МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ



В.Н. Крылов, О.А. Смолянская, С.Э Путилин, Е.В. Новоселов, Я.В. Грачев

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ

Методические материалы К ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМУ ПРАКТИКУМУ

Санкт-Петербург

2009

В.Н. Крылов, О.А. Смолянская, С.Э Путилин, Е.В. Новоселов, Я.В. Грачев

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ

Методические материалы К ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМУ ПРАКТИКУМУ



Санкт-Петербург

2009

В.Н. Крылов, О.А. Смолянская, С.Э. Путилин, Е.В. Новоселов,

Я.В. Грачев

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ. Методические материалы к экспериментальному практикуму. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2009. – 83с.

В пособии представлены методические материалы к экспериментальному практикуму по дисциплине «Фемтосекундная оптика и фемтотехнологии». Даны описания лабораторных работ с кратким изложением теоретического материала и терминологический словарь, содержащий толкование различных терминов и понятий, необходимых для подготовки к лабораторным работам.

Предназначено для бакалавров и магистров, обучающихся по направлению «Фотоника и оптоинформатика», а также для студентов оптических и информационных специальностей смежных направлений.

Рекомендовано к печати ученым советом факультета фотоники и оптоинформатики, протокол №5 от 18.02.2009г.



СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007-2008 годы и успешно реализовал инновационную образовательную программу «Инновационная специалистов система подготовки нового поколения области В информационных и оптических технологий», что позволило выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворять возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях науки. Реализация этой программы создала основу формирования программы дальнейшего развития вуза до 2015 года, включая внедрение современной модели образования.

©Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2009 © В.Н. Крылов, О.А. Смолянская, С.Э. Путилин, Е.В. Новоселов, Я.В. Грачев, 2009

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие
Лабораторная работа №1 Эрбиевый волоконный фемтосекундный лазер и измерение энергетических и спектральных характеристик его излучения7
Лабораторная работа №2 Измерение временных характеристик излучения эрбиевого волоконного фемтосекундного лазера автокорреляционным методом 15
Лабораторная работа №3 Генерация белого света в оптическом волокне и исследование его спектральных характеристик
Лабораторная работа №4 Терагерцовый фотометр ТР-1 и исследование материалов и веществ для медицины, систем безопасности, таможни и экологии
Лабораторная работа №5 Генерация второй оптической гармоники
Лабораторная работа №6 Генерация второй и четвёртой оптических гармоник
Лабораторная работа №7 Передача многоспектральной информации по оптическому каналу связи
Лабораторная работа №8 Титан-сапфировый фемтосекундный лазер и измерение энергетических и спектральных характеристик его излучения 63
Лабораторная работа №9 Измерение временных характеристик излучения титан-сапфирового фемтосекундного лазера автокорреляционным методом 69
Лабораторная работа №10 Титан-сапфировый фемтосекундный многопроходовый усилитель и измерение характеристик его излучения73
О кафедре

Предисловие

Начиная с 1990 года наблюдается большой прогресс в генерации сверхкоротких импульсов с помощью твердотельных лазеров на основе титансапфировых кристаллов (Ti:Sp, длина волны излучения ~ 800 нм), иттербиевых кристаллов (Yb, длина волны излучения ~ 1040 нм) и волоконных лазеров, в том числе лазеров на волокнах легированных эрбием (Er, длина волны излучения ~ 1550 нм).

Генерация всё более коротких импульсов света, предельная концентрация световой энергии во времени, а также применение сверхкоротких лазерных импульсов для воздействия на вещество, исследование быстропротекающих процессов, в системах передачи информации — одно из магистральных направлений развития современной лазерной физики и техники.

Успехи в области квантовой электроники, нелинейной оптики и лазерной физики, достигнутые к концу XX века, позволили получить световые импульсы с характерной длительностью во времени порядка нескольких фемтосекунд (1 фс = 10^{-15} с). Были получены импульсы длительностью 4,5 фс в видимом диапазоне (всего два периода световых колебаний) и в 2008 году были получены импульсы длительностью 0,1 фс в области мягкого рентгена.

Фемтосекундные лазерные импульсы впервые позволили наблюдать в реальном времени динамику быстропротекающих элементарных молекулярных процессов и получить мгновенные снимки молекул и групп атомов на Временное различных стадиях химических реакций. разрешение, обеспечиваемое фемтосекундными лазерными импульсами, оказывается достаточным для исследования любых, даже самых быстрых процессов молекулярной динамики. Разработка эффективных источников сверхкоротких световых импульсов связана с возможностями реализации предельных скоростей оптической обработки и передачи информации. В последние годы выполнены эксперименты, ярко их демонстрирующие: созданы оптические бистабильные устройства, переключаемые за времена 10⁻¹² с, элементы волоконно-оптических линий связи, информация с которых переносится с помощью оптических солитонов с длительностью, достигающей 10⁻¹³ с.

С другой стороны, переход к фемтосекундным импульсам — это и очередной скачок по шкале интенсивности света. При длительности импульса порядка 100 фс и сравнительно небольшой энергии W = 100 мДж соответствующая мощность $P = 10^{12}$ Вт. Если это излучение сфокусировать в пятно диаметром 100 мкм, то плотность мощности будет достигать значения ~ 10^{16} Вт/см². Таким образом, в сравнительно скромных по масштабам лазерных системах удаётся перейти к уровням мощности, которые ещё совсем недавно удавалось получить только в огромных мультиджоулевых установках, предназначенных для управляемого термоядерного синтеза.

Фемтосекундные импульсные лазеры используются во многих областях физики, биологии, медицины и других естественных наук, включая такие области применения как: обработка различных материалов, многофотонная микроскопия, «pump - probe» спектроскопия, параметрическая генерация, генерация суперконтинуума, тестирование полупроводниковых устройств, генерация терагерцового излучения, оптическая когерентная томография и метрология оптических частот.

Одним из актуальных применений фемтосекундных лазеров является их использование в качестве накачки импульсных источников терагерцового диапазона. Терагерцовым излучением принято называть электромагнитное излучение с частотами $10^{11} \div 10^{12}$ Гц. Спектроскопия в терагерцовом диапазоне интересна тем, что в нём лежат линии поглощения как простых, так и сложных соответствующие вращательным колебаниям молекул, молекулы, межмолекулярному взаимодействию и колебаниям молекулярных комплексов, образующихся в результате межмолекулярного взаимодействия за счет ван-дерваальсовых и водородных связей. Спектры сложных биологических молекул в диапазоне содержат линии, соответствующие вращательным, ЭТОМ так называемым торсионным колебаниям, дальнодействующим взаимодействиям функциональными (без между группами молекулы, связей) а также взаимодействиям между атомными группами, связанными через слабые водородную и ван-дер-ваальсову связи. При этом положение и форма линий, их интенсивность сильно зависят от конформации молекулы, от внешней среды, в которой она находится. В основе созданного терагерцового спектрометра лежит принцип когерентного детектирования импульсов терагерцового излучения. Для детектирования терагерцового излучения используются различные конструкции детекторов. В данной лабораторной работе используется оптикоакустический приёмник (ОАП).

Данный экспериментальный практикум позволит изучить принципы работы трёх видов наиболее используемых в настоящее время фемтосекундных лазеров (волоконного Er, кристаллических Ti:Sp и KYW:Yb) и провести измерения их спектральных и энергетических параметров с помощью современных калориметров, спектрометров, автокорреляторов и осциллографов.

Лабораторная работа №1

Эрбиевый волоконный фемтосекундный лазер и измерение энергетических и спектральных характеристик его излучения

Цель работы: изучить принципы работы фемтосекундного волоконного лазера и провести измерение его спектральных и энергетических параметров.

Объект исследования: фемтосекундный волоконный лазер на основе модели EFOA-100+SH.

Задачи, решаемые в работе:

1. Ознакомиться с принципом работы и конструкционными особенностями фемтосекундного волоконного лазера, калориметра и спектрометра.

2. Измерить с помощью калориметра энергетические характеристики фемтосекундного лазера.

3. Измерить с помощью спектрометра спектральные характеристики фемтосекундного лазера.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Волоконные лазеры с синхронизацией мод

С ростом числа применений лазеров ультракоротких импульсов, возникает необходимость В компактных. надежных, малошумящих источниках фемтосекундных импульсов. Одним ИЗ таких источников являются фемтосекундные волоконные лазеры, основанные на волокнах легированных эрбием.

Фемтосекундные волоконные лазеры предполагают устойчивую и стабильную работу без необходимости постоянной настройки системы. Компактность, низкая стоимость и стабильность фемтосекундных волоконных лазеров предоставляет возможность каждой исследовательской лаборатории иметь фемтосекундный источник без необходимости покупки дополнительного дорогостоящего и сложного оборудования. Фемтосекундные волоконные лазеры с длиной волны 1550 нм используются в оптической телекоммуникации, так как эта длина волны хорошо согласуется с окном прозрачности кварцевых оптических кабелей.

Первая фемтосекундных генерация импульсов С использованием осуществлена 1990 году. волоконного лазера была В Минимальная длительность лазеров на волокие достигает ~ 10 фс. В настоящее время большое количество коммерческих фирм во всём мире выпускает волоконные длительностью импульсов ОТ 100 фс 1 пс. лазеры ДО Наиболее С распространёнными фемтосекундными волоконными лазерами являются Er лазеры. По сравнению с титан-сапфировым лазером они обладают следующими преимуществами: 1) более компактны, 2) менее дорогостоящие, 3) генерация на длине волны 1,55 мкм попадает в окно прозрачности оптических линий связи.

На рисунке 1 представлены две основные оптические схемы, которые используются в волоконных фемтосекундных лазерах. Лазер, построенный по схеме 1а, использует линейный резонатор Фабри-Перо, а по схеме 1б – кольцевой резонатор. Лазеры, использующие кольцевой резонатор, более чувствительны к качеству волокна и температуре, но позволяют генерировать фемтосекундные импульсы без использования насыщающего поглотителя, что значительно упрощает конструкцию лазера.



Рис.1. Схема волоконного лазера с синхронизацией мод: а) Лазер с линейным резонатором и с насыщающим поглотителем; б) Кольцевой лазер с пассивной синхронизацией мод

Как линейное, так и нелинейное изменение поляризации излучения, распространяющегося по оптическому волокну, является основой генерации фемтосекундных импульсов большинства волоконных В лазеров. них используется двулучепреломляющее оптическое волокно, по которому линейными распространяется излучение С двумя ортогональными поляризациями практически с одинаково малыми потерями. Поляризационная способность оптического волокна характеризуется длиной, на которой линейная фазовая задержка между двумя поляризациями достигает 2π и может быть определена из следующего выражения:

$$\Lambda = \lambda / \Delta n, \tag{1}$$

где ∆n – разница показателей преломления для двух поляризаций, распространяющихся вдоль двух поляризационных осей оптического волокна.

Для уменьшения связи между этими двумя поляризациями величина Δn должна быть > 10^{-4} . Но даже при большом двулучепреломлении в оптическом волокне возможно взаимодействие между модами двух разных поляризаций.

При больших энергиях излучения, Р, показатель преломления оптического волокна зависит от этой энергии:

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \mathbf{n}_2 \mathbf{P} / \mathbf{A}_{\mathsf{h}\phi\phi}, \, \mathbf{A}_{\mathsf{h}\phi\phi} = (\int I_n^2 da)^{-1}, \tag{2}$$

где $n_2 = 2,2 \cdot 10^{-22} \text{ м}^2/\text{Вт}$ – нелинейный показатель преломления кварца, $A_{3\phi\phi}$ – область эффективной моды, I – интенсивность моды в волокне, a – радиус сердцевины волокна.

В оптическом волокне длиной z нелинейный показатель преломления производит задержку нелинейной фазы в соответствии со следующим выражением:

$$\phi_{\rm Hen} = 2\pi n_2 P z / \lambda \, A_{\rm Solv} \,, \tag{3}$$

где λ – длина волны излучения.

Введя нелинейный коэффициент $\gamma = 2\pi n_2/\lambda A_{abb}$ можно записать:

$$\phi_{\text{HeJ}}(t) = \gamma P(t) z. \tag{4}$$

Эта нелинейность обусловлена самомодуляцией фазы. Таким образом, может быть определена нелинейная длина *z*_{нел}, на которой аккумулируется пик фазового сдвига, обусловленный самомодуляцией фазы:

 $z_{\text{Hen}} = 1/(\gamma P_0), \tag{5}$

где Р₀ – максимальное значение энергии импульса.

Процесс вращения поляризации в оптическом волокне при больших мощностях излучения представлен на рисунке 2.



Рис. 2. Принцип вращения эллиптической поляризации в оптическом волокне и его применение для оптического переключателя

Нелинейное вращение поляризации может быть использовано для создания оптического переключателя внутри резонатора волоконного лазера, т.е. может быть получена зависимость прохождения излучения через поляризатор от интенсивности (см. график на рис. 2). Проблемой является сохранение стабильности двух ортогонально поляризованных мод на всём пути по оптическому волноводу. Неоднородности волокна и изменения температуры влияют на двулучепреломление оптического волокна, что приводит к

ориентации поляризации внутри волокна. Поэтому изменениям для стабильной работы кольцевого волоконного поддержания лазера С синхронизацией необходима МОД прецессионная система его термостабилизации.

Волоконный лазер с синхронизацией мод с использованием насыщающего поглотителя

Хорошей альтернативой нелинейному изменению поляризации является насыщающий поглотитель, который располагается внутри лазерного резонатора и позволяет также получить зависимость потерь в резонаторе от интенсивности излучения. Для волоконных лазеров используются насыщающие поглотители на основе полупроводников InGaAsP и GaAs. Для импульсов, короче носителей длительность времён жизни зарядов имеющих В полупроводниках (от 100 фс до 10 нс) насыщение поглощения α, как функция импульсной энергии Е может быть представлена в следующем виде:

$$\alpha = \alpha_0 / 1 + E / E_{\text{Hac}}, \tag{5}$$

где Е_{нас} – энергия насыщения поглотителя. Типичные насыщающие поглотители (для 5 мкм точек внутри поглотителя) имеют значения энергии насыщения ~ 5 пДж.

Для волоконных лазеров с синхронизацией мод насыщающие поглотители имеют конструкцию, легко интегрируемую в резонатор лазера (см. рис. 1.а). Линейный резонатор лазера, типа Фабри–Перо, образован полупроводниковым насыщающим поглотителем (SESAM), работающим как пассивный синхронизатор мод и как глухое зеркало. А выходным зеркалом является полированный конец оптического волокна, с коэффициентом отражения ~ 4 %. В качестве накачки используется излучение лазерного диода ($\lambda = 980$ нм), которое вводится в резонатор с помощью двухчастотного устройства связи, например, мультиплексора.

Кольцевой лазер с пассивной синхронизацией мод

Типичная конструкция кольцевого волоконного лазера с пассивной синхронизацией мод представлена на рисунке 1. б. Кольцо с правой стороны представляет из себя нелинейный петлевой усилитель (Nonlinear Amplifying Loop Mirror). Излучение из основного резонатора (левое кольцо) делится разветвителем на две равные части, которые распространяются в правой части во встречном направлении. Излучение, идущее по часовой стрелке, первым проходит длинный нелинейный петлевой усилитель и потом усиливается в волокне, легированным эрбием. Излучение, идущее в противоположном направлении, усиливается первым и для него нелинейный фазовый сдвиг в нелинейном части петли будет больше, чем для излучения, идущего по часовой

стрелке. Если разница в нелинейном фазовом сдвиге равна π , то обе компоненты будут интерферировать в разветвителе и всё излучение направится в нижнюю часть основного (левого) резонатора. А часть излучения, идущая в верхнюю часть левого кольца будет удалено оптическим поляризационным изолятором, например, изолятором Фарадея. Коэффициент усиления очень мал для низкой энергии и большой для определённого уровня энергии, что идеально подходит для максимума амплитуды импульса. Таким образом, последовательность коротких импульсов выводится из резонатора с помощью левого нижнего мультиплексора.

В лабораторных работах используется фемтосекундный Er³⁺ волоконный лазер (модель EFOA-SH) фирмы ABECTA (г. Троицк), оптическая схема которого представлена на рисунке 3.



Рис. 3. Лазер ЕГОА-SH

Система EFOA – SH включает: кольцевой волоконный лазер с пассивной синхронизацией мод, который выдает импульсы с частотой повторения 50 МГц и длительностью 150 фс, усилитель на основе оптического волокна (световода) легированного ионами Er3+ с накачкой двумя лазерными диодами, призменный компрессор для сжатия импульсов после усилителя и блок удвоения оптической частоты (блока SHG). Блок-схема лазера EFOA – SH представлена на рисунке 4.



Рис. 4. Блок-схема лазера EFOA – SH

В лабораторных работах используется излучение на длине волны основной частоты (1550 нм). Типичный спектр генерации фемтосекундных импульсных лазеров представлен на рисунке 5. На рисунке видно, что реальный спектр генерации имеет гауссову форму распределения импульса и максимум спектра генерации расположен около 1560 нм.



Рис. 5. Типичный спектр генерации фемтосекундных импульсных лазеров, измеренный на спектрометре ASP-IR

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка для выполнения данной работы, принципиальная блок-схема которой приведена на рис. 6, состоит из источника излучения, волоконного фемтосекундного Er^{3+} лазера, спектрометра, калориметра и набора нейтральных светофильтров.

При включении питания, лазер генерирует цуг фемтосекундных импульсов с частотой следования 50 МГц на длине волны $\lambda = 1560$ нм.



Рис. 6. Блок-схема экспериментальной установки

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Внимание! Блок питания лазера включен. Дальнейших действий по настойке и включению лазера не требуется. Все измерения и манипуляции с лазерным излучением проводить только для длины волны 1560 нм.

2. Включить калориметр. Установить на калориметре необходимые режимы. С помощью зеркала 1 направить лазерное излучение в центр измерительной головки калориметра. При юстировке невидимого глазом излучения на длине волны 1560 нм использовать люминесцирующую карточку («Thorlabs»).

3. Измерить с помощью калориметра мощность излучения лазера, записать показания в таблицу.

4. Взять набор нейтральных светофильтров. Помещая их на подставку в следующей последовательности: HC-1, HC-2, HC-3, HC-13, измерить с помощью калориметра мощность проходящего через них излучения лазера. Данные записать в таблицу.

5. Убрать измерительную головку калориметра и выключить калориметр.

6. Включить спектрометр в сеть. С помощью USB – кабеля подключить спектрометр к компьютеру. Для измерения спектра лазерного излучения направить лазерный луч в центр входной диафрагмы спектрометра. При юстировке невидимого глазом излучения на длине волны 1560 нм использовать люминесцирующую карточку («Thorlabs»).

7. Включить компьютерную программу «ReSpect» для спектрометра. Получить на экране спектр излучения фемтосекундного лазера. Нажать кнопку «Chart» на верхнем меню программы. Выбрать «Scale», затем нажать «Bottom axis» и выбрать диапазон измерения 1500 ÷ 1600 нм. С помощью кнопки «Print Screen» скопировать спектр в текстовый документ Word.

8. Ввести в систему излучения нейтральные светофильтры в следующей последовательности: HC-1, HC-2, HC-3, HC-13. С помощью кнопки «Print Screen» скопировать спектры в текстовый документ Word.

9. Сохранить файл со спектрами в папку «Студенты /№лаб.раб /Фамилия» на рабочем столе компьютера. Данные показать преподавателю.

Таблица. Данные для анализа спектральных и энергетических характеристик фемтосекундного лазера

Наличие	Пропускание Т, %		Мощность,	Средняя	Центральная
нейтраль-	Из	Измеренное	мВт	полуши-	длина волны,
ного	каталога			рина, Δλ,	λ, нм
фильтра	стекла			HM	
Без НС					
HC-1					
HC-2					
HC-3					
HC-13					

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Сравнить измеренные значения пропускания нейтральных светофильтров с данными из каталога цветного стекла «Набор образцов цветных оптических стёкол» (см. рис. 7). Сделать вывод о характере изменения мощности излучения лазера после прохождения через нейтральные светофильтры.

2. Проанализировать спектр излучения лазера. Определить центральную длину волны излучения, а также полуширину спектра.

3. Сравнить спектры лазерного излучения после прохождения нейтральных светофильтров и сделать вывод о характере изменений спектров.

Примечание: в отчёте необходимо приводить все спектральные графики, полученные в ходе проведения эксперимента.



Рис. 7. Спектр пропускания (а) и показатель поглощения (б) светофильтров HC-1, HC-2, HC-3, HC-13 в диапазоне длин волн 1500 ÷ 1900 нм.

Лабораторная работа №2

Измерение временных характеристик излучения эрбиевого волоконного фемтосекундного лазера автокорреляционным методом

Цель работы: изучить принципы работы фемтосекундного автокоррелятора и провести измерение длительности импульса волоконного фемтосекундного лазера.

Объект исследования: одноимпульсный фемтосекундный автокоррелятор ASF-200.

Задачи, решаемые в работе:

1. Ознакомиться с принципом работы и конструкционными особенностями фемтосекундного автокоррелятора.

2. Измерить временные характеристики фемтосекундного волоконного лазера.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Измерение длительности импульса оптическими методами

Техника измерения длительности светового импульса оптическими методами базируется на том, что временное измерение переносится в пространственное, так как, например, импульс длительностью 1 пс имеет протяжённость в воздухе ~ 300 мкм, что легко измеряется с большой степенью точности. Если даны две зависимые от времени функции F(t) и F'(t), и одна из них известна, например, F'(t), то измерение функции $G(\tau)$, определённой как:

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} F'(t)F(t-\tau)dt$$
(1)

позволяет легко определить вторую неизвестную функцию F(t). G(t) — это корреляционная функция первого порядка. К сожалению, для коротких временных интервалов не может быть синтезирован тестовый импульс, описываемый функцией F'(t) и поэтому для реальных измерений используют так называемую «автокорреляционную функцию». В этом случае один лазерный импульс разделяют на два (один с временной задержкой): F(t) и F(t-т) и они, интерферируя, создают автокорреляционную функцию.

В теории обработки сигналов автокорреляционная функция определяется интегралом:

 $G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} F'(t)F(t-\tau)dt$

Она показывает связь сигнала (функции F(t)) с копией самого себя, смещенного на величину т. График автокорреляционной функции можно

(2)

получить, отложив по оси ординат коэффициент корреляции двух функций (базовой и функции сдвинутой на величину т), а по оси абсцисс – величину т. Если исходная функция строго периодическая, то на графике автокорреляционной функции тоже будет строго периодическая функция. Таким образом, из этого графика можно судить о периодичности базовой функции, а, следовательно, и о её частотных характеристиках. Принципиальная оптическая схема такого коррелятора представлена на рисунке 1.



Рис. 1. Оптическая схема интерферометрического автокоррелятора

Оптический коррелятор первого порядка

В оптике при интерферометрических измерениях роль функции F(t) играет амплитуда электрического поля E(t). Экспериментально обычно измеряется интенсивность лазерного излучения:

$$I(t) = \{E(t) \ x \ E^*(t)\}.$$
 (3)

На выходе автокоррелятора измеряется интенсивность интерферометрического взаимодействия двух частей оптического импульса, как функция задержки т:

$$I_1(\tau) = \int \left| E(t) + E(t - \tau) \right|^2 dt.$$
(4)

Используя автокорреляционную функцию первого порядка G(τ), это уравнение можно представить в следующем виде:

$$I_1(\tau) \sim 2 \int I(t) dt + 2 G(\tau).$$
 (5)

Реальная картина автокорреляционной функции первого порядка для 100 фс импульса титан-сапфирового лазера представлена на рисунке 2.



Рис. 2. Экспериментальная функция автокорреляции первого порядка для лазерного импульса длительностью 100 фс

Зная автокорреляционную функцию первого порядка можно определить амплитуду электромагнитного поля оптического импульса E(t). Но для полного описания импульса необходимо знать и фазу электромагнитного поля. Для этого необходимо определить автокорреляционные функции более высоких порядков. Реально достаточно знать автокорреляционную функцию второго порядка, которая может быть представлена в следующем виде:

$$I_1(\tau) = \int \left| \left[E(t) + E(t - \tau) \right]^2 \right|^2 dt.$$
(6)

Оптический коррелятор второго порядка

Экспериментально автокорреляционные функции высших порядков могут многофотонных быть получены помощи процессов. Например, при автокорреляционная функция второго порядка с использованием двухфотонного поглощения или генерации второй гармоники. А автокорреляционная функция третьего порядка — с использование эффект Керра или прямой генерации третьей гармоники.

Принципиальная оптическая схема измерения длительности импульса с помощью двухфотонного поглощения и люминесценции жидкости представлена на рисунке 3.



Рис. 3. Двухфотонное поглощение и люминесценция жидкости. а) принципиальная схема измерения, б) схема энергетических уровней

Две части оптического импульса направляются навстречу друг другу и взаимодействуют в кювете с жидкостью (рис. 3 а), имеющей энергетические состояния, аналогичные, представленным на рис. 3 б. При поглощении двух фотонов с энергией $E_2 - E_1/2$ излучается фотон с энергией $E_2 - E_1$. Сфотографировав область люминесценции жидкости и измерив её длину, можно определить длительность оптического импульса.

Как для случая двухфотонного поглощения, так и для случая генерации второй гармоники можно представить измеряемую интенсивность в следующем виде:

$$I_2(\tau) = \int \left| \left\{ E(t) \exp\left[\omega t + \Phi(t)\right] + E(t - \tau) \exp\left[\omega(t - \tau) + \Phi(t - \tau)\right] \right\}^2 \right|^2 dt,$$

тогда

$$I_{2}(\tau) = \int \left| 2E^{4} + 4E^{2}(t)E^{2}(t-\tau) + 4E(t)E(t-\tau)[E^{2}(t) + E^{2}(t-\tau)] \cos[\omega\tau + \Phi(t) - \Phi(t-\tau)] + 2E^{2}(t)E^{2}(t-\tau) \cos[2(\omega\tau + \Phi(t) - \Phi(t-\tau))] dt.$$
(7)

Из рисунка 3 видно, что для автокорреляционной функции первого порядка контраст сигнала равен 1 / 0,5 = 2. А для автокорреляционной функции второго порядка (см. формулу 7) сигнал при $\tau = 0$:

$$I_2(\tau=0) = 2^4 \int E^4(t) dt, a при \tau \to \infty = 2 \int E^4(t) dt,$$
(8)

т.е. в этом случае контраст равен 16 / 2 = 8.

В настоящее время для определения автокорреляционной функции второго порядка (для лазеров, работающих на высокой частоте повторения импульсов), как правило, используется оптическая схема, представленная на рисунке 4.



Рис. 4. Оптическая схема измерения автокорреляционной функции второго порядка: а) неколлинеарная ГВГ, в) коллинеарная ГВГ

Излучение лазера попадает на зеркало, отражающее 50 % энергии на линию задержки и пропускающее 50 % на уголковый регулируемую отражатель. Далее оба излучения фокусируются линзой в нелинейный кристалл (например, KDP). В случае неколлинеарной ГВГ эти пучки сходятся в кристалле под разными (но близкими) углами и каждый из них генерирует вторую гармонику (ГВГ) в момент прихода своих импульсов (коллинеарная ГВГ). Но, кроме того, если линия задержки настроена так, что по обоим каналам импульсы приходят одновременно на нелинейный кристалл, то оба генерируют общую неколлинеарную импульса вторую гармонику. геометрически распространяющуюся между собственными коллинеарными. За УФ фильтром, поглощающим основное излучение лазера и пропускающим излучение второй гармоники, наблюдаются три пятна излучения второй гармоники, соответствующие разным направлениям их распространения. Очень легко поставить диафрагму, пропускающую только излучение неколлинеарной (пространственная фильтрация) и при этом фотодетектор будет ГВГ регистрировать сигнал соответствующий только одновременному приходу импульсов обоих каналов на нелинейный кристалл. Пример соответствующего регистрируемого сигнала представлен на рисунке 5 (б).



Рис. 5. Автокорреляционная функция, полученная при использовании оптической схемы, представленной на рис. 4

На рисунке 6 представлена иллюстрация скалярного синхронизма (направление OA) и векторного синхронизма (направление OB) в отрицательном одноосном нелинейном кристалле, для которых выполняется условие синхронизма: $k_1^{o} + k_2^{o} = K^e$, где $K^o = n_{ol}\omega/c$, $k^e = n_{el}\omega/c$, $K^o = n_{02}2\omega/c$, $K^e = n_{e2}2\omega/c$.

Для эффективной генерации неколлинеарной второй гармоники необходимо довернуть нелинейный кристалл на максимум этого сигнала.

Конечно, для определения автокорреляционной функции второго порядка данную оптическую схему можно настроить и на коллинеарную ГВГ (4 б), но в этом случае полезный сигнал необходимо выделять на фоне постоянно присутствующей коллинеарной ГВГ (рис. 5 а).

настояшее время В реальных оптических автокорреляторах B BBO, толщиной используются кристаллы \sim 100 мкм (для импульсов длительностью ~ 100 фс).



Рис. 6. Сечения поверхностей волновых векторов k₁⁰, K^e, 2k₁^o отрицательного одноосного нелинейного кристалла

Анализ выходного сигнала (интенсивности ВГ) для определения длительности лазерного импульса

Для различной формы лазерного импульса, определяемой по интенсивности на половине от максимального значения (FWHM – full width at half maximum), его длительность может быть различной, и, соответствующие им автокорреляционные функции также будут различными.

Из анализа многих измерений принято брать результат, соответствующий форме импульса sech²(t). В этом случае коэффициент соответствия измеряемой и реальной длительности импульса равен $\Delta \tau / \Delta t = 1,54$. То есть, для определения длительности лазерного импульса, измеренное значение функции автокорреляции необходимо умножать на коэффициент ~ 0,65.

Оптический коррелятор второго порядка для лазеров, излучающих одиночные импульсы

Описанная выше схема, как правило, используется для определения длительности импульса фемтосекундных задающих генераторов, работающих с частотой следования импульсов порядка десятков МГц. А усилительные фемтосекундные системы излучают импульсы со значительно меньшей частотой повторения $10^1 \div 10^3$ Гц. Для измерения одиночных импульсов используется оптическая схема, представленная на рисунке 7.



Рис. 7. Оптическая схема измерения одиночных импульсов

Входной импульс делится зеркалом с 50 % отражения (ВС) на две части, которые падают на удвоительный кристалл под небольшим углом Ф (см. рис. 8). Излучение неколлинеарной второй гармоники фокусируется на детектор. Естественно, что неколлинеарная ГВГ генерируется только тогда, когда оба импульса пересекаются в пространстве и во времени.



Рис. 8. Детальная схема неколлинеарной ГВГ, используемая в схеме, представленной на рис. 7.

Рисунок 8. показывает, что если два импульса имеют форму $I_1(t)$ и $I_2(t)$, то их общий временной профиль описывается распределением интенсивности неколлинеар-ной ГВГ по пространству – расстоянием X_0 . Интенсивность ВГ пропорциональна произведению $I_1(t-\tau)I_2(t+\tau)$, где τ выводится из геометрических построений:

$$\tau = n \cdot x_0 \cdot \sin(\Phi/2)/c. \tag{9}$$

В результате на детекторе регистрируется сигнал, изменяющийся вдоль оси X и пропорциональный величине:

$$S(x) = \int I_1(t-\tau)I_2(t+\tau)dt, \qquad (10)$$

т.е. пропорциональный автокорреляционной функции G₂(2т).

Одноимпульсный фемтосекундный автокоррелятор ASF-20 предназначен для измерения длительности импульса при настройке фемтосекундного задающего генератора и фемтосекундного усилителя. Автокоррелятор измеряет автокорреляционную функцию второго порядка, при этом используется неколлинеарный (векторный) синхронизм. Выходные пучки пересекаются на тонком нелинейном кристалле таким образом, чтобы угол между ними соответствовал условию возникновения векторного синхронизма. В этом случае генерация второй гармоники происходит в направлении биссектрисы этого угла. Необходимым условием возникновения второй гармоники является временное перекрытие интерферирующих импульсов, при этом профиль автокорреляционной функции имеет колокообразную форму с нулевым фоном. Толщина нелинейного кристалла должна быть достаточно малой, чтобы ширина полосы спектрального синхронизма превышала ширину спектра исследуемого импульса.

На рисунке 9 представлена схема фемтосекундного одноимпульсного автокоррелятора, ASF – 20F. Исследуемый импульс проходит юстировочные диафрагмы D1, D2, делится на два импульса на светоделителе BS, которые, пройдя через зеркала M1 ÷ M6, пересекаются на нелинейном кристалле NC. Для того, чтобы произошло временное перекрытие импульсов на кристалле, один из импульсов проходит через временную задержку DL, состоящую из зеркал M1 и M2. Изображение неколлинеарной генерации второй гармоники переносится на ПЗС матрицу CCD с помощью линзы L1, где оно оцифровывается и передается на компьютер.



Рис. 9. Фемтосекундный одноимпульсный автокоррелятор ASF- 20F

Детальная схема неколлинеарной ГВГ, используемая в автокорреляторе ASF-20, представлена на рис. 10. Пучки задержаны друг относительно друга на Dz:

$$Dz = (tu) / sin j/2,$$
 (11)

где u – групповая скорость света на основной частоте в кристалле, а j – угол пересечения пучков в кристалле. Если пучки задержаны друг относительно друга на время Dt, то центр распределения ВГ сместится на величину Zo:

$$Zo = (u Dt) / 2sinj/2.$$
 (12)

Измеряя величины Dz, Dt и Zo, становится возможным определение длительности исходного импульса:

$$t = (Dz Dt) / 2Zo.$$
 (13)



Рис. 10. Детальная схема неколлинеарной ГВГ, используемая в автокорреляторе ASF-20



Рис. 11. Автокорреляционная функция фемтосекундных импульсных лазеров, полученная с помощью автокоррелятора ASF- 20F

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка для выполнения данной работы, принципиальная блок-схема которой приведена на рис. 12, состоит из источника излучения, волоконного фемтосекундного лазера, автокоррелятора и набора стеклянных пластинок разной толщины.

При включении питания, лазер генерирует цуг фемтосекундных импульсов с частотой следования 50 МГц на длине волны λ = 1560 нм.



Рис. 12. Блок-схема экспериментальной установки

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Внимание! Блок питания лазера включен. Дальнейших действий по настойке и включению лазера не требуется. Все измерения и манипуляции с лазерным излучением проводить только для длины волны 1560 нм.

2. Включить автокоррелятор в сеть. С помощью USB – кабеля подключить автокоррелятор к компьютеру. На компьютере запустить программу «ACore».

3. Для измерения длительности лазерного излучения с помощью зеркала 2 направить лазерный луч в центр входной диафрагмы автокоррелятора. При юстировке невидимого глазом излучения на длине волны 1560 нм использовать люминесцирующую карточку («Thorlabs»).

Настройка автокорреляционной функции:

1) Нажать кнопку в меню программы «Run endless». На CCD камере должно появиться изображение, соответствующее автокорреляционной функции.

Внимание! Перед каждой процедурой настройки программы необходимо нажать кнопку «Stop», а чтобы активизировать программу – кнопку «Run endless».

2) Загрузить калибровочный файл: Calibration \rightarrow Delay calibration \rightarrow Load file \rightarrow "Test..." \rightarrow Cancel.

N2.pullie rj/15426		3906,	3 ± 33,0) fs		
	CCD Image	1		Autocorrelation chart	100 M	
O Design and the second second second						
			0.05			
20 -			0.5			
0			0.0			
0			0.75			
			075			
10 111 11 11 11 11 11 11 11 11						
0			0.6			
			0.45			
			05			
			0.01			
0			8.4			
		Contraction and a subscription	0.35			
the state of the second second second		and the second second second second	0.2			
Contract of the second strength of the second			0.25			
a)		Construction of the second	0.2			
			0.15			
		Alexandre State	0,1			
en		al contraction of the file	0,05			
Contraction of the local data		and the second second second second second	0	6 025/9 m		

3) Добиться максимальной интенсивности на CCD матрице автокоррелятора подюстировкой зеркала.



4) Выполнить процедуру нормализации: Proceedings option: Auto fit, Normalize, Gaussian, 100 (погрешность) \rightarrow OK.



5) Повернуть винт на задней поверхности автокоррелятора, чтобы изображение автокорреляционной функции исчезло с экрана и экран стал тёмным.



6) Выбрать в меню программы: Calibration \rightarrow Setup background \rightarrow OK.

7) Вернуть винт в исходное положение (в центр экрана). При этом экран становится синего цвета.



8) Выбор диапазона измерений: уменьшить высоту измеряемой функции.



•Получить на экране автокорреляционную функцию излучения фемтосекундного лазера, как это было показано на рисунке 11. С помощью кнопки «Print Screen» скопировать функцию в текстовый документ Word.

•Ввести в систему излучения одну стеклянную пластинку и записать в таблицу 2 длительность лазерного импульса (Δf , фсек) после прохождения пластинки.

•Ввести в систему излучения вторую пластинку.

•Сохранить файл в папку «Студенты /№лаб.раб /Фамилия» на рабочем столе компьютера. Данные показать преподавателю.

Таблица. Данные для построения зависимости длительности лазерного импульса излучения лазера от толщины стеклянных пластинок

Наличие	N⁰	Толщина	Δf , фсек
стеклянной	измерения	пластины, мм	
пластины			
Без пластины	1		
	2		
С пластинкой 1	1	65	
	2		
С пластинкой 1+2	1	65	
	2		

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Проанализировать, как влияет стеклянная пластинка на длительность лазерного импульса

2. Проанализировать автокорреляционную функцию излучения лазера: вид функции и полуширину функции.

Примечание: в отчёте необходимо приводить все графики автокорреляционной функции, полученные в ходе проведения эксперимента.

Лабораторная работа №3 Генерация белого света в оптическом волокне и исследование его спектральных характеристик

Цель работы: Изучение конструкции, принципов работы и использования генератора белого света.

Задачи, решаемые в работе

1. Знакомство с принципом работы генератора белого света и его конструкционными особенностями.

2. Исследование характеристик выходных параметров генератора белого света.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Генерация суперконтинуума

Суперконтинуум или Белый свет (Supercontinuum or White light) – это широкоспектральное излучение, полученное методом нелинено-оптического преобразования сверхкоротких лазерных импульсов. Это излучение обладает высокой спектральной яркостью и регулируемой временной длительностью. Суперконтинуум используется для решения задач оптической связи, управления предельно короткими импульсами, в нелинейной спектроскопии, в микроскопии и лазерной биомедицине.

Основным нелинейным процессом, определяющим генерацию суперконтинуума является фазовая самомодуляция. Кроме этого процесса, в формировании спектра суперконтинуума активно участвует вынужденное комбинационное рассеяние и параметрическое четырёхволновое смешение. Новые спектральные компоненты, возникающие в результате этих процессов, затем также уширяются за счет фазовой само- и кроссмодуляции, сливаясь и приводя к генерации излучения с широким непрерывным спектром.

Рассмотрим влияние фазовой самомодуляции на генерацию суперконтинуума. Если лазерный импульс с гауссовым распределением интенсивности по времени (рис. 1 а) распространяется в кубично-нелинейной среде (кристаллы с центром симметрии, жидкости и газы) с кубичной нелинейной восприимчивостью $\chi^{(3)}$, то показатель преломления вещества можно записать в следующем виде:

$$n(r) = n_0 + \frac{1}{2}n_2I(t), \quad \text{ede } n_2 = (\frac{2\pi}{n_0})^2 \chi^{(3)}, \ I(t) = e^{-gr^2} \quad . \tag{1}$$

Как влияет зависимость показателя преломления вещества от интенсивности света на его частотный состав?

Предположим, что плоская волна распространяется в нелинейном веществе:

$$E(t,x) = E_0 e^{i(\omega_0 t - kx)}, \quad \tilde{a} \ddot{a} \ddot{a} k = \frac{\omega_0}{c} n(t)$$
(2)

Тогда фазу этой волны можно представить в следующем виде:

$$\Phi(t) = \omega_0 t - \frac{\omega_0}{c} n(t) x \,. \tag{3}$$

Мгновенная частота является производной фазы по времени и может быть записана как:

$$\omega(t) = \frac{\partial}{\partial t} \Phi(t) = \omega_0 - \frac{\omega_0}{c} \frac{\partial n(t)}{\partial t} x \,. \tag{4}$$

Тогда изменение частоты может быть записано как:

$$\delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_0 = -\frac{\omega_0 n_2}{2c} x \frac{\partial I(t)}{\partial t}.$$
(5)

Вид этой функции представлен на рисунке 1-б. Из анализа этой кривой можно сделать вывод о том, что при возникновении процесса фазовой самомодуляции в веществе с положительным значением n₂ при возрастании интенсивности лазерного импульса возникают новые низкочастотные оптические компоненты. Однако при уменьшении интенсивности лазерного импульса – новые высокочастотные компоненты.



Рис. 1. Лазерный импульс с гауссовым распределением интенсивности (а) и зависимость изменения его частоты от времени (б)

Для выполнения условия $\Delta\omega\Delta t \sim 1$ необходимо, чтобы при этом импульс удлинялся. Фазовая самомодуляция сама по себе не является диспергирующим процессом, но по мере распространения импульса по веществу импульс удлиняется из-за наличия частотной дисперсии в веществе, то есть автоматически создаются условия, позволяющие не нарушать закон частотновременного соответствия.

Генерация суперконтинуума наблюдается при фокусировке сверхкоротких лазерных импульсов во многих веществах, например в газах, включая атмосферный воздух, в различных оптических стёклах, в оптических волокнах и микроструктурированных волокнах (см. рис. 2). Микроструктурированные волокна являются волноводными структурами нового типа. В отличие от обычных оптических волокон, состоящих из сердцевины с показателем преломления n_{core} и оболочки с показателем преломления n_{clad}, MC – волокна стеклянную представляют собой кварцевую или микроструктуру С периодической либо апериодической системой цилиндрических воздушных отверстий, ориентированных вдоль оси волокна.



Рис. 2. Поперечные сечения микроструктурированных волокон: (а,б) МСволокна с высоким содержанием воздуха в оболочке, (в) волокно с двойной МС оболочкой, (г) волокно с периодической оболочкой, (д) волокно с двойной МС оболочкой и легированной сердцевиной, (е) полое волокно с фотоннокристаллической оболочкой

Следует отметить, что оптические волокна обеспечивают большие длины нелинейно-оптического взаимодействия лазерных импульсов с достаточно высокой интенсивностью, позволяя радикально снизить требования к мощности лазерного излучения, необходимого для генерации суперконтинуума. На рисунке 3 представлена иллюстрация уширения спектра сверхкороткого лазерного импульса с разной энергией при прохождении оптического волокна. На рисунке 4 представлена фотография излучения суперконтинуума на выходе кварцевой пластины при фокусировке в неё излучения титан-сапфирового лазера с длительностью импульса 100 фс.



Рис. 3. Спекральное уширение лазерного импульса при фазовой самомодуляции. 1 – спектр на входе в оптическое волокно. Спектр на выходе из волокна при энергии импульса 0,1нДж; (кривая 2), 0,2 нДж; (кривая 3), 0,3 нДж (кривая 4).



Рис. 4. Фотография излучения суперконтинуума при фокусировке излучения титан-сапфирового лазера с длительностью импульса 150 фс и энергией 3 мкДж в кювету с водой

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка для выполнения данной работы, принципиальная блок-схема которой приведена на рис. 5, состоит из источника излучения с фемтосекундным лазером, объектива 40х, генератора белого цвета, спектрометра, калориметра и компьютера.



Рис. 5. Блок-схема экспериментальной установки

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Собрать схему эксперимента согласно рис. 5 с использованием объектива 40^x, генератора белого цвета, калориметра и спектрометра.

2. Юстировка согласования выходящего из микрообъктива излучения с входной апертурой микроструктурированного волокна с помощью прецизионного трёхкоординатного столика.

3. С помощью калориметр измерить выходную мощность лазера.

4.Установить максимальное значение энергии излучения лазера, прошедшего через генератор белого света, используя калориметр. Провести измерения энергетических характеристик лазера, данные занести в таблицу.

5. Включить спектрометр и померить спектральные характеристики излучения белого света для различных значений силы тока диода усилителя. Для получения спектров пользоваться компьютерной программой «Respect» (см. лаб.раб. №1). Сохранить спектр в виде электронного файла в формате *.jpg. Данные занести в таблицу.

6. Провести расчеты зависимости полуширины генерируемого спектра от интенсивности излучения $\Delta\lambda$ (I).

7. Данные показать преподавателю.

Таблица. Исследование основных показателей генератора белого цвета

Исследование кпд генерации белого света				
Ро, мВт	Р _{БС} , мВт	η, %		
Спектральные характеристики БС				

Сила тока	Δλ, нм	все	Причина появления
диода		λ _{макс} ,	данной длины волны
усилителя		HM	(например, ВКР, ГВГ,
№3,			ВРМБ, ГЧГ и др.)
мА			
$I_1 = 500$			
$I_2 = 250$			
$I_3 = 500$			

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Заполнить столбцы таблицы. Рассчитать кпд преобразования мощности лазерного излучения в мощность излучения белого света.

2. Рассчитать зависимость ширины длины волны от интенсивности излучения $\Delta\lambda$ (I). Построить график зависимости $\Delta\lambda$ (I).

3. Проанализировать полученные результаты и попытаться определит причину появления длин волн белого света.

4. Сделать вывод о возможности использования генератора белого света.

Примечание: в отчёте необходимо приводить все спектральные графики, полученные в ходе проведения эксперимента.

Рекомендуемая литература:

1. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. «Физическая оптика» Мос-ква, Наука, 2004.

2. Звелто О. «Физика лазеров», Москва, Мир, 1984.

3. Шен И.Р. «Принципы нелинейной оптики», Москва, Наука, 1984.

4. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. «Физика мощного лазерного излучения», Москва, Наука, 1991.

5. Fermann M.E, Hofer M., Haberl F., Craig-Ryan S.P., Femto-second fiber laser, Electron. Lett., 26: 1737–1738, 1990.

Лабораторная работа №4 Терагерцовый фотометр ТР-1 и исследование материалов и веществ для медицины, систем безопасности, таможни и экологии

Цель работы: изучить принципы работы терагерцового фотометра ТР-1 и исследовать с его помощью предложенных образцов.

Объект исследования: терагерцовый фотометр ТР-1.

Задачи, решаемые в работе:

1. Ознакомиться с принципом работы и конструкционными особенностями терагерцового фотометра ТР-1.

2. Измерить с помощью фотометра пропускание образцов в области 0,1 ÷ 2 ТГц и показать практическое использование данного устройства.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Генерация фотопроводящими антеннами

Одним из первых был реализован метод генерации фотопроводящей антенной при облучении фемтосекундными импульсами. Эффект генерации электромагнитного излучения поверхностью полупроводника, которая и является фотопроводящей антенной, при возбуждении его сверхкороткими объясняется фемтосекундными импульсами динамикой образования фотоносителей – электронно-дырочных пар и их сверхбыстрым движением в приповерхностном электрическом приложенном ИЛИ поле. Согласно уравнениям Максвелла, возникающий при этом ток J(t) вызывает генерацию электромагнитного импульса $E(t) \sim \partial J/\partial t$, обычно в виде одного колебания со спектром, определяемым Фурье- преобразованием его временной формы. Таким образом, поверхность полупроводника работает как динамическая фотопроводящая антенна, излучающая импульсы широкополосного электромагнитного излучения длительностью В сотни фемтосекунд. Центральная частота генерации в фотополупроводниках, как правило, находится в районе 1 ÷ 2 ТГц. В качестве генераторов терагерцового излучения широко используются полупроводниковые кристаллы GaAs, InP и InAs. Для увеличения эффективности терагерцового излучения образцы кристаллов помещаются в сильные электрические или магнитные поля. Следует отметить, ЧТО, согласно модели, интенсивность терагерцового излучения пропорциональна временным производным от концентрации электроннодырочных пар и их скорости движения в электрическом или магнитном поле, которая определяется подвижностью носителей заряда. Одним из наиболее высоких значений подвижности электронов ~ 3·10⁴ см²/B·c обладают нелегированные кристаллы арсенида индия InAs, и именно на них достигнута в настоящее время наибольшая эффективность преобразования.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Излучение фемтосекундного эрбиевого волоконного лазера (см. рис. 1-2) фокусируется линзой на поверхность полупроводника InAs, помещенного в Генерируемое терагерцовое центр магнитной системы. излучение коллимируется параболическим зеркалом, селектируется от излучения накачки фильтром и фокусируется на вход детектора ТГц излучения, который представляет собой опто-акустический приемник (ОАП, ячейка Голея). Исследуемый образец располагается на 2-х координатном столике с шагом перемещения 100 мкм и помещается перед входом ОАП. Для увеличения отношения сигнал/шум используется синхронный усилитель с оптикомеханическим модулятором. Обработка сигнала производится на компьютере с использованием специальных программ.



Рис. 1. Блок-схема терагерцового фотометра ТР-1: 31, 32 – зеркала, Л – линза, ОММ – механический модулятор, М – магнит, ПЗ1, ПЗ2 – параболические зеркала, Ф – фильтр, ОАП – оптико-акустический приемник, СУ – синхронный усилитель, РС – компьютер



Рис.2. Внешний вид терагерцового фотометра ТР-1

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Измерить с помощью калориметра мощность излучения лазера, падающего на кристалл InAs, записать показания.

2. Измерить интенсивность I_0 терагерцового излучения без образца, либо с референсным образцом.

3. Измерить интенсивность I_1 терагерцового излучения, прошедшего через исследуемый образец.

4. Данные занести в таблицу и показать преподавателю.


Рис. 3. Калибровочный график перевода значений прибора в абсолютные значения мощности сигнала $T\Gamma_{\downarrow}$ (U, в отн.ед. \rightarrow P, в мкВт)

Таблица. Данные для анализа спектральных и энергетических характеристик фемтосекундного лазера

Образец	U ₀ ,	U,	P ₀ , мкВт	Р, мкВт	Пропускание,
	отн.ед.	отн.ед.			%

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Вычислить пропускание исследованных образцов, используя калибровочный график рис.3.

2. Сравнить пропускание образцов и сделать выводы о применимости терагерцового излучения для медицины, систем безопасности, таможни и экологии.

Лабораторная работа №5 Генерация второй оптической гармоники

Цель работы: Исследование нелинейного эффекта генерации второй оптической гармоники в нелинейном кристалле KDP.

Объект исследования: Нелинейный кристалл KDP.

Задачи, решаемые в работе:

1. Ознакомиться с принципом преобразования основной частоты излучения YAG-лазера во вторую гармонику в нелинейном кристалле KDP.

2. Провести исследования зависимости интенсивности второй гармоники от интенсивности излучения лазера.

3. Провести исследование зависимости интенсивности второй гармоники по углам фазового синхронизма θ и $\phi.$

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Создание в начале 60-х годов XX века мощных источников когерентного оптического излучения – лазеров, открыло огромное количество научных и технических возможностей. Среди них особое место занимает целая область физики – нелинейная оптика.

В «долазерный» период своего развития оптика имела дело с такими явлениями, как поглощение света веществом, отражение его от границ раздела сред, рассеяние излучения на различных неоднородностях, интерференционные и дифракционные эффекты и т.д. Главными факторами, определяющими характеристики этих процессов, являлись частота и поляризация световой волны. Такой ее параметр как амплитуда в подавляющем большинстве оптических эффектов не влиял на характер явления. Количественные, а тем более качественные результаты экспериментов, проводимых с нелазерными источниками света, не зависели от интенсивности излучения, какие бы максимально мощные излучатели не использовались.

Здесь и далее под интенсивностью будем понимать величину:

 $\mathbf{I} = \mathbf{P} / \mathbf{S},\tag{1}$

где Р – мощность излучения, а S – площадь поперечного сечения луча.

после создания лазеров были достигнуты в первые года Уже интенсивности света порядка $10^8 \div 10^{11}$ Вт/см², что в $10^9 \div 10^{10}$ раз выше, чем интенсивностей достигаемых обычными источниками. Эксперименты с такими плотностями потока световых волн привели к открытию новых черт у уже например оптических явлений, В рассеянии света известных на внутримолекулярных колебаниях (комбинационное рассеяние), и в рассеянии света на акустических волнах (рассеяние Мандельштама-Бриллюэна). Однако самое главное, эти эксперименты обнаружили целый ряд совершенно новых оптических явлений не известных ранее в «долазерной» оптике – это генерация суммарных и разностных частот в оптическом диапазоне (синонимы: параметрическое преобразование частоты вверх или вниз, ап- или даунконверсия), самофокусировка и самодифракция света, просветление или затемнение оптической среды и др.

Оптические эффекты, характер которых зависит от интенсивности излучения, называются нелинейными, а область оптики, изучающую такие мощных явления, — оптику называют световых потоков, нелинейной оптикой. Оптику же слабых световых потоков, которой уровень В интенсивностей несущественен, называют линейной оптикой.

Практическим результатом исследований генерации суммарных частот явилось создание высокоэффективных (с КПД более 50%) удвоителей частоты лазерного излучения и каскадных умножителей на третью, четвертую, пятую и более высокие гармоники, которые находят широкое применение в самых разных областях науки и техники.

Нелинейная поляризация

Эффект генерации суммарных частот заключается в том, что при поступлении в среду излучений на частотах ω_1 и ω_2 на выходе возникает электромагнитная волна с частотой ω_3 :

 $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3. \tag{2}$

Если $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, т.е. в среду поступает волны одной частоты, то излучение на суммарной частоте является их второй гармоникой:

$$\omega + \omega = 2\omega. \tag{3}$$

Рассмотрим причину появления этого эффекта. Взаимодействие световой волны с веществом на классическом языке описывается вектором поляризации **P**. Эта поляризация, вообще говоря, является некоторой функцией $\mathbf{P} = \mathbf{f}(\mathbf{E})$ напряженности электрического поля **E** световой волны. В приближении соответствующем области линейной оптики поляризация связана с напряженностью поля **E** линейно:

$$\mathbf{P} = \mathbf{\kappa} \cdot \mathbf{E}. \tag{4}$$

Такое приближение достаточно хорошо работает для не очень высоких значений E, т.е. для интенсивностей обеспечиваемых обычными, не лазерными источниками света даже самыми мощными. При воздействии на среду лазерного излучения с достаточно высокой плотностью потока соотношение (4) может уже не выполняться. Если отличие связи поляризации P и поля E от линейной не слишком велико (а именно так обстоит дело даже в сильных

лазерных полях), то функцию P = f(E) можно представить в виде следующего ряда:

$$\mathbf{P} = \mathbf{\kappa} \mathbf{E} + \chi \mathbf{E} \mathbf{E} + \vartheta \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} + \dots$$
 (5)

Первый член его является линейной, а остальные – нелинейной составляющей поляризации. Отношение каждого последующего члена ряда к предыдущему ~ $1/E_{\text{ампл}}$, т.е. последующие члены ряда быстро уменьшаются. Переход от линейной связи $P = \kappa \cdot E$ к нелинейной заставляет пересмотреть все основные аспекты взаимодействия светового излучения с веществом.

Величину χ и 9 называют эффективной нелинейной поляризуемостью среды. Следует отметить, что запись разложения (5) в достаточной степени условна, т.к. величины к, χ и θ, вообще говоря, являются тензорами соответственно 2-го, 3-го и т.д. рангов.

Появление второй гармоники связано с квадратичным членом χEE в разложении (5) поляризации **Р** по степеням электрического поля световой волны. Если в среду входит гармоническая световая волна вида $E = A \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot z)$, то в силу (5) переизлученное поле в среде будет содержать не только частоту ω , но и ее гармоники на частотах 2ω , 3ω и т.д. Действительно, второй член ряда (5) можно представить в виде:

$$\chi E^2 = 0.5 \cdot \chi \cdot A^2 + 0.5 \cdot \chi \cdot A^2 \cdot \cos 2(\omega \cdot t - k \cdot z).$$
(6)

Второй член в выражении (6) описывает переизлученное электроном поле на частоте 2ω второй гармоники падающей волны. Величину χ (тензор третьего ранга) называют квадратичной нелинейной поляризуемостью вещества. Необходимым условием генерации второй гармоники (ГВГ) является отличие χ от нуля. Это осуществляется в анизотропных средах не имеющих центра симметрии. Действительно, если вещество изотропно, или имеет центр симметрии, то при изменении направления приложенного электрического поля E поляризация P должна менять знак. Чтобы удовлетворить этому требованию, члены, содержащие четные степени в разложении (5), должны отсутствовать, т.е. величина χ должна быть равной нулю. Кроме того, конечно, в среде должно отсутствовать поглощение для всех взаимодействующих волн.

Условие фазового синхронизма

Генерация излучения на суммарной (или разностной) частоте происходит наиболее эффективно, если волна с частотой ω_3 , приходящая к данному элементу объема от предшествующих элементов, находится в нужной фазе с излучением на этой же частоте, которое порождается в этом элементе объема. Интенсивность генерации в таком случае возрастает на несколько порядков, поскольку ее накопление происходит по всей длине нелинейной среды. Такое

благоприятное соотношение фаз реализуется, если для волновых векторов \mathbf{k}_i выполняется равенство:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3. \tag{7}$$

Выражение (7) называют условием фазового (волнового, пространственного) синхронизма.

Легко заметить, что для взаимодействующих квантов уравнения (1) и (7) означают выполнение законов сохранения энергии $E = \hbar \cdot \omega$ и импульса $\mathbf{p} = \hbar \cdot \mathbf{k}$.

Условие фазового синхронизма может выполняться для волн с различными поляризациями при определенных направлениях распространения их в анизотропных кристаллах. Возникновение его удобно иллюстрировать при помощи поверхностей волновых векторов в отрицательном одноосном кристалле (практически наиболее важный случай). На рис.1 показаны сечения таких поверхностей плоскостью XZ, когда ось Z параллельна оптической оси C. Пусть в процессе $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ волны с частотами ω_1 и ω_2 имеют линейную поляризацию и распространяются в кристалле как обыкновенные волны, т.е. вектора напряженности электрического поля волн $E_{1,2}$ ортогональны оси C. Для выполнения условия синхронизма в отрицательном кристалле волна ω_3 должна обязательно быть необыкновенной, т.е. линейно поляризованной, с вектором E_3 лежащим в плоскости проведенной через ось C и ортогональным векторам $E_{1,2}$. Такой тип взаимодействия называется – *оое*.

Построим, прежде всего, поверхность волнового вектора \mathbf{k}_1 (сфера) и зафиксируем какое-либо его направление. Взяв конец этого вектора за начало координат новой системы с осями параллельными исходной, построим поверхность для вектора \mathbf{k}_2 (также сфера). Наконец, построим в исходной системе поверхность вектора \mathbf{k}_3 (эллипсоид вращения).



Рис. 1. Взаимное расположение поверхностей волновых векторов на частотах $\omega_{1,2,3}$ (тип взаимодействия – $\partial \partial \rightarrow e$): а) синхронизм отсутствует при любом k_2 ; б) случай касательного синхронизма; в) случай критичного векторного синхронизма; г) случай одномерного критического синхронизма. С – оптическая ось кристалла

В зависимости от угла θ_1 возможны различные ситуации. Пока он достаточно мал (случай, показанный на рис.1 а), $\mathbf{k}_3 > |\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2|$ при любом направлении \mathbf{k}_2 ввиду нормальной дисперсии в области прозрачности ($n_{30} > n_{1,2}$)). Однако, вследствие искривления поверхности \mathbf{k}_3 при достаточно большом θ_1 касание поверхностей \mathbf{k}_2 и \mathbf{k}_3 (случай, показанный на рис.1 б), если, конечно, степень анизотропии достаточно велика. Для точки касания треугольник векторов k_{1.2.3} замыкается, и условие (7) выполняется. При дальнейшем увеличении θ_1 касание сменяется пересечением в двух точках A и B (рис.15 в).В этом случае говорят о критичном векторном синхронизме, а в случае рис.16 — (касательном). некритичном Вблизи него существует коллинеарный (одномерный) критичный синхронизм, показанный на рис.1 г.

В случае генерации гармоник обычно применяют этот вид синхронизма, причем в некоторых кристаллах возможно при определенных условиях реализовать синхронизм в направлении $\theta_1 = 90^\circ$, который в этой геометрии уже будет является касательным и поэтому менее зависящим от угловых расстроек кристалла, расходимости лазерных пучков и т.д.

Генерация второй оптической гармоники (ГВГ)

Как уже упоминалось, ГВГ есть частный случай для взаимодействия вида (2) когда $\omega_1 = \omega_2 = \omega$. Условие критичного коллинеарного синхронизма можно записать таким образом:

$$\mathbf{k}_{\omega} + \mathbf{k}_{\omega} = \mathbf{k}_{2\omega},\tag{8}$$

где $k_{\omega,2\omega}$ – есть модули векторов $k_{\omega,2\omega}$. Величина k называется волновым числом. Если волна распространяется в среде с показателем преломления n, то $k = 2\pi n / \lambda$. Учитывая это из (8) получим $n_{\omega} + n_{\omega} = 2n_{2\omega}$, т.е. для выполнения синхронизма при ГВГ необходимо чтобы в нелинейной среде выполнялось следующее условие:

$$\mathbf{n}_{\omega} = \mathbf{n}_{2\omega}.\tag{9}$$

В некоторых оптически анизотропных кристаллах можно выбрать такое направление распространения, для которого показатель преломления, например для обыкновенного луча основной частоты, равен показателю преломления необыкновенного луча второй гармоники. На рис.2 схематически показано сечение поверхностей показателей преломления для отрицательного одноосного кристалла (оптическая ось обозначена через С). Для него на данной фиксированной $n_e < n_o$. Текущие частоте значения необыкновенных показателей преломления (при произвольном угле θ между волновым вектором и оптической осью кристалла) мы будем обозначать индексом «е» вверху – n^e. Как видно из рис.2:

$$n_{ie} = n_i^e |_{\theta = 90^\circ} n_{io} = n_i^e |_{\theta = 0^\circ} i = 1, 2$$

Существует целый ряд кристаллов, не обладающих центром симметрии, для которых выполняется равенство $n_{10}|_{\omega} = n^e(\theta)|_{2\omega}$ при распространении волн с частотами соответственно ω и 2ω под некоторым углом θ_c к оптической оси кристалла, как показано на рис. 2. Следовательно, по этому направлению выполняется условие синхронизма (9).



Рис. 2. Сечения поверхностей показателя преломления для отрицательного одноосного кристалла

Зная главные значения показателей преломления n_{1o} , n_{2o} , n_{2e} , можно рассчитать угол синхронизма θ_c . Поскольку сечение поверхности показателей преломления одноосного кристалла плоскостью х'С (см. рис. 2 а) представляет собой окружность и эллипс, то имеет место равенство:

$$n_1^{o}(\theta) \equiv n_{1o} \qquad n_2^{e}(\theta) = \frac{n_{2e}}{\sqrt{1 - \varepsilon_2^2 \cos^2 \theta}}, \qquad (10)$$

где $\varepsilon_2 = \sqrt{1 - (n_{2e})^2} -$ эксцентриситет эллипса.

Подставляя (10) в условие синхронизма (9), получаем для взаимодействия оое:

 $\cos^2 \theta_c^{ooe} = \frac{1}{\varepsilon_2^2} \left[1 - \left(\frac{n_{2e}}{n_{2o}} \right)^2 \right]$ (11)

Итак, в этом случае две линейно поляризованные волны основного излучения с совпадающими плоскостями поляризации (обыкновенные) взаимодействуют с ортого-нально им линейно поляризованной (необыкновенной) волной второй гармоники.

Для многих нелинейных оптических кристаллов оказывается возможной синхронная ГВГ при взаимодействии обыкновенной и необыкновенной волн основного излучения с необыкновенной волной второй гармоники, т.е. взаимодействие *оее*. Условие коллинеарного фазового синхронизма в этом случае имеет вид:

$$k_{10} + k_1^{\ e} = k_2^{\ e} \tag{12}$$

Откуда

 $(n_{10} + n_1^{e})/2 = n_2^{e}$ (13)

и угол синхронизма с достаточной степенью точности равен следующей величине:

$$\cos^{2} \theta_{c}^{oee} \approx 2 \frac{(n_{1o} + n_{1e})/2 - n_{2e}}{n_{2e} \varepsilon_{2}^{2} - n_{1e} \varepsilon_{1}^{2}/2}.$$
(14)

Несколько упрощая реальную ситуацию, можно сказать, что направление синхронизма в кристалле характеризуется некоторой, достаточно малой, угловой шириной, которую можно представить как $\theta_c \pm \alpha$, где α – угол расстройки, т.е. по направлениям $\theta + \alpha$ и θ - α синхронное взаимодействие уже отсутствует. Обычно угловая ширина синхронизма 2α составляет несколько минут. Кроме того, условие фазового синхронизма определяет некоторый максимальный частотный интервал (Δω) для взаимодействующих волн. Характерная полоса взаимодействующих частот. или требуемая монохроматичность исходных волн, обычно не превышает нескольких ангстрем.

Отсюда вытекают требования к лазерному излучению на основной частоте – расходимость должна быть меньше угловой ширины синхронизма, а его монохроматичность не больше частотной ширины. В противном случае в параметрическом процессе сложения частот будет участвовать не вся мощность лазерного луча.

Рассматривая поверхности пересечения индикатрис показателей преломления для обыкновенного луча основной частоты и необыкновенной волны второй гармоники (см. рис. 2. б)) можно отметить пересечение шара с эллипсоидом вращения. По углу θ пересечение этих поверхностей представляет из себя точку, а по углу ϕ — окружность. Соответственно и эффективность генерации второй гармоники при вращении кристалла по углу θ резко зависит от этого угла, но практически не зависит от угла ϕ (см. рис. 3).



Рис. 3. График зависимости интенсивности второй гармоники от углов θ и φ

Интенсивность излучения второй гармоники при точной настройке на синхронизм пропорциональна квадрату интенсивности основной частоты и квадрату длины нелинейного кристалла (см. рис. 4):



Рис. 4. График зависимости интенсивности второй гармоники от интенсивности основной частоты

Коэффициент $d = d(\chi, \omega_i, n_i)$ зависит от эффективной нелинейной поляризуемости среды χ , от частот взаимодействующих волн ω_i , от показателей преломления среды n_i и т.д.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Данная лабораторная работа выполняется на экспериментальной установке, представленной на рисунке 5. Основными элементами данной установки являются: 1. лазер;

- 2. блок управления;
- 3. нейтральные светофильтры;
- 4. линза;
- 5. нелинейный кристалл для генерации второй гармоники (KDP);
- 6. светофильтр (СЗС-21);
- 7. фотоприемник;
- 8. мультиметр.



Рис. 5. Схема экспериментальной установки

В работе используется YAG лазер (LTC-DTL-314QT). Излучение лазера фокусируется линзой в нелинейный кристалл KDP, служащий генератором второй гармоники. Кристалл закреплён в поворотной оправе, что позволяет юстировать его по двум координатам (по углу θ и по углу ϕ). Фильтр C3C-21 поглощает излучение лазера и пропускает излучение второй гармоники в фотоприемник.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ



Ознакомление с работой лазера

Рис. 6. Блок управления лазера: 1 – ключ включения; 2 – кнопка «Pumping»; 3 – кнопка «Display mode selection»

1. Включить блок питания в сеть;

2. Повернуть ключ в положение «On» (см. рис.20);

3. Дождаться пока загорится сигнал «Ready» и нажать кнопку «Pumping»;

4. Выставить кнопкой «Display mode selection» на экране отображение энергии лазерного излучения в mW;

5. Дождаться пока значение станет равным 19÷21 mW;

6. Включить мультиметр и установить шкалу измерения 2000 mV;

7. Убрать все светофильтры и выставить на юстировочных винтах поворотной оправы нелинейного кристалла значения «0» (по углу θ и по углу φ) и измерить с помощью фотоприемника энергию излучения лазера. Измерение энергии производится в относительных единицах – mV;

8. Записать значение энергии.

Генерация второй гармоники

1. Установить за нелинейным кристаллом (перед фотоприёмником) светофильтр C3C-21;

2. Установить шкалу измерений мультиметра 200 mV;

3. Поворотом юстировочных винтов поворотной оправы нелинейного кристалла ввести кристалл в положения фазового синхронизма (добиться максимального значения энергии на мультиметре фотоприемника > 10 mV);

4. Записать значения энергии второй гармоники (mV) и показания микрометрических винтов (мм) (см. Приложение, рис. 7).

Измерение интенсивности второй гармоники от интенсивности излучения лазера

Взять набор нейтральных светофильтров. Помещая их на подставку перед линзой в следующей последовательности: 1, 2, 1+2, 3, 3+1, 3+1+2, 4, 4+1, 4+2, 3+4, 3+4+1, 3+4+1+2 измерить с помощью фотоприемника энергию проходящего через них излучения лазера (без светофильтра C3C-21 – шкала 2000 mV) и энергию второй гармоники (со светофильтром C3C-21 – шкала 200 mV).

Результаты внести в таблицу:

Светофильтры	E_{ω} , mV	E _{2ω} ,mV
1		
2		

Измерение зависимости интенсивности второй гармоники по углу heta

1. Выставить кристалл с помощью юстировочного винта по углу ϕ в положение синхронизма;

2. Произвести измерение зависимости энергии второй гармоники от угла поворота кристалла с помощью второго юстировочного винта по углу θ;

3. Измерение проводить с шагом в 0,1 мм в диапазоне от 0 мм до 5 мм;

4. Данные внести в таблицу:

l _θ , мм	ө, град	$E_{2\omega}$

Измерение зависимости интенсивности второй гармоники по углу ф

1. Выставить кристалл с помощью юстировочного винта по углу θ в положение синхронизма;

2. Произвести измерение зависимости энергии второй гармоники от угла поворота кристалла с помощью второго юстировочного винта по углу ф. Измерение проводить с шагом в 0,1 мм в диапазоне от 0 мм до 5 мм;

3. Данные внести в таблицу:

l _ф , мм	ф, град	$E_{2\omega}$

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Построить график зависимости энергии второй гармоники от энергии излучения лазера;

2. Перевести значения показаний микрометрических винтов из линейных (мм) в угловые (градусы) по следующей формуле:

3. $\alpha = arctg(\frac{l}{40})$ (16)

4. Построить графики зависимости энергии второй гармоники от угла θ и найти величину углового синхронизма (полуширину).

5. Построить графики зависимости энергии второй гармоники от угла φ.

Приложение: Устройство и принцип работы микрометрического винта



Рис. 7. Делительный барабан и делительная втулка микрометра.

В микрометрическом винте шаг резьбы равен 0,5 мм. Следовательно, при повороте винта на один полный оборот измерительная поверхность (торец винта) переместится на 0,5 мм, что будет отмечено на отсчетном устройстве втулки (рис. 7). На скошенном конце барабана микрометра имеется круговая шкала с 50 делениями. При вращении барабан перемещается вдоль втулки и за один оборот проходит путь, равный 0,5 мм. Следовательно, цена деления шкалы барабана равна 0,5 : 50 = 0,01 мм.

Лабораторная работа №6 Генерация второй и четвёртой оптических гармоник

Цель работы: Исследование нелинейного эффекта генерации второй и четвёртой оптических гармоник в волоконном фемтосекундном лазере.

Объект исследования: Нелинейный кристалл ВВО.

Задачи, решаемые в работе:

1. Ознакомиться с принципом преобразования основной частоты излучения волоконного фемтосекундного лазера во вторую и четвёртую гармоники в нелинейном кристалле BBO.

2. Провести исследования зависимости интенсивности второй и четвёртой гармоник от интенсивности излучения лазера.

3. Провести исследование зависимости интенсивности второй и четвёртой гармоник по углам фазового синхронизма θ и φ.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Смотрите теорию в лабораторной работе № 5.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Данная лабораторная работа выполняется на экспериментальной установке, представленной на рисунке 1.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В работе используется волоконный фемтосекундный лазер (EFOA-100+SH). Излучение лазера фокусируется линзой в нелинейный кристалл BBO, служащий генератором второй и четвёртой гармоник. Кристалл закреплён в поворотной оправе, что позволяет юстировать его по двум координатам (по углу θ и по углу ϕ). Фильтр Φ C–6 (C3C-22) поглощает излучение лазера и пропускает излучение второй (четвёртой) гармоник в фотоприемник.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить мультиметр и установить шкалу измерения 2000 mV;

2. Убрать все светофильтры и выставить на юстировочных винтах поворотной оправы нелинейного кристалла значения «0» (по углу θ и по углу φ) и измерить с помощью фотоприемника энергию излучения лазера. Измерение энергии производится в относительных единицах – mV;

3. Записать значение энергии.

Генерация второй/четвёртой гармоник

1. Установить за нелинейным кристаллом (перед фотоприёмником) светофильтр ФС-6 (СЗС-22);

2. Установить шкалу измерений мультиметра 2000 mV;

3. Поворотом юстировочных винтов поворотной оправы нелинейного кристалла ввести кристалл в положения фазового синхронизма (добиться максимального значения энергии на мультиметре фотоприемника > 10 mV);

4. Записать значения энергии второй (четвёртой) гармоники (mV) и показания микрометрических винтов (мм) (см. Приложение).

Измерение интенсивности второй/четвёртой гармоник от интенсивности излучения лазера

1. Взять набор нейтральных светофильтров. Помещая их на подставку перед линзой в следующей последовательности: 1, 2, 1+2, 3, 3+1, 3+1+2, 4, 4+1, 4+2, 3+4, 3+4+1, 3+4+1+2 измерить с помощью фотоприемника энергию проходящего через них излучения лазера (без светофильтра ФС–6 / СЗС-22) и энергию второй гармоники (со светофильтром ФС–6 / СЗС-22).

2. Результаты внести в таблицу:

Светофильтры	E_{ω}, mV	E _{2ω} ,mV
1		
2		

Измерение зависимости интенсивности второй/четвёртой гармоник по углу θ

1. Выставить кристалл с помощью юстировочного винта *по углу* φ в положение синхронизма;

2. Произвести измерение зависимости энергии второй гармоники от угла поворота кристалла с помощью второго юстировочного винта *по углу θ*;

- 3. Измерение проводить с шагом в 0,1 мм в диапазоне от 0 мм до 5 мм;
- 4. Данные внести в таблицу:

l _θ , мм	θ, град	$E_{2\omega}$

Измерение зависимости интенсивности второй/четвёртой гармоники по углу ф

- 1. Выставить кристалл с помощью юстировочного винта *по углу* θ в положение синхронизма;
- 2. Произвести измерение зависимости энергии второй гармоники от угла поворота кристалла с помощью второго юстировочного винта *по углу φ*. Измерение проводить с шагом в 0,1 мм в диапазоне от 0 мм до 5 мм;
- 3. Данные внести в таблицу:

l _ф , мм	ф, град	$E_{2\omega}$

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

- 1. Построить график зависимости энергии второй / четвёртой гармоник от энергии излучения лазера;
- 2. Перевести значения показаний микрометрических винтов из линейных (мм) в угловые (градусы) по следующей формуле:

$$\alpha = arctg(\frac{l}{40})$$

- 3. Построить графики зависимости энергии второй / четвёртой гармоник от угла θ и найти величину углового синхронизма (полуширину).
- Построить графики зависимости энергии второй / четвёртой гармоник от угла ф.

Приложение: Устройство и принцип работы микрометрического винта

В микрометрическом винте шаг резьбы равен 0,5 мм. Следовательно, при повороте винта на один полный оборот измерительная поверхность (торец винта) переместится на 0,5 мм, что будет отмечено на отсчетном устройстве втулки (рис. 2). На скошенном конце барабана микрометра имеется круговая

шкала с 50 делениями. При вращении барабан перемещается вдоль втулки и за один оборот проходит путь, равный 0,5 мм. Следовательно, цена деления шкалы барабана равна 0,5 : 50 = 0,01 мм.



Рис. 2. Делительный барабан и делительная втулка микрометра

Лабораторная работа №7 Передача многоспектральной информации по оптическому каналу связи

Цель работы: Изучение назначения и принцип работы устройств мультиплексора и демультиплексора.

Объект исследования: мультиплексор и демультиплексор.

Задачи, решаемые в работе:

1. Ознакомиться с принципом работы и конструкционными особенностями мультиплексора и демультиплексора.

2. Измерить с помощью калориметра энергетические характеристики различных каналов связи.

3. Измерить с помощью спектрометра спектральные характеристики различных каналов связи.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Мультиплексоры и демультиплексоры

Мультиплексирование позволяет увеличить информационную емкость волоконно-оптических линий связи. Применяемые в линиях устройства для сигналов различными несущими объединения длинами волн С (мультиплексоры) и разъединения (демультиплексоры) должны иметь малые вносимые потери. Мультиплексоры должны, кроме того, обеспечивать высокую степень изоляции между каналами. В зависимости от длины волны используют четыре различных способа получения устройств связи. В основу работы устройств положены три чувствительных к длине волны эффекта интерференция И поглощение. Демультиплексоры угловая дисперсия, используют угловую дисперсию решетки или призмы. Конструкция для разделения каналов с помощью интерференционного фильтра, структура поглощающего типа, используется как демультиплексор. Каждый поглотитель состоит из чувствительного к длине волны фотодиода. Устройства с решеткой и призмой являются делителями с параллельным разделением каналов, а использующие фильтры и селективные фотодетекторы с последовательным.

Последовательное разделение применяется при небольшом числе каналов, так как с ростом числа каналов пропорционально увеличивается число элементов схемы (светофильтров, делительных пластин, зеркал, фокусирующих элементов) и соответственно растут потери на излучение.



Рис.1. Принцип работы устройств связи, селективных к длине волны: а - с решёткой; б - с призмой; в - с интерференционным фильтром; г - с поглощающим фильтром; 1 - градиентная цилиндрическая линза; 2 - дифракционная решётка; 3 - хроматическии фильтр; 4 - призма; 5 - отражающее покрытие; 6 - селективные фотодетекторы

широко используются устройства Наиболее с интерференционным фильтром. Демультиплексоры такого типа выполнимы ИВ полностью волоконном исполнении без использования цилиндрических ЛИНЗ. Их устройство подобно устройству торцевых делителей мощности, в разрезе передающей волоконной связи, в которых вместо полупрозрачной пластины расположен фильтр, чувствительный к длине волны.

Параллельное разделение, возможно осуществить как для малого, так и для большого (несколько десятков) числа спектрально уплотненных несущих в одном волоконном световоде (BC). Параллельные детали представляют собой миниспектрометры. Как и спектрометр, делитель имеет диспергирующий элемент (решетку или призму), коллимирующий элемент (объектив или вогнутое зеркало), а также входную и выходную щели (роль которых выполняют сердцевины излучающего и приемных ВС). Схема с призмой не распространения, как широкого так призма ограничивает получила миниатюризации устройства характеризуется возможность И низкой дисперсией в диапазоне длин волн 1,1 ... 1,6 мкм. Материалы для изготовления призм со значительной угловой дисперсией имеют большие потери. Кроме того, дисперсия призм не постоянна по спектру. Наибольшее распространение получили устройства с дифракционной решеткой.

Примером устройства демультиплексора с решеткой является пятиканальный демультиплексор, изображенный на рисунке 2. Излучающий и пять приемных ВС объединены в линейку, расположенную в фокальной плоскости объектива (фокусное расстояние 23,8 мм, диаметр 14 мм).

Излучение из передающего ВС коллимируется объективом, диафрагмирует на решетке и снова попадает в объектив, который в зависимости от длины волны фокусирует излучение на тот или другой приемный ВС. Вместо объектива может использоваться фокусирующий (градиентный) стержень или прозрачная среда с оптическим элементом на поверхности. Дифракционную решетку изготовляют анизотропным травлением кристаллической подложки по кристаллическим осям сквозь предварительно нанесенную маску. Решетка имеет несимметричные канавки. Параметры решетки (постоянная решетка =4 мкм, угол в = $6,2^{\circ}$) выбраны так, чтобы ее максимальная дифракционная эффективность достигалась на центральной длине волны =0,86 мкм рабочего диапазона 0,82...0,88 мкм. Спектральный интервал между каналами равен 25 нм. Во всем диапазоне дифракционная эффективность составляет величину, не превышающую 90%, вносимые потери в каналах не превышают 1,4 дБ, переходное затухание —30 дБ.

Большое внимание уделяется разработке малогабаритных делителей в интегрально-оптическом исполнении, а также различных делителей с вогнутыми решетками.

Делители оптической мощности

Неселективные разветвители подразделяют на два основных типа: Тобразные, построенные по принципу ответвления оконечных устройств от главного ствола линии, и звездообразные.



Рис.2. Устройство пятиканального демультиплексора: 1—входной ВС; 2 выходные ВС; 3— объектив; 4—дифракционная решетка

Потери при распределении мощности излучения в системе с Т-образными соединителями возрастают пропорционально числу абонентов, а в системе со звездообразными ответвителями — пропорционально логарифму числа оконечных устройств N. Так, в системе с 20 оконечными устройствами общие потери составляют в первом случае 130 дБ, а во втором — 28 дБ. Поэтому в системах с большим числом абонентов целесообразно применение звездообразных соединительных устройств.

В звездообразном ответвителе к каждому из входных ВС подведена мощность, которая передается выходным ВС. При конструировании оптического разветвителя желательно достичь малых вносимых потерь, малой модовой зависимости конструкции, хорошей воспроизводимости параметров, простоты конструкции, малых размеров и массы. Конструкция разветвителя зависит от типа ВС, приемного угла, отношения радиуса сердцевины к толщине оболочки, возбуждаемого медового распределения на вводе ВС.

По своей конструкции разветвители разделяют на две основные группы биконические, в которых излучение передается через боковую поверхность, и торцевые, в которых излучение передается через торец. В обеих группах передача излучения может осуществляться либо при непосредственном контакте ВС, либо через вспомогательные элементы — зеркала, линзы, смесители. В биконических разветвителях свет может быть извлечен через боковую поверхность при преобразовании направляемой моды в моду излучения или при связи со вторым ВС через исчезающее поле (рисунок 3). Преобразование распространяющейся волны в моды излучения получают при изгибе ВС, при снятии оболочки или коническом сужении сердцевины. Биконические разветвители легко - изготовить, однако они обладают плохой воспроизводимостью параметров. Вносимые потери 0,2...1 дБ.

Из разветвителей торцевого типа наиболее распространены такие, в которых торцы выходных ВС непосредственно состыковываются с торцом входного ВС и ническим способом или заливаются каплей клея. Изменяя взаимное положение закрепляются каким-либо механическим способом или заливая каплей клея.



Рис. 3. Биконический разветвитель со связью через затухающее поле



Рис.4. Разветвители торцевого типа: 1—входной ВС; 2,3,4 —выходные ВС

Изменяя взаимное положение торцов ВС и подбирая их поперечное сечение (рисунок 4), можно изменять в широких пределах отношение мощностей в разных выходных каналах. Вносимые потери составляют 0,3...1,2 дБ. Для их уменьшения, а также для снижения возбуждения мод оболочки стравливают или сошлифовывают. На рисунке 5 изображен разветвитель с ветвящейся структурой, сформированный путем склеивания или оплавления выходных ВС вдоль сошлифованных под малым углом сердцевины и соединения с торцом входного ВС. Хотя принцип разветвителя простой, изготовление затруднительно, вносимые потери составляют 0,5...1,2 дБ. Эта конструкция подходит как для градиентных, так и для ступенчатых ВС. Разделение мод и потери растут с ростом угла, под которым соединены ВС.



Рис.5. Разветвитель с ветвящейся структурой: 1 — входной ВС; 2,3 - выходные ВС

Разветвитель с расщеплением пучка показан на рисунке 6. ВС разрезан под углом 45° к оси, торцы его отполированы и покрыты частично отражающими металлическими и диэлектрическими зеркалами.





Для разветвления мощности также применяют:

– формирование на конце входного ВС, очищенного от оболочки, шариковой линзы с отражающим пятном на полюсе и двумя "окнами" в местах вывода отраженного излучения в боковые выходные ВС, введение бокового ВС в V-образную канавку, сформированную в основном ВС (потери 0,5... 1,2 дБ);

– формирование глубокого надреза в основном ВС, благодаря которому часть сигнала ответвляется в боковые ВС, закрепленные над надрезом перпендикулярно основному.

В разветвителях со вспомогательными элементами широко используют диэлектрические цилиндрические линзы, представляющие собой отрезок градиентного BC с параболическим профилем показателя преломления.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка для выполнения данной работы, принципиальная блок-схема которой приведена на рис. 7, состоит из источника излучения, – волоконного фемтосекундного Er^{3+} лазера, мультиплексора, демультиплексора, генератора белого света, спектрометра и калориметра.



Рис. 7. Блок-схема экспериментальной установки

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Исследование демультиплексора

- 1. Внимание! Блок питания лазера включен. Дальнейших действий по настойке и включению лазера не требуется. Все измерения и манипуляции с лазерным излучением проводить только для длины волны 1560 нм.
- 2. Измерить с помощью калориметра мощность излучения для длин волн: 1470, 1490, 1510 и 1530 нм.
- 3. Включить спектрометр в сеть. С помощью USB кабеля подключить спектрометр к компьютеру. Для измерения спектра лазерного излучения направить лазерный луч в центр входной диафрагмы спектрометра.
- 4. Включить компьютерную программу «ReSpect» для спектрометра. Получить на экране спектр излучения фемтосекундного лазера. Нажать кнопку «Chart» на верхнем меню программы. Выбрать «Scale», затем нажать «Bottom axis» и выбрать необходимый диапазон измерения. С помощью кнопки «Print Screen» скопировать спектр в текстовый документ Word.
- 5. Получить на экране автокорреляционную функцию излучения фемтосекундного лазера, как это было показано на рисунке 11 (см. лаб. работу №2). С помощью кнопки «Print Screen» скопировать функцию в текстовый документ Word.

Исследование мультиплексора

1. Измерить с помощью калориметра мощность излучения на выходе из мультиплексора.

- 2. Включить компьютерную программу «ReSpect» для спектрометра. Получить на экране спектр излучения фемтосекундного лазера. Нажать кнопку «Chart» на верхнем меню программы. Выбрать «Scale», затем нажать «Bottom axis» и выбрать необходимый диапазон измерения. С помощью кнопки «Print Screen» скопировать спектр в текстовый документ Word.
- 3. Получить на экране автокорреляционную функцию излучения фемтосекундного лазера, как это было показано на рисунке 11 (см. лаб. работу №2). С помощью кнопки «Print Screen» скопировать функцию в текстовый документ Word.

Исследование демультиплексора						
Длина волны,	Мощность,	Средняя	Центральная	Δf , фсек		
HM	мВт	полуширина,	длина волны,			
		$\Delta\lambda$, нм	λ, нм			
1470						
1490						
1510						
1530						
Исследование мультиплексора						

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

- 1. Сделать вывод о характере изменения мощности излучения после прохождения через демультиплексор / мультиплексор.
- 2. Проанализировать спектры излучения. Определить центральную длину волны излучения, а также полуширину спектров.
- 3. Проанализировать автокорреляционную функцию излучения лазера: вид функции и полуширину функций.

Лабораторная работа №8

Титан-сапфировый фемтосекундный лазер и измерение энергетических и спектральных характеристик его излучения

Цель работы: изучить принципы работы фемтосекундного лазера на кристалле титан – сапфира и провести измерение его спектральных и энергетических параметров.

Объект исследования: фемтосекундный лазер на кристалле титан-сапфира на основе модели ФЕМОС-2.

Задачи, решаемые в работе:

1. Ознакомиться с принципом работы и конструкционными особенностями фемтосекундного лазера на кристалле титан-сапфира, калориметра и спектрометра.

2. Измерить с помощью калориметра энергетические характеристики фемтосекундного лазера.

3. Измерить с помощью спектрометра спектральные характеристики фемтосекундного лазера.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Фемтосекундные лазеры на кристалле титан-сапфира

Фемтосекундные лазеры на кристаллах титан сапфира генерируют в ближнем инфракрасном диалазоне. Лучшие результаты по генерации коротких импульсов были достигнуты с помощью внутрирезонаторной компенсации дисперсии – 10 фс [1] и с внешней – 6 фс [2]. В кристаллах Ti^{3+} : Al_2O_3 ион Ti^{3+} замещает часть ионов Al^{3+} в Al_2O_3 (корунде). Кристаллы титан-сапфира выращиваются из расплава корунда легированного 0,1 % по весу ионов Ti^{3+} . Поглощение в корунде с титаном характеризуется широкой полосой в области 400-600 нм, являющейся суперпозицией двух полос с максимумами при 490 нм и при 550 нм. Генерация на переходах иона Ti3+ может быть получена при лазерной накачке, в непрерывном режиме с помощью газового аргонового лазера или твердотельных лазеров Nd:YAG и Nd:YLF с диодной накачкой. Изза сильного взаимодействия электронов с колебаниями решетки линия люминесценции Ti^{3+} очень широкая (600-1100 нм). Максимум люминесценции 780 нм.

На рисунке 1 представлена оптическая схема фемтосекундного лазера на кристалле титан-сапфира «Фемос-2» разработанного Отделом лазерной оптики при Новосибирском государственном университете.

В основу работы лазера положен метод пассивной синхронизации мод наведенной керровской линзой. Кристалл титан-сапфира является кубично

нелинейной средой, которой показатель В преломления зависит OT интенсивности света. При распространении излучения в кристалле образуется динамическая керровская линза. Расстояние между сферическими зеркалами SM1 и SM2 выставляются с учетом керровской линзы для получения максимальной добротности резонатора в фемтосекундном режиме. Тем самым возникновение керровской линзы увеличивает добротность резонатора. При внесении нестабильности в резонатор (например, резкое перемещение призмы Р2 вдоль ее оси) генерация начинается сразу на большом количестве мод с характерным для многомодового излучения хаотическим распределенем во времени. Наиболее сильные флуктуации наводят большую керровскую линзу и усиливаются сильнее слабых. Происходит сильная дискриминация импульсов по интенсивности. В конце концов, в резонаторе остается одиночный импульс.



Рис. 1. Оптическая схема задающего генератора

В качестве излучения накачки используется излучение Nd:YAG лазера Finesse5 фирмы Laser Quantum с мощностью накачки 3,5 Вт во второй гармонике. Для получения высокой плотности мощности в активной среде излучение накачки отражается от зеркала Мр и при помощи просветленной короткофокусной линзы L из плавленого кварца через сферическое дихроичное зеркало SM2 фокусируется в кристалл титан-сапфира. Кристалл диаметром 6 мм и длиной 5 мм установленный в медном держателе с водяным охлаждением. Для лучшего термоконтакта между кристаллом и держателем проложен слой индиевой фольги. Для уменьшения потерь торцы активного элемента выставлены под углом Брюстера, что приводит к астигматизму резонатора, который компенсируется наклоном пучков на зеркалах SM1-SM2. Сферических зеркала SM1-SM2 с радиусом кривизны 80 мм формируют моду резонатора с малой каустикой активной среды. Малый диаметр пучка в активной среде интенсивности, необходимой нужен лля достижения высокой для формирования и функционирования керровской линзы. Резонатор лазера образован системой зеркал SM1 – SM2, M0 – M4, выходное зеркало M0 имеет пропускание Т = 4 %. Для компенсации дисперсии групповой скорости

вносимой фазовой самомодуляцией импульса в кристалле титан сапфира внутри резонатора лазера размещены призмы из плавленого кварца P1 – P2 установленные под углом наименьшего отклонения. Расстояние между призмами составляет 67 см, что дает возможность работать вблизи точки нулевой суммарной дисперсии резонатора. Расстояние между сферическими зеркалами выбрано так, чтобы при внесении некоторой нестабильности, например резкое перемещение призмы P2 вдоль ее оси, возникал режим синхронизации мод. После этого плавным перемещением призмы P2 достигается минимальная или требуемая длительность импульса.

Для максимальной компактности и жесткости конструкции лазера и высокой стабильности его работы резонатор собран на трёхстержневой арматуре скрепленной тремя галетами инваровой И снабжен тремя дополнительными плоскими зеркалами M1-M3. Углы между лучами и нормалью к дополнительным плоским зеркалам составляют не более 7°, для каждого из них, поэтому они работают практически как при нормальном падении. Резонатор лазера надежно пылезащищён, а основные юстировки выведены на корпус. Параметры лазера «Фемос – 2» : длины волн генерации 750 – 950 нм, длительность одиночного импульса до 25 фс, частота следования импульсов 82 МГц, энергия одиночного импульса 2 нДж, средняя мощность излучения 150 мВт.



Рис. 2. Спектр излучения титан-сапфирового лазера «Фемос 2»

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Блок схема экспериментальной установки предсталена на рис. 3. Её основными узлами являются: лазер накачки, фемтосекундный лазера на титансапфире, калориметр, спектрограф и набор нейтральных светофильтров.



Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Внимание! Лазер накачки включен и выведен на требуемую мощность. Фемтосекундная генерация получена. Дальнейших действий по настойке и включению титан-сапфирового лазера не требуется.

2. Включить калориметр. Установить на калориметре необходимые режимы. Направить лазерное излучение лазера в центр измерительной головки калориметра. При юстировке невидимого глазом излучения на длине волны 800 нм использовать люминесцирующую карточку («Thorlabs»).

3. Измерить с помощью калориметра мощность излучения лазера, записать показания в таблицу 1.

4. Взять набор нейтральных светофильтров. Помещая их на подставку в следующей последовательности: HC–1, HC–2, HC–3, HC–13, измерить с помощью калориметра мощность проходящего через них излучения лазера. Данные записать в таблицу 1.

5. Убрать измерительную головку калориметра и выключить калориметр.

6. Подключите спектрометр к компьютеру с помощью USB – кабеля. Для измерения спектра лазерного излучения направить лазерный луч на щель спектрометра. При юстировке невидимого глазом излучения на длине волны 800 нм использовать люминесцирующую карточку («Thorlabs»). 7. Включить компьютерную программу «ReSpect» для спектрометра. Получить на экране спектр излучения фемтосекундного лазера. Нажать кнопку «Chart» на верхнем меню программы. Выбрать «Scale», затем нажать «Bottom axis» и выбрать диапазон измерения 770 ÷ 860 нм. С помощью кнопки «Print Screen» скопировать спектр в текстовый документ Word.

8. Ввести в систему излучения нейтральные светофильтры в следующей последовательности: HC–1, HC–2, HC–3, HC–13. С помощью кнопки «Print Screen» скопировать спектры в текстовый документ Word.

9. Сохранить файл со спектрами в папку «Студенты /№лаб.раб /Фамилия» на рабочем столе компьютера. Данные показать преподавателю.

Таблица. Данные для анализа спектральных и энергетических характеристик фемтосекундного лазера

Наличие	Пропускание Т, %		Мощность,	Средняя	Централь-	
нейтрального			мВт	полуши-	ная длина	
фильтра				рина, Δλ,	волны,	
				HM	λ, нм	
	Из	Измеренное				
	каталога					
	стекла					
Без НС						
HC-1						
HC–2						
HC-3						
HC-13						

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Сравнить измеренные значения пропускания нейтральных светофильтров с данными из каталога цветного стекла «Набор образцов цветных оптических стёкол» (см. рис. 7). Сделать вывод о характере изменения мощности излучения лазера после прохождения через нейтральные светофильтры.

2. Проанализировать спектр излучения лазера. Определить центральную длину волны излучения, а также полуширину спектра.

3. Сравнить спектры лазерного излучения после прохождения нейтральных светофильтров и сделать вывод о характере изменений спектров.



Показатель поглощения, k_{λ}						
λ, нм	HC1	HC2	HC3	HC13		
780	0,027	0,065	0,106	0,73		
800	0,030	0,080	0,133	0,74		
820	0,036	0,090	0,150	0,75		
840	0,038	0,095	0,165	0,75		

б)

Рис. 7. Спектр пропускания (а) и показатель поглощения (б) светофильтров HC–1, HC–2, HC–3, HC–13 в диапазоне длин волн 780 ÷ 840 нм

Список рекомендуемой литературы:

1. А.А. Бабин, А. М. Киселев, А.В. Кирсанов, А.Н. Степанов, 10фемтосекундный титан-сапфировый лазер со сложенным кольцевым резонатором. // Квантовая Электроника, Т 32, № 5 (2002), С 401-403.

2. V. Sheuer, G. Angelov, T. Tachudi, Semiconducror saturable-absorber mirroassisted Kerr-lens mode-licked Ti:sapphire laser producting pulse in the two-cycle regime // Optics Letters, Vol. 24, No. 9 (1999) P. 631-633.

Лабораторная работа №9

Измерение временных характеристик излучения титан-сапфирового фемтосекундного лазера автокорреляционным методом

Цель работы: изучить принципы работы фемтосекундного автокоррелятора и провести измерение длительности импульса титан-сапфирового фемтосекундного лазера.

Объект исследования: одноимпульсный фемтосекундный автокоррелятор ASF-20.

Задачи, решаемые в работе:

1. Ознакомиться с принципом работы и конструкционными особенностями фемтосекундного автокоррелятора.

2. Измерить временные характеристики фемтосекундного титансапфирового лазера.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ

Смотрите теоретическую часть лабораторной работы №2.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка для выполнения данной работы, принципиальная блок-схема которой приведена на рис. 1, состоит из лазера накачки, фемтосекундного лазера на титан-сапфире, автокоррелятора и набора стеклянных пластинок разной толщины.

Титан-сапфировый лазер генерирует цуг фемтосекундных импульсов с частотой следования 82 МГц на длине волны λ = 800 нм.



Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Внимание! Лазер накачки включен и выведен на требуемую мощность. Фемтосекундная генерация получена. Дальнейших действий по настойке и включению титан-сапфирового лазера не требуется.

2. Включить автокоррелятор в сеть. С помощью USB – кабеля подключить автокоррелятор к компьютеру. На компьютере запустить программу «ACore».

3. Для измерения длительности лазерного излучения с помощью зеркала 2 направить лазерный луч в центр входной диафрагмы автокоррелятора. При юстировке невидимого глазом излучения на длине волны 800 нм использовать люминесцирующую карточку («Thorlabs»).

Настройка программы регистрации автокорреляционной функции:

1) Нажать кнопку в меню программы «Run endless». На CCD камере должно появиться изображение, соответствующее автокорреляционной функции.

Внимание! Перед каждой процедурой настройки программы необходимо нажать кнопку «Stop».

2) Отъюстировать излучение фемтосекундного лазера относительно входных диафрагм автокоррелятора.



3) Выполнить процедуру нормализации: Proceedings option: Auto fit, Normalize, Gaussian, 100 (погрешность) \rightarrow OK.



4) Вращая винт временной задержки, сдвинуть изображение автокорреляционного отклика с ССD матрицы.

5) Выбрать в меню программы: Calibration \rightarrow Setup background \rightarrow OK.

6) Вернуть винт в исходное положение (в центр экрана). При этом экран становится синего цвета.



7) Изменить размер окна захвата на CCD матрице (примерно так, как показано на рисунке красным цветом): Processing Options – Setup Processing Window.


8) Получить на экране автокорреляционную функцию излучения фемтосекундного лазера. С помощью кнопки «Print Screen» скопировать функцию в текстовый документ Word.

9) Ввести в систему излучения одну стеклянную пластинку и записать в таблицу 2 длительность лазерного импульса (Δf , ϕ c) после прохождения пластинки.

10) Ввести в систему излучения вторую пластинку.

11) Сохранить файл в папку «Студенты /№лаб.раб /Фамилия» на рабочем столе компьютера. Данные показать преподавателю.

Таблица. Данные для построения зависимости длительности лазерного импульса излучения лазера от толщины стеклянных пластинок

Наличие	N⁰	Толщина	Δf , ϕc
стеклянной	измерения	пластины,	
пластины		MM	
Без пластинки	1		
	2		
С пластинкой 1	1	65	
	2		
С пластинкой	1	65	
1+2	2		

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Проанализировать, как влияет стеклянная пластинка на длительность лазерного импульса

2. Проанализировать автокорреляционную функцию излучения лазера: вид функции и полуширину функции.

Лабораторная работа №10 Титан-сапфировый фемтосекундный многопроходовый усилитель и измерение характеристик его излучения

Цель работы: изучить принципы работы фемтосекундного титансапфирового многопроходового усилителя и провести измерение его параметров.

Объект исследования: фемтосекундный титан-сапфировый многопроходный усилитель чирпованных импульсов МРА-30.

Задачи, решаемые в работе

1. Ознакомиться с принципом работы и конструкционными особенностями фемтосекундного титан-сапфирового многопроходного усилителя МРА-30..

2. Измерить с помощью калориметра энергетические характеристики многопроходного усилителя

3. Измерить с помощью спектрометра спектральные характеристики многопроходового усилителя.

4. Измерить с помощью одноимпульсного автокоррелятора длительность импульса многопроходового усильтеля.

Сведения из теории.

Кристаллы титан-сапфираимеют высокий порог насыщения~1 Дж/см², что делает возможным получать достаточно высокую пиковую мощность импульса в лазерных системах небольших размеров. Для того чтобы усиление было эффективным, необходимо в усиливаемый импульс передать как можно больше энергии, запасенной в активной среде усилителя. Для этого усилитель должен работать в режиме насыщения. Ограничения возникают от того, что пучки с высокой пиковой мощностью имеют тенденцию к самофокусировке нелинейности показателя (результат преломления В зависимости OT интенсивности света). Это приводит К необходимости ограничивать интенсивность в усилителях до величин меньших 10 ГВт/см².

Для преодоления этой проблемы используется метод усиления чирпованных импульсов(Chirped Pulse Amplification (CPA)). Суть метода в том, что импульс подлежащий усилению пропускается через линию задержки с большой дисперсией групповой скорости (стретчер), в которой он становится чирпированным, а его длительность сильно увеличивается - до 10⁴ раз. Во столько же раз снижается пиковая мощность. Такой чирпованный импульс может эффективно усиливаться, не разрушая кристалл титансапфира. После усиления импульс пропускается через линию задержки, имеющую ту же дисперсию групповой скорости, но противоположного знака (компрессор). В результате чирп компенсируется и усиленный импульс приобретает длительность близкую к первоначальной. На рисунке 1 представлена принципиальная схема усиления чирпированных импульсов.



Рис. 1 Диаграмма, отражающая принцип усиления чирпованных импульсов. Импульс из генератора (О) растягивается в стретчере (S) так, что красные (r) компоненты опережают синие(b). Пиковая интенсивность уменьшается. Растянутый импульс затем усиливается в усилителе (A) исжимается в компрессоре (C)

Стретчер обладает положительной дисперсией и представляет из себя пару дифракционных решеток между которыми расположена телескопическая система с увеличением -1 изменяющая знак чирпа и используется для растягивания во времени фемтосекундного импульса (см. рисунок 2).



Рис 2. Оптическая схема классического стретчера

Расстояние 4(l_g-f) определяет дисперсию стретчера. На первом проходе через стретчер образуется пространственный чирп, который, после отражения от зеркала М, компенсируется вторым проходом через стретчер и на выходе получается чирпованный импульс с входной модой.



Рис 3. Оптическая схема компрессора

Для коменсации дисперсии используется компрессор, состоящий из пары решеток и зеркала обладающая отрицательной дисперсией. Для компенсации пространственного чирпа также осуществляется второй проход через компрессор при отражении от зеркала.

Для усиления излучения задающего генератора Femos-2 (см. раб. 8) используется фемтосекундная лазерная систему на основе многопроходного усилителя МРА-30 изготовленную фирмой «Авеста» г. Троицк, принципиальная оптическая схема которого представлена на рисунке 4. Система состоит из стретчера, изолятора Фарадея, ячейки Поккельса, многопроходового усилителя и компрессора и использует метод усиления чирпованных импульсов.

В луч на выходе задающего генератора помещается клиновидная подложка (Ф1) толщиной 0,5 мм. Излучение отражение от поверхности фокусируется (используя зеркало Ф2 и линзу Л1) на быстрый фотоприемник ФП1.

Элекрический сигнал С фотоприемника используется для микроконтроллера блока синхронизации синхронизации И управления электрооптическим затвором усилителя (производства фирмы Лотис, Минск). Полученная тактовая частота, 82МГц (частота работы задающего генератора), делится на плате синхронизации на 1640000, в результате чего формируется последовательность импульсов с частотой 50Гц, для запуска лазера накачки многопроходового усилителя LQ-129. В соответствии с установленной в LQ-

129 задержкой, он формирует синхроимпульс запуска собственного драйвера включения добротности резонатора, а через 80-100нс происходит генерация импульса накачки. Синхроимпульс включения добротности резонатора LQ-129, поступает на плату синхронизации, которая обеспечивает стробирование его фронта тактовой частотой 82МГц, и запускает три регулируемые задержки. предназначена для запуска драйвера ввода одиночного импульса Задержка излучения лазера «Фемос-2» (диапазон регулировки 0...200нс). Сигналом с ее выхода запускается формирователь высоковольтного импульса (длительность импульса по основанию 20 нс). Задержка подстраивается таким образом, чтобы высоковольтный импульс совпал во времени с одним из фемтосекундных импульсов в момент прохождения его через ячейку Покельса, и оптимально синхронно с оптическим импульсом лазера накачки LQ-129. В результате выделенный из 82 МГц последовательности фемтосекундный импульс попадает в многопроходовый усилитель, накачанного наносекундным импульсом излучения LQ-129, где происходит его усиление.



Рис.4. Оптическая схема фемтосекундной лазерной системы.

А1, А2 - плоские зеркала; Φ1 – клиновидная подложка, Ф3 зеркальный вращатель поляризации, Ф2, Ф4-Ф6 –плоские зеркала; Л1-Л3 –линзы; СП - спектрометр ASP100; ΦΠ1, ΦΠ2 – быстрые фотодиоды; Р1 – решетка стретчера, С3 - сферическое зеркало стретчера, С1, С2, С4-С6 плоские зеркала стретчера; М1 – М4, У1 –плоские зеркала, ИФ – изолятор Фарадея, ЭО3 – ячейка Покельса, Г - поляризатор, П – зеркальный перископ; У2, У3 – сферические зеркала многопроходового усилителя, Кр – кристалл титан-сапфира, М5, М6 –зеркальный телескоп; S1 – вращатель поляризации, S2 –

поляризатор, S3, S4 – плоские зеркала, Л4, Л5 – линзовый телескоп, Л6 – линза фокусирующая накачку на кристалл; Р2, Р3 – решетки компрессора, К1, К3 – плоские зеркала, К4 – зеркальный уголковый отражатель; Е1- плоское зеркало, Е2 – клиновидная подложка, СП2 - спектрометр ASP100, AK – автокоррелятор ASF-20.

Вертикальная поляризация излучения на выходе лазера ФЕМОС-2 поворачивается на 90 градусов с помощью зеркального вращателя поляризации ФЗ. Линза Л2 служит для компенсации расходимости излучения генератора фемтосекундных импульсов. Излучение прошедшее зеркало Ф4 попадает на быстрый фотоприемник ФП2. Сигнал с фотоприемника подается на осциллограф Techtronics, на котором происходит контроль стабильности работы задающего генератора в фемтосекундном режиме. Зеркала Ф5, Ф6 служат для ввода излучения в фемтосекундную лазерную систему MPA-30.

Через юстировочные диафрагмы A1. A2. И зеркала С1. C2 импульс попадает фемтосекундный В стретчер, состоящий ИЗ голографической дифракционной решетки (1350 шт/мм) Р1, сферического зеркала СЗ с фокусом 750 мм и плоских зеркал С4, С5. Стретчер, использующий только отражательную оптику, растягивает приходящий на него 30 фс импульс приблизительно до 200 пс. Зеркало С4 расположено в фокусе зеркала СЗ зеркала СЗ, С4,СЗ образуют телескоп с увеличением -1 котрый меняет знак чирпа на положительный (т.е. красные компоненты спектра опережают синие). Излучение дифрагирует на решетке Р1 отражается от зеркал С3, С4, С3, колимируется решеткой Р1 и отражается от зеркала С5 а затем снова повторяет пройденный путь. Наклон зеркала С5 позволят изменить направление распространения излучения и оно может быть выведено из стретчера с помощью срезанного зеркала С6.

Отразившись от зеркал С6, М1 и пройдя линзу Л3, предназначенную для компенсации расходимости излучения, чирпованный импульс попадает в широкополосный изолятор Фарадея. Он предназначен для предотвращения влияния усиленной люминесценции из регенеративного усилителя на работу фемтосекундного задающего генератора. Эффект Фарадея состоит во вращении плоскости поляризации при прохождении через среду вдоль магнитного поля. Во внешнем магнитном поле показатели преломления для циркулярно право- и левополяризованного света становятся различными. Вследствие этого, для линейно поляризованного излучения его циркулярно лево- и правополяризованные составляющие распространяются с разными фазовыми скоростями, приобретая разность хода, линейно зависящую от оптической длины пути. В результате плоскость поляризации линейно поляризованного света поворачивается. Подобрав длину пути и напряженность магнитного поля можно сделать этот поворот равным 90[°]. После прохождения изолятора Фарадея поляризация излучения становится вертикальной и оно попадает на ячейку Покельса.

Ячейка Поккельса используется для выделения последовательности импульсов фемтосекундной длительности с частотой следования 50 Гц

(синхронно с импульсом лазера накачки) из последовательности импульсов задающего генератора (82) МГц), С помощью блока управления электрооптическим затвором. Импульс высокого напряжения (длительностью ~ 10 нс) генерируется высоковольтным ключом, запуск и напряжение питания которого контролируется блоком управления ячейки Поккельса. При приложении высокого напряжения (до 9КВ) к кристаллу (DKDP) наблюдаться наведенное двулучепреломление в электрооптическом кристалле. Изменяя напряжение можно добиться, чтобы разность фаз обыкновенного и необыкновенного лучей достигала $\lambda/2$, а поляризация света поворачивалась на 90°.

Горизонтально поляризованное излучение проходит поляризатор (призму Глана) Г, перископ П, который уменьшает высоту луча, и с помощью зеркал M2, У1 через юстировочные диафрагмы A3, A4 заводятся в многопроходовый телескопический усилитель состоящий из сферических зеркал У2, У3 с фокусом 50 и 40 см соответственно и кристалла титан-сапфира, находящегося в фокусе обоих зеркал. Сферические зеркала имеют отверстие в центре своих апертур для вывода усиленного излучения и срезы с одного края для свободного прохождения излучения накачки. Для подавления свободной генерации на сферические зеркала надеты маски специальной формы. Кроме того, радиусы кривизны зеркал У2 и У3 отличаются, благодаря чему диаметр пучка уменьшается после каждого прохода через активную среду, а диаметр перетяжки в активной среде, соответственно, увеличивается. Это позволяет получать максимальное усиление инжектируемого импульса без риска повреждения активного элемента.



Рис 5. Оптическая схема многопроходового усилителя

Накачка усилителя осуществляется импульсным излучением второй гармоники лампового Nd:YAG лазера LQ-129 с модуляцией добротности, изготовленного фирмой Solar, г. Минск. Для плавного изменения энергии импульса накачки используется аттенюатор, состоящий из кварцевого поляризатора S2. Для вращателя поляризации **S**1 И компенсации расходимости излучения служит линзовый телескоп Л4, Л5. Излучение накачки с энергией 14 мДж при помощи зеркал S3,S4 заводится в усилитель (см. рис. 7.), фокусируется в активную среду усилителя линзой Л6 и проходит с краю зеркала УЗ под небольшим углом к оси симметрии усилителя. Для того, чтобы достигнуть усиления в 10⁶ раз необходимо обеспечить плотность энергии накачки в кристалле усилителя порядка 4 Дж/см² в пучке диаметром 600-700 мкм, что соответствует усилению приблизительно в 8 раз за первый проход в усилителе.

Проходы в усилителе разведены в вертикальной плоскости. Отраженный от зеркала У1 луч проходит (параллельно основанию усилителя) под кристаллом усилителя и попадает на нижнюю часть зеркала У2), которое фокусирует излучение в активную среду. Расходящийся луч попадает на верхнюю часть зеркала, которое коллимирует пучок и отражает его (параллельно основанию усилителя) на верхнюю часть зеркала У2. Зеркало У2 фокусирует пучок в активную среду во второй раз. Прошедший через кристалл расходящийся луч попадает на нижнюю часть зеркала У3, которое коллимирует его и отражает (параллельно основанию усилителя и выше входного луча) на зеркало У2. И т.д. В результате, импульс проходит через активную среду 8 раз, усиливается с 2нДж до 2 мДж и выходит из усилителя через отверстие в центре зеркала У2.

Через зеркала M3, M4, зеркальный телескоп M5, M6 (предназначенный для компенсации расходимости излучения), зеркало K1 и юстировочные диафрагмы A5, A6 усиленный чирпованный импульс поступает в компрессор. Компрессор состоит из двух дифракционных решеток (1200шт/мм) и вертикального уголкового отражателя для обеспечения двойного прохода через решетки. Луч, отраженный от зеркала K1 попадает на решетку компрессора P2. Решетка раскладывает излучение в спектр по направлению к решетке P3. Пространственно чирпированный пучок отражается от решетки P3, плоскость которой параллельна плоскости решетки P1, и попадает на вертикальный уголковый отражатель, который поднимает высоту пучка и отражает его точно в обратном направлении. Пучок, выходящий из компрессора, распространяется выше, но параллельно, входному пучку и выводится на стенд с помощью зеркала K3.

Длительность и спектр на выходе лазерной системы контролируются одноимпульсным фемтосекундным автокоррелятором ASF-20 AK и спектрометром ASP-100. На рис. 6 представлены спектр излучения и автокорреляционная кривая импульса на выходе

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка для выполнения данной работы, принципиальная блок-схема которой приведена на рис. 7, состоит из титансапфирового накачки, стретчера, ячейки лазера, лазера Покельса, многопроходового усилителя, лазера накачки усилителя, компрессора, спектрометра, калориметра и компьютера.



Рис. 7 Блок-схема экспериментальной установки

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Внимание! Лазеры накачки включены и выведены на требуемую мощность. Фемтосекундная генерация получена. Дальнейших действий по настойке и включению титан-сапфирового лазера и усилителя не требуется.

2. Включить калориметр. Установить на калориметре необходимые режимы. Направить лазерное излучение лазера в центр измерительной головки калориметра. При юстировке невидимого глазом излучения на длине волны 800 нм использовать люминесцирующую карточку («Thorlabs»).

3. Убрать измерительную головку калориметра и выключить калориметр.

4. Подключите спектрометр к компьютеру с помощью USB – кабеля. Для измерения спектра лазерного излучения направить лазерный луч на щель

спектрометра. При юстировке невидимого глазом излучения на длине волны 800 нм использовать люминесцирующую карточку («Thorlabs»).

5. Включить компьютерную программу «ReSpect» для спектрометра. Получить на экране спектр излучения фемтосекундного лазера. Нажать кнопку «Chart» на верхнем меню программы. Выбрать «Scale», затем нажать «Bottom axis» и выбрать диапазон измерения 770 ÷ 860 нм. С помощью кнопки «Print Screen» скопировать спектр в текстовый документ Word.

6. Сохранить файл со спектрами в папку «Студенты /№лаб.раб /Фамилия» на рабочем столе компьютера. Данные показать преподавателю.

7. Включить автокоррелятор в сеть. С помощью USB – кабеля подключить автокоррелятор к компьютеру. На компьютере запустить программу «ACore».

8. Для измерения длительности лазерного излучения с помощью зеркал направить лазерный луч в центр входных диафрагм автокоррелятора. При юстировке невидимого глазом излучения на длине волны 800 нм использовать люминесцирующую карточку («Thorlabs»).

1. Настройка программы регистрации автокорреляционной функции:

1) Нажать кнопку в меню программы «Run endless». На ССD камере должно появиться изображение, соответствующее автокорреляционной функции.

Внимание! Перед каждой процедурой настройки программы необходимо нажать кнопку «Stop».

2) Отюстировать излучение фемтосекундного лазера относительно входных диафрагм автокоррелятора.

3) Выполнить процедуру нормализации: Proceedings option: Auto fit, Normalize, Sech2, 100 (погрешность) \rightarrow OK.

4) Вращая винт временной задержки, сдвинуть изображение автокорреляционного отклика с ССD матрицы.

5) Выбрать в меню программы: Calibration \rightarrow Setup background \rightarrow OK.

6) Вернуть винт в исходное положение (в центр экрана). При этом экран становится синего цвета

7) Изменить размер окна захвата на CCD матрице (примерно так, как показано на рисунке красным цветом): Processing Options – Setup Processing Window.

Получить 9. автокорреляционную излучения на экране функцию фемтосекундной системы. Сохранить файл папку В «Студенты /№лаб.раб /Фамилия» компьютера. Данные показать преподавателю.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Проанализировать спектр излучения лазера. Определить центральную длину волны излучения, а также полуширину спектра.

2. Рассчитать энергию одиночного импульса и пиковую мощность фемтосекундной системы.





СПбГУ ИТМО победителем стал конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007-2008 годы и успешно реализовал инновационную образовательную программу «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения области В информационных и оптических технологий», что позволило выйти на уровень подготовки выпускников и удовлетворять качественно новый возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях науки. Реализация этой программы создала основу формирования программы дальнейшего развития вуза до 2015 года, включая внедрение современной модели образования.

КАФЕДРА ФОТОНИКИ И ОПТОИНФОРМАТИКИ

Кафедра фотоники и оптоинформатики создана в 2002 году и работает под руководством лауреата премии Ленинского комсомола по науке и технике профессора С.А.Козлова. Одной из важнейших задач кафедры является процесса организация учебного И подготовка специалистов по оптоинформатике – стремительно развивающейся новой области науки и техники, в которой разрабатываются оптические технологии сверхбыстрой передачи, обработки и записи информации, создаются быстродействующие оптические компьютеры и системы искусственного интеллекта. Разработка информационно-телекоммуникационных технологий, таких оптических представляющих собой информационные технологии нового поколения, является приоритетным направлением развития российской науки, техники и технологий.

В рамках образовательного направления 200600 студентам читаются лекционные курсы по оптической физике, теории информации и кодирования, архитектуре вычислительных систем, технологии программирования, цифровым оптическим вычислениям, оптическим технологиям искусственного интеллекта, голографическим системам записи и отображения информации, другим актуальным проблемам оптоинформатики, а также по квантовой информатике. Эти лекционные курсы поддержаны эксклюзивными учебно-исследовательскими экспериментальными практикумами.

Научные подразделения кафедры:

 Проблемная лаборатория волновых процессов, основная задача которой – организация научного руководства студентами и аспирантами молодежной научной ассоциации «Оптика-XXI век», руководитель: д.ф.м.н., проф.С.А.Козлов.

- Научно-образовательный центр фемтосекундной оптики и фемтотехнологий руководитель: д.ф.м.н., проф.В.Г.Беспалов.
- Лаборатория параллельных вычислений, нанофотоники и оптоинформатики руководитель: д.ф.м.н., проф.Н.Н.Розанов.
- Лаборатория квантовой информатики руководитель: к.ф.м.н., доцент С.А.Чивилихин.
- Лаборатория прикладной голографии руководитель: к.ф.м.н., доцент О.В.Андреева

На кафедре сформирована признанная научно-педагогическая школа по фемтосекундной оптике и фемтотехнологиям – руководители: д.ф.м.н., проф. С.А.Козлов и д.ф.м.н., проф. В.Г.Беспалов.

Среди студентов и аспирантов кафедры – стипендиаты Президента и Правительства Российской Федерации, победители конкурсов научных работ, проводимых Российской Академией наук, крупнейшими мировыми научными обществами, такими как INTAS (Фонд научно-исследовательских работ Европейского сообщества), SPIE (Международное общество инженеровоптиков), CRDF (Американский фонд гражданских исследований и развития), OSA (Оптическое общество Америки).

Кафедра фотоники и оптоинформатики постоянно занимает призовые места по итогам конкурсов ведущих научно-педагогических коллективов Университета ИТМО.

В.Н. Крылов О.А. Смолянская С.Э. Путилин Е.В. Новоселов Я.В. Грачев ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА И ФЕМТОТЕХНОЛОГИИ

Методические материалы к экспериментальному практикуму

В авторской редакции Дизайн О.А. Смолянская Верстка О.А. Смолянская Редакционно-издательский отдел Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики Зав. РИО Н.Ф. Гусарова Лицензия ИД № 00408 от 05.11.09 Подписано к печати Заказ № Тираж

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел

Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

