящее время единственным вакуумноплотным материалом, идеально пропускающим излучение с длинами волн от оптических до сантиметровых, за исключением сравнительно небольшой области решёточного поглощения в диапазоне 4–8 мкм. Синтетический алмаз применяется на НЛСЭ в качестве выходных окон оптических резонаторов, которые должны пропускать как излучение юстировочного оптического лазера так и мощное выходное длинноволновое излучение. Малое поглощение длинноволнового излучения синтетического алмаза в совокупности с другими уникальными его параметрами (чрезвычайно высокой теплопроводностью и малым коэффициентом линейного расширения) позволяют пропускать через такие окна лазерные пучки очень большой мощности, недоступные для других материалов. Более подробно этот вопрос рассмотрен в разделе 5.4.5.

Однако вышесказанное относится только к синтетическим алмазам высшего оптического качества, которые изготавливаются в немногих компаниях. Качество CVD-алмаза сильно зависит от используемой технологии производства этого материала. В частности, можно однозначно утверждать, что это качество резко падает с увеличением скорости роста толщины алмазной пластины и при нарушении непрерывности этого роста.

Все алмазы, изготовленные по CVD-технологии, являются поликристаллическими. Но переходы между кристаллами могут иметь совершенно различный вид. Так в оптических алмазах фирмы ElementSix эта

поликристалличность видна визуально только на поверхности, а пластина в целом мало искажает видимый свет и является почти прозрачной. При пропускании через пластину когерентного оптического лазерного луча из-за фазовых неоднородностей, связанных с поликристалличностью, появляется характерная спекл-картина. Однако при достаточно большом поперечном размере лазерного луча характерный размер спеклов мал и этот эффект практически не влияет на качество юстировки оптических резонаторов НЛСЭ. Иная картина наблюдалась в первых экспериментальных CVD-алмазных пластинах, изготовленных в Институте прикладной физики (г. Н. Новгород) для применений в области миллиметровых волн. Внешне на просвет – это матовые непрозрачные пластины белого цвета, практически полностью рассеивающие проходящее видимое излучение. Ниже будет определен характерный размер оптической неоднородности этого материала.

Другой тип дефектов в алмазной пластине – это так называемые “чёрные точки” (black point features). Фактически – это включения с другой кристаллической решеткой (типа графита). Эти включения имеют совершенно иные оптические свойства. Тем не менее, даже совершенно чёрные в оптическом диапазоне пластины могут иметь оптические параметры, вполне пригодные для применений в инфракрасном и терагерцевом диапазонах. Однако из-за локального поглощения излучения “чёрными” точками такие пластины могут разрушаться при прохождении лазерных пучков большой интенсивности. Кроме этого они непригодны в системах, где требуется оптическая юстировка, как из-за их плохой прозрачности, так и из-за сильного рассеяния проходящего оптического света.

Небольшое количество дефектов типа “чёрных” точек присутствует даже в лучших алмазах оптического качества. Например, все алмазные пластины фактически являются серыми (оптическая прозрачность $\sim 80\%$). Это говорит о том, что однородные включения размером менее сотых долей микрона

всегда присутствуют в материале. Кроме этого оптические алмазы большого размера (более 40 мм) содержат небольшое количество “чёрных” точек, заметных невооруженным глазом. Но их число исчисляется единицами и они допускаются только на периферии таких пластин.

Другим примером, рассмотренным ниже, являются алмазы с большим содержанием дефектов типа “чёрных” точек, изготовленных в компании Hebei Plasma Diamond Technology (Китай). Эти пластины изготовлены в результате быстрого интенсивного плазменного процесса. Они имеют приемлемые параметры в длинноволновом диапазоне, но заметно уступают лучшим образцам в инфракрасном и оптическом диапазонах.

В качестве иллюстрации оптической прозрачности разных CVD-пластин на Рис.5.19 приведена их фотография. Заметим, что хотя китайская пластина на фото, где пластины лежат на листе бумаги, выглядит менее прозрачной, чем российская, она меньше рассеивает видимое излучение. Так луч HeNe-лазера в российской пластине рассеивается на больших расстояниях полностью, в то время как при прохождении китайской пластины имеется нерассеянный компонент в пучке. Это же будет видно на измерениях на фурье-спектрометре (раздел 5.4.3).

В нижеописываемых комплексных измерениях оптических параметров CVD-алмазов основное внимание было уделено алмазам высшего качества [154,155] производства компании ElementSix. При этом каждый из важных параметров (показатель преломления, поглощение в материале, рассеяние в материале) измерялись оптимальным образом с максимальной точностью по соответствующей методике. Для этого использовались три независимых подхода, изложенные в разделах 5.4.2-5.4.4.

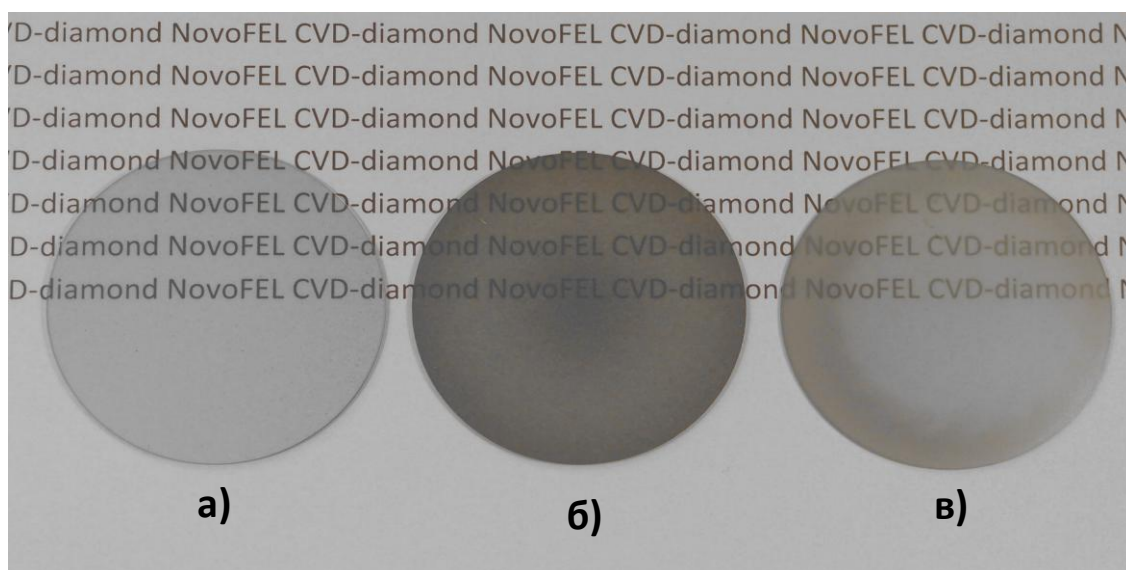


Рис.5.19. Фотография пластин из CVD-алмаза, лежащих на листе белой бумаги с текстом: а – пластина производства фирмы ElementSix (Голландия), б – пластина компании Hebei Plasma Diamond Technology (Китай), в – пластина, изготовленная в Институте прикладной физики (Н. Новгород).

5.4.2. Измерение параметров CVD-алмаза на универсальном газовом лазере

Сверхмалозумящий универсальный газовый лазер, описанный в разделе 2.5, Гл.2, использовался для измерения показателя преломления и коэффициента пропускания синтетического CVD-алмаза на длинах волн 119 и 337 мкм (H_2O - и HCN -лазеры, соответственно). Важность этих первых измерений была обусловлена следующими факторами. Во-первых, в это время в нашем распоряжении не было двух других источников терагерцевого излучения: фурье-спектрометра и НЛСЭ. Во-вторых, точные измерения поглощения в этом материале на этот момент были проделаны только для инфракрасного [156] и миллиметрового [157] диапазонов. Что касается терагерцевого диапазона, то эти данные были недостаточно точны. Так в единственной работе [158] поглощение алмаза на длине волны 100 мкм определялось в диапазоне от 0.15 см^{-1} до 0.8 см^{-1} . Поскольку оптические

резонаторы НЛСЭ рассчитывались на выходную мощность 10 кВт, верхний предел возможного поглощения мог создавать очень большую проблему при конструировании выходного окна. К счастью, реальное поглощение в хороших алмазах оказалось много меньше указанного нижнего предела.

Наконец, следует отметить одно существенное преимущество лазерных измерений по сравнению с измерениями на фурье-спектрометре. Универсальный газовый лазер в терагерцевом диапазоне всегда работает в одномодовом режиме и генерирует на выходе идеальный линейно поляризованный гауссов пучок. Сам пучок, в отличие от фурье-спектрометра, является доступным для юстировки во время измерений и всегда можно добиться, чтобы он полностью попадал на широкоапертурный детектор. В фурье-спектрометре неидеальные оптические образцы вызывают смещение пучка на его узкоапертурных детекторах, что неизбежно приводит к ошибкам измерения пропускания. Поэтому измерения пропускания на фурье-спектрометре в общем случае лучше калибровать по амплитуде по отдельным точкам лазерных измерений. Для случаев, когда пластины из CVD-алмаза имеют хорошее оптическое качество, лазерные измерения пропускания совпадают с измерениями на фурье-спектрометре.

Лазерные измерения проводились на пластине CVD-алмаза диаметром 40 мм толщиной 0.772 мм, изготовленной фирмой Element-Six (DeBeers, Netherland). Пластина устанавливалась в перетяжку сфокусированного гауссова пучка, где волновой фронт является плоским. Измерялись зависимости пропускания от угла падения для случая, когда вектор электрического поля пучка находился в плоскости падения. Полученные зависимости показаны на Рис.5.20. Они имеют несколько максимумов различной природы: максимумы близи угла 67° обусловлены углом Брюстера (угол для которого отсутствует отраженный пучок), а остальные связаны с конструктивной интерференцией в плоскопараллельной пластине. Для угла

Брюстера мы имеем однократное прохождение света через пластину. По этим точкам были определены коэффициенты пропускания $99.5 \pm 0.5 \%$ для длины волны 119 мкм и $100 - 0.5 \%$ для длины волны 337 мкм. Таким образом, потери излучения из-за рассеяния и поглощения были не более 1 % для 119 мкм и не более 0.5 % для 337 мкм. Вычисленные по этим величинам погонные потери: не более 0.12 см^{-1} и 0.06 см^{-1} , соответственно.

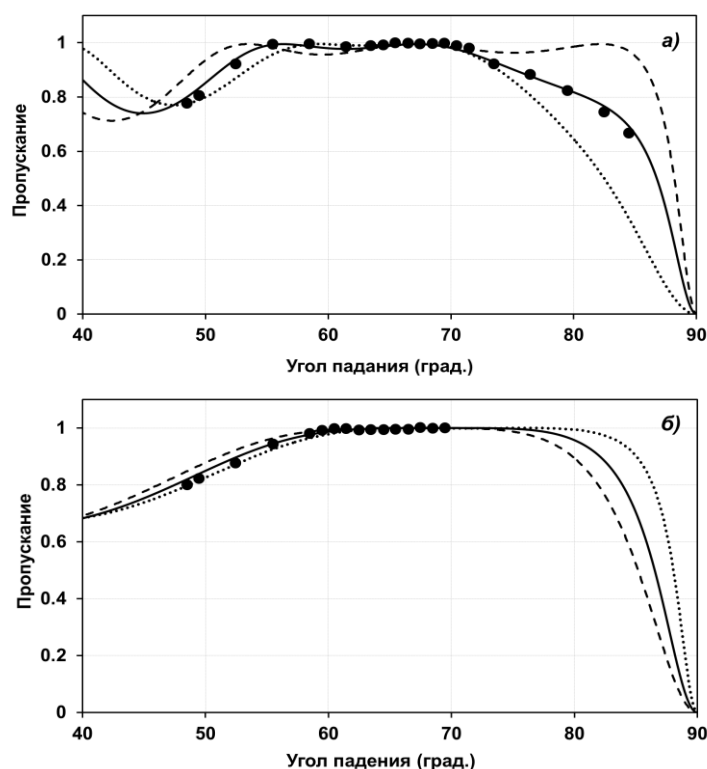


Рис.5.20. Зависимости пропускания пластины из CVD-алмаза производства фирмы ElementSix толщиной 0.772 мм от угла падения для длин волн излучения 118.6 мкм (а) и 336.8 мкм (б): эксперимент – точки; расчет: сплошные линии – $n = 2.378$, штриховые линии – $n = 2.368$, пунктирные линии – $n = 2.388$.

По зависимости пропускания на 119 мкм при помощи формул Френеля можно было также определить показатель преломления алмаза. Лучшее совпадение экспериментальных точек с расчетными кривыми наблюдалось для $n = 2.378$.

5.4.3. Измерение параметров CVD-алмазов на фурье-спектрометре

Главным достоинством метода фурье-спектроскопии является его широкодиапазонность. Это свойство особенно полезно при сравнении параметров алмазов различного качества от различных производителей. Оно также крайне важно для перестраиваемого НЛСЭ, в особенности для НЛСЭ инфракрасного диапазона, коротковолновая граница которого примыкает к области решеточного поглощения в алмазе. Как уже указывалось в предыдущем пункте, корректные измерения на фурье-спектрометре возможны только для плоскопараллельных пластин. В случаях, когда пластина располагается под углом к пучку (не нормально) требуется также, чтобы она была достаточно тонкой. Все эти условия были выполнены для исследуемых пластин. Наиболее подробные измерения показателя преломления, ослабления излучения из-за поглощения и рассеяния были выполнены для пластины производства фирмы ElementSix с диаметром 55 мм и толщиной 1.2425 мм. Точное измерение толщины пластины было необходимо для определения показателя преломления по спектральному интервалу между максимумами пропускания для пластины, ориентированной нормально к пучку. Спектры пропускания измерялись как с высоким (0.15 см^{-1}), так и с низким (5 см^{-1}) спектральным разрешением (Рис.5.21). В последнем случае интерференционная картина из-за Фабри-Перо эффекта проинтегрирована аппаратной функцией прибора и не проявляется.

Отдельно проводились измерения пропускания этой пластины в рабочем положении в резонаторах НЛСЭ – под углом Брюстера. Этот угол вычислялся по формуле:

$$\varphi_B = \arctg(n) = 67.19^\circ, \quad (5.8)$$

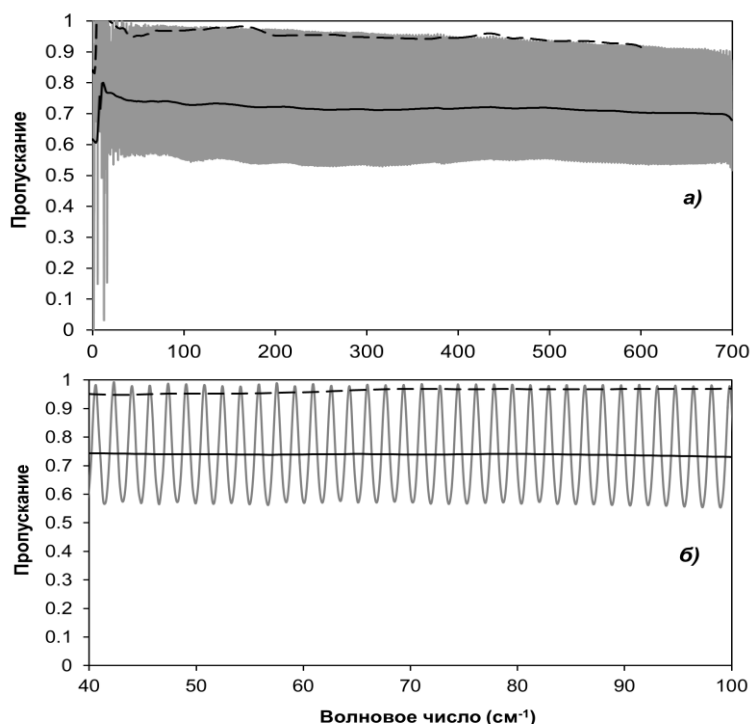


Рис.5.21. Спектры пропускания пластины толщиной 1.2425 мм из CVD-алмаза производства фирмы ElementSix (а): спектр высокого разрешения (0.15 см^{-1}) для нормально установленной пластины – серая линия, спектр низкого разрешения (5 см^{-1}) – сплошная чёрная линия, спектр высокого разрешения (0.15 см^{-1}) для пластины, установленной под углом Брюстера – чёрная пунктирная линия. Рис. б) – то же, что на Рис. а), но более крупно в диапазоне терагерцевого НЛСЭ.

где показатель преломления $n=2.378\pm0.002$ был определен по формулам Френеля и данным Рис.5.22, что хорошо соответствует данным лазерных измерений (раздел 5.4.2). Заметим, что показатель преломления практически одинаков для всего измеряемого диапазона частот (Рис.5.22).

На этом же рисунке показан вычисленный по максимумам спектров пропускания высокого разрешения коэффициент ослабления излучения в пластине. Видно, что пластина миллиметровой толщины ослабляет излучение терагерцевого ЛСЭ всего на 1%, но это ослабление возрастает почти линейно с увеличением частоты излучения в диапазонах ЛСЭ дальнего инфракрасного и инфракрасного излучения.

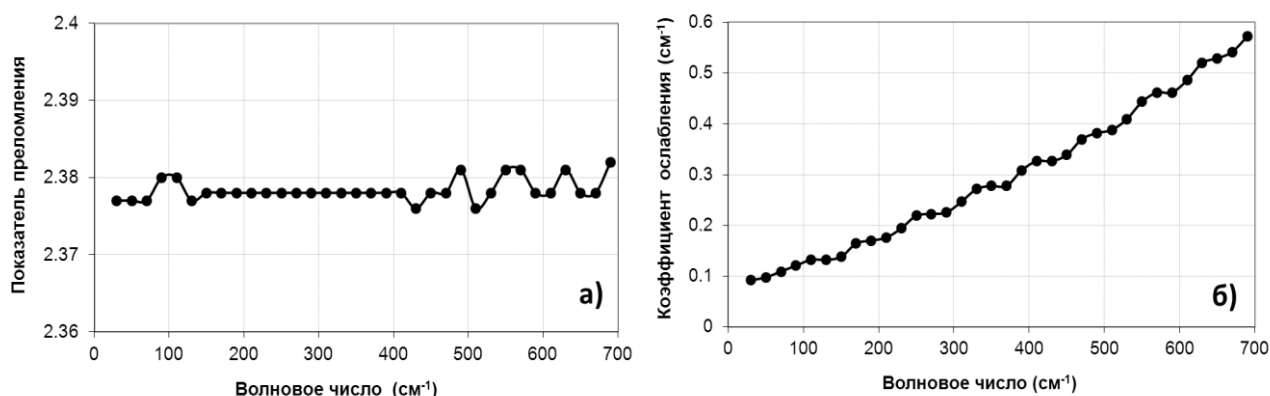


Рис.5.22. Зависимости показателя преломления (а) и коэффициента ослабления излучения (б) пластины из CVD-алмаза производства фирмы ElementSix от волнового числа.

Осцилляции на зависимостях Рис.5.22 обусловлены погрешностями измерения и не имеют физического смысла.

На Рис.5.23 показаны спектры пропускания низкого разрешения (картина Фабри-Перо эффекта проинтегрирована) для пластин от различных производителей. Видно, что все пластины имеют достаточно близкие высокие пропускания в терагерцевом диапазоне. Различия проявляются в дальнем инфракрасном диапазоне и плавно нарастают с укорочением длины волны в инфракрасном диапазоне. Основной причиной спада пропускания является рассеяние на дефектах и тесно связанное с ним поглощение в материале при многократном прохождении пластины рассеянным светом. Из Рис.5.23 можно оценить характерный размер неоднородностей ~ 20 мкм в двух рассеивающих пластинах – примерно с такой длины волны начинается расхождение кривых.

Таким образом, если бы не требовалась оптическая прозрачность окон, то все пластины были бы пригодны для терагерцевого и дальнего инфракрасного НЛСЭ. Для НЛСЭ инфракрасного диапазона алмазные пластины фирмы ElementSix много лучше остальных. Только окна из такого алмаза, установленные под углом Брюстера, способны выводить излучение

инфракрасного НЛСЭ с $\lambda > 7$ мкм без значительных потерь. Однако в диапазоне 5-7 мкм инфракрасного НЛСЭ имеются значительные проблемы с выводом излучения даже через это алмазное окно. Причиной является зона интенсивного поглощения от 1500 до 4000 см^{-1} , связанная с хорошо известным двух- и трёх-фононным поглощением в кристаллической решетке алмаза [156, 158]. Это поглощение отчётливо проявляется во всех трёх пластинах, но в максимумах поглощения мы видим неаддитивность различных компонент в потерях. Специально проделанные дополнительные эксперименты показали, что имеет место определённая компенсация компонент потерь, – фононное поглощение в сильно рассеивающем неоднородном алмазе меньше, чем в однородном. Аналогичные эффекты наблюдались при исследовании алмазов различной структуры в работе [159].

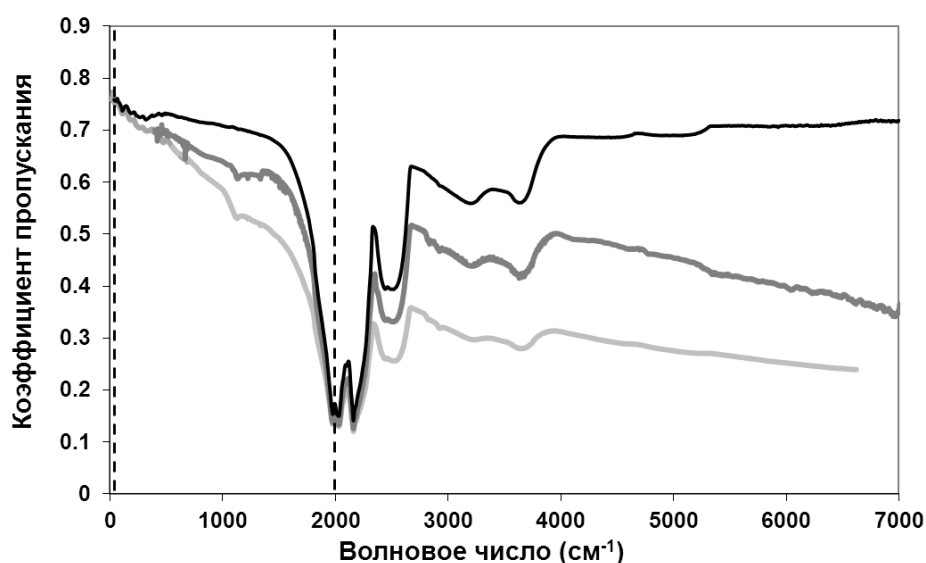


Рис.5.23. Спектры пропускания низкого разрешения (5 см^{-1}) пластин из CVD-алмаза производства фирмы ElementSix (чёрная линия), Hebei Plasma Diamond Technology Co. (тёмно-серая кривая) и Института прикладной физики (светло-серая кривая). Суммарный спектральный диапазон НЛСЭ находится между вертикальными штриховыми линиями.

Что касается вывода излучения инфракрасного НЛСЭ с длиной волны в диапазоне 5-7 мкм, то его можно осуществить через окно из материалов,

используемых в мощных инфракрасных лазерах. Наиболее распространенным среди них является селенид цинка (ZnSe). Его параметры приведены в разделе 5.4.5.

5.4.4. Измерение параметров CVD-алмазов на НЛСЭ

Третьим типом измерений параметров CVD-алмазов были измерения на пучках излучения НЛСЭ. Благодаря большой средней мощности излучения на НЛСЭ, возможно проведение прямых измерений поглощения в этом материале. Именно этот компонент коэффициента ослабления излучения представляет наибольшую опасность для сохранности выходного окна лазера. Он создаёт температурные напряжения в материале, приводящие к его разрушению (раздел 5.4.5). Если величина проходящей мощности лазера очень большая (что возможно в ЛСЭ и некоторых газовых лазерах), то опасным может быть даже небольшое поглощение в материале окна.

Измерение поглощения малой величины, как разности двух больших величин (1 и коэффициента пропускания, близкого к 1, при отсутствии отражения) неизбежно имеет очень большую погрешность (более 100%). Во-первых, в любых измерениях пропускания и отражения, как правило, не учитывается рассеянное излучение, выходящее из пластины. Во-вторых, сама точность измерения ослабления для процентных величин $\sim 100\%$.

Поэтому всегда актуальны прямые точные измерения поглощения в материале по нагреву пластины проходящим через неё мощным излучением. Такие измерения, как уже отмечалось, были ранее проделаны на источниках мощного излучения в инфракрасном (CO_2 -лазеры) и миллиметровом (гиротроны) диапазонах. Единственным в мире источником терагерцевого и дальнего инфракрасного диапазона, пригодным для таких измерений, является НЛСЭ. Более того, такие измерения крайне важны для перспектив развития самого НЛСЭ, – это будет описано подробнее в разделе 5.4.5.

Схема измерений была предельно проста [154,155]. CVD-алмазная пластина подвешивалась на тонких проволочках внутри пенопластового термостата с прозрачными для излучения НЛСЭ тонкими (7 мкм) полипропиленовыми окнами. Малогабаритным термодатчиком на периферии пластины измерялась динамика нагрева и остывания пластины, при пропускании излучения через пластину в течение измеряемого времени. В то же время сапфировым калориметром (Гл.4, 4.3.1) измерялась падающая мощность, а визуализатором на основе термофлюоресцентных пластин (Гл.4, 4.6.1) – распределение пучка излучения (контролировалось, что весь пучок заведомо попадает на пластину). Под полученный таким образом сигнал термодатчика подгонялся сигнал из модельных расчётов – путём варьирования искомого коэффициента поглощения в материале. Таким образом, для длины волны 130 мкм был определен коэффициент поглощения в материале $\beta=0.0677\pm0.003\text{см}^{-1}$ для пластины компании ElementSix и $\beta=0.149\pm0.003\text{см}^{-1}$ для пластины Института прикладной физики. Из сравнения этих данных с данными Рис.5.22 видно, что поглощение в материале пластины ElementSix составляет примерно половину от общего ослабления излучения.

В заключение этого пункта заметим, что точность наших измерений поглощения в материале была в 20 раз выше точности измерений в работе [158]. Измеренные данные вошли в справочники по применениям CVD-алмазов.

5.4.5. Применение CVD-алмазов в оптических системах НЛСЭ

Основным применением CVD-алмазов на НЛСЭ является их использование в качестве выходных окон. Особенностью всех мощных ЛСЭ является возможность повышения их выходной мощности за счёт усовершенствования отдельных компонентов установки. При этом желательно, чтобы оптический резонатор позволял делать такую

модернизацию без переделки, т.е. чтобы детали оптического резонатора, в частности его выходные окна, имели значительный запас “прочности”. Элементарный расчёт выходного окна лазера даёт в первом приближении следующую формулу для максимальной проходящей мощности гауссова пучка, после превышения которой окно разрушается напряжениями в материале, вызванными поперечными температурными градиентами [71]:

$$P_{\max} = \frac{4\pi K \sigma}{\alpha \beta E}, \quad (5.9)$$

где K – коэффициент теплопроводности, σ – разрушающее напряжение, α – коэффициент температурного расширения, β – коэффициент поглощения, E – модуль Юнга.

Замечательным свойством формулы (5.9) является то, что в неё входят только физические параметры материала окна и в ней нет геометрических параметров как самого окна, так и пучка излучения. Формула (5.9) предполагает, что теплоотвод осуществляется теплопроводностью с периферии пучка. В том случае, когда есть поперечный теплоотвод (например, окно обдувается потоком газа), максимальная мощность может быть несколько больше. Но такой дополнительный теплоотвод сильно усложняет конструкцию окна и уменьшает его надёжность, – поэтому здесь рассматриваться не будет.

Для терагерцевого и дальнего инфракрасного диапазона выбор прозрачных вакуумных материалов ограничивается алмазом, кристаллическим кварцем и высокоомным кремнием. Причём кремний является непрозрачным в оптическом диапазоне и имеет очень большой показатель преломления ($n = 3.6$), что приводит к Брюстерным окнам очень большого размера.

В инфракрасном диапазоне существует множество прозрачных кристаллов, использующихся в CO₂-лазерах, среди которых лучшим, по-видимому, является ZnSe.

В Табл.5.1 приведены физические параметры вышеперечисленных материалов и рассчитанные по формуле (5.9) максимальные значения пропускаемой мощности. Для коэффициентов поглощения кристаллического кварца и кремния взяты максимальные величины в терагерцевом диапазоне, для алмаза и ZnSe – в инфракрасном. Причем для алмаза взято втрое большее поглощение, чем для терагерцевого диапазона, т.к. коротковолновая граница НЛСЭ примыкает к зоне его фононного поглощения.

Табл.5.1. Параметры различных материалов для лазерных окон: K – теплопроводность, α – коэффициент линейного расширения, β – коэффициент поглощения, E – модуль Юнга, σ – разрушающее напряжение, $P_{\max}$ – максимальная проходящая лазерная мощность.

Материал	Параметр					
	K (Вт/см·град)	α (10^{-6} ·град ⁻¹)	β (см ⁻¹)	E (ГПа)	σ (МПа)	$P_{\max}$ (кВт)
CVD-алмаз	20	0.8	0.2	1140	400	500
Кр. кварц	0.084	7	0.8	100	50	0.094
Кремний	1.59	2.55	0.37	18.9	40	44
ZnSe	0.18	8.5	0.005	70	55	41

Необходимо иметь в виду, что для критических оптических деталей принято брать достаточно большой коэффициент запаса $\sim 4-5$. Кроме этого, надо учитывать, что выходные окна НЛСЭ находятся под постоянным радиационным облучением. Как показал длительный опыт эксплуатации терагерцевого НЛСЭ, обычные стекла из-за этого облучения чернеют со временем, а алмаз и кристаллический кварц – практически не изменяют своей прозрачности. Данных по ZnSe – нет.

Из последней колонки таблицы видно, что алмаз является единственным прозрачным вакуумным материалом, пригодным с большим запасом для почти всего диапазона НЛСЭ (за исключением области 5-7 мкм). Он способен пропускать гигантские мощности, благодаря сочетанию его уникальных параметров. Имеется практический опыт ввода миллиметрового излучения мегаваттного уровня через такие окна на плазменных установках.

Кремний можно было бы использовать только на терагерцевом НЛСЭ. Но он требует усложненной конструкции оптического резонатора с дополнительными прозрачными окнами для юстировки. Кроме этого, не совсем ясна надежность таких окон из-за присущего этому материалу эффекту “теплового взрыва”. Он является проявлением своеобразной неустойчивости – лавинообразного увеличения поглощения с увеличением нагрева. Известно, что “тепловой взрыв” в германии инициируется проходящей мощностью 3-5 кВт [71].

Кристаллический кварц непригоден для выходных окон НЛСЭ. Однако он используется нами как оптический материал для линз, работающих в терагерцевом диапазоне на пользовательских станциях. Для лучшего поперечного теплоотвода были изготовлены специальные максимально тонкие линзы из этого материала толщиной 1-3 мм. Они прекрасно работают при мощностях пучков 30-50 Вт. Однако в одном из экспериментов такая линза

была непреднамеренно разрушена мощностью 90-100 Вт, что находится в очень хорошем соответствии с данными Табл.5.9.

Селенид цинка, является одним из вариантов окна для коротковолновой части (5-7 мкм) инфракрасного НЛСЭ. Однако для его применения требуются дополнительные исследования.

Таким образом, видно, что синтетический CVD-алмаз является лучшим материалом для выходных окон НЛСЭ. Поэтому в настоящий момент все они изготовлены из этого материала, за исключением диагностического окна в терагерцевом НЛСЭ.

Отмеченной особенностью формулы (5.9) является отсутствие в ней размеров пучка и окна. Таким образом, через алмазное окно малого объема (стоимость алмаза пропорциональна его объему) можно проводить мощные сфокусированные пучки излучения. В Гл.3 показано, что вакуумный канал транспортировки излучения является актуальным для НЛСЭ. В разработанной конструкции такого канала в качестве брюстерных выходных окон на пользовательских станциях предполагается использовать диски из CVD-алмаза диаметром 28 мм толщиной 0.6 мм.

Гигантская величина максимальной пропускаемой мощности для алмаза (в терагерцевом диапазоне $P_{\max} = 0.5$ МВт) позволяет использовать этот материал в гораздо более напряженных условиях, чем в выходных окнах оптического резонатора и вакуумного канала. В разделе 5.1.3 этой главы описан однородный регулируемый вывод излучения из оптического резонатора на основе интерферометра Майкельсона. Ключевым элементом этой системы является делитель пучка, материалом которого может быть только синтетический CVD-алмаз. Тонкая пластина материала делителя может гарантировано выдерживать максимальную достигнутую внутриврезонаторную мощность НЛСЭ равную 40 кВт. Такой способ вывода мощности НЛСЭ гарантировано увеличивает его выходную мощность более чем в 2 раза.

Фактически в настоящий момент изготовление такого делителя сдерживается только максимальным коммерчески доступным размером алмазной пластины (100-120 мм). Однако динамика развития CVD технологии выращивания алмазов в целом такова, что можно надеяться на решение этой проблемы в ближайшем будущем.

5.5. Эксперименты с мощным терагерцевым излучением

В этом разделе описывается ряд эффектов, для проявления которых необходимы большие импульсная и средняя мощности излучения НЛСЭ. Все эти эффекты были получены на терагерцевом НЛСЭ и служат основой для многих пользовательских экспериментов. Как уже отмечалось, наиболее ценными пользовательскими экспериментами на НЛСЭ являются те эксперименты, которые используют хотя бы одну из трёх уникальных возможностей установки: большую импульсную мощность, большую среднюю мощность и плавную перестройку длины волны в широком диапазоне. Прочие эксперименты могут быть выполнены и на других более простых источниках излучения.

5.5.1. Терагерцевая лазерная абляция материалов

Лазерная абляция в настоящее время является хорошо исследованным эффектом, на основе которого уже созданы многие промышленные и медицинские технологии. Когда мощный импульс лазерного излучения имеет длительность много короче характерных времен распространения тепла в материале, он приводит к его разрушению на отдельные фрагменты (вплоть до молекул, атомов или ионов) без значительного нагрева основной массы образца. Другими словами, с помощью этого процесса твердое тело локально переводится в плазменную, газовую или аэрозольную фазы.

Начиная с появления первого мощного импульсного лазера на рубине (Мэйман, 1960 г.), лазерная абляция используется для наглядной демонстрации большой импульсной мощности различных лазеров. Аналогичный эксперимент был предпринят и на терагерцевом НЛСЭ вскоре после его запуска [160,161]. Брусек оргстекла толщиной 5 см устанавливался непосредственно за выходным алмазным окном лазера. Был снят видеоролик по абляционному “прожиганию” отверстия в этом бруске лазерным пучком диаметром около 1 см. Последовательные стадии этого процесса изображены в виде фотографий на Рис.5.24.

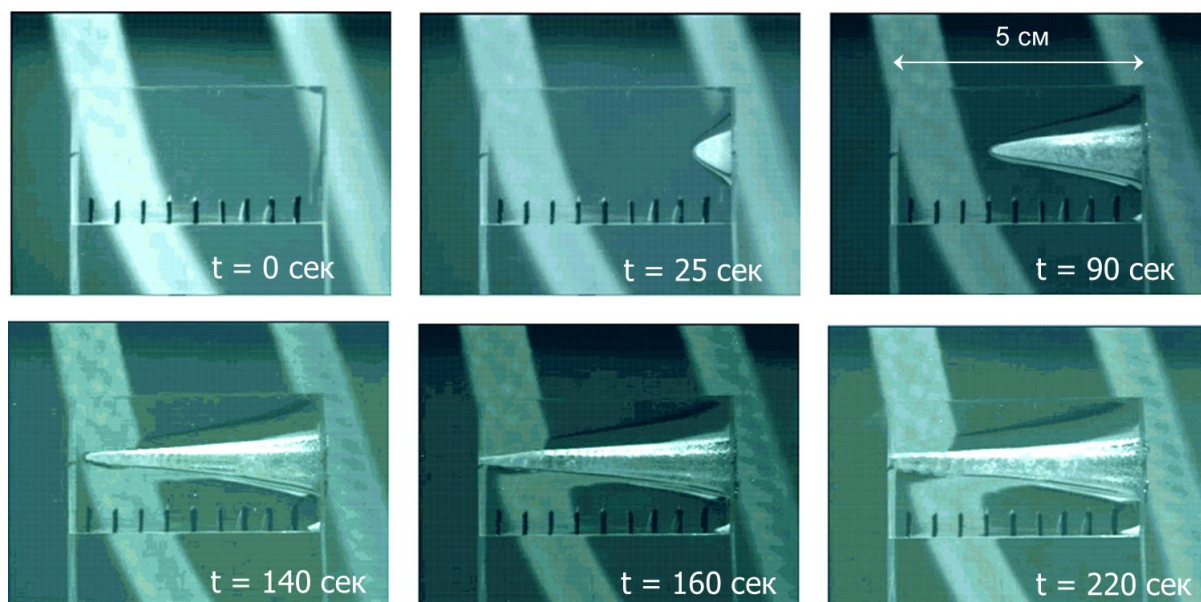


Рис.5.24. Последовательные стадии процесса абляции бруска из оргстекла толщиной 5 см терагерцевым пучком излучения с длиной волны 130 мкм средней мощностью около 100 Вт, распространяющимся справа налево.

В настоящий момент процесс абляции используется во многих пользовательских экспериментах на терагерцевом НЛСЭ. Для его наблюдения на диэлектрических материалах достаточно средней мощности в несколько десятков ватт (импульсная мощность превышает среднюю примерно в 2000

раз). В частности, он применяется в материаловедческих исследованиях наноматериалов, а также в разнообразных биологических экспериментах.

Особенностью терагерцевого НЛСЭ, отличающего его от других мощных импульсных лазеров, является малая величина кванта света. Это позволяет при определенных условиях проводить деликатную “мягкую” абляцию отдельных молекул и молекулярных биологических соединений без их разрушения.

Лазерная абляция была первичным процессом в специфических экспериментах с друммондовым светом белых окислов, описываемых в разделе 5.5.3.

В настоящий момент планируются более сложные комплексные эксперименты на основе одновременно протекающих процессов лазерной абляции и оптического разряда (раздел 5.5.2) для синтеза новых метаматериалов, например, углеродных нанотрубок. Аналогичные эксперименты были успешно проделаны на мощном инфракрасном ЛСЭ в Джефферсоновской лаборатории (США)[162]. Мы надеемся, что, благодаря специфике терагерцевого излучения, в наших планируемых экспериментах возможны интересные особенности.

5.5.2. Терагерцевый оптический пробой и разряд в газах

Оптический разряд в газе был, наряду с абляцией, одной из первых демонстраций большой импульсной мощности НЛСЭ [160, 163]. Для возникновения этого эффекта требуется импульсная интенсивность излучения около 1 ГВт/см^2 , – в несколько раз большая, чем для абляции.

Для получения оптического разряда использовалась “жесткая” фокусировка излучения терагерцевого НЛСЭ в пятно с характерным диаметром $\sim \lambda$ при помощи параболических зеркал с относительным отверстием близким к 1. В первых экспериментах этот разряд получался непосредственно вблизи выходного окна терагерцевого НЛСЭ, соответственно

фокусное расстояние параболического зеркала было выбрано равным 10 мм. При превышении пороговой пробойной величины мощности лазера (110-120 Вт на длине волны 140 мкм для аргона при атмосферном давлении) возникало шарообразное плазменное образование (Рис.5.25а), которое при дальнейшем увеличении мощности становилось существенно ярче, увеличивалось в размерах и приобретало форму гауссова пучка вблизи фокуса (Рис.5.25б). Пороговые величины мощности пробоя воздуха были на 20-30 % выше, чем для аргона. Поджиг разряда высоковольтной искрой понижал пробойные мощности примерно на четверть.

Заметим, что оптический разряд лучше рассматривать в виде двух различных модификаций: оптического пробоя газа и оптического плазменного разряда. В случае оптического пробоя (Рис.5.25а) в фокусе мы имеем слабо ионизованный газ, в то время как в случае развитого оптического плазменного разряда (Рис.5.25б) степень ионизации газа достаточно велика. Соответственно поведение этих двух плазменных образований весьма различно.

Терагерцевый оптический пробой газа может быть описан на основе элементарной теории, построенной на представлении этого явления как разновидности высокочастотного пробоя газа [164–166].

Из многочисленных экспериментов по оптическому пробую газов лазерами оптического диапазона было установлено, что в таком пробое газа, сопровождаемом заметным видимым излучением, появляется примерно 10^{13} свободных электронов [166]. Таким образом, при пороговой пробойной интенсивности излучения из одного “затравочного” электрона (возникшего, например, из-за космического излучения) за время действия импульса должно возникнуть за счёт процесса ионизации вышеуказанное количество свободных электронов. Для оптического пробоя газа при атмосферном давлении основными элементарными процессами будут: во время действия импульса –

сверхбыстрая ионизация газа электронами, приобретающими необходимую энергию в результате стохастического нагрева в переменном электрическом поле импульсной электромагнитной волны; во время релаксации после импульса – быстрое остывание электронов за счет столкновений с нейтральными атомами и более медленное уменьшение концентрации электронов за счёт диффузии при столкновениях с нейтральными атомами.

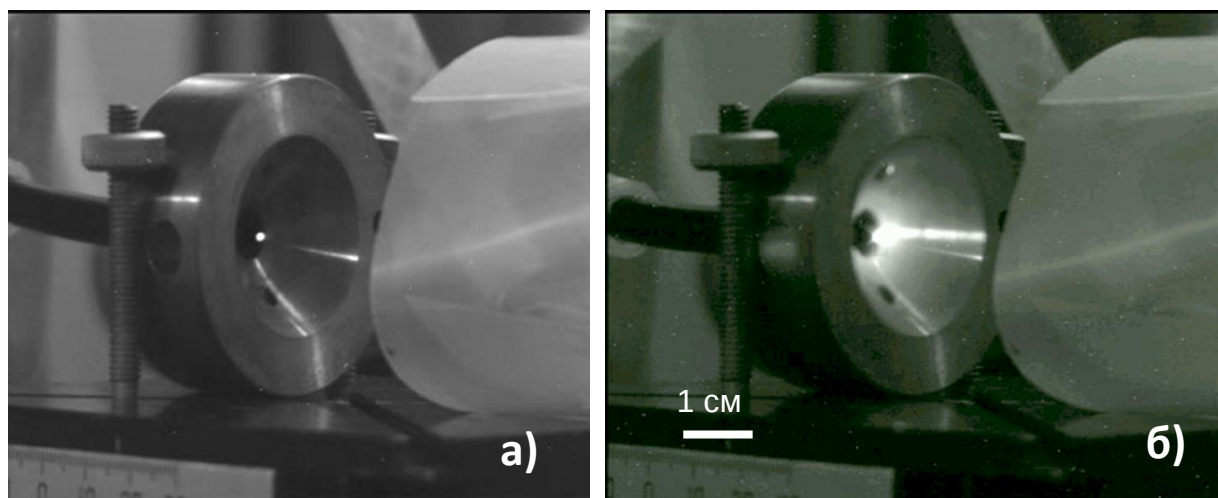


Рис.5.25. Кадры из видеофильма – демонстрации оптического разряда в аргоне, полученного вблизи выходного окна терагерцевого НЛСЭ в 2004 г.: а – мощность лазера близка к пороговой пробойной величине, б – мощность лазера на 30-40 % выше пороговой.

Сделаем оценку пробойной интенсивности излучения на длине волны 130 мкм (частота $\nu = 2.3$ ТГц) для аргона при атмосферном давлении. Характерный диаметр гауссова пучка (на полувысоте максимальной интенсивности) для нашей системы фокусировки был равен $d = 1.4\lambda = 179$ мкм, длительность импульса излучения (на полувысоте максимальной мощности) – $\Delta t = 66$ пс, энергия ионизации аргона – 16 эВ, частота столкновений электронов с атомами аргона при средней энергии электронов $v_e = 12$ эВ (см. ниже) – $\nu_0 = 15$ ТГц, длина свободного пробега электронов –

0.15 мкм. При таких параметрах основным каналом потерь электронов из разрядного объёма является их диффузионный уход (коэффициент диффузии – D) при упругих столкновениях с нейтральными атомами за характерное время:

$$\tau_D = \frac{d^2}{4D} = \frac{3d^2\nu_0 m_e}{8\varepsilon_e} = 76 \text{ нс} \quad (5.10)$$

Полученное время оказывается в несколько раз меньше периода повторения импульсов терагерцевого НЛСЭ (178 нс). Поэтому в режиме пробоя оптический разряд должен иметь вид отдельных, не связанных между собой импульсов.

С другой стороны, это время много больше длительности импульсов лазера. Поэтому диффузия электронов не оказывает существенного влияния на условие пробоя и ею можно пренебречь:

$$(\nu_i - \nu_D)\Delta t \approx \nu_i \Delta t = \ln(10^{13}) = 30, \quad (5.11)$$

где ν_i , ν_D – частоты актов ионизации и диффузионных потерь в разрядном объёме, соответственно. Частота ионизации определяется скоростями одновременно действующих процессов нагрева электронов до энергий, превышающих энергию ионизации, в поле лазерного излучения и собственно ионизации газа горячими электронами.

В модели стохастического нагрева электронов в переменном поле лазерного излучения [164–166] электрон линейно по времени набирает энергию со скоростью (мощностью):

$$P_e = \frac{d\varepsilon_e}{dt} = \frac{e^2 E_0^2 \nu_0}{2m_e(\omega^2 + \nu_0^2)}, \quad (5.12)$$

где $\omega = 2\pi\nu$ – круговая частота лазерного излучения, E_0 – амплитуда его электрического поля.

Принимая во внимание, что частота ионизации газа с плотностью n_0 электроном:

$$\nu_i = n_0 \langle \sigma_{ie} V_e \rangle_e \quad (5.13)$$

и интерполируя сечение ионизации аргона электронами σ_{ie} [167] кусочно-линейной функцией, можно прийти к интегральному уравнению для определения P_e :

$$P_e^{3/2} \cdot \int_{16/P_e}^{2.2} \left(t - \frac{16}{P_e} \right) \cdot t^{1/2} dt = 25.3, \quad (5.14)$$

где мощность нагрева электронов излучением измеряется в [эВ/пс], а время в [пс]. Корнем уравнения (5.14) является значение $P_e = 12.5$ эВ/пс, которое согласно (5.12) соответствует амплитуде поля излучения $E_0 = 0.58$ МВ/см и соответственно пробойной интенсивности линейно поляризованного излучения:

$$I_{np} = \frac{cE_0^2}{8\pi} = 0.54 \frac{\Gamma Bm}{\text{см}^2}. \quad (5.15)$$

Заметим, что пробойная интенсивность (5.15) получена в приближении однородного поля излучения. В реальности же такие интенсивности достигаются только в сфокусированных лазерных пучках. Точный расчет процесса ионизации в таких пучках представляет собой довольно сложную задачу. Однако для практических применений, по-видимому, достаточно хорошим приближением будет пробойная интенсивность (5.15), соответствующая интенсивности гауссова пучка на его полувысоте. Таким

образом, мы получаем, что оптический разряд в аргоне должен возникать при интенсивности лазерного излучения на оси, превышающей $I_0 = 1.08 \text{ ГВт/см}^2$. Для получения такой интенсивности требуется средняя мощность лазера на частоте повторения световых импульсов $f = 5.6 \text{ МГц}$:

$$P = \frac{\pi}{2} I_0 \lambda^2 \Delta t \cdot f = 119 \text{ Вт}. \quad (5.16)$$

Следует отметить, что согласно формулам (5.11) и (5.12) реальным “пробойным” фактором является не интенсивность излучения, а ее произведение с длительностью импульса (интенсивность энергии импульса). Поэтому для достижения пробоя газа очень короткими импульсами терагерцевого НЛСЭ требуется на два порядка большая интенсивность излучения, чем у типичных наносекундных импульсных газовых лазеров с близкими длинами волн.

В 2014 году эксперименты с оптическим разрядом были продолжены на метрологической станции, где возможна полноценная диагностика этого явления (Рис.5.26). Целью этих экспериментов являются более точные метрологические измерения пробойной интенсивности терагерцевого излучения и исследование возможных пользовательских применений терагерцевого оптического разряда.

Среди них можно назвать его использование, как источника интенсивного точечного ультрафиолетового света для фотолитографии, генерацию на его основе второй гармоники излучения НЛСЭ, возбуждение в оптическом разряде резонансных газодинамических колебаний, совместное использование оптического разряда и абляции для синтеза углеродных нанотрубок и других наноматериалов. Мы не будем подробно рассматривать здесь эти применения, исследования по которым проводятся в настоящее время, а ограничимся некоторыми интересными экспериментальными

данными о самом разряде, полученными в первых экспериментах на метрологической станции.

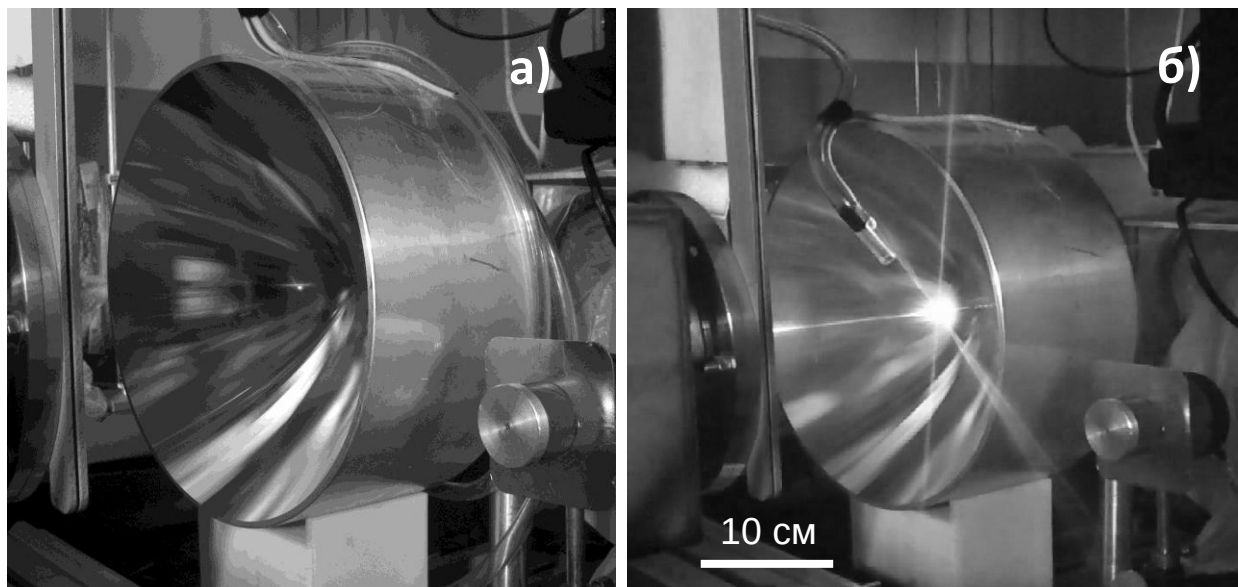


Рис.5.26. Фото терагерцевого оптического разряда на метрологической станции: а – воздух; мощность лазера близка к пороговой пробойной величине (150 Вт), б – аргон; мощность лазера (150-160 Вт) на 30 % выше пробойной.

Эксперименты по измерению интенсивностей пробоя и поддержания (гашения) оптического разряда для разных газов были проделаны с погрешностью $\pm 20\%$ (Табл.5.2) [168]. Эта погрешность в 15 раз меньше единственного измерения пробоя воздуха в терагерцевом диапазоне, выполненного в работе [165]. Это достигнуто за счет точного измерения всех параметров излучения терагерцевого НЛСЭ при помощи диагностик, описанных в Гл.4, и практически идеальной воспроизводимости формы импульсов лазера в этом конкретном эксперименте.

На Рис. 5.27 показана осциллограмма интенсивности видимого света, излучаемого слабым оптическим разрядом вблизи пробоя (типа Рис.5.26а). Видно, что в случае оптического пробоя разряд существует в виде не

Табл.5.2. Интенсивности пробоя и поддержания (гашения) оптического разряда 66 пс импульсами НЛСЭ на длине волны 130 мкм.

Параметр	Газ				
	<i>Ar</i>	<i>He</i>	<i>N₂</i>	<i>Воздух</i>	<i>CO₂</i>
Пробойная интенсивность на оси (ГВт/см ²)	1.1	1.18	1.23	1.36	1.38
Интенсивность гашения ОР на оси (ГВт/см ²)	0.51	0.91	1.00	0.90	1.20

связанных друг с другом импульсов, т.е. газовый промежуток пробивается каждым импульсом излучения НЛСЭ. Видно также, что релаксация разряда после короткого лазерного импульса имеет два характерных времени. Быстрое время обусловлено в основном релаксацией температуры электронов. Этот свет излучают высоковозбужденные уровни газа. Как показывают оценки, остывание электронов при столкновениях с нейтральными атомами происходит за время порядка 10 нс. Другая медленная экспонента связана с уменьшением плотности электронов в разрядном объёме из-за их диффузии на нейтральном газе с характерным временем, определяемым выражением (5.10). Эта часть света, по-видимому, излучается метастабильными возбужденными состояниями газа, релаксация которых в основном пропорциональна плотности электронов. Таким образом, мы полагаем, что на сигнале света видны “ T_e ”– и “ n_e ”– релаксации плазмы в пробое (релаксации электронной температуры и плотности плазмы). Заметим, что меньшие для всех газов интенсивности поддержания разряда, чем пробоя, означают, что плотность плазмы от одного импульса не исчезает полностью до прихода следующего импульса даже для слабых “точечных” разрядов.

Иная картина наблюдается в развитом оптическом разряде (Рис.5.28а, разряд типа Рис.5.26б). Видно, что более плотная и горячая плазма не исчезает в промежутке между лазерными импульсами. Лазерное излучение в этом случае только лишь периодически подпитывает энергией плазму, параметры которой при этой “подпитке” изменяются слабо. Очевидно, что такой квазистационарный разряд может поддерживаться существенно меньшей лазерной мощностью. Согласно Табл.5.2 для аргона это уменьшение весьма существенно – более 2 раз. Однако мы полагаем, что эта разница в нашем случае уменьшена описываемой ниже сравнительно медленной газодинамической модуляцией разряда. Дело в том, что интенсивности поджига и поддержания разряда должны быть одинаковыми, когда происходит зануление плотности плазмы в медленной модуляции. Мы же наблюдаем провалы до нуля в интенсивности света, что говорит о сильном уменьшении плотности плазмы в эти моменты времени. Таким образом, в стабилизированном плазменном разряде можно ожидать существенно большей разницы между порогами пробоя и поддержания разряда.

Развитый оптический разряд в более крупном временном масштабе не является стационарным из-за проявления его плазменной газодинамической неустойчивости. На Рис. 5.28б) показан тот же сигнал светового излучения при другой временной развёртке. Видны практически 100 % колебания с частотами 100-200 кГц. Эти частоты хорошо совпадают по величине с обратной величиной деления характерного размера плазмы разряда на ионно-звуковую скорость. Таким образом, оптический разряд представляет собой из-за неустойчивости регулярно пульсирующую плазму. Планируется изучение возможности подавления этой неустойчивости за счёт повышения интенсивности излучения и её стабилизации, а также оптимизации газового состава и давления. Возможно для исследований в области газовой-плазменной динамики, наоборот, будет полезен такой достаточно высокочастотный

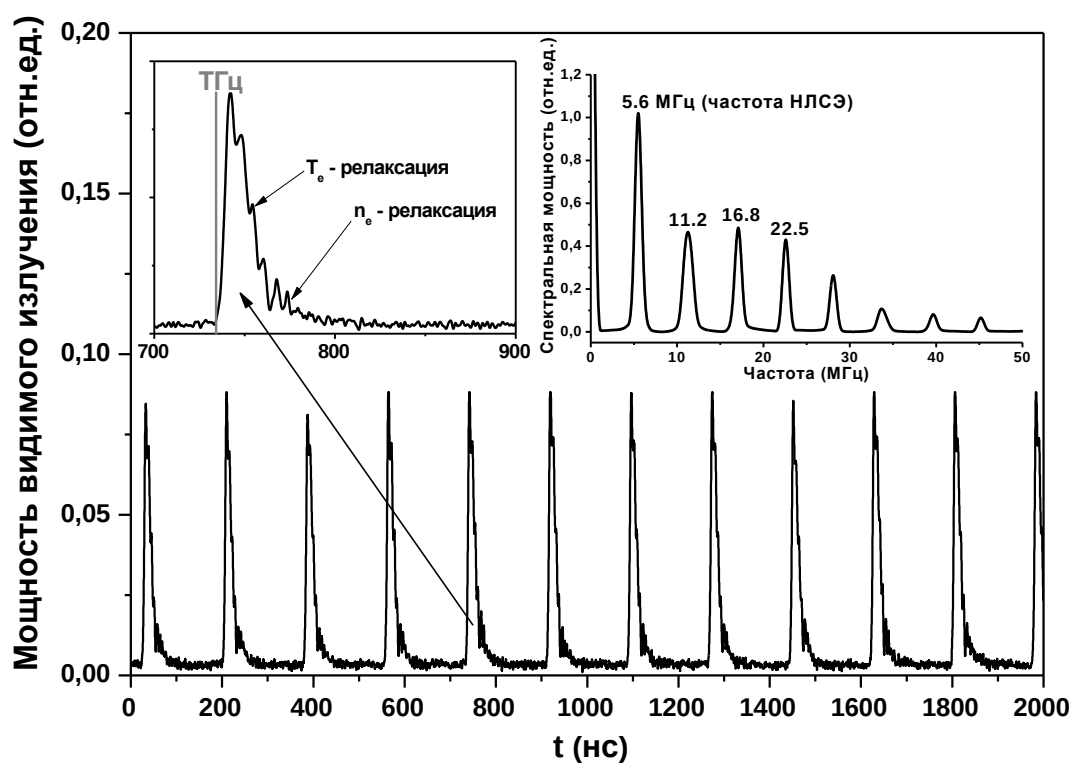


Рис.5.27. Осциллограмма мощности видимого излучения и её фурье-спектр (правая вкладка) в режиме оптического пробоя.

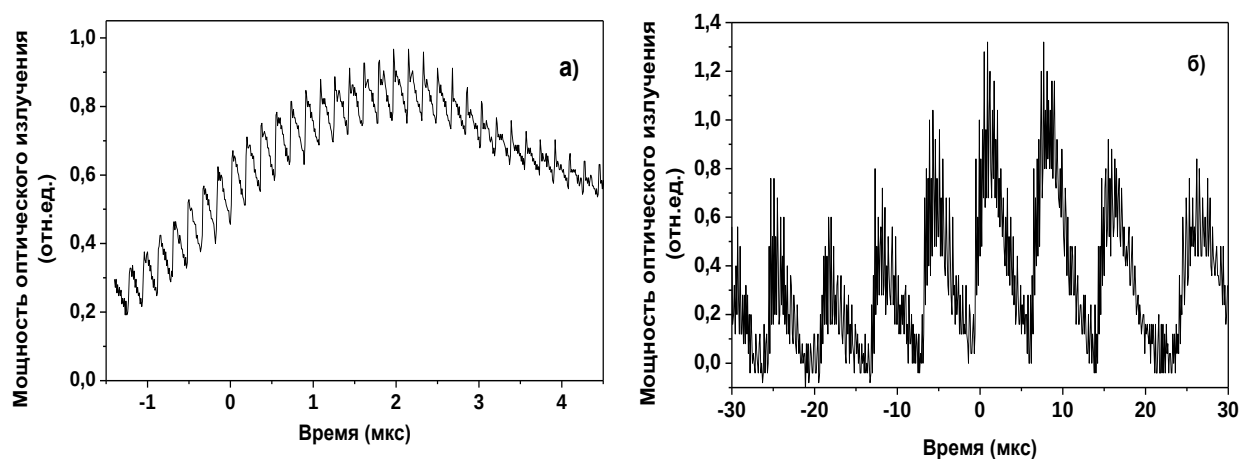


Рис.5.28. Осциллограмма мощности видимого излучения в режиме развитого оптического разряда.

пульсирующий разряд. Вероятно, возможно стабилизировать частоту пульсаций вблизи резонанса, а также получить высшие гармоники пульсаций, путём модуляции мощности излучения лазера на этой частоте.

Температура в развитом оптическом разряде может достигать 15000-20000 °К, а плотность плазмы соответствовать её равновесной величине для данной температуры [169]. Согласно формуле Саха [170] при атмосферном давлении и температуре плазмы 15000 °К степень ионизации аргона составит 5 % , а плотность плазмы будет равна $1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Такая плазма полностью не пропускает терагерцевое излучение. Это подтверждают наши pump-probe эксперименты с оптическим разрядом [171].

5.5.3. Друммондов свет высокотемпературных окислов

В ряде экспериментов, в которых образцы облучались терагерцевым излучением высокой интенсивности, наблюдался необычно яркий белый свет. Как удалось выяснить в ходе серии специальных исследований, этот свет излучался термостойкими белыми окислами металлов. Они содержались в материале образца или образовывались в нём под воздействием мощного терагерцевого излучения [172]. Было также установлено, что этот эффект является тепловым, т.е. главным в нём является разогрев окислов до высокой температуры, а длина волны лазерного излучения второстепенна. В частности, терагерцевое излучение глубже проникает в диэлектрические материалы, чем более коротковолновое, и поэтому эффективнее прогревает образцы. Но, в принципе, этот же эффект можно получить на любом другом мощном лазере. Тем не менее, в ходе этих экспериментов были установлены новые, ранее неизвестные особенности самого излучения. Поэтому эти эксперименты будут кратко описаны в этом разделе. Более подробно они изложены в статье [172]. Наибольшее внимание было уделено излучению нагретой окиси кальция CaO, которое было наиболее ярким и эффектным (Рис.5.29). Излучение нагретой до

высокой температуры водородо-кислородной горелкой извести было известно давно и широко применялось на практике в прошлом – до появления электрических источников света. Оно имеет название друммондова света, по имени Т. Друммонда, внедрившего этот источник в широкое практическое использование в 1826 г. Историки науки полагают, что впервые это излучение наблюдал Г. Гёрни в 1820 г.

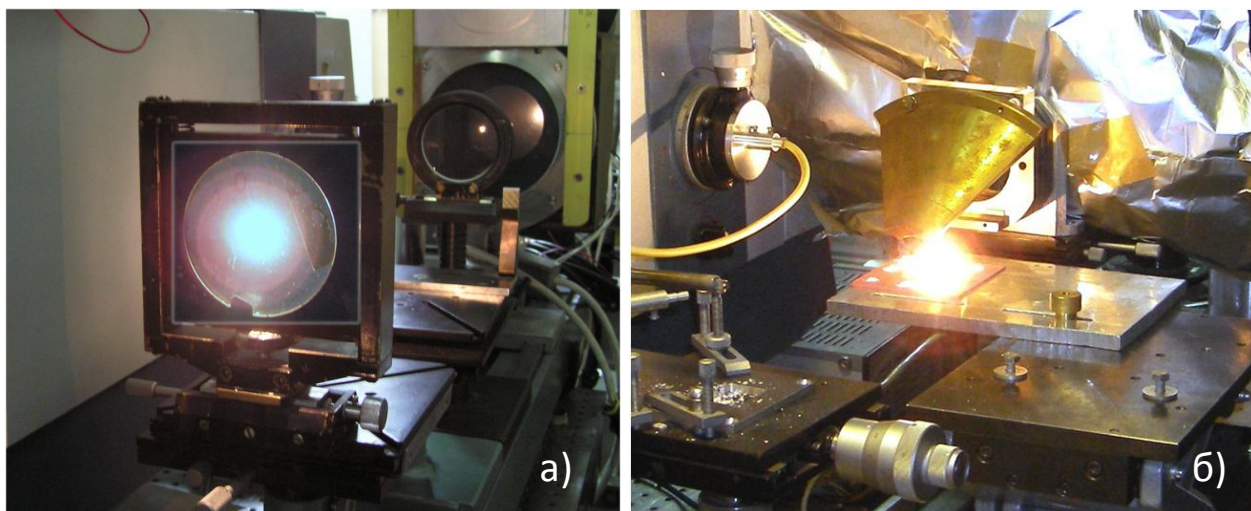


Рис.5.29. Друммондово свечение при нагреве терагерцевым излучением: окиси кальция, образующейся на краях 2 мм алюминиевой диафрагмы в результате абляции белой бумаги (а); образца из порошка химически чистой окиси кальция (б).

Несмотря на древнюю историю, физическое объяснение этого эффекта было весьма туманным. В предшествующих работах на эту тему указывалось, что излучение окиси кальция при температурах ниже 900°K превышает тепловое из-за так называемой кандолюминисценции, а выше этой температуры является только тепловым [173,174]. Такие представления об этом излучении распространены до сих пор [175]. На самом деле они противоречат нашим экспериментальным данным, полученным с “чистым” лазерным источником нагрева на химически чистых образцах окиси кальция. Было обнаружено, что главной особенностью этого излучения является

сильное увеличение интенсивности света при превышении пороговой температуры (2000-2300°K), – гораздо более резкое, чем у излучения чёрного (или серого) тела (Рис.5.30). Т.е. наоборот, как бы “надтепловое” излучение наблюдается не при низких, а при высоких температурах.

На самом деле, при помощи двух независимых методов – спектроскопии в диапазоне 400-1000 нм и лазерного рассеяния, было выяснено, что это излучение является специфическим видом чисто теплового излучения твёрдого тела с изменяющимся от температуры коэффициентом черноты [172]. Такой эффект был хорошо известен для ZnO при более низких температурах [176]. В нашем случае (CaO) он проявляется более ярко, т.к. коэффициент черноты и соответственно мощность излучения испытывает скачок на порядок величины при весьма высокой температуре (2000-2300 °K). Таким образом, было установлено, что интервале температур 2000-2300°K окись кальция превращается из почти идеально белого тела с коэффициентом черноты 0.1 (типичный коэффициент черноты белых окислов металлов – эталонов белого цвета) в практически идеальное чёрное тело с коэффициентом черноты близким к 1 (Рис. 5.31).

Само излучение при этом остаётся термодинамически равновесным, т.е. имеет тепловую природу, описываемую температурой и функцией коэффициента черноты от температуры.

Наиболее вероятное “микроскопическое” объяснение такого феноменологического поведения состоит в том, что при 2000-2300°K происходит “металлизация” окиси кальция из-за ухода (выгорания) атомов кислорода из кристаллической решетки и, соответственно, образования донорных уровней вблизи зоны проводимости. Переходы с этих уровней в зону проводимости обуславливают полосу эффективного поглощения, начинающуюся в длинноволновой части видимого диапазона или даже в

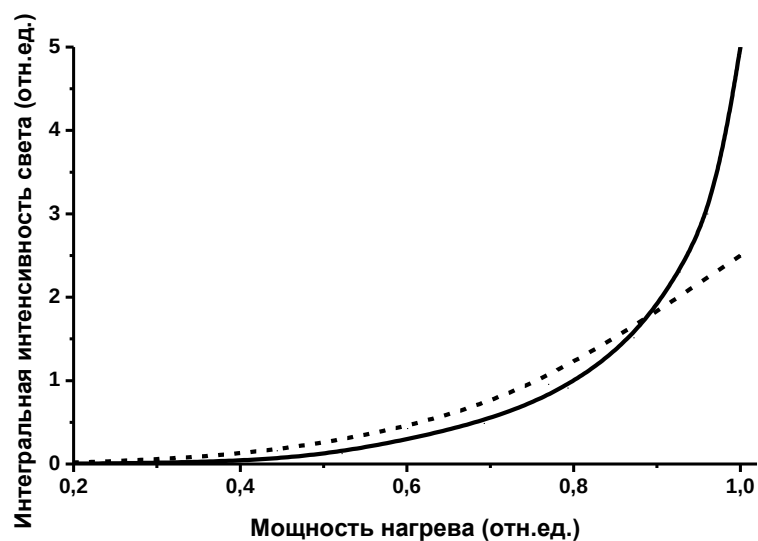


Рис.5.30. Типичные зависимости интегральной по спектру интенсивности света для вольфрамовой лампы (штриховая линия) и окиси кальция (сплошная линия) от мощности нагрева. Резкое увеличение интенсивности света CaO происходит в интервале температур $2000\text{--}2300^\circ\text{K}$.

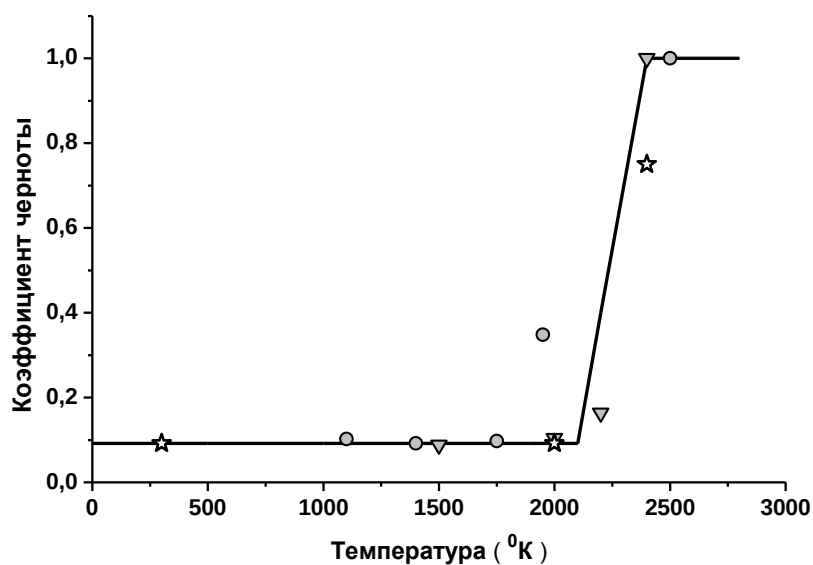


Рис.5.31. Зависимость коэффициента черноты окиси кальция от температуры: в спектроскопическом эксперименте с излучением друммондова света образцами окиси кальция разного типа (круглые и треугольные точки); в эксперименте по обратному рассеянию 0.63 мкм HeNe-лазера (звездочки). Сплошная линия – грубая интерполяция по экспериментальным точкам.

начале инфракрасного диапазона и простирающуюся в ультрафиолетовый диапазон.

После выключения лазерного излучения образец на воздухе снова насыщается кислородом и восстанавливает свои исходные свойства [172]. При комнатных температурах полоса поглощения белых окислов начинается с ультрафиолетового диапазона из-за большой ширины запрещенной зоны (6.9 эВ для CaO). Собственно, поэтому эти окислы при комнатной температуре и являются идеальными белыми телами.

Интересной особенностью всех экспериментов с друммондовым светом является то, что в мощном пучке излучения происходит не только разрушение исходного материала за счет абляции и температурного химического разложения, но также рост термостойких кристаллов CaO , которые имеют фрактальную (древовидную) структуру (Рис.5.32). В частности, именно эти кристаллы дают свечение металлической диафрагмы (Рис.5.29а), после поднесения к ней белой бумаги. Таким образом, мы здесь мы видим пример синтеза материала в мощном пучке терагерцевого излучения.

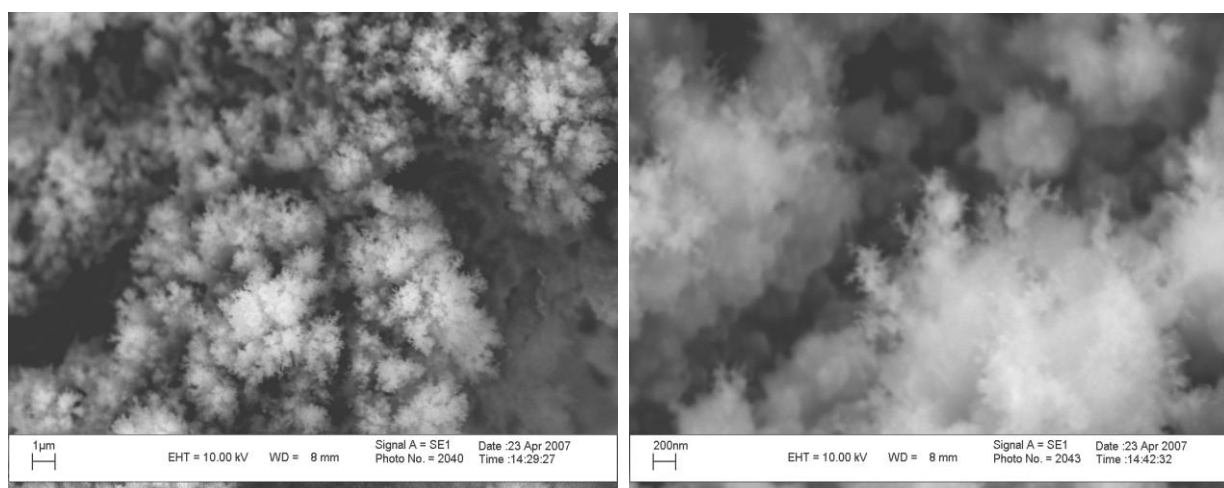


Рис.5.32. Изображения кристаллов CaO , нарастающих на металлических стенках диафрагмы под действием мощного терагерцевого излучения из материала белой бумаги. Изображения получены на электронном микроскопе ИФП СО РАН.

Вторым интересным моментом в изучении особенностей друммондова света является современное практическое применение этих знаний. Так общепринятым методом измерения температур плавления высокотемпературных материалов тепловой защиты для атомной и космической промышленности является пирометрия образцов с использованием мощных оптических лазеров. При этом данные пирометрии термостойких белых окислов металлов могут быть однозначно обработаны только при учёте вышеописанной трансформации их коэффициента черноты [177]. Авторы работы [177] использовали для обработки своих данных результаты статьи автора диссертации [172], а также наблюдали аналогичное резкое изменение коэффициента черноты CaO при её нагреве лазером оптического диапазона.

5.5.4. Оптикоакустический эффект в газах

Ёще одним интересным проявлением мощного излучения НЛСЭ является оптикоакустический эффект. Он давно хорошо известен и используется на практике несколько десятков лет. Достаточно сказать, что до появления более удобных и надежных пироэлектрических приёмников практически во всех фурье-спектрометрах инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов использовались так называемые “ячейки Голя” – детекторы, основанные на оптикоакустическом эффекте. Этот тип детектора продолжает выпускаться до сих пор фирмой Microtech Instruments.

Суть эффекта достаточно проста. Если промодулированное по амплитуде излучение лазера попадает в замкнутую ячейку с газом, у которого имеются линии поглощения в пределах ширины линии лазера, то из-за нагрева газа излучением возникают колебания давления газа на звуковой частоте. Эти колебания давления в детекторе регистрируются специальным оптико-механическим устройством. В широкополосных детекторах Голя поглощение

происходит не в газе, а специальном широкополосном поглотителе (обычно тонкие слои плохопроводящих металлов).

Особенностью оптикоакустического эффекта на НЛСЭ является его необычно большая величина. Излучение НЛСЭ в настоящее время промодулировано гармониками сетевой частоты и частотой питания пушки (800 Гц) минимум на 5 %. Намечены и в настоящее время осуществляются модернизации в системах питания, которые должны уменьшить эти технические колебания излучения. Когда излучение НЛСЭ выводится на одной из пользовательских станций в атмосферу и длина волны излучения совпадает с одной из зон поглощения паров воды (Рис.3.3), то, несмотря на “открытость” газовой среды, из-за большой мощности НЛСЭ возникает достаточно громкий звук на частотах модуляции. При некоторых неполадках в системах питания НЛСЭ, может возникать близкая к 100 % модуляция излучения и тогда звук становится очень громким. Обычно работа на станциях, если это возможно, проводится в одном из окон прозрачности атмосферы и в этом случае звук без специальных устройств практически не слышен.

На Рис. 5.32 показан спектр технических модуляций мощности излучения терагерцевого НЛСЭ и спектр интенсивности звука, вызванного этими модуляциями. Помимо 100 Гц гармоник, порождаемых остаточными модуляциями выпрямителей систем питания, имеются гармоники 800 Гц питания пушки НЛСЭ, а также комбинационные частоты $800n \pm 100m$ ($n=1,2..4$; $m=1,2..4$), обусловленные нелинейным характером связи модуляций с излучением. Как видно из рисунка, основные частоты модуляции мощности передаются звуку.

Таким образом, оптикоакустический эффект является простейшей диагностикой (без использования приборов) нахождения длины волны НЛСЭ

в окне прозрачности атмосферы, а также технических неполадок его некоторых систем питания.

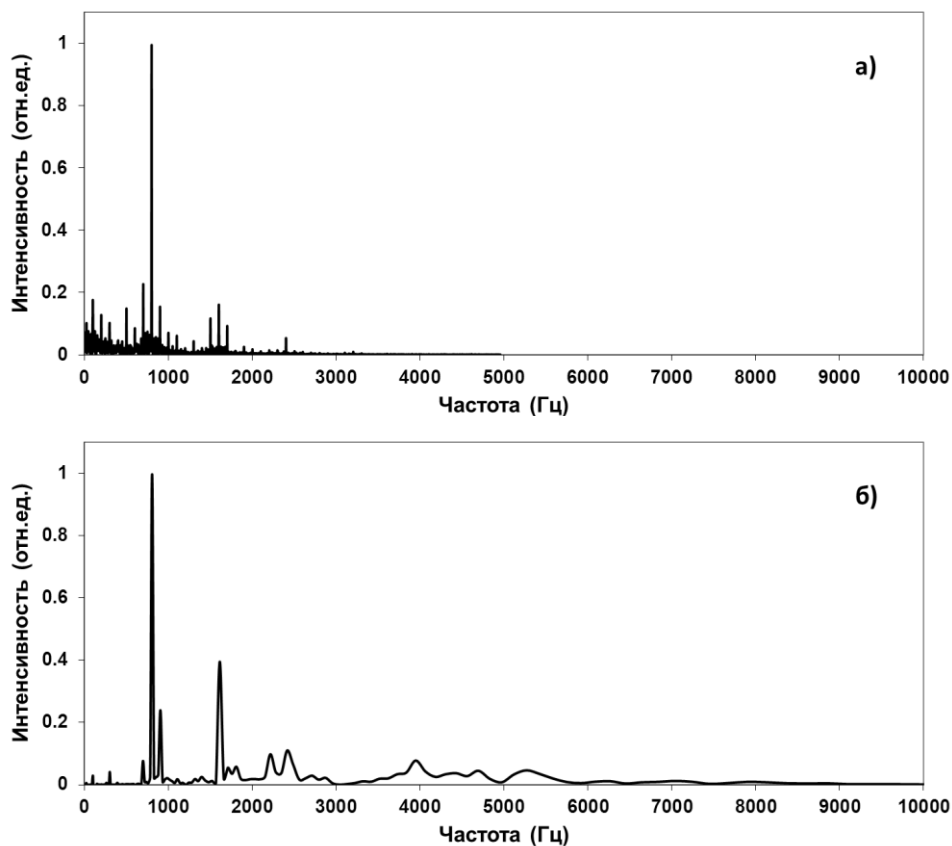


Рис.5.32. Оптикоакустический эффект на терагерцевом НЛСЭ: спектр модуляций мощности излучения (а) и спектр звука (б), возникающего при длинах волн лазера на линиях поглощения паров воды в атмосфере.

5.6. Сверхбыстрая терагерцевая газовая спектроскопия высокого разрешения

Метод сверхбыстрой спектроскопии был описан в разделе 4.5, Гл.4. Там же рассмотрено применение этого метода для спектроскопии отдельных импульсов НЛСЭ. Этот параграф посвящен его другому практическому применению – сверхбыстрой газовой спектроскопии. Отличительной особенностью этого метода является именно высокая скорость измерения,

причём в реальном времени. Существует несколько известных способов измерения спектров быстрых явлений, например, step-scan фурье-спектроскопия или популярная в настоящее время time domain спектроскопия на основе фемтосекундных лазеров. Эти методы применяются для изучения очень быстрых, но совершенно стабильных явлений, которые могут быть многократно идентично воспроизведены. Все эти методы основаны на стробоскопической технологии, когда измерения производятся с малым шагом сдвига по времени, но совокупность измерений в целом занимает время порядка минут. Т.е. в реальном времени – это медленные измерения. Ясно, что эти методы не пригодны для неустойчивых или принципиально однократных быстрых явлений (типа взрывов). Например, в разделе 4.5, Гл.4 было показано, что обнаруженная методом сверхбыстрой спектроскопии модовая структура излучения НЛСЭ в неустойчивом режиме, когда спектры излучения разных импульсов различны, не видна на фурье-спектрометре. Также на стробоскопическом осциллографе была не видна структура импульсов НЛСЭ в неустойчивом режиме (Гл.4, Рис.4.12), обнаруженная методом прямого детектирования.

Многие неустойчивые химические реакции протекают с участием короткоживущих химических радикалов. Для их обнаружения и анализа также требуется быстрая спектроскопия в реальном времени. Другой областью практического использования метода является спектральный анализ принципиально однократных быстрых (взрывных) химических реакций. Здесь следует ещё раз отметить принципиальное отличие нашего сверхбыстрого одноимпульсного спектрометра от time-domain спектрометров (TDS) на основе фемтосекундных лазеров с аналогичными названиями. Дело в том, что TDS оперируют с сигналами пикосекундной длительности, для корректного измерения которых требуется субпикосекундное временное разрешение. Ни детекторов, ни средств регистрации (АЦП, осциллографов) с таким

временным разрешением в настоящее время нет – самые быстрые приборы имеют время нарастания около 10 пс. Поэтому все TDS системы либо являются стробоскопическими, либо используют перенос временной формы сигнала в спектральную область с последующим медленным измерением. Специальными методами в лучших современных системах удаётся ускорить процесс измерения спектра только лишь до величины около 1 мс [178, 179]. В принципе, второй способ TDS позволяет проводить измерения отдельных очень коротких импульсов в реальном времени (точнее – их спектральную проекцию). Однако этот метод не дает возможности варьировать в широких пределах время измеряемого импульса, т.е. спектральное разрешение. Он также не позволяет измерять частую последовательность временных импульсов, на которой может быть построено сверхбыстрое спектральное “кино”.

Новосибирский ЛСЭ имеет гораздо большую спектральную мощность терагерцевого излучения, чем TDS системы. Благодаря этому, в одноимпульсном спектрометре на его основе можно использовать сверхбыстрые детекторы Шоттки, разработанные для субимпульсных измерений на терагерцевом НЛСЭ в реальном времени (Гл.4, 4.4.2). Большая спектральная мощность достигается в НЛСЭ, в частности, за счёт того, что он генерирует гораздо более длинные импульсы, чем TDS системы. Это ограничивает “освещаемый” лазером спектральный диапазон (достаточно узкая лазерная линия), но этот недостаток компенсируется возможностью плавной перестройки длины волны лазера в пределах диапазона генерации. Поскольку все приборы этого спектрометра работают в реальном времени, в нем возможно изменение спектрального разрешения, в частности, его увеличение до недоступных TDS системам величин и сверхбыстрое спектральное “кино”.

5.6.1. Свободная оптическая (терагерцевая) индукция молекулярных переходов

Все методы терагерцевой спектроскопии с измерением сигнала во временной области (time domain methods) основываются на эффекте свободного индукционного затухания (Free Induction Decay – FID) молекулярных излучателей. В них измеряется сигнал излучения молекулярных вращательных переходов после их возбуждения коротким лазерным импульсом. Принципиальной особенностью этого излучения большого числа молекул в газе является его когерентность, обусловленная когерентностью исходного лазерного возбуждения. Это приводит, во-первых, к относительно большой величине сигнала и, что не менее важно, к практически той же направленности пучка этого излучения, как у возбуждающего лазерного пучка. Это позволяет описывать это излучение при помощи феноменологического комплексного показателя преломления, который изменяет частотно-временные параметры пучка, но никак не влияет на его пространственные характеристики (размер пучка, волновой вектор).

В такой интерпретации квантово-механическая система молекулярных излучателей допускает абсолютно точное описание при помощи лоренцевской модели излучающих классических осцилляторов [37]. В этой модели каждому осциллятору приписывается определенная сила осциллятора A_m (амплитуда колебаний дипольного момента), частота ω_m и постоянная затухания γ_m . Все эти три параметра в квантовой теории могут быть рассчитаны, а в классической феноменологической модели могут быть определены экспериментально.

Таким образом, в этой модели лазерный импульс поля гауссовой формы с характерной длительностью τ :

$$E(t) = E_0 \cdot e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \cdot e^{-i\omega_0 t} \quad (5.17)$$

и соответственно спектром:

$$E(\omega) = KE_0 \cdot e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2 \tau^2}{4}} \quad (5.18)$$

распространяясь через однородную газовую среду с показателем преломления

$$n(\omega) = n_r(\omega) - in_i(\omega) = 1 + \sum_m A_m \frac{(\omega_m - \omega)\gamma_m - i\gamma_m^2}{(\omega_m - \omega)^2 + \gamma_m^2} \quad (5.19)$$

испытывает затухание

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega n_i(\omega)}{c} = \frac{\omega}{c} \sum_m A_m \frac{\gamma_m^2}{(\omega_m - \omega)^2 + \gamma_m^2} \quad (5.20)$$

и фазовый сдвиг

$$\Delta k(\omega) = \frac{\omega}{c} [n_r(\omega) - 1] = \frac{\omega}{c} \sum_m A_m \frac{(\omega_m - \omega)\gamma_m}{(\omega_m - \omega)^2 + \gamma_m^2}. \quad (5.21)$$

Это приводит к изменению спектра на длине L

$$\tilde{E}(\omega) = E(\omega) \cdot e^{-\alpha(\omega)L} \cdot e^{-i\Delta k(\omega)L} \quad (5.22)$$

и, соответственно, формы импульса излучения

$$\tilde{E}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) \cdot e^{[-\alpha(\omega) + i\Delta k(\omega)]L} \cdot e^{i\omega t} d\omega. \quad (5.23)$$

Точнее, говорить об изменении формы импульса имеет смысл, когда длительность импульса изменяется на величину порядка самой длительности.

Это происходит при распространении излучения через газовую среду с характерным временем столкновительного затухания γ_m^{-1} порядка длительности импульса. Подобные измерения FID излучения молекул $|\tilde{E}(t)|^2$ в реальном времени были впервые осуществлены на НЛСЭ [180, 181].

В случае же редкой газовой среды возбужденные молекулы могут излучать в течение весьма длительного времени – гораздо более продолжительного, чем длительность импульса. В этом случае мощностной сигнал состоит из первого почти не искаженного импульса НЛСЭ и за ним – длинного “хвоста” затухающего FID излучения, в котором, собственно, и содержится информация об элементарных излучателях среды. В случае одного излучателя (одного вращательного перехода) мы будем иметь чисто экспоненциальное затухание, в случае многих частот (многих вращательных переходов) – сигнал FID будет содержать сложные биения на разностных частотах. Так на Рис.5.33 показано FID излучение молекул HBr длительностью более 180 нс [182-185], а на Рис. 5.34 сравнение этого излучения с теоретическим расчетом по формулам (5.17)-(5.23) и известным справочным данным для переходов в этой молекуле.

Два крайних случая – монохроматическое излучение и излучение на очень многих частотах представляют наибольший практический интерес. Как уже отмечалось в Гл.4 и будет более подробно описано в следующем пункте этой главы, универсальный сверхбыстрый спектрометр из-за невозможности прямого измерения частот терагерцевого диапазона построен по гетеродинной схеме. Для спектроскопии высокого разрешения требуются относительно длительные измерения и, соответственно, длительное излучение гетеродина. Длительное монохроматическое FID излучение способны давать переходы простых линейных молекул типа HCN или CO (Рис.5.35). Частоты этих молекулярных переходов рассчитываются с высокой точностью и хорошо известны.

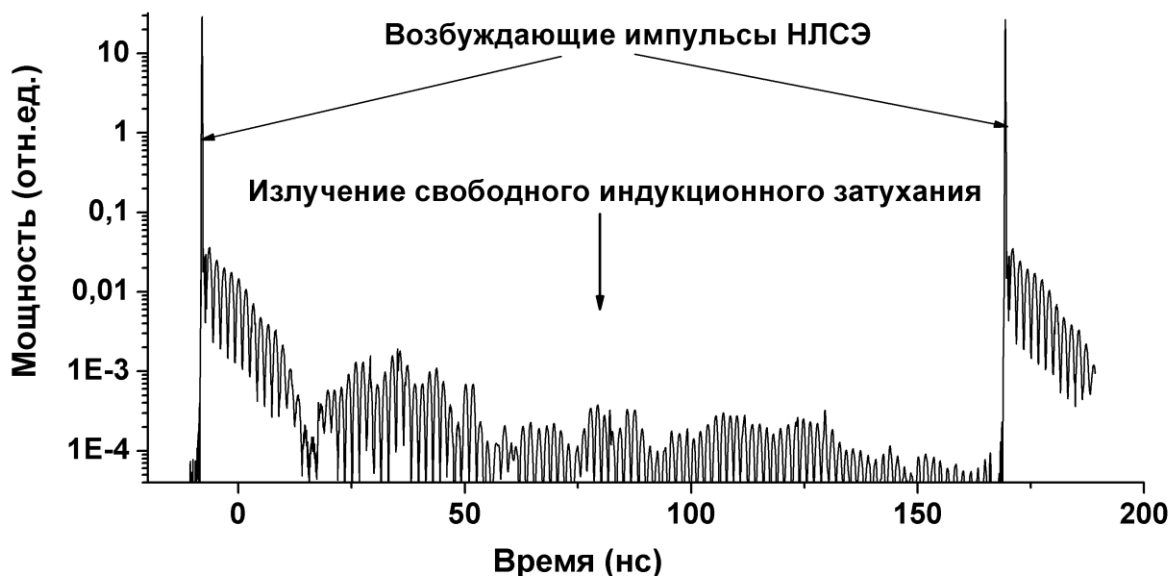


Рис.5.33. Излучение свободного индукционного затухания молекул газовой изотопической смеси $\text{H}^{79}\text{Br} + \text{H}^{81}\text{Br}$ (0.04 Торр, 1м) между двумя возбуждающими импульсами НЛСЭ, следующими с частотой 5.6 МГц.

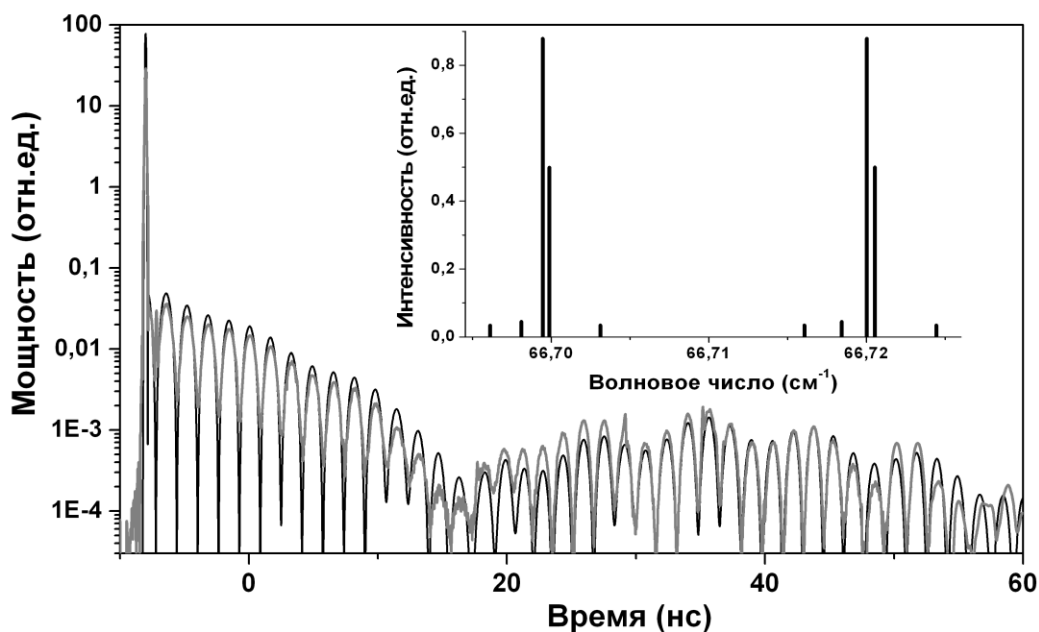


Рис.5.34. Расчетный (чёрная линия) и экспериментальный (серая линия) сигналы свободного индукционного затухания в газовой молекулярной изотопической смеси $\text{H}^{79}\text{Br} + \text{H}^{81}\text{Br}$ (0.04 Торр, 1м) на вращательном переходе $(J=3) \leftarrow (J=4)$. Спектр тонкой структуры линии и изотопическое расщепление показаны на вкладке.

С другой стороны, молекулы со сложной структурой одновременно излучающих уровней дают во временной области сигнал такой же уникальности, как и сама структура уровней в области частот. Поэтому этот сигнал, так же, как и спектр, является своеобразным “отпечатком” (fingerprint) молекулы.

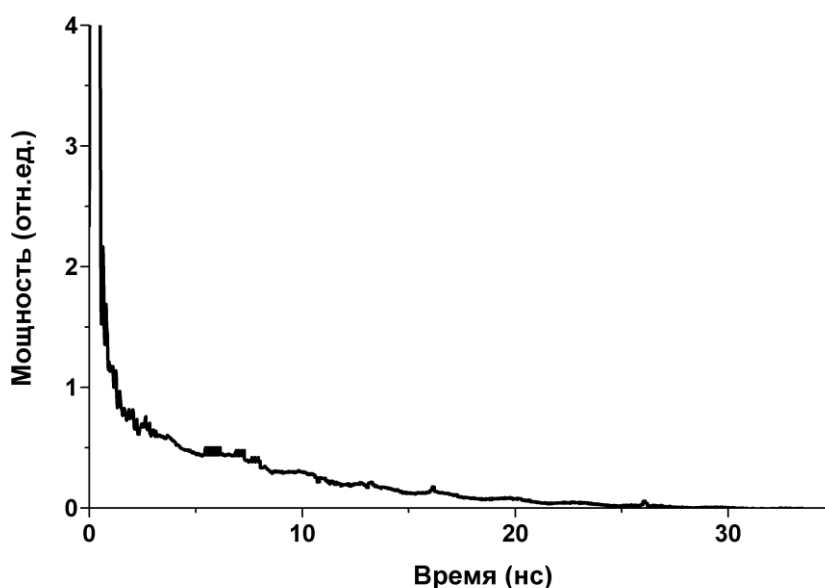


Рис.5.35. Излучение свободного индукционного затухания молекул HCN в газовой ячейке (0.04 Торр, 100 мм) на вращательной линии 141 мкм.

Если, подобно таблицам спектральных оптических линий, создать каталог FID сигналов различных молекул, то с помощью него можно проводить аналитическую молекулярную спектроскопию простейшим способом. Для неё требуется получение всего лишь одного FID сигнала. В качестве иллюстрации на Рис.5.36 показаны два FID сигнала близких вращательных линий молекул CH_3OH и NO_2 со сложной и различной сверхтонкой структурой линий. Первый возбуждающий импульс НЛСЭ заканчивается на времени 1 нс. После этого наблюдаются чистые сигналы свободного индукционного затухания – излучение нескольких десятков линий сверхтонкой структуры этих молекул. “Пиковый” характер излучения

придаёт этим спектрам индивидуальность и обусловлен тем, что многие частотные компоненты сверхтонкой структуры вращательных линий молекул

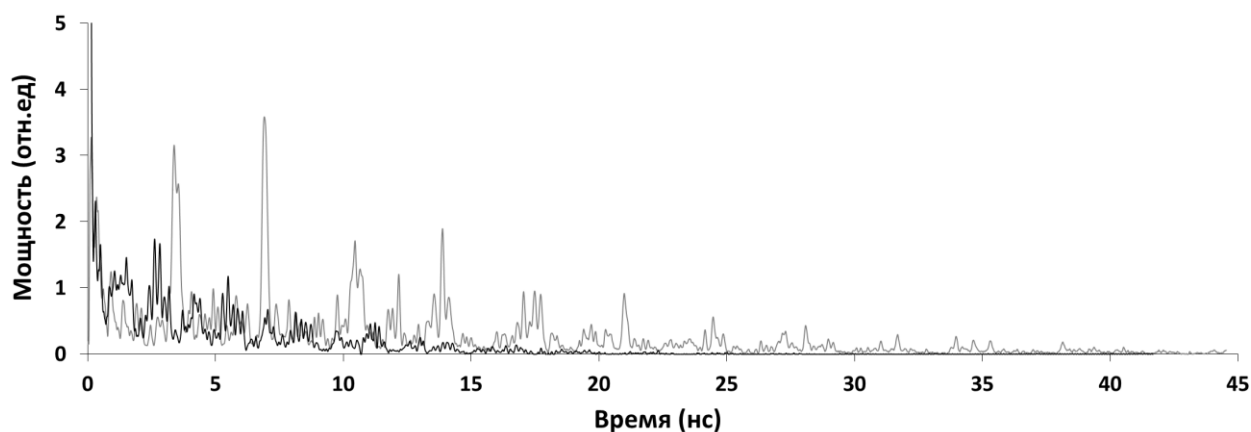


Рис.5.36. Сигналы свободного индукционного затухания близких вращательных линий молекул NO_2 (серый цвет) и CH_3OH (чёрный цвет), имеющих различную сверхтонкую структуру из нескольких десятков линий. Интеграл перекрытия спектров равен 0.011.

одновременно примерно удовлетворяют комбинационному уравнению $\omega_n = \omega_m \pm n \cdot \Delta\omega$ [186, 187]. В результате конструктивной интерференции таких компонентов в определённые моменты времени появляются всплески излучения. В некоторых случаях (например, для молекулы NO_2) при помощи Фабри-Перо интерферометра, сужающего возбуждающую линию НЛСЭ, удавалось отфильтровать такие комбинационные частоты. В этом случае FID излучение молекул представляло собой 12 равноотстоящих узких затухающих “эхо”-импульсов [186]. Однако для практической спектроскопии, по-видимому, более полезными являются неотфильтрованные FID сигналы, подобные сигналам на Рис. 5.36 [189].

В качестве количественного критерия уникальности каждого из этих сигналов удобно использовать интеграл перекрытия:

$$I_{\text{overlap}} = \frac{\int S_1(t) \cdot S_2(t) dt}{\sqrt{\int S_1(t)^2 dt} \cdot \sqrt{\int S_2(t)^2 dt}}, \quad (5.24)$$

где $S_1(t)$ и $S_2(t)$ – FID сигналы от разных молекул, а все интегралы берутся от времени окончания возбуждающего импульса (1 нс на Рис.5.36) до времени полного затухания сигналов (45 нс на Рис. 5.36).

Вычисление интеграла перекрытия для разных пар молекул показало, что его величина находится в пределах 0.008–0.014. Это означает, что молекулярный состав газа таким способом может быть определён с точностью $\sim 1\%$. Процентное содержание того или иного компонента в неизвестной газовой смеси будет определяться значением интеграла перекрытия для FID сигнала этой смеси $S_1(t)$ и табличного FID сигнала компонента $S_2(t)$. Поскольку измерения проводятся после одного импульса НЛСЭ в течение примерно 30 нс, такая спектроскопия является весьма быстрой.

Помимо простой сверхбыстрой аналитической спектроскопии, излучение свободной индукции молекул можно использовать для определения величин столкновительного (однородного) уширения линий различных линий в различных газах. Расчетный сигнал этого излучения весьма чувствителен к параметру уширения линии γ_m (формула (5.19)). Такая информация необходима, например, для лазерной физики.

Отдельным перспективным направлением сверхбыстрой аналитической спектроскопии является спектроскопия в магнитном поле. В кинетике быстрых химических процессов большую роль играет диагностика короткоживущих химических радикалов. Эти радикалы, как правило, обладают магнитным моментом и их система вращательных уровней испытывает Зеемановское расщепление. Следствием такого расщепления является, в частности, поворот плоскости поляризации излучения. В случае

когерентного FID излучения, наблюдаемого в реальном времени, этот эффект имеет ряд существенных отличий от известного эффекта Фарадея. По этой причине он получил название не-Фарадеевского вращения плоскости поляризации [188], хотя физическая основа у них одна и та же. Во-первых, в не-Фарадеевском вращении угол вращения является функцией времени. Во-вторых, сам эффект гораздо больше по величине, чем обычный эффект Фарадея. Так, мы получали углы поворота плоскости поляризации более 180° при прохождении редкой газовой среды (1 Торр, 300 мм) в магнитном поле небольшой напряженности $H = 700$ Гс [186,187]. Причинами такого большого эффекта являются когерентность FID излучения и отсутствие усреднения по времени.

В настоящее время создаётся измерительная система со сверхпроводящим соленоидом с полем до 70 кГс для полноценной магнитной аналитической спектроскопии. В ней будет возможно также существенно увеличить чувствительность за счёт применения на три порядка более чувствительного сверхбыстрого детектора на диоде Шоттки с перестраиваемой резонансной антенной бегущей волны, рассмотренного в конце раздела 4.4.1, Гл.4. Основной проблемой при его применении является очень мощный первичный возбуждающий импульс НЛСЭ – примерно в тысячу раз больший полезного сигнала, способный легко разрушить микро-диод Шоттки (Рис.5.33). В случае магнитной спектроскопии будет возможно практически полностью отсечь этот линейно поляризованный импульс при помощи поляризатора, который будет пропускать в основном только перпендикулярно поляризованную часть полезного FID излучения.

Заметим, в молекулах со значительным магнитным моментом, например, NO_2 , такая магнитная изоляция сигналов возможна даже в очень слабом поле. Так на Рис. 5.37 б) показан полезный FID сигнал молекулы NO_2 в магнитном

поле всего 140 Гс с полностью поляризационно-подавленным возбуждающим импульсом излучения НЛСЭ.

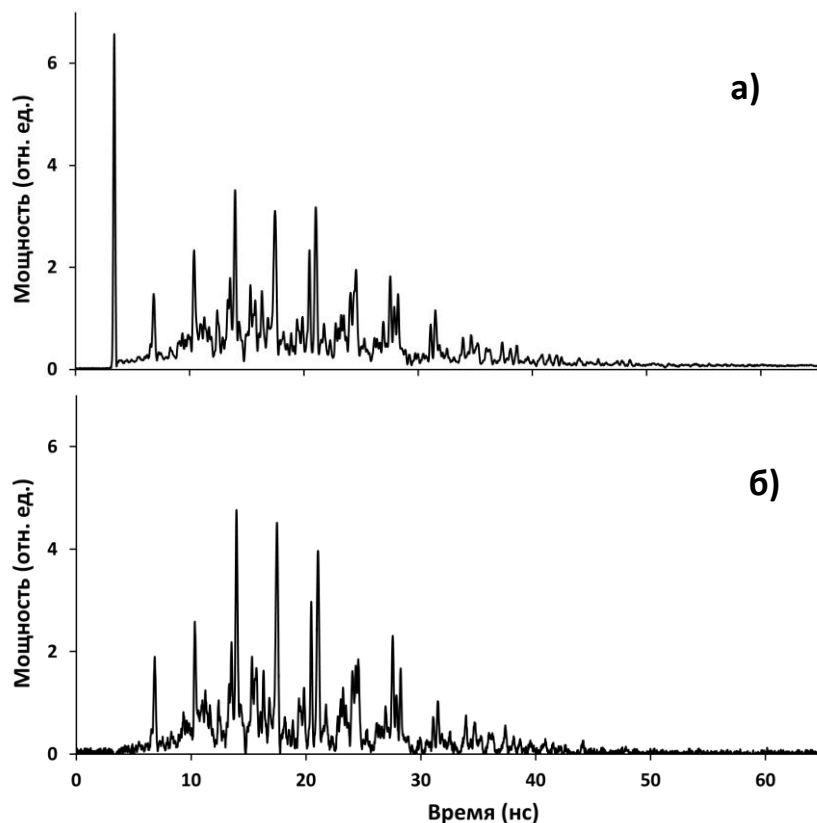


Рис.5.37. Сигнал свободного индукционного затухания вращательных линий молекул NO_2 для 100 см кюветы с давлением газа 1 Торр, помещенной в магнитное поле 140 Гс: а) слегка расстроенные скрещенные поляризаторы, б) точно настроенные скрещенные поляризаторы. Поляризация сигнала перпендикулярна поляризации возбуждающего излучения НЛСЭ.

5.6.2. Метод сверхбыстрой терагерцевой газовой спектроскопии на основе свободной оптической индукции молекулярных переходов

Метод спектроскопии, описанный в предыдущем пункте, является своеобразным аналогом аналитической спектроскопии. Он может быть полезен во многих случаях, но не является решением спектроскопической задачи в общем виде, в котором не должна использоваться априорная информация о молекулах, подобная FID сигналам известных молекул.

Однозначной характеристикой молекул являются их квантовые энергетические уровни или переходы между ними – частоты излучения ω_m , которые могут быть определены по амплитудной части комплексного поля $\tilde{E}(\omega)$ (5.23). Эта функция может быть найдена при помощи обратного фурье-преобразования временной функции поля $\tilde{E}(t)$. Однако эта функция включает в себя две части (амплитудную и фазовую), которые не могут быть определены из одного измерения FID сигнала $|\tilde{E}(t)|^2$. Для этого необходимо определение двух вещественных проекций комплексного поля. Они могут быть вычислены по формулам (4.3), (4.5) из одновременно измеряемых двух (или четырёх) FID сигналов в специальном поляризационном интерферометре, описанном в разделе 4.5, Гл.4. Модификация такого интерферометра для случая газовой спектроскопии показана на Рис.5.38 [182-184].

В зависимости от требуемого быстродействия или разрешения (два этих параметра обратно пропорциональны друг другу) в спектрометре используется два типа гетеродина. Для субнаносекундных и наносекундных измерений используется сеточный интерферометр Фабри-Перо (Гл.4, 4.2.1). Его достоинством является универсальность в выборе эталонной длины волны, недостатком – ограниченное несколькими наносекундами время растянутого импульса излучения.

Для более высокого разрешения используется гетеродин на основе ячейки с эталонным газом (обычно HCN или CO). В этом случае удавалось получать гетеродинные FID сигналы длительностью до 30 нс (Рис.5.35). Некоторым недостатком этого вида гетеродина является дискретный набор возможных частот. Однако при использовании двух или лучше трёх газов с простым спектром их набор линий практически полностью перекрывает терагерцевый диапазон генерации НЛСЭ. Критерием перекрытия является

попадание хотя бы одной линии такого гетеродинного набора в контур линии генерации НЛСЭ при любом её положении в пределах генерации.

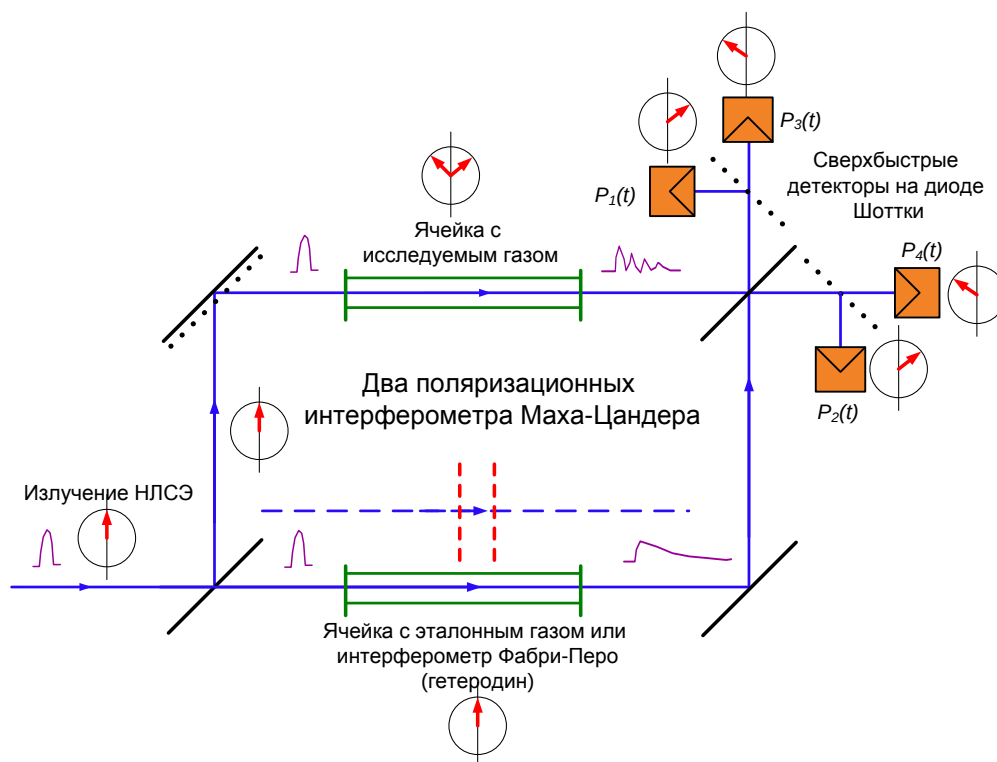


Рис.5.38. Оптическая схема сверхбыстрого спектрометра для спектроскопии газов. Направление поляризации (вектора электрического поля) показано стрелками в кружках. Зеркала и поляризационно-однородные делители пучка показаны сплошными линиями, поляризаторы – пунктирными, интерферометр Фабри-Перо – двумя параллельными штриховыми линиями.

Областью применения сверхбыстрой спектроскопии, где она имеет неоспоримые преимущества, являются неповторяющиеся процессы. Однако отработка методики и калибровочные измерения проводились на стабильных стационарных молекулярных газах. В качестве примеров на Рис.5.39 и Рис.5.40 приведены два спектра, измеренные за один импульс в течение разного времени и имеющие соответственно разное спектральное разрешение. Как уже отмечалось, время измерения и спектральное разрешение согласно фурье-преобразованию должны быть пропорциональны друг другу.

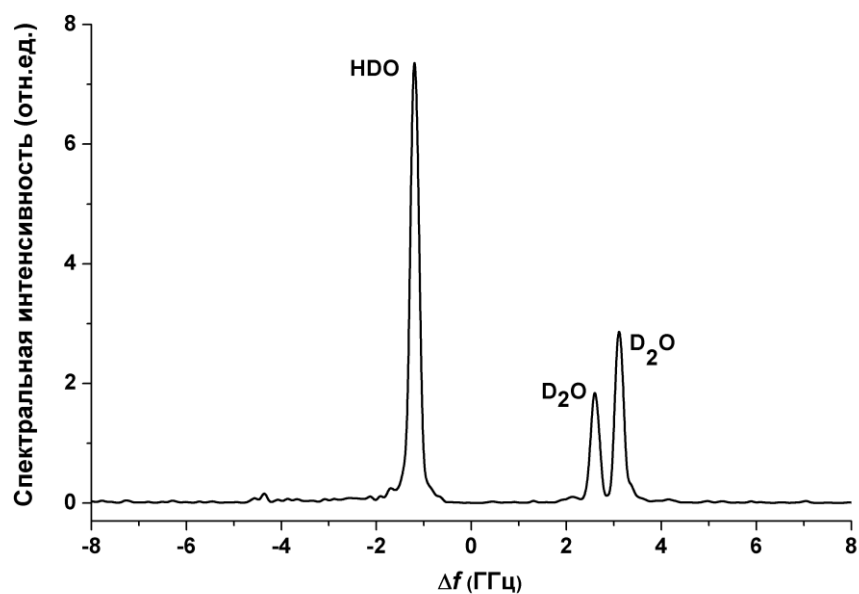


Рис.5.39. Одноимпульсный спектр паров D_2O с примесью H_2O : частота гетеродина равна 2.122416 ТГц, спектральное разрешение – $1.2 \cdot 10^4$, время измерения – 6 нс.

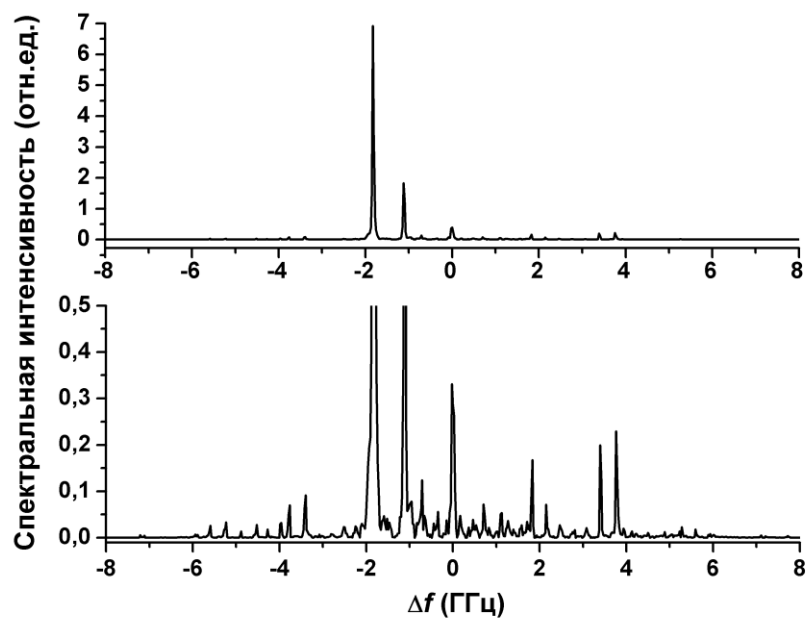


Рис.5.40. Одноимпульсный спектр паров метанола (CH_3OH): частота гетеродина равна 2.122416 ТГц, спектральное разрешение – $5.6 \cdot 10^4$, время измерения – 25 нс.

Подтверждением этого теоретического утверждения является Рис.5.41, где приводятся значения спектральных разрешений и времен измерения в различных наших экспериментах. Наиболее быстрые субнаносекундные измерения были проделаны в одноимпульсной спектроскопии излучения НЛСЭ. Эти эксперименты описаны в разделе 4.5, Гл.4.

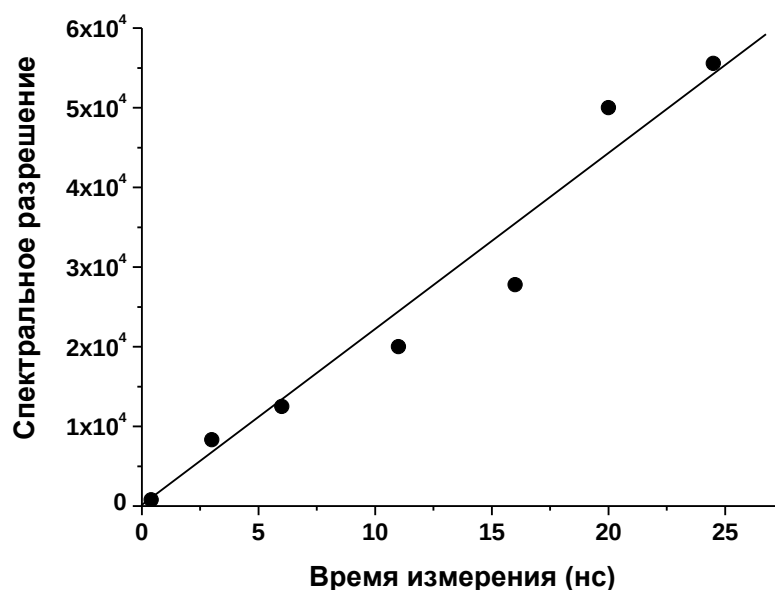


Рис.5.41. Зависимость спектрального разрешения от времени измерения. Наиболее быстрое измерение (левая крайняя точка) имеет координаты: время измерения – 0.4 нс, спектральное разрешение – 800. Это измерение получено в эксперименте по одноимпульсной диагностике излучения НЛСЭ. Остальные точки – калибровочные измерения сверхбыстрой газовой спектроскопии.

В вышеописанных экспериментах по сверхбыстрой газовой спектроскопии время измерения не превышало 25 нс. Это связано с тем, что для более длинных измерений (до 180 нс как на Рис.5.33) требуется более чувствительный сверхбыстрый детектор из-за экспоненциального затухания измеряемых сигналов. Им может быть детектор на диоде Шоттки с резонансной перестраиваемой антенной бегущей волны (раздел 4.4.1, Гл.4.) Однако, как уже отмечалось, увеличение чувствительности детектора приведет к его разрушению первичным мощным импульсом НЛСЭ. Поэтому

такой детектор должен применяться в комбинации с неким устройством, сильно подавляющим этот первичный импульс. В данном эксперименте им может быть зеркало из полупроводникового материала, коэффициент отражения от которого резко увеличивается при освещении мощным лазером подсветки видимого диапазона. Таким образом, включая лазер подсветки после первичного импульса, последний может быть ослаблен до приемлемого уровня, а полезное FID излучение полностью подано на детектор. Как отмечалось выше, эта проблема для спектроскопии магнитных молекул эффективно решается с использованием поляризационного затвора на эффекте Фарадея.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы следующие:

1. Разработаны методы аналитического приближенного расчёта оптических лазерных резонаторов открытого, волноводного и гибридного типов.

Разработанные методы позволяют элементарно рассчитывать основной параметр оптического резонатора – потери за круговой обход, используя аналитические выражения, параметрами которых являются геометрические размеры элементов резонатора. Методы имеют достаточную для практики погрешность (не более 15 %) для малых потерь резонатора (до 20% за круговой обход), причём точность методов растёт с уменьшением потерь резонатора, т.е. при приближении к оптимальной геометрии. В других случаях методы дают приблизительную оценку потерь.

2. Методы аналитического приближенного расчёта использованы для расчёта, оптимизации и создания оптических резонаторов для четырёх ныне успешно функционирующих лазеров на свободных электронах и универсального сверхмалошумящего газового лазера с рекордными параметрами.

Кардинальными отличиями разработанных методов от других известных методов являются их универсальность (возможность применения к различным типам потерь в различных видах оптических резонаторов) и аналитический вид этих потерь (в виде формул). Эти два отличия позволили решить обратные задачи поиска оптимальных геометрий резонаторов, обеспечивающих заданные (минимальные) величины потерь, в то время как другие известные методы, являясь численными, позволяют решать только прямую задачу – нахождение потерь для заданной геометрии.

3. Разработан простой метод оптического расчёта каналов транспортировки излучения от НЛСЭ к пользовательским станциям – метод эквивалентного гауссова пучка. С его помощью были рассчитаны, а затем созданы три транспортных канала открытого типа. Проведенные многочисленные измерения пучков излучения в различных местах этих каналов показали, как хорошее соответствие их распределений интенсивности предполагаемой гауссовой форме, так и близость экспериментальных и расчётных размеров пучков.

Методом фурье-спектроскопии измерено ослабление излучения в транспортных каналах на остаточных парах воды для используемой в настоящее время системе осушки азотно-воздушной смеси на основе цеолита. Показано, что в “окнах” прозрачности смеси ослаблением излучения можно пренебречь, в то время как при настройке длины волны НЛСЭ на самые сильные линии поглощения водяных паров ослабление на 34 метрах возрастает до 2-3 раз. От этого недостатка свободен вакуумный вариант каналов, который уже заложен в их конструкцию. Однако его реализация требует дополнительных капиталовложений (дорогие алмазные окна и дополнительные параболические зеркала).

4. Созданы различные приборы для измерения терагерцевого и инфракрасного излучения, многие из которых – оригинальные разработки.

Все параметры излучения НЛСЭ измеряются с максимальной точностью при помощи наиболее прямых методов с минимальной обработкой. Кроме этого для различных задач созданы разные оптимальные методики и приборы для измерения одного и того же параметра: мощности, спектра или распределения излучения.

Наиболее уникальные методики созданы для коммерчески не освоенного до сих пор терагерцевого диапазона. Это различные виды калориметров, сверхбыстрое детектирование импульсов и их сверхбыстрая

спектроскопия с временным разрешением около 15 псек, системы крупноформатной визуализации пучков размером до 150 мм и др.

5. Проведены серии различных экспериментов с целью выявления различных режимов работы НЛСЭ и измерения основных параметров его излучения, в том числе его феноменологических лазерных параметров: потерь в оптических резонаторах, коэффициента усиления и интенсивности насыщения активной среды.

Впервые в практике экспериментов на ЛСЭ одновременно измерялись временная структура импульсов, их спектры и когерентность в пределах импульса. Показано, что режим НЛСЭ в зависимости величины стабилизирующего фактора – отстройкой частоты повторения электронных импульсов от резонансной частоты обращения светового импульса внутри оптического резонатора, изменяется от полностью когерентного монохроматического режима к режиму когерентной генерации нескольких мод на резонансной и боковых частотах и затем, при нулевой отстройке, к частично когерентному (в пределах длины проскальзывания) неустойчивому режиму с конкуренцией основной и боковых мод.

Измеренные потери в созданных оптических резонаторах хорошо согласуются с расчётными значениями, что, помимо сравнения с другими расчётными методиками, является прямым подтверждением правильности используемых расчётных методов.

6. Получено и оптимизировано усиленное спонтанное излучение на второй и третьей гармониках НЛСЭ, в том числе лазерная генерация на третьей гармонике.

Экспериментально показано, что в отличие от основной первой гармоники, усиленное спонтанное излучение на второй и третьей гармониках сильно зависит от когерентности в пределах импульса излучения. Так в устойчивом полностью когерентном режиме излучение гармоник достигает

величины в несколько процентов от мощности первой гармоники, в то время как в резонансном неустойчивом режиме, в котором излучение первой гармоники максимально, оно уменьшается до величины 10^{-6} - 10^{-4} .

В длинноволновой части диапазона терагерцевого НЛСЭ достигнуто превышение усиления над потерями и лазерная генерация на 3-й гармонике с такой же мощностью как у первой гармоники. Манипуляциями устройств оптического резонатора удавалось получать излучение только на первой гармонике, только на третьей гармонике и одновременную генерацию на обеих этих гармониках в различных пропорциях.

7. Проведены измерения оптических параметров новых материалов (CVD-алмазов, газодинамически напылённого корунда и др.) и поляризаторов, необходимых для создания оптических резонаторов и приборов на НЛСЭ.

Гораздо более точно, чем это было сделано ранее, измерены оптические параметры перспективного и практически незаменимого для терагерцевой области оптического материала – синтетического CVD-алмаза. В частности, точность измерения поглощения в материале улучшена в 20 раз, благодаря прямым калориметрическим измерениям на мощном излучении терагерцевого НЛСЭ. Эти данные вошли в изданные за рубежом справочники по применениям CVD-алмазов. Показано, что алмазы от разных производителей имеют весьма различные потери на рассеяние и поглощение в материале. Алмазы наилучшего качества уже сейчас удовлетворяют потребностям НЛСЭ, за исключением неустраняемой спектральной зоны двух- и трёх-фононного поглощения.

8. Проведены уникальные эксперименты с мощным терагерцевым излучением: абляция, оптический разряд, оптикоакустический эффект, друммондов свет, сверхбыстрая спектроскопия излучения НЛСЭ и молекул в газовой фазе.

Терагерцевая лазерная абляция, продемонстрированная уже в первых экспериментах на НЛСЭ, имеет существенную особенность, состоящую в малой величине кванта излучения по сравнению с инфракрасным и тем более оптическим излучением. Это позволяет при определённых условиях проводить перевод сложных молекул из жидкого и твёрдого состояния в газообразную фазу без их разрушения, что нашло применение во многих химических и биологических приложениях.

На НЛСЭ впервые в мире получен квазинепрерывный терагерцевый оптический разряд. Плазма в оптическом разряде имеет более высокую температуру и чистоту состава, чем в дуговом разряде. Она может найти применение как качественный точечный источник мощного ультрафиолетового излучения для фотолитографии, быть источником излучения гармоник, а возбуждаемые в ней колебания и волны могут быть полезными в модельных экспериментах по газовой-плазменной динамике. Перспективным для синтеза новых материалов, например, нанотрубок и фуллеренов, может быть совместное действие абляции и оптического разряда.

Наблюдаемый без приборов сильный оптикоакустический эффект позволяет просто (по звуку) контролировать нахождение линии излучения НЛСЭ в окне прозрачности атмосферы и может быть использован в простых и чувствительных газовых анализаторах.

В экспериментах на терагерцевом НЛСЭ была выявлена истинная природа яркого друммондова света, состоящая в том, что окись кальция в процессе нагревания при температуре 2000°K превращается из “идеального белого” тела в “идеальное чёрное” тело с соответствующим увеличением излучаемого видимого света на порядок величины. Аналогичный эффект наблюдается и для других белых окислов металлов. Эти данные используются сейчас научными группами, занимающимися разработкой термостойких материалов для различных применений.

Большая импульсная мощность терагерцевого НЛСЭ и разработанная аппаратура (сверхбыстрые детекторы Шоттки, интерферометры Фабри-Перо, поляризационный интерферометр Маха-Цандера) позволили создать метод сверхбыстрой одноимпульсной спектроскопии. Этим методом впервые в практике ЛСЭ измерены спектры отдельных импульсов терагерцевого НЛСЭ в различных режимах. Показано, что наблюдаемое другими методами спектроскопии уширение спектральной линии излучения НЛСЭ в неустойчивом режиме, на самом деле имеет модовую структуру с определёнными боковыми частотами и эта структура различна для разных импульсов. Таким образом, в прямом эксперименте продемонстрировано, что сверхбыстрая спектроскопия незаменима при измерении неустойчивых процессов и однократных явлений, для которых она и была создана. На различных примерах спектров молекул в газовом состоянии показаны реализации этого метода при различном пропорциональном времени измерения спектральном разрешении от 10^3 до 10^5 .

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить глубокую признательность директору ЦКП «Сибирский центр синхротронного и терагерцевого излучения» академику Г.Н. Кулипанову за ценные советы, постоянный интерес ко всем работам этой диссертации и неоценимую помощь при решении организационных вопросов. Автор благодарен заведующему лабораторией 8-1 чл.-корр. РАН Н.А. Винокурову за плодотворные обсуждения при разработке оптических систем – части большой и сложной установки, созданной под его руководством.

Работа на большой установке – всегда коллективный труд большого числа сотрудников. Она была бы невозможной без участия в ней сотрудников лаборатории 8-1: О.А. Шевченко, М.А. Щеглова, В.М. Попика, Т.В. Саликовой, Л.Е. Медведева, Я.В. Гетманова, А.Н. Матвеевко, Д.А. Кайрана;

многих сотрудников лабораторий 6-0, 6-1 и 6-2, сотрудников НКО и экспериментального производства. Всем им автор выражает искреннюю признательность.

Юстировка оптических резонаторов, работа монохроматора и других диагностических устройств была автоматизирована. Автор благодарен С.С. Середнякову, создавшему необходимые рабочие программы.

Автор признателен коллегам по экспериментальной работе с излучением НЛСЭ Б.А. Князеву, С. А. Кузнецову, бывшим магистрантам К.С. Палагину и Е.В. Макашову за взаимопольное сотрудничество.

Значительная часть работы при создании оптических систем НЛСЭ состояла в их конструкторской разработке. Автор благодарен Б.З. Персову за конструирование трёх оптических резонаторов и Г.И. Созинову за работу над каналами вывода излучения.

Автор признателен за успешное сотрудничество сотрудникам Института химической кинетики и горения СО РАН Е.Н. Чеснокову и П.В. Кошлякову – участникам совместных работ по газовой спектроскопии.

Определённая часть работ диссертации, связанная с созданием компактного КЛСЭ, была выполнена в рамках сотрудничества между ИЯФ СО РАН и Корейским исследовательским институтом в области атомной энергии (KAERI, Республика Корея). Автор благодарен сотрудникам KAERI Джонгу (Young Uk Jeong), Г.М. Казакевичу и Ли (Byung Cheol Lee) за гостеприимство и плодотворное сотрудничество.

Автор сердечно благодарен Ольге Кубаревой, создавшей необходимые условия для написания этой работы.

Автор благодарен Институту ядерной физики СО РАН, Сибирскому Отделению РАН, Российскому Фонду Фундаментальных Исследований и Российскому Научному Фонду за поддержку в проведении исследований.

Литература

1. Tan P., Huang J., Liu K.F., et al. Terahertz radiation sources based on free electron lasers and their applications. *Sci China Inf Sci.* 55(1) (2012) 1-15.
2. Klopff J.M., Greer A., Gubeli J., et al. The Jefferson Lab high power THz user facility. *Nucl Instr & Meth A* 582 (2007) 114–116.
3. Neil G.R., Behre C., Benson S.V., et al. The JLab high power ERL light source. *Nucl Instr & Meth A* 557 (2006) 9–15.
4. van der Meer A.F.G., van der Wiel M.J. Mid-IR FEL user facility FELIX. *Appl Spectrosc* 51 (1997) 574-575.
5. Ramian G. The New UCSB Free-Electron Lasers. *Nucl Instr & Meth A* 318 (1992) 225-229.
6. Hajima R., Sawamura M., Nagai R., et al. Recent results of the JAERI energy-recovery linac FEL. *Proc Intern Conf FEL-2004, Trieste, Italy, Aug 29-Sept 3, 2004*, pp. 301-303.
7. Kulipanov G.N., Bagryanskaya E.G., Chesnokov E.N., Choporova Yu.Yu., Gerasimov V.V., Getmanov Ya.V., Kiselev S.L., Knyazev B.A., Kubarev V.V., Peltek S.E., Popik V.M., Salikova T.V., Scheglov M.A., Seredniakov S.S., Shevchenko O.A., Skrinsky A.N., Veber S.L., and Vinokurov N.A. Novosibirsk free electron laser – facility description and recent experiments. *IEEE Transaction on Terahertz Science and Technology* 5(5) (2015) 798-809.
8. Shevchenko O.A., Arbuzov V.S., Chernov K.N., Dementyev E.N., Dovzhenko B.A., Getmanov Ya.V., Gorniker E.I., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kondakov A.A., Kozak V.R., Kozyrev E.V., Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Kuper E.A., Kuptsov I.V., Kurkin G.Y., Medvedev L.E., Mironenko L.A., Ovchar V.K., Persov B.Z., Pilan A.M., Popik V.M., Repkov V.V., Salikova T.V., Scheglov M.A., Sedlyarov I.K., Serdobintsev G.V., Serednyakov S.S., Skrinsky A.N., Tararyshkin S.V., Tcheskidov V.G.,

- Vinokurov N.A., Vlasenko M.G., Vobly P.D., Volkov V.N. The Novosibirsk terahertz FEL facility – current status and future prospects. Proc of Intern Conf FEL 2012, Nara, Japan, 2013, pp. 361 – 364.
9. Shevchenko O.A., Arbuzov V.S., Chernov K.N., Dementyev E.N., Dovzhenko B.A., Getmanov Ya.V., Gorniker E.I., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kondakov A.A., Kozak V.R., Kozyrev E.V., Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Kuper E.A., Kuptsov I.V., Kurkin G.Ya., Medvedev L.E., Mironenko L.A., Ovchar V.K., Persov B.Z., Pilan A.M., Popik V.M., Repkov V.V., Salikova T.V., Scheglov M.A., Sedlyarov I.K., Serdobintsev G.V., Serednyakov S.S., Skrinsky A.N., Tararyshkin S.V., Tcheskidov V.G. Budker INP free electron laser facility – current status and future prospects. Proc Russian Conf RUPAC-2012, Sept 27-28, Saint-Petersburg, Russia, 2012, pp. 136-139.
 10. Vinokurov N.A., Dementyev E.N., Dovzenko B.A., Getmanov Y.V., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Medvedev L.E., Miginsky S.V., Mironenko L.A., Ovchar V.K., Persov B.Z., Popik V.M., Salikova T.V., Scheglov M.A., Serednyakov S.S., Shevchenko O.A., Skrinsky A.N., Tcheskidov V.G., Tokarev Y.F., Vobly P.D., Zaigraeva N.S., Matveenko A.N. Novosibirsk free electron laser facility: Two-orbit ERL with two FELs. Proc Intern Conf FEL-2009, Aug 23-28, Liverpool, UK, 2009, pp. 447-451.
 11. Kulipanov G.N., Gavrilov N.G., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kotenkov V.V., Kubarev V.V., Matveenko A.N., Medvedev L.E., Miginsky S.V., Mironenko L.A., Ovchar V.K., Popik V.M., Salikova T.V., Scheglov M.A., Serednyakov S.S., Shevchenko O.A., Skrinsky A.N., Tcheskidov V.G., Vinokurov N.A. Research Highlights from the Novosibirsk 400 W average power THz FEL. IEEE Transaction on Terahertz Science and Technology 1(2) (2008) 107-125.

12. Gavrilov N.G., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kotenkov V.V., Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Matveenko A.N., Medvedev L.E., Miginsky S.V., Mironenko L.A., Oreshkov A.D., Ovchar V.K., Popik V.M., Salikova T.V., Scheglov M.A., Serebnyakov S.S., Shevchenko O.A., Skrinisky A.N., Tcheskidov V.G., Vinokurov N.A. Status of the Novosibirsk high-power terahertz FEL. Nucl Instr & Meth A 575 (2007) 54-57.
13. Прохоров А.М. О молекулярном усилителе и генераторе на субмиллиметровых волнах. ЖЭТФ 34 (1958) 1658-1659.
14. Shawlow A.I., Townes C.H. Infrared and optical masers. Phys. Rev. 112 (1958) 1940-1949.
15. Siegman A.E. Laser beam and resonators: The 1960s. IEEE J. Selected topics in quantum electronics 6 (2000) 1380-1388.
16. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979. 328 с.
17. Fox A.G., Li T. Resonant modes in a maser interferometer. Bell Syst. Tech. J. 40 (1961) 453-458.
18. Boyd G.D., Gordon J.P. Confocal multimode resonator for millimeters through optical wavelength masers. Bell Syst Tech J 40 (1961) 489-508.
19. Kogelnik H. Imaging of optical modes – Resonators with internal lenses. Bell Syst Tech J 44 (1965) 455-494.
20. Kogelnik H., Li T. Laser beams and resonators. Appl Opt 5 (1966) 1550-1567.
21. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы для квантовых генераторов света. ЖЭТФ 44 (1963) 1050-1067.
22. Любимов В.В., Орлова И.Б. Приближенный расчет колебаний в резонаторах с вогнутыми зеркалами. Оптика и спектроскопия 29 (1970) 581-586.

23. Slepian D. Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis and uncertainty – IV: Extensions to many dimensions; generalized prolate spheroidal functions. Bell Syst Tech J 43 (1964) 3009-3057.
24. Мэйтлэнд А., Данн М.. Введение в физику лазеров. М.: Наука, 1978. 407с.
25. Кубарев В.В. Принцип Бабинне и дифракционные потери в лазерных резонаторах. Препринт ИЯФ 99-72, Новосибирск, 1999.
26. Кубарев В.В. Принцип Бабинне и дифракционные потери в лазерных резонаторах. Квантовая электроника 30(9) (2000) 824-826.
27. Кубарев В.В. Потери связи в лазерных резонаторах с полым круглым волноводом. Препринт ИЯФ 98-34, Новосибирск, 1998.
28. Кубарев В.В. Оптимальные лазерные резонаторы с полым круглым волноводом. Квантовая электроника 37(3) (1999) 241-245.
29. Кубарев В.В. Потери связи в лазерных резонаторах с полым прямоугольным или планарным волноводом. Препринт ИЯФ 97-67, Новосибирск, 1997.
30. Кубарев В.В. Потери связи в лазерных резонаторах с полым прямоугольным или планарным волноводом. Квантовая электроника 25(5) (1998) 419-423.
31. Kogelnik H. Lasers: Modes in optical resonators. New York: Dekker, 1966.
32. Hodges D.T. A review of advances in optically pumped far-infrared lasers. Infrared Physics 18 (1978) 375-384.
33. Кубарев В.В., Куренский Е.А. Сверхмалошумящий мощный DCN-лазер с высокочастотной накачкой. Препринт ИЯФ 95-94, Новосибирск, 1995.
34. Кубарев В.В., Куренский Е.А. Сверхмалошумящий мощный DCN-лазер с высокочастотной накачкой. Квантовая электроника 23(4) (1996) 311-314.

35. McCamber D.E. Eigenmodes of a symmetric cylindrical confocal laser resonator and their perturbation by output-coupling apertures. *Bell Syst Techn J* 44 (1965) 333-363.
36. Li T. Diffraction losses and selection of modes in maser resonators with circular mirrors. *Bell Syst Techn J* 44 (1965) 917-932.
37. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 712с.
38. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т.2, Теория поля. М.: Наука, 1988. 512с.
39. Madey J.M.J., Schwettman H.A., and Fairbank W.M. A free electron laser. *IEEE Trans Nucl Sci* 20 (1973) 980-983.
40. Elias L.R., Fairbank W.M., Madey J.M.J., et al. Observation of stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a spatially periodic transverse magnetic field. *Phys Rev Lett* 36 (1976) 717-720.
41. Crooker P.P., Colson W.B., Blau J., et al. Short Rayleigh length free electron laser: experiments and simulations. *Physical Review Special Topics – Accelerator and Beams* 11 (2008) 090701-(1-5).
42. Grossman E.N. The coupling of submillimeter corner-cube antennas to Gaussian beams. *Infrared Physics* 29 (1989) 875-885.
43. Abrams R.I. Coupling losses in hollow waveguide laser resonators. *IEEE J Quantum Electronics* 8 (1972) 838-843.
44. Madey J.M.J. Relationship between mean radiated energy and spontaneous power spectrum in a free electron laser. *Nuovo Cimento B* 50 (1979) 64.
45. Colson W.B, Elleaume P. Electron dynamics in free electron laser resonator modes. *Appl Phys B* 29 (1982) 101-109.
46. Colson W.B., Blau J., Armstead R.L. The free-electron laser interaction with a shot-Rayleigh-length optical mode. *Nucl Instr & Meth A* 507 (2003) 48-51.

47. Blau J., Colson W.B., Williams B.W. et al. Optical mode distortion in a shot Rayleigh length free electron laser. Proc Intern Conf FEL-2004, Trieste, Italy, Aug 29-Sept3, 2004, pp. 78-81.
48. Colson W.B., Blau J., Armstead R.L. et al. Shot Rayleigh length free electron laser. Physical Review Special Topics – Accelerator and Beams 9 (2006) 030703-(1-7).
49. Marcatili E.A.J., Schmeltzer R.A. Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers. Bell Syst Techn J 43 (1964) 1783-1809.
50. Krammer H. Field configuration and propagation constants of modes in hollow rectangular dielectric waveguides. IEEE J Quant Electr 12 (1976) 505-507.
51. Belland P., Veron D., Whitbourn L.B. Mode study, beam characteristics and output power of a CW 337 μm HCN waveguide laser. J Phys D 8 (1975) 2113-2122.
52. Veron D., Belland P., Beccaria M.J. Continuous 250 mW gas discharge DCN laser at 195 μm . Infrared Phys 18 (1978) 465-468.
53. Belland P. Waveguide CW 118.6 μm H₂O laser. Appl Phys B 27 (1982) 123-128.
54. Кубарев В.В. Оптимизированный HCN лазер. ПТЭ 3 (1986) 177-179.
55. Кубарев В.В., Куренский Е.А. Сверхмалошумящий H₂O-лазер с высокочастотной накачкой. Квантовая электроника 22 (1995) 1179-1183.
56. Кубарев В.В. Ксенон как эффективный буферный газ субмиллиметровых лазеров на колебательно-вращательных переходах. Квантовая электроника 23 (1996) 197-198.
57. Никифоров А.Ф., Уваров В.Б. Специальные функции математической физики. М.: Наука, 1984. 343с.
58. Smith P.W. A waveguide gas laser. Appl Phys Lett 19 (1971) 132-134.

59. Bridges T.J., Burkhardt E.G., Smith P.W. CO₂ waveguide laser. *Appl Phys Lett* 20 (1972) 403-405.
60. Beterov I.M., Chebotaev V.P., Provorov A.S. CW high-pressure tunable CO₂ laser with a mixture of CO₂ isotopes. *IEEE J Quantum Electron* 10 (1974) 245-247.
61. Гончуков С.А., Корнилов С.Т., Петровский В.Н. и др. Гелий-неоновый волноводный лазер. *Квантовая электроника* 2 (1975) 406-407.
62. Кубарев В.В. Расчёт, оптимизация и измерение параметров оптического резонатора Новосибирского терагерцевого лазера на свободных электронах. *Квантовая электроника* 39 (2009) 235-240.
63. Mennely C.T. Laser mirror transmissivity optimization in high power optical cavities. *Applied Optics* 6 (1967) 1434-1436.
64. Dattoli G., Giannessi L., Cabrini S., Loreto V. Gain saturation in bunched free-electron lasers. *Phys Rev A* 45 (1992) 8842-8845.
65. Kubarev V.V., Persov B.Z., Vinokurov N.A., Davidov A.V. Optical resonator of powerful free-electron laser. *Nucl Instr & Meth A*. 528 (2004) 199-202.
66. Kubarev V.V. Losses in optical resonator of Novosibirsk terahertz free electron laser: theory and experiment. *Proc Intern Conf FEL-2007*, Novosibirsk, August 26-31, 2007, pp. 107-110.
67. Ordal M.A., Bell R.J., Alexander R.W., et al. Optical properties of Au, Ni, and Pb at submillimeter wavelengths. *Applied Optics* 25 (1987) 744-752.
68. Benson S.V., Shinn M.D. Harmonic lasing characterization at Jefferson Lab. *Proc Intern Conf FEL-2006*, Berlin, Germany, Aug 27-Sept 1, 2006, pp. 323-326.
69. Jeong Y.U., Lee B.C., Kim S.K., Cho S.O., Cha B.H., Lee J., Kazakevich G.M., Vobly P.D., Gavrilov N.G., Kubarev V.V., Kulipanov G.N. First lasing of the KAERI compact far-infrared free-electron laser driven by a magnetron-based microtron. *Nucl Instr & Meth A* 475 (2001) 47-50.

70. Jeong Y.U., Kazakevich G.M., Lee. B.C., Cho S.O., Yoo J., Gavrilov N.G., Kubarev V.V. Upgrade of a compact FIR FEL driven by a magnetron-based microtron for the wavelength range of 100-300 μm . Nucl Instr & Meth A507 (2003) 125-128.
71. Голубев В.С., Лебедев Ф.В. Инженерные основы создания технологических лазеров. М.: Высшая школа, 1988. 175с.
72. Matveenko A.N., Shevchenko O.A., Tcheskidov V.G., Vinokurov N.A. Electron outcoupling scheme for the Novosibirsk FEL. Proc Intern Conf FEL-2007, Novosibirsk, Russia, Aug 26-31, 2007, pp. 204-204.
73. Small D.W., Wong R.K., Colson W.B., Armstead R.L. Free electron laser with shot Rayleigh length. Nucl Instr & Meth A393 (1997) 262-264.
74. Kubarev V.V., Vinokurov N.A., Kolobanov E.I., Kotenkov V.V., Kulipanov G.N., Matveenko A.N., Salikova T.V., Serednyakov S.S., Scheglov M.A. Fourier spectroscopy of water vapor absorption in 40 m optical transport channel of the NovoFEL. Proc Intern Conf IRMMW-THz-2007, Cardiff, UK, Sept 3-7, 2007, v. 2, pp. 817-818.
75. Кубарев В.В., Винокуров Н.А., Колобанов Е.И., Кулипанов Г.И., Матвеенко А.Н., Саликова Т.В., Середняков С.С., Щеглов М.А. Фурье-спектроскопия водяных паров в 40-метровом оптическом транспортном канале Новосибирского лазера на свободных электронах. Научный вестник НГТУ 49(4) (2012) 72-75.
76. Membrane air dryer series IDG, SMC CAT.ES 30-7D.
URL:<http://www.smcworld.com>
77. Siegman A.E., Ginzton E.L. Proc SPIE Int Soc Opt Eng 1224 (1990) 2-14.
78. Потёмкин А.К., Хазанов Е.А. Вычисление параметра M^2 лазерных пучков методом моментов. Квантовая электроника 35 (2005) 1042-1044.
79. Antokhin E.A., Akberdin R.R., Arbuzov V.S., ..., Kubarev V.V.,..., Scheglov M.A. First experimental results at the high power free electron laser at

- Siberian center for photochemistry research. Preprint BINP 2003-53, Novosibirsk, 2003.
80. Kubarev V.V., Kolobanov E.I., Kotenkov V.V., Kulipanov G.N., Matveenko A.N., Medvedev L.E., Oreshkov A.D., Popik V.M., Salikova T.V., Serednyakov S.S., Shevchenko O.A., Scheglov M.A., Vinokurov N.A. High resolution mesh Fabry-Perot interferometers in experiments on free electron and gas lasers. Proc Intern Conf IRMMW-THz-2005, September 19-23, 2005, Williamsburg, USA, pp. 194-195.
 81. Нефедов Е.И., Сивов А.Н. Электродинамика периодических структур. М.: Наука, 1972.
 82. Bruker fourier spectrometer IFS-66vS.
URL: <http://www.speciation.net/Database/Instruments/Bruker-Optics/IFS-66vS-Vacuum-FTIR-;i650>
 83. Akberdin R.R., Chesnokov E.N., Dem'yanenko M.A., Esaev D.G., Goryachevskaya T.N., Klimov A.E., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kozlov A.S., Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Kuznetsov S.A., Matveenko A.N., Medvedev L.E., Naumova E.V., Okotrub A.V., Ovchar V.K., Palagin K.S., Paschin N.S., Peltek S.G., Petrov A.K., Prinz V.Ya., Popik V.M., Salikova T.V., Serednyakov S.S., Skrinsky A.N., Shevchenko O.A., Scheglov M.A., Vinokurov N.A., Vlasenko M.G., Yakovlev V.V., Zaigraeva N.S. High Power THz Applications on the NovoFEL. Proc Intern Conf IRMMW-THz-2009, Busan, Korea, Sept. 21–25, 2009, report 09030521.
 84. Kuznetsov S.A., Arzhannikov A.V., Kubarev V.V., Kalinin P.V., Sorolla M., Navarro-Cía M., Aznabet M., Beruete M., Falcone F., Goncharov Yu.G., Gorshunov B.P., Gelfand, A.V., Fedorinina N.I. Development and Characterization of Quasi-Optical Mesh Filters and Metastructures for Subterahertz and Terahertz Applications. Key Engineering Materials 437 (2010) 276-280.

85. Winnewisser C., Lewen F., Schall M., Walther M. and Helm H. Characterization and application of dichroic filterd in the 0.1-3-THz region. IEEE Transactions on microwave theory and techniques 48(4) (2000) 744-748.
86. Kuznetsov S.A., Arzhannikov A.V., Gelfand A.V., Kubarev V.V., Navarro-Cía M., Beruete M., Falcone F., Sorolla M., Thumm M. Microstruture quasi-optical components for subterahertz and terahertz applications. Vestnik Novosibirsk State University. Series: Physics 5 (2010) 79-90.
87. Kuznetsov S.A., Navarro-Cía M., Kubarev V.V., et al. Regular and anomalous extraordinary optical transmission at the THz-gap. Optics Express 17(14) (2009) 11730-11738.
88. Kubarev V.V., Makashov E.V., Palagin K.S., Serednyakov S.S., Fedotov M.G. Powermeters and 2D beam imaging systems on the Novosibirsk terahertz free electron laser. Proc Intern Conf IRMMW-THz-2007, Cardiff, UK, 3rd –7th Sept., 2007, v.1, pp. 249-250.
89. Кубарев В.В., Макашов Е.В., Палагин К.С., Середняков С.С., Федотов М.Г. Измерители мощности и системы визуализации терагерцового излучения на Новосибирском лазере на свободных электронах. Научный вестник НГТУ 49(4) (2012) 76-79.
90. Кубарев В.В. Исследование физических процессов в горячей вращающейся плазме оптическими методами: дисс. канд. физ.-мат. наук: 01.04.08 / Кубарев Виталий Владимирович, Новосибирск, 1990. 135с.
91. Abdrashitov G.F., Beloborodov A.V., Volosov V.I., Kubarev V.V., Popov Yu.S., Yudin Yu.N. Hot rotating plasma in PSP-2 experiment. Nuclear Fusion 31 (1991) 1275-1290.
92. Дюбко С.Ф., Ефименко М.Н. Детектирующие свойства точечного контакта металл-InSb на волне 337 мкм при T=300°K. Письма в ЖЭТФ 13 (1971) 531-533.

93. Fetterman H.R., Clifton B.J., Tannenwald P.E., Parker C.D. Submillimeter detection and mixing using Schottky diodes. *Appl Phys Lett* 24 (1974) 70-72.
94. Crowe T.W. GaAs Schottky barrier mixer diodes for the frequency range 1-10 THz. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 10 (1989) 765-777.
95. Полупроводниковые приборы. Сверхвысокочастотные диоды: справочник. Томск: МГП "РАСКО", 1992. 222 с.
96. Matarrese L.M., Evenson K.M. Improved coupling tom infrared whisker diodes by use of antenna theory. *Applied Physics Letters* 17 (1970) 8-10.
97. Mizuno K., Kuwahara R., Ono S. Submillimrter detection using a Schottky diode with long-wire antenna. *Applied Physics Letters* 26 (1975) 605-607.
98. Krautle H., Sauter E., Schultz G.V. Antenna characteristics of whisker diodes used as submillimeter receivers. *Infrared Physics* 17 (1977) 477-483.
99. Свешникова М. П. Теорема взаимности в электродинамике и радиотелеграфии. *Журнал русского физико-химического общества при Ленинградском университете, ч. Физическая* LIX(5-6) (1927) 453 – 464.
100. Айзенберг Г.З. Коротковолновые антенны. М.: Радио и связь, 1962. 536с.
101. Zmuidzinas J., Betz A.L., Boreiko R.T. A corner-reflector mixer mount for far infrared wavelengths. *Infrared Phys* 29 (1989) 119-131.
102. Grossman E.N. The coupling of submillimeter corner-cube antennas to Gaussian beams. *Infrared Phys* 29 (1989) 875-885.
103. Кубарев В.В., Шеметов В.А. Аппаратура для измерения флуктуаций плотности плазмы методами субмиллиметровой интерферометрии и когерентного рассеяния. Тезисы докладов V Всесоюзного совещания по диагностике высокотемпеоатурной плазмы, 18-22 июня, 1990, Минск, с. 60-61.

104. Kubarev V.V., Kazakevich G.M., Jeong Y.U., Lee B.J. Quasi-optical highly sensitive Schottky-barrier detector for a wide-band FIR FEL. Nucl Instr & Meth A 507 (2003) 523-526.
105. Kazakevich G., Davidsaver M., Edwards H., Fliller R., Koeth T., Lumpkin A., Nagaitsev S., Ruan J., Thurman-Keup R., Jeong Y.U., Kubarev V. Bunch length monitoring at the A0 photoinjector using a quasi-optical Schottky detector. Proc Intern Conf PAC09, Vancouver, BC, Canada, 4-8 May, 2009, pp. 3543-3545.
106. Kubarev V.V., Ovchar V.K. and Palagin K.S. Ultra-fast Terahertz Schottky Diode Detector. Proc Intern Conf IRMMW-THz-2009, Busan, Korea, 21–25 Sept, 2009, report 09030439.
107. Kubarev V.V. Ultrafast high-resolution spectroscopy of separate NovoFEL pulses. Proc Intern Conf IRMMW-THz-2013, Mainz on the Rhine, Germany, September 1-6, 2013, Mo14-4.
108. Thermofluorescent screens.URL: <http://www.macken.com>
109. Knyazev B.A., Kubarev V.V. Wide-field imaging using a tunable terahertz free electron laser and a thermal image plate. Infrared Physics & Technology 52 (2009) 14–18.
110. Pyroelectric camera Pyrocam III. URL: <http://www.ophiropt.com>
111. Кубарев В.В., Мишагин В.В. Субмиллиметровый многоканальный интерферометр. Препринт ИЯФ 86-45, 1986.
112. АЦП КАС-204
URL: <http://www.inp.nsk.su/~kozak/canbus/sem00/sem00.htm>
113. Галкин П.С., Игуменов И.К., Климов А.Э., Кубарев В.В., Неизвестный И.Г., Пашин Н.С, Чесноков Е.Н., Шумский В.Н. Разработка элементов системы регистрации изображений в терагерцовой области спектра на основе пленок PbSnTeIn. Автометрия 45(4) (2009) 80-85.

114. Klimov A., Shumsky V., Kubarev V. Terahertz Sensitivity of $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$:In. *Ferroelectrics* 347 (2007) 111.
115. Акимов А.Н., Климов А.Э., Кубарев В.В., Неизвестный И.Г., Смолин О.В., Шумский В.Н. Чувствительность пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ в субмиллиметровом диапазоне. *Прикладная физика* 6 (2007) с. 12-16.
116. Акимов А.Н., Ерков В.Г., Кубарев В.В., Молодцова Е.Л., Климов А.Э., Шумский В.Н. Фоточувствительность пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ в терагерцовой области спектра. *ФТП* 40(2) (2006) 169-173.
117. Naumova E.V., Prinz V.Ya., Golod S.V., Seleznev V.A., Soots R.A. and Kubarev V.V. Manufacturing chiral electromagnetic metamaterials by directional rolling of strained heterofilms. *J Optics A: Pure Appl Opt* 11(7) (2009) 11074010-11074014.
118. Наумова Е.В., Принц В.Я., Голод С.В., Селезнев В.А., Сейфи В.А., Булдыгин А.Ф., Кубарев В.В. Киральные метаматериалы терагерцового диапазона на основе спиралей из металл-полупроводниковых нанопленок. *Автометрия* 45(4) (2009) 12-22.
119. Семченко И.В., Хахомов С.А., Наумова Е.В., Принц В.Я., Голод С.В., Кубарев В.В. Исследование свойств искусственных анизотропных структур с большой киральностью. *Кристаллография* 56(3) (2011) 398-405.
120. Bychanok D.S., Shuba M.V., Kuzhir P.P., Maksimenko S.A., Kubarev V.V., Kanygin M.A., Sedelnikova O.V., Bulusheva L.G., and Okotrub A.V. Anisotropic electromagnetic properties of polymer composites containing oriented multiwall carbon nanotubes in respect to terahertz polarizer applications. *Journal of Applied Physics* 114 (2013) 114304-114309.
121. Okotrub A.V., Kubarev V.V., Kanygin M.A., Sedelnikova O.V. and Bulusheva L.G. Transmission of terahertz radiation by anisotropic

- MWCNT/polystyrene composite films. *Phys Status Solidi B* 248(11) (2011) 2568–2571.
122. Васильев А.А., Пальчиков Е.И., Кубарев В.В., Чесноков Е.Н., Кошляков П.В., Долгих А.В., Красников И.Ю., Тен К.А. О работах по исследованию стационарных и нестационарных волн горения водородно-кислородной смеси на терагерцовом новосибирском лазере на свободных электронах. *Известия РАН: Серия физическая* 77(9) (2013) 1341-1344.
 123. Васильев А.А., Пальчиков Е.И., Кубарев В.В., Чесноков Е.Н., Кошляков П.В., Долгих А.В., Красников И.Ю. Исследование нестационарных волн горения и детонации водородо-кислородной смеси в оптическом и терагерцовом диапазонах. *Известия РАН: Серия физическая* 79(9) (2015) 1351–1356.
 124. Кулипанов Г.Н., Лисенко А.А., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Кубарев В.В., Чесноков Е.Н., Бабченко С.В. Экспериментальные исследования взаимодействия терагерцового излучения Новосибирского лазера на свободных электронах с водным аэрозолем. *Оптика атмосферы и океана* 27(12) (2014) 1070-1073.
 125. Kubarev V.V. Optical properties of CVD-diamond in terahertz and infrared ranges. *Nucl Instr & Meth A* 603 (2009) 22-24.
 126. Wild Ch., Worner E. The CVD diamond booklet. Diamond Materials GmbH, Fraunhofer IAF, Germany, 2004.
 127. Kubarev V.V. Optical properties of CVD-diamond in terahertz range and its applications on the NovoFEL. *Proc Intern Conf IRMMW-THz-2007*, Cardiff, UK, September 3–7, 2007, pp. 249-251.
 128. Фридман А.М. Предсказание и открытие сильнейших гидродинамических неустойчивостей, вызванных скачком скорости: теория и эксперименты. *УФН* 178(3) (2008) 225-242.

129. Masud J., Marshall T.C., Schlesinger S.P., and Yee F.G. Gain measurements from start-up and spectrum of a Raman free-electron-laser oscillator. *Phys Rev Lett* 56(15) (1986) 1567-1570.
130. Masud J., Marshall T.C., Schlesinger S.P. et al. Sideband control in a millimeter-wave free-electron laser. *Phys Rev Lett* 58(8) (1987) 763-766.
131. Richman B.A., Madey J.M.J., Szarmes E. First observation of spiking behavior in the time domain in a free-electron laser. *Phys Rev Lett* 63(16) (1989) 1682-1684.
132. Dong Z.W., Masuda K., Kii T., Yamazaki T., Yoshikawa K. Multi-mode competition in an FEL oscillator at perfect synchronism of an optical cavity. *Nucl Instr & Meth A* 483 (2002) 553-555.
133. Jeong Y.U., Cha H.J., Park S.H. et al. Sideband Instability in the Compact THz Free-Electron Laser at KAERI. *Journal of the Korean Physical Society* 51(1) (2007) 416-420.
134. Freedman R.A., Colson W.B. Long pulses and sideband instability in free electron laser oscillators. *J Phys Colloques* 44 (2003) 369-370.
135. Bonifacio R., Pellegrini C. Collective instabilities and high-gain regime in a free electron laser. *Optics communications* 50(6) (1984) 373-378.
136. Freedman R.A., Colson W.B. The sideband instability in free electron laser: effect of tapering and electron energy spread. *Optics communications* 52(6) (1985) 409-414.
137. Colson W.B. The trapped-particle instability in free electron laser oscillators and amplifiers. *Nucl Instr & Meth A* 250 (1986) 168-175.
138. Riyopoulos S., Tang C.M. The structure of the sideband spectrum in free electron lasers. *Phys Fluids* 31(6) (1988) 1708-1719.
139. Elgin J.N. Modulation instability in the free electron laser. *Nucl Instr & Meth A* 285 (1989) 144-146.

140. Shevchenko O.A., Kuzmin A.V., Vinokurov N.A. Numerical modeling of the Novosibirsk terahertz FEL and comparison with experimental results. Proc Intern Conf FEL-2004, Trieste, Italy, August 29-September 3, 2004, pp. 266-269.
141. Zakharov V.E., Ostrovsky L.A. Modulation instability: The beginning. *Physica D* 238 (2009) 540-548.
142. Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Kolobanov E.I., et al. Modulation instability, three mode regimes and harmonic generation at the Novosibirsk terahertz free electron laser. *Nucl Instr & Meth A* 603 (2009) 25–27.
143. Kubarev V.V. Detailed observation of modulation instability on THz NovoFEL. Proc Intern Conf IRMMW-THz-2012, Wollongong, Australia, September 23 – 28, 2012, Fri-A-4-2.
144. Kubarev V.V. Ultrafast high-resolution spectroscopy of separate NovoFEL pulses. Proc Intern Conf IRMMW-THz-2013, Mainz, Germany, September 1-6, 2013, Mo14-4.
145. Kubarev V.V., Vinokurov N.A., Kotenkov V.V. et al. Observation of sideband instability in the Novosibirsk terahertz free electron laser. Proc Intern Conf IRMMW-THz-2006, Shanghai, China, September 18-22, p. 415.
146. Kubarev V.V., Vinokurov N.A., Kotenkov V.V., et al. Harmonic Generation in the Novosibirsk Terahertz Free Electron Laser. Proc Intern Conf IRMMW-THz-2006, Shanghai, China, September 18-22, 2006, p.162.
147. Kubarev V.V., Kolobanov E.I., Kotenkov V.V., et al. Light pulse structure, spectrum and cogerency of Novosibirsk terahertz free electron laser. Proc Intern Conf FEL-2007, Novosibirsk, Russia, August 26-31, 2007, p. 59.
148. Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Shevchenko O.A., Vinokurov N.A. Third Harmonic Lasing on Terahertz NovoFEL. Proc Intern Conf IRMMW-THz-2010, Rome, Italy, 5-10 Sept, 2010, Mo-F 2.1.

149. Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Shevchenko O.A., Vinokurov N.A. Third Harmonic Lasing on Terahertz NovoFEL. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 32 (2011) 1236–1242.
150. Benson S.V., Madey J.M.J. Demonstration of harmonic lasing in a free-electron laser. *Phys Rev A* 39 (1989) 1579-1581.
151. Warren R.W., Haynes L.C., Feldman D.W., Stein W.E., Gitomer S.J. Lasing on the third harmonic. *Nucl Inst & Meth A* 296 (1990) 84-88.
152. Neil G.R., Benson S.V., Biallas G., Gubeli J., Jordan K., Myers S., and Shinn M.D. Second harmonic FEL oscillation. *Phys Rev Lett* 87 (2001) 084801(1-4).
153. Colson W.B. The nonlinear wave equation for higher harmonics in free-electron lasers. *IEEE J Quantum Electronics* QE-17(8) (1981) 1417-1427.
154. Kubarev V.V. Optical properties of CVD-diamond in terahertz range and its applications on the NovoFEL. *Proc Intern Conf IRMMW-THz-2007*, Cardiff, UK, September 3-7, 2007, pp. 249-251.
155. Kubarev V.V. Optical properties of CVD-diamond in terahertz and infrared ranges. *Nucl Instr & Meth A* 603 (2009) 22-24.
156. Pickles C.S.J., Madgwick T.D., Sussmann R.S. and Hall C.E. Optical applications of CVD diamond. *Intertech 2000*, Vankuver, Canada, July 17-21, 2000, pp. 3-8.
157. Parshin V.V., Derkach V.N., Garin B.M, et al. Dielectric losses in CVD diamonds at frequencies 1 kHz – 360 GHz and temperatures 0.9–900 K. *Proc Intern Conf IRMMW-THz-2005*, Williamsburg, USA, September 19–23, 2005, pp. 22-23.
158. Dore P., Nucara A., Cannavo D., et al. Infrared properties of chemical-vapor deposition polycrystalline diamond windows. *Applied optics* 37(24) (1998) 5731-5736.

159. Tang C.J., Neves A.J., Carmo M.C. On the two-phonon absorption of CVD diamond films. *Diamond and Related Materials* 14 (2005) 1943-1949.
160. Bolotin V.P., Chesnokov E.N., Kozlov A.S., Petrov A.K., Taraban M.B., Cherkassky V.S., Rudych P.D., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kotenkov V.V., Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Matveenko A.N., Medvedev I.E., Miginsky S.V., Mironenko L.A., Oreshkov A.D., Ovchar V.K., Popik V.M., Salikova T.V., Serednyakov S.S., Skrinsky A.N., Shevchenko O.A., Scheglov M.A., Vinokurov N.A., Zaigraeva N.S. First experiments on high power Novosibirsk terahertz free electron laser. Preprint Budker INP 2005-37, Novosibirsk, 2005.
161. Bolotin V.P., Cherkassky V.S., Igumenov I.K., Kayran D.A., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kotenkov V.V., Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Kuryshchev G.L., Matveenko A.N., Medvedev L.E., Miginsky S.V., Mironenko L.A., Oreshkov A.D., Ovchar V.K., Petrov A.K., Popik V.M., Salikova T.V., Serednyakov S.S., Skrinsky A.N., Shevchenko O.A., Scheglov M.A., Vinokurov N.A., Zaigraeva N.S. Status of the Novosibirsk free electron laser and first experiments with high power terahertz radiation, *Proc 1st Intern Conf on Sub-mm Sci & Techn*, 13-15 October 2004, Ahmedabad, India, pp.1-8.
162. Eklund P.C., Pradhan B. K., Kim U. J., and Xiong Q. Large-scale production of single-walled carbon nanotubes using ultrafast pulses from a free electron laser. *Nano Letters* 2(6) (2002) 561-566.
163. Bolotin V.P., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kotenkov V.V., Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Matveenko A.N., Medvedev L.E., Oreshkov A.D., Persov B.Z., Popik V.M., Salikova T.V., Serednyakov S.S., Shevchenko O.A., Scheglov M.A., Vinokurov N.A. Quasi-continuous sub-millimeter optical discharge on Novosibirsk free electron laser: experiments and elementary theory. *Proc Intern Conf IRMMW-THz-2005*, 19-23 September 2005, Williamsburg, USA, p. 126-127.

164. McDonald A.D. Microwave Breakdown in Gases. New York: Wiley, 1966.
165. Woskoboinikow P., Mulligan W.J., Praddaude H.C., and Cohn D.R. Submillimeter laser induced air breakdown. Applied Physics Letters 32 (1978) 527-529.
166. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536с.
167. Barnett C.F. et al. Atomic data for controlled fusion research. Oak Ridge National laboratory, ORNL-5207, Oak Ridge, 1977, pp. C 4-16.
168. Kubarev V.V., Shevchenko O.A., Getmanov Ya.V., Koshlyakov P.V. Threshold conditions of quasicontinuous terahertz optical discharge in gases. Proc Intern Conf IRMMW-THz-2015, 23-28 August 2015, Hong Kong, China.
169. Raizer Yu. P. Optical discharges. Journal de physique 40(7) (1979) C7-141.
170. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384с.
171. Kubarev V.V. Dynamics of the THz Optical Discharge. Proc Intern Conf IRMMW-THz-2014, 14-19 September, 2014, Tucson, USA, T2-A-16.2.
172. Кубарев В.В. Особенности друммондова свечения окиси кальция. Оптика и спектроскопия 106(2) (2009) 281-287.
173. Горбань А.Н., Соколов В.А. К вопросу о природе Друммондова света. Оптика и спектроскопия 5 (1958) 713.
174. Соколов В.А., Грозина И.С., Горбань А.Н. К вопросу о кандолюминесценции CaO и Al₂O₃. Оптика и спектроскопия 3 (1957) 92-94.
175. Друммондов свет. URL: [https://ru.wikipedia.org/wiki/Друммондов свет](https://ru.wikipedia.org/wiki/Друммондов_свет).
176. Кудрявцева В.М., Синяпкина Г.И. Температурное излучение окиси цинка. ДАН 59 (1948) 1411-1414.

177. Manara D. Böhler R. Capriotti L. et al. On the melting behaviour of calcium monoxide under different atmospheres: A laser heating study. *Journal of the European Ceramic Society* 34(6) (2014)1623-1636.
178. Schmidhammer U., Jeunesse P. Ultrafast THz sensing for inline monitoring and real time observation of transient phenomena. *Proc Intern Conf IRMMW-THz-2014*, 14-19 September, 2014, Tucson, USA, R4-B-35.2.
179. Schmidhammer U., DeWaele V., Marquès J.R., Bourgeois N., Mostafavi M. Single shot linear detection of 0.01–10 THz electromagnetic fields. Electro-optic sampling with a supercontinuum in balanced detection. *Appl Phys B* 94 (2009) 95-101.
180. Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Chesnokov E.N., Shevchenko O.A. Ultra-fast phenomena on powerful terahertz NovoFEL. *Proc Intern Workshop “Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications”*, Nizhny Novgorod-St.Petersburg, Russia, July 9-16, 2011, p. 258-259.
181. Chesnokov E.N., Kubarev V.V., Koshlyakov P.V., and Kulipanov G.N. Direct observation of the terahertz optical free induction decay of molecular rotation absorption lines in the sub-nanosecond time scale. *Appl Phys Lett* 101 (2012) 131109-(1-4).
182. Kubarev V., Chesnokov E., Koshlyakov P. Ultrafast high-resolution THz time-domain spectroscopy. *Proc Intern Conf IRMMW-THz-2012*, Wollongong, Australia, September 23-28, 2012, Thu-C-2-4.
183. Kubarev V., Chesnokov E, Koshlyakov P. Terahertz free induction decay of molecular transitions: direct observation and practical use. *Proc Intern Conf TERA-2012*, 20-22 June, 2012, Moscow, Russia, pp. 68-69.
184. Kubarev V.V., Chesnokov E.N., and Koshlyakov P.V. One-pulse high-resolution THz time-domain spectroscopy: development and applications. *Proc Intern Conf IRMMW-THz-2013*, Mainz on the Rhine, September 1-6, 2013, Tu5-5.

185. Chesnokov E.N., Kubarev V.V., Koshlyakov P.V., Kulipanov G.N. Very long terahertz free induction decay in gaseous hydrogen bromide. *Laser Phys Lett* 10 (2013) 055701-055703.
186. Kubarev V.V., Chesnokov E.N., and Koshlyakov P.V. Pulse effects of terahertz radiation in molecular gas mediums. *Proc Intern Conf IRMMW-THz-2014*, 14-19 September, 2014, Tucson, USA, W4-C-15.3.
187. Chesnokov E.N., Kubarev V.V., Koshlyakov P.V., Getmanov Ya.V., Shevchenko O.A. Non-Faraday rotation of the free induction decay in gaseous NO. *Chemical Physics Letters* 636 (2015) 203-207.
188. Rubtsova N.N., Gol'dort V.G., Ishchenko V.N., et al. Coherent Transients in Gases. *Laser Physics* 21(7) (2011) 1252-1259.
189. Chesnokov E.N., Kubarev V.V., and Koshlyakov P.V. Rotation commensurate echo of asymmetric molecules - Molecular fingerprints in the time domain. *Applied Physics Letters* 105 (2014) 261107-(1-4).