

Министерство образования и науки Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ
ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

УДК 538.9; 535-14; 53.082.534; 53.096
№ госрегистрации 114120240018

УТВЕРЖДАЮ
ВРИО директора ИФМ РАН
д-р физ.-мат.наук, профессор
_____ В.И. Гавриленко
«___» _____ г.

ОТЧЕТ
О ПРИКЛАДНЫХ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Инфракрасная и терагерцовая спектроскопия с временным разрешением неравновесной динамики носителей заряда в полупроводниках с использованием излучения лазеров на свободных электронах

по теме:

ПОДГОТОВКА РАБОЧИХ СТАНЦИЙ. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ.

(промежуточный)

Этап 2

ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014 – 2020 годы»

Соглашение о предоставлении субсидии от 17.09.2014 г. № 14.616.21.0008

Руководитель проекта,
зав. лаб, д.ф.-м.н.

подпись, дата

В.Н. Шастин

Нижний Новгород 2015

Руководитель проекта:

Зав. лаб. 113 отд. 110 ИФМ
РАН, доктор физико-
математических наук

Шастин В. Н. (введение, разделы
1,2,3,4,5, заключение)

подпись, дата

Исполнители:

Научный сотрудник, кандидат
физико-математических наук,
без ученого звания

Юрасов Д. В. (раздел 1,2)

подпись, дата

Научный сотрудник, кандидат
физико-математических наук,
без ученого звания

Цыпленков В. В. (раздел 5)

подпись, дата

Электроник, без ученой степе-
ни, без ученого звания

Сергеев С. М. (раздел 4, приложение Б)

подпись, дата

Научный сотрудник, кандидат
физико-математических наук,
без ученого звания

Орлов М. Л. (раздел 3)

подпись, дата

Научный сотрудник, кандидат
физико-математических наук,
без ученого звания

Орлова Е. Е. (раздел 5)

подпись, дата

Научный сотрудник, кандидат
физико-математических наук,
без ученого звания

Козлов Д. В. (раздел 5)

подпись, дата

Младший научный сотрудник,
кандидат физико-
математических наук, без уче-
ного звания

Ковалевский К. А. (раздел 3, 4)

подпись, дата

Старший научный сотрудник,
кандидат физико-
математических наук, без уче-
ного звания

Жукавин Р. Х. (раздел 2, 3, 4)

подпись, дата

Научный сотрудник, кандидат
физико-математических наук,
без ученого звания

Бекин Н. А. (раздел 2, 5)

подпись, дата

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
1. РАЗРАБОТКА ТЕХНИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ РОСТА МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ	7
1.1 ВВЕДЕНИЕ.....	7
1.2 ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ СВЕРХВЫСОКОВАКУУМНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ SiGe ГЕТЕРОСТРУКТУР “RIBER SIVA-21”	7
1.3 ИСПАРЕНИЕ ОСНОВНЫХ МАТЕРИАЛОВ И ЛЕГИРУЮЩИХ ПРИМЕСЕЙ	10
1.4 СИСТЕМА КОНТРОЛЯ ИСПАРЯЕМЫХ ПОТОКОВ Si и Ge.....	10
1.5 СИСТЕМА КОНТРОЛЯ СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ	11
1.6 МЕТОДЫ ПОДГОТОВКИ ПОДЛОЖЕК	12
2. РОСТ МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ С СЕЛЕКТИВНО ЛЕГИРОВАННЫМИ АКЦЕПТОРАМИ БОРА КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ, ИСПОЛЬЗУЯ МЕТОД МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ	14
3. СБОРКА ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МЕТОДОМ ПРОБНОГО ИМПУЛЬСА	16
4. АВТОМАТИЗАЦИЯ СБОРА (ЗАПИСИ) ДАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА СТРОЯЩЕЙСЯ УСТАНОВКЕ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ВРЕМЕН БЫСТРОТЕКУЩИХ ПРОЦЕССОВ МЕТОДОМ ПРОБНОГО ИМПУЛЬСА НА БАЗЕ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ В НОВОСИБИРСКЕ	20
4.1 Система измерений: общая концепция.....	20
4.2 Управление лазером на свободных электронах	20
4.3 Архитектура системы.....	20
4.4 Управление параметрами оптической системы излучения ЛСЭ.....	22
4.5 Измерение основных параметров излучения.....	23
4.6 Измерения в системе «накачка – зондирование»	27
4.7 Детекторы излучения.....	28
4.8 Пирозлектрические приемники	29
4.9 Оптоакустический приемник	29
4.10 Болометр на горячих электронах	34
4.11 Синхронный детектор с цифровой схемой задержки синхроимпульсов	40
4.12 Кремниевый болометр	43
4.13 Термочувствительный интерферометр.....	43
4.14 Измерение абсолютной чувствительности оптоакустической ячейки	45
4.15 Измерение динамического диапазона системы измерения	51
5. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ТЕМПОВ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОГО РАСПАДА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ МЕЛКИХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ	58
5.1 ТЕМПЫ РЕЛАКСАЦИИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ МЕЛКИХ ДОНОРОВ В КРЕМНИИ.....	58
5.1.1 Волновые функции состояний мелких доноров	58
5.1.2 Взаимодействие с междолинными фононами.	61
5.1.3 Влияние одноосной деформации.....	63
5.1.4 Результаты расчетов темпов безызлучательной релаксации состояний доноров в кремнии	65
5.2 ТЕМПЫ РЕЛАКСАЦИИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ МЕЛКИХ ДОНОРОВ В КРИСТАЛЛЕ ГЕРМАНИЯ..	69

5.3 ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВНУТРИЗОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ И ЗАХВАТА ПРИМЕСНЫМИ ЦЕНТРАМИ ФОТОИОНИЗОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КРИСТАЛЛЕ ГЕРМАНИЯ	71
5.4 ВНУТРИЦЕНТРОВАЯ РЕЛАКСАЦИЯ СОСТОЯНИЙ АКЦЕПТОРА БОРА В КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ.....	75
6. АННОТИРОВАННЫЙ ОТЧЕТ ИНОСТРАННОГО ПАРТНЕРА.....	78
6.1 ПОДГОТОВКА РАБОЧЕЙ СТАНЦИИ ПО РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ НА БАЗЕ ЛСЭ В ДРЕЗДЕНЕ-РОССЕНДОРФЕ (FELBE)	78
6.2 ПОДГОТОВКА РАБОЧЕЙ СТАНЦИИ ПО НЕЛИНЕЙНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ НА БАЗЕ ЛСЭ В ДРЕЗДЕНЕ-РОССЕНДОРФ (FELBE)	82
6.3 ИЗГОТОВЛЕНИЕ ИССЛЕДУЕМЫХ ОБРАЗЦОВ (ЛЕГИРОВАННЫХ МЕЛКИМИ ДОНОРАМИ И АКЦЕПТОРАМИ КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ).....	84
6.4 УЧАСТИЕ В СОЗДАНИИ АЛГОРИТМА АВТОМАТИЗАЦИИ ЗАПИСИ ДАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА СТРОЯЩЕЙСЯ УСТАНОВКЕ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ВРЕМЕН БЫСТРОТЕКУЩИХ ПРОЦЕССОВ МЕТОДОМ ПРОБНОГО ИМПУЛЬСА НА БАЗЕ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ В НОВОСИБИРСКЕ	86
6.5 ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗАХВАТА ФОТОИОНИЗОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ИОНИЗОВАННЫМИ ПРИМЕСНЫМИ ЦЕНТРАМИ В КРИСТАЛЛЕ ГЕРМАНИЯ.	86
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	87
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	89
ПРИЛОЖЕНИЕ А ЭСКИЗНО-КОНСТРУКТОРСКАЯ ДОКУМЕНТАЦИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ МЕТОДОМ ПРОБНОГО ИМПУЛЬСА.....	90
ПРИЛОЖЕНИЕ Б ПРОГРАММА УПРАВЛЕНИЯ СБОРОМ И ЗАПИСЬЮ ДАННЫХ	106

ВВЕДЕНИЕ

Ключевые слова: ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ, СИСТЕМА НАКАЧКА-ЗОНДИРОВАНИЕ, РОСТ МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР

Научно-прикладная составляющая настоящего международного проекта «Инфракрасная и терагерцовая спектроскопия с временным разрешением неравновесной динамики носителей заряда в полупроводниках с использованием излучения лазеров на свободных электронах» имеет своей целью развитие источников ТГц излучения на основе объемного кристаллического кремния и структур на основе кремния и германия, а также детекторов электромагнитного излучения на основе кристалла германия. Задачами Российской составляющей настоящего проекта является построение установки по измерению времен быстропротекающих процессов методом «накачка-зондирование» на основе Новосибирского лазера на свободных электронах и проведение на ней измерений времен релаксационных процессов в объемном кристалле германия, легированном мелкими примесями, и структурах на основе кремния и германия. Также российской стороной осуществляется теоретическое сопровождение проводимых исследований, включающее в себя расчеты темпов внутрицентральной релаксации в кристаллах кремния и германия, легированных мелкими примесями, а также описание других релаксационных процессов, необходимых для всеобъемлющего описания неравновесных электронных и дырочных состояний в исследуемых средах.

Целями данного этапа являются:

- 1) проведение дальнейших работ по созданию пользовательской станции на базе ЛСЭ в Новосибирске по измерению быстропротекающих процессов методом «накачка-зондирование», включающих в себя сборку оптической схемы строящейся установки и автоматизацию процесса сбора и записи данных измерений;
- 2) теоретическое описание релаксационных процессов, протекающих при фотовозбуждении исследуемых сред – кристаллов кремния и германия, легированных мелкими примесными центрами;
- 3) отработка технологии роста наноструктур на основе кремния и германия, а также рост этих наноструктур для проведения дальнейших измерений на них;
- 4) проведение дальнейших работ по созданию установок по Рамановской и нелинейной спектроскопии на базе ЛСЭ в Дрездене-Россендорфе (FELBE) и рост полупроводниковых образцов для проведения на них дальнейших измерений в рамках настоящего проекта

Проведенные на данном этапе работы является очередным шагом на пути к общим целям проекта.

Задачами второго этапа работ по проекту являются:

- сборка оптической схемы строящейся установки по измерению времен быстропротекающих процессов с использованием излучения Новосибирского лазера на свободных электронах;
- отработка технологических условий роста и рост наноструктур на основе кремния и германия; на данных структурах впоследствии планируется провести измерения на строящейся в рамках настоящего проекта установке в г. Новосибирск;
- выполнение теоретического анализа релаксационной динамики носителей заряда в оптически возбуждаемых легированных мелкими примесями кристаллах кремния и германия;

Задачи данного этапа были выполнены полностью. Проведенные работы полностью соответствуют план-графику и требованиям технического задания. В работах были использованы 2 уникальных научных установки и оборудование 2 центров коллективного пользования.

1. РАЗРАБОТКА ТЕХНИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ РОСТА МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ

1.1 Введение

Формирование SiGe гетероструктур осуществлялось на сверхвысоковакуумной установке молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) из твердых источников Ribber SIVA-21, расположенной в ФГБУН Институт физики микроструктур РАН г. Нижний Новгород. Рост SiGe гетероструктур методом МПЭ имеет ряд особенностей, связанных с высокими требованиями, предъявляемыми к остаточному давлению в ростовой камере, методам нагрева подложек и контролю ее температуры, а также с получением высокостабильных потоков испаряемых элементов и с точным контролем этих потоков. При выполнении проекта исследуемые структуры формировались на установке МПЭ фирмы “Ribber” (Франция), удовлетворяющей этим требованиям.

1.2 Общее описание сверхвысоковакуумной установки для молекулярно-пучковой эпитаксии SiGe гетероструктур “Ribber Siva-21”

Схема установки изображена на рисунке 1.

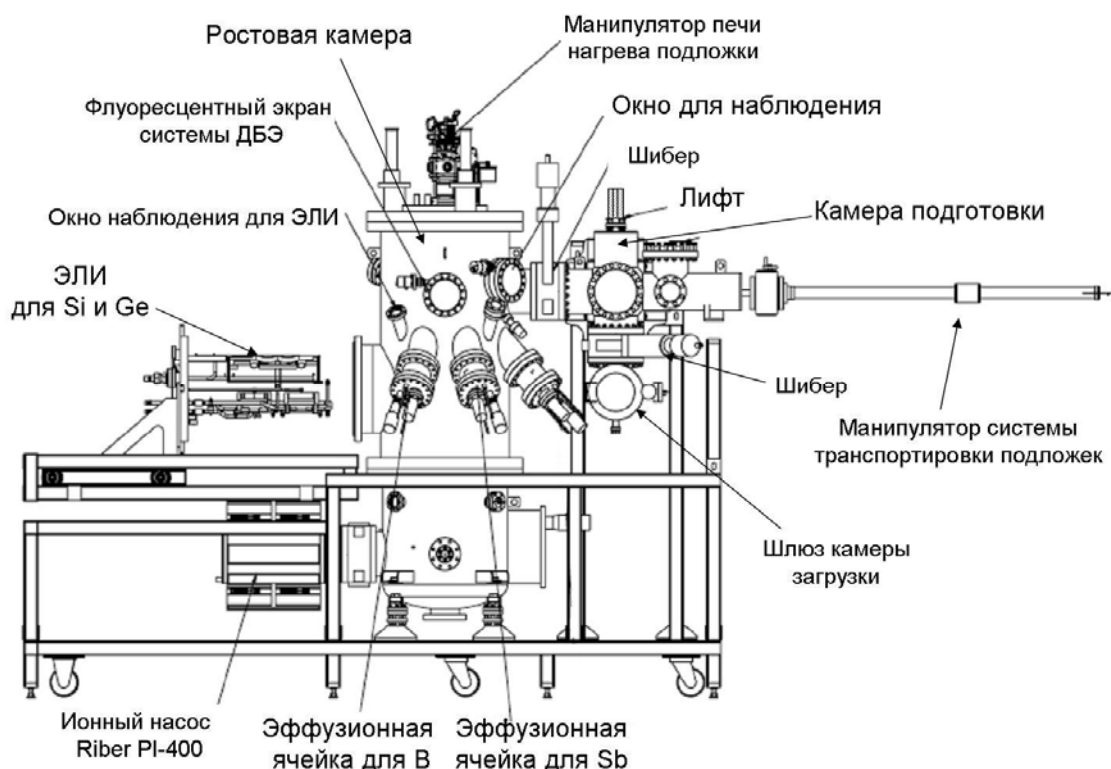


Рисунок 1 – Схема сверхвысоковакуумной установки “Ribber Siva-21”.

Установка состоит из трех вакуумных камер (камеры роста, камеры подготовки и камеры загрузки), отделенных друг от друга высоковакуумными затворами (шиберами), и транспортной системы подложек между камерами. Система откачки ростовой камеры состоит из форвакуумного механического, турбомолекулярного, магниторазрядного и титанового сублимационного насосов. В силу того, что в основе работы этих насосов лежат различные физические принципы, использование их совместно позволяет осуществлять эффективную откачку камеры роста в широком диапазоне давлений, начиная от атмосферного и заканчивая сверхвысоким вакуумом. Кроме того, поскольку скорость откачки различных газов неодинакова для различных насосов (т.е. некоторые газы хорошо откачиваются одним типом насосов и плохо откачиваются другим), то их совместное использование значительно улучшает общую эффективность откачки камеры роста. Турбомолекулярный и магниторазрядный насосы в камере роста отделены от камеры высоковакуумными затворами. Для обезгаживания камеры роста и камеры подготовки установка оборудована специальной системой съемных нагревательных элементов, позволяющих проводить отжиг камер вплоть до температуры 200 °С (на рисунке не показаны). Камера роста имеет две азотные криопанели для охлаждения стенок камеры, а также для охлаждения титанового сублимационного насоса. Базовое остаточное давление в камере роста составляло менее 5×10^{-11} мбар и в процессе роста структур не превышало уровня 2×10^{-9} мбар. Откачка камеры подготовки осуществляется отдельным магниторазрядным насосом, а камеры загрузки - отдельным турбомолекулярным насосом.

Нагрев подложки осуществлялся радиационным методом, который является наиболее широко используемым способом нагрева в условиях высокого вакуума. Установка МПЭ Ribet Siva-21 оборудована специальной печью для радиационного нагрева, имеющей лишь два положения (рабочее для нагрева и “нерабочее”) относительно подложки, причем расстояние от печи до подложки в рабочем положении фиксировано. Отсутствие промежуточных положений печи и автоматическая установка рабочего положения позволяет достичь высокой точности установки температуры подложки и хорошей ее воспроизводимости от образца к образцу. Кроме того, для обеспечения эффективного нагрева подложки и минимизации температуры самого нагревательного элемента, печь желательнее устанавливать весьма близко к подложке. В связи с этим, автоматическая установка положения печи позволяет устранить возможную ошибку ручной установки, которая из-за близости печи к подложке может приводить к заметным изменениям реальной температуры образца. Кроме того, перевод печи из рабочего положения в нерабочее может быть произведен за время порядка 1 секунды, что позволяет осуществлять как быстрый нагрев, так и быстрое остывание образца и избежать эффектов частичного постростового отжига структуры. Излучающая поверхность нагревательного элемента имеет специальную форму для обеспечения высокой однородности нагрева. Максимально достижимая температура нагрева подложек составляет $\sim 1100^\circ\text{C}$.

Температура подложки измерялась специализированным инфракрасным пирометром Impras IS 12 (спектральный диапазон 0.7-1.1 мкм, диапазон измеряемых температур 400-1300 °С) и термопарой. Для калибровки инфракрасного пирометра температура подложек в области температур 800-1000 °С дополнительно измерялась с помощью оптического пирометра сравнения “Проминь”. В результате калибровки в диапазоне 400–1000 °С была получена зависимость реальной температуры подложки, измеряемой ИК пирометром, от температуры термопары (рисунок 2). Калибровки были проведены для двух типов подложек, отличающихся уровнем легирования, – КДБ-12 (р-тип, концентрация примеси $\sim 10^{15}$ см⁻³) и КЭС-0.05 (n-тип, концентрация примеси $\sim (2\div 3)\times 10^{17}$ см⁻³). Несколько отличающиеся значения температур разных типов подложек, определяемых пирометром при фиксированной температуре термопары связано с тем, что в сильно легированном кремнии (Si) несколько выше поглощение излучения, идущего от нагревательного элемента, связанное с поглощением излучения свободными носителями заряда. Значения температуры в диапазоне $T < 400^\circ\text{C}$ были получены аппроксимацией вышеописанной зависимости в область низких температур (отметим, что эта линейная аппроксимация в область показаний термопары ниже 300°С может считаться адекватной до значений порядка 100°С). Точность воспроизводимости температуры от образца к образцу составляла $\pm 5^\circ\text{C}$.

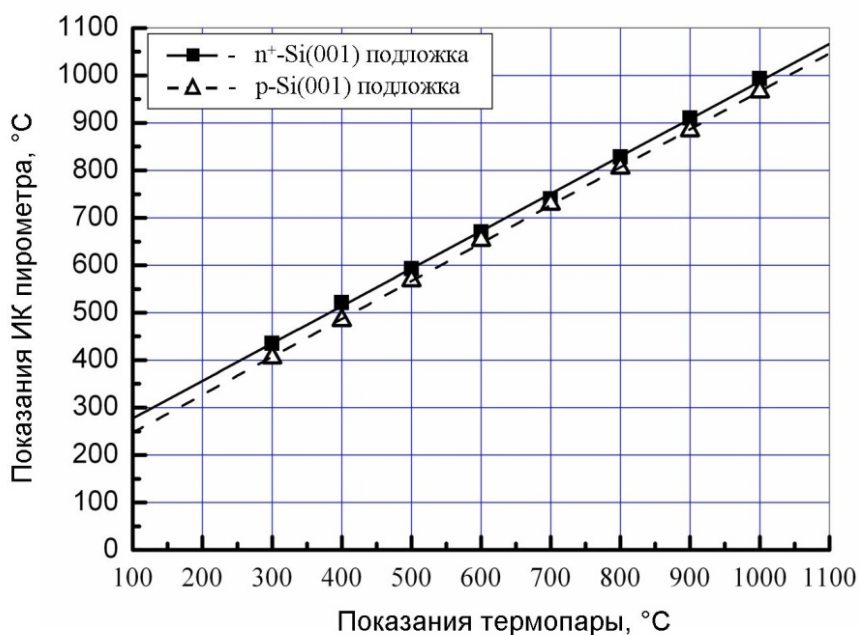


Рисунок 2 – Калибровочные зависимости температуры подложки, измеряемой ИК пирометром, от показаний термопары. Квадратами обозначена зависимость для сильнолегированной подложки КЭС-0.05, открытыми треугольниками – для слаболегированной подложки КДБ-12. Сплошной и пунктирной линиями показаны линейные аппроксимации экспериментальных данных.

1.3 Испарение основных материалов и легирующих примесей

Для осуществления испарения кремния (Si) и германия (Ge) камера роста установки Ribet SIVA-21 оборудована двумя электронно-лучевыми испарителями (ЭЛИ), с ускоряющим напряжением 11 кВ, с поворотом электронного луча на 270° и электромагнитным управлением его положением в тигле. Каждый ЭЛИ имеет медный, охлаждаемый водой тигельный блок с объемом тигля 100 см^3 . В системе имеется возможность продольного и поперечного сканирования электронного луча в пределах тигля с помощью магнитной отклоняющей системы. Благодаря высокому давлению собственных паров кремния при его температуре плавления, он испаряется из ЭЛИ в т.н. “автотигельном” режиме, когда в расплавленное состояние переходит только центральная область загруженного в тигель материала, а сами стенки тигля при этом разогреваются меньше и остаются в твердом состоянии. Для испарения Ge использовался кремниевый тигель. Использование такого способа испарения Ge имеет определенные преимущества по сравнению с часто используемым способом испарения Ge из графитового тигля. Германий при температуре плавления имеет достаточно низкое давление собственных паров, и при необходимости получения даже небольших потоков Ge ($V_{Ge} \sim 0.1 \text{ МС/с}$) нагрев материала в тигле достаточен для полного расплавления всего Ge в тигле. При использовании графитового тигля при достаточно длительном периоде работы может происходить частичное растворение углерода из тигля в расплаве Ge, что ведет к росту содержания атомов углерода в выращенных таким образом структурах. При использовании кремниевого тигля для испарения Ge подобных недостатков нет, а перемешивания материалов Si и Ge при используемых в работе условиях роста не происходит. Для испарения Si использовался монокристаллический кремний, а в качестве источника Ge использовался монокристаллический германий. Оба материала были легированы бором (кремний) и галлием (германий) до концентрации менее 10^{14} см^{-3} .

Для возможности легирования структур установка оборудована двумя эффузионными ячейками. В качестве акцепторной примеси используется бор (B), в качестве донорной – сурьма (Sb). Контроль испаряемых потоков легирующих примесей осуществлялся с помощью роста калибровочных структур и контроля температуры ячеек.

1.4 Система контроля испаряемых потоков Si и Ge

Контроль испаряемых потоков Si и Ge осуществлялся с помощью квадрупольного масс-спектрометра “HIDEN ANALYTICAL HAL-2321” и двух кварцевых датчиков измерения толщины. Геометрия установки масс-спектрометра и конструкция блока ЭЛИ таковы, что ни общая заслонка подложки, ни индивидуальные заслонки ЭЛИ не перекрывают потоки атомов Ge и Si на масс-спектрометр. Такое расположение масс-спектрометра позволяет, как устанавливать необходимые потоки испаряемых материалов до начала роста, так и контролировать и изменять их в процессе

осаждения. Для измерения потока атомов кремния с помощью масс-спектрометра использовался пик, соответствующий однократно ионизованному изотопу ^{30}Si . Выбор именно этого изотопа, а не наиболее распространенного изотопа ^{28}Si (процентное соотношение изотопов кремния - ^{28}Si , ^{29}Si , $^{30}\text{Si} = 92.2 : 4.7 : 3.1$), обусловлен тем, что соотношением массы к заряду, равным 28, обладают также однократно ионизованная молекула азота, молекула CO и некоторые другие молекулы, входящие в состав остаточных газов МПЭ установок. В определенных ситуациях при разогреве стенок камеры и/или некоторых деталей установки происходит выделение азота, что дает вклад в интенсивность сигнала масс-спектрометра на 28 линии и не позволяет осуществлять адекватный контроль потока атомов Si. Поскольку линия, соответствующая изотопу ^{30}Si , не обладает подобным недостатком, а чувствительности масс-спектрометра достаточно для корректной установки скорости роста Si, то эта линия и была выбрана для контроля за потоком атомов Si. Для измерения потока атомов германия использовался пик, соответствующий однократно ионизованному изотопу ^{74}Ge . Подключение масс-спектрометра в цепь обратной связи ЭЛИ позволяло автоматически поддерживать заданные потоки испаряемых атомов Ge и Si и подавлять возникающие флуктуации скоростей осаждения элементов. Перевод показаний масс-спектрометра в реальные скорости осаждения Ge и Si был осуществлен за счет роста тестовых структур и их исследования методами рентгеноструктурного анализа.

Установленные кварцевые датчики измерения толщины позволяли, после соответствующей калибровки, независимо от показаний масс-спектрометра контролировать скорости осаждения Si и Ge. Таким образом, вышеописанные системы позволяли контролировать скорости осаждения Ge и Si с погрешностью $< 5\%$ от измеряемой величины.

1.5 Система контроля состояния поверхности

МПЭ установка Riber Siva-21 оборудована системой дифракции быстрых электронов (ДБЭ), позволяющей *in situ* контролировать состояние поверхности растущих образцов. С ее помощью возможно также определение механизма роста структуры и регистрация момента образования трехмерных объектов на поверхности. Основными элементами системы ДБЭ являются электронная пушка, установленная таким образом, чтобы обеспечить скользящее падение пучка электронов на подложку (углы $< 2^\circ$) и люминофорный экран, установленный перпендикулярно плоскости подложки, для регистрации дифракционной картины. Ускоряющее напряжение в системе ДБЭ составляло 12 кВ. Образование трехмерных островков регистрировалось по качественному изменению картины дифракции (в большинстве случаев происходящему достаточно быстро, что позволяло весьма точно определять момент перехода от двумерного к трехмерному росту) (рисунок 3). Для двумерного режима роста характерна т.н. “полосковая” картина дифракции, представляющая собой систему линий, расстояние между которыми зависит от параметра решетки и реконструкции

поверхности (рисунки 3а и 3б). Трехмерному режиму роста соответствует т.н. “точечная” картина дифракции, когда дифракционная картина представляет собой систему точек с шевронами (рисунок 3в). Регистрация изменения шероховатости поверхности роста в методе ДБЭ возможна также путем измерения осцилляций интенсивности зеркального рефлекса. Однако в настоящей работе в силу определенных технологических особенностей регистрация перехода к трехмерному росту по изменению картины дифракции с полосковой на точечную была более удобной.

Экспериментальная погрешность измерения критической толщины перехода к трехмерному росту составляла ~ 0.3 МС. Она связана с конечным временем срабатывания заслонок Ge и Si ЭЛИ, а также с неточностью визуальной фиксации момента изменения картины ДБЭ.

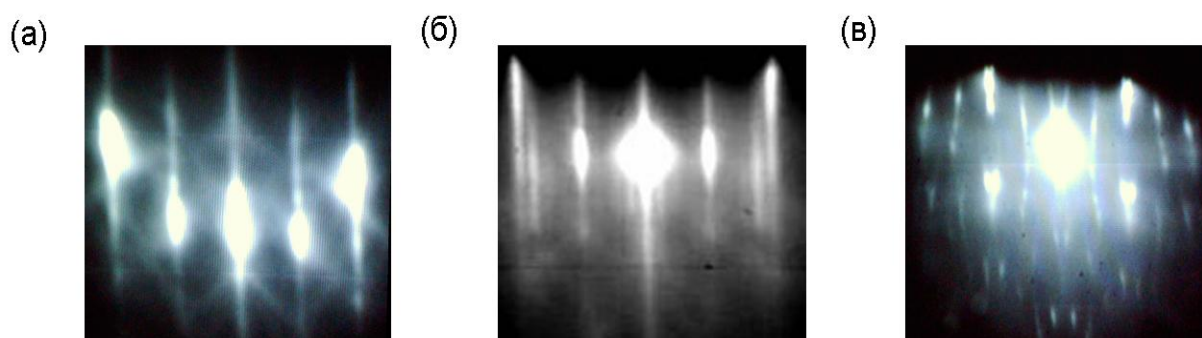
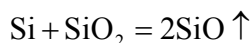


Рисунок 3 – Картины ДБЭ, характерные для (а) – двумерного роста Si на Si, соответствующая реконструкция поверхности (2×1), (б) - двумерного роста Ge на Si, соответствующая реконструкция поверхности ($2 \times n$), (в) – трехмерного, островкового роста Ge на Si.

1.6 Методы подготовки подложек

Исследованные образцы были выращены на подложках Si (001) с отклонением нормали к поверхности подложки от кристаллографического направления [001] меньше 0.5° . Процедура химической подготовки подложек базировалась на методике, предложенной в работе [1]. Начальная стадия очистки поверхности проводилась обработкой в растворе $H_2SO_4:H_2O_2 = 2 : 1$ в течение 10 минут при комнатной температуре. После этого образовавшийся окисел удалялся в разбавленном растворе фтористоводородной (плавиковой) кислоты $HF:H_2O$ (с концентрацией 1-5%). Дальнейшая очистка подложек проводилась кипячением их в растворе $NH_4OH:H_2O_2:H_2O$ (1:1:3) в течение 10 минут с последующим удалением образовавшегося окисла в растворе плавиковой кислоты HF. Заключительная стадия подготовки подложек заключалась в формировании тонкого окисного слоя кипячением в растворе $HCl:H_2O_2:H_2O$ (1:1:3) и повторным удалением образовавшегося окисла в растворе HF. После промывки в деионизованной воде подложки за время менее 10 минут загружались в шлюзовую камеру установки МПЭ. В результате описанной химической подготовки поверхность Si подложек оказывается пассивированной водородом, который может быть легко удален при предростовом прогреве подложки. Предростовой прогрев подложки состоял из двух эта-

пов. После загрузки в камеру роста подложка прогревалась при $T = 300^{\circ}\text{C} - 400^{\circ}\text{C}$ в течение 30 минут. При этих условиях с поверхности десорбируется вода и физадсорбированные за время, прошедшее до загрузки образца в установку, загрязняющие элементы. Дальнейшая очистка подложек происходила при $T = 800^{\circ}\text{C}$. При нагреве до таких температур водород десорбирует с поверхности Si. Кроме того, при данной температуре на поверхности подложки протекает реакция разложения диоксида кремния в летучий при $T > 800^{\circ}\text{C}$ монооксид кремния:



В результате с поверхности подложки удаляется как пассивирующий слой водорода, так и оксид Si (если таковой образовался). Таким образом, достигается очистка поверхности Si(001) подложек, что подтверждается картиной ДБЭ, отвечающей реконструкцией поверхности 2×1 (рис. 3а), которая характерна для атомарно чистой поверхности Si(001). После непродолжительного остывания подложки до температуры порядка 700°C начинался рост Si буфера толщиной ~ 100 нм. На этом подготовительные этапы заканчивались, и начиналось формирование активных слоев SiGe гетероструктуры.

Химическая подготовка Ge(001) подложек осуществлялась с помощью модифицированной методики [2]. На первом этапе проводилось кипячение в деионизованной воде (5 минут) с последующей промывкой. Далее применялась последовательность “окисление-травление”, повторяемая 4-5 раз: травление в растворе $\text{HF}:\text{H}_2\text{O} = 1:10$ (10 секунд), промывка в воде, окисление $\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 1:10$ (15 секунд), промывка в воде. За последней промывкой в воде следует сушка в потоке N_2 .

2. РОСТ МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ С СЕЛЕКТИВНО ЛЕГИРОВАННЫМИ АКЦЕПТОРАМИ БОРА КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ, ИСПОЛЬЗУЯ МЕТОД МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии изготовлены многослойные гетероструктуры Ge/SiGe. Каждая гетероструктура содержала 40 двухъямных периодов, т.е. каждый период содержал четыре слоя – две германиевые квантовые ямы разной толщины и два барьера из раствора SiGe (содержание кремния ~15%). Узкие квантовые ямы (~5 нм) селективно легировались бором ($\sim 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) в их центре. Параметры периода гетероструктур отличались незначительно. Более существенное отличие гетероструктур заключается в том, что они выращены на разных подложках и с использованием различных буферных слоёв, что обеспечило различие в величине встроенной деформации слоёв периода. Одна гетероструктура выращена на подложке германия (Ge). Рентгено-структурный анализ этой структуры показал, что её релаксация незначительна. Данный анализ выполнялся на оборудовании центра коллективного пользования ИФМ РАН с использованием рентгеновского дифрактометра Bruker D8 Discove. Это является показателем того, что в гетероструктуре, выращенной на германиевой подложке, германиевые слои практически недеформированы. Для отработки технологии создания виртуальных подложек $\text{Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}/\text{Si}(001)$ методом молекулярно-пучковой эпитаксии использовался метод т.н. “двухстадийного роста”, когда первая часть (~50 нм) буферного слоя $\text{Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ осаждается на $\text{Si}(001)$ подложку при низкой температуре (300-350°C), а основная часть – при высокой температуре (600°C). Была выращена серия структур, в которой варьировались температура роста (270, 300 и 325°C) и постростового отжига слоев (700 и 800°C), а также общая их толщина (300, 600 и 1000 нм). Анализ структур методами атомно-силовой микроскопии и рентгеноструктурного анализа позволил выявить оптимальные условия для формирования $\text{Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}/\text{Si}(001)$ релаксированных буферов (виртуальных подложек) высокого кристаллического качества – температура роста 1-го (низкотемпературного) слоя 300°C, основной части буфера 600°C, отжиг – 800°C в течение 10-15 минут, толщина не менее 500-600 нм. Выращены также две тестовых Ge/SiGe сверхрешетки для калибровки потоков Si и Ge с целью повышения точности изготовления требуемых структур. Сверхрешетки были выращены на Ge(001) подложках при температуре 500°C, число периодов равнялось 6, каждый период состоял из следующих слоев:

- 1) SiGe, толщина 6 нм, содержание Ge 85%,
- 2) Ge, толщина 8 нм.

Сверхрешетки отличались друг от друга скоростями роста. Исследование их методами рентгено-структурного анализа позволило откалибровать скорости осаждения Si и Ge в пределах $\pm 5\%$ от заданного уровня.

Также была выращена гетероструктура на релаксированном буфере из кремний-германиевого раствора, который в свою очередь выращен на кремниевой подложке. В этой гетероструктуре деформированными являются все слои периода – как кремний-германиевые, так и германиевые. Таким образом, выращенные гетероструктуры являются объектами для исследований акцепторных состояний в германиевых квантовых ямах, в которых отличается величина встроенной деформации легированных слоёв.

После роста проводилась характеристика образцов методами рентгеноструктурного анализа, оптической интерферометрии белого света (оптической профилометрии) и атомно-силовой микроскопии с использованием оборудования центра коллективного пользования в ИФМ РАН, а также методом межзонной люминисценции с использованием уникальной научной установки УСУ «Фемтоспектр» в ИФМ РАН.

Росту структур предшествовали теоретические расчеты их параметров. Расчёты волновых функций и энергий акцепторных состояний производились методом разложения по волновым функциям дырок в квантовой яме в рамках метода эффективной массы (модель Латтинжера) и в приближении изолированного примесного центра. Энергия связи акцепторов для обеих гетероструктур составляет примерно 10 мэВ, что соответствует диапазону лазера на свободных электронах (ЛСЭ) в г. Новосибирск (>120 мкм).

Акт о создании многослойных структур на основе кремния и германия прилагается к настоящему отчету.

3. СБОРКА ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МЕТОДОМ ПРОБНОГО ИМПУЛЬСА

В соответствии с пунктом 2.3 план-графика на втором этапе работ по проекту была осуществлена сборка оптической схемы установки «накачка-зондирование» на рабочей станции Новосибирского лазера на свободных электронах. Работы выполнены при сотрудничестве ИФМ РАН и ИЯФ СО РАН (договор № 14-125-ИЯФ/110 от 24 октября 2014 г.) с использованием УНУ «Новосибирский лазер на свободных электронах терагерцового диапазона» и оборудования центра коллективного пользования «Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения». Схема установки представлена на рисунке 4.

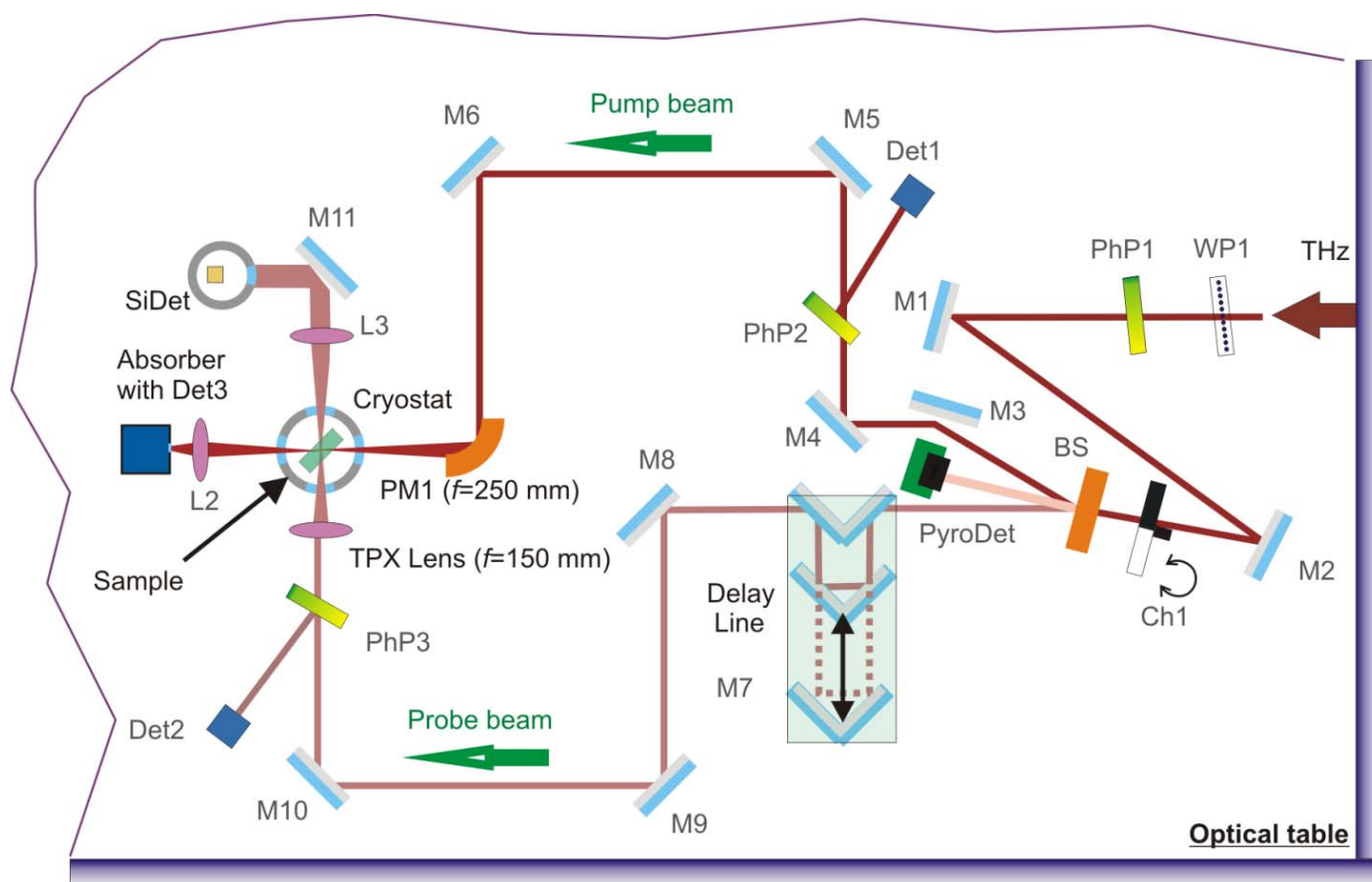


Рисунок 4 – Модифицированная оптическая схема системы «накачка-зондирование» на Новосибирском ЛСЭ.

На входе системы установлена пара проволочный поляризатор (WP1) – фотолитографический поляризатор (PhP1). Назначение первого – снизить входную мощность пучка в тех случаях, когда входное излучение может повредить элементы оптической схемы до приемлемой величины. Второй поляризатор задает требуемую поляризацию входящему в систему пучку. Диаметры поляризаторов – около 100 мм, что исключает дифракцию на них.

Поскольку до входа на станцию излучение ЛСЭ проходит около 16 метров по транспортному каналу с многочисленными зеркалами, некоторые из которых регулярно вводятся и выводятся из пучка электромеханическими актуаторами, направление луча на входе на станцию может слегка варьироваться от эксперимента к эксперименту. Первые два зеркала (M1 и M2) в системе предназначены для корректировки таких отклонений и обеспечения перед началом очередного эксперимента ввода излучения вдоль оптической оси системы. Следующий за ними пленочный светоделитель (BS) расщепляет пучок на возбуждающий и пробный пучки.

С помощью внеосевого параболического золоченого зеркала (PM1) возбуждающий пучок фокусируется на образец, расположенный в проточном криостате, обеспечивающем охлаждение до гелиевых температур. При длине волны излучения 0,13 мм и диаметре гауссова пучка около 22 мм зеркало с фокусным расстоянием 250 мм формирует на образце при 45-градусном угле падения эллиптическое фокальное пятно с характерным размером по высоте $\lambda f / d \approx 0.13 \cdot 250 / 20 = 1,6$ мм. После прохождения образца излучение накачки поглощается в поглотителе. При необходимости можно установить дополнительный детектор Det3.

Пробный пучок тем временем, пройдя через линию задержки (Delay Line) и зеркала (M8), (M9) и (M10), достигает линзы TPX. Актуатор с шаговым двигателем обеспечивает программно-управляемое перемещение заднего уголкового зеркала на 30 см, что дает возможность изменять оптическую длину плеча на 60 см. При необходимости за счет добавления еще пары уголкового зеркал она может быть увеличена вдвое – до 120 см. Входная мощность зондирующего пучка регистрируется детектором (Det2).

Пластиковая TPX линза с фокусным расстоянием 150 мм фокусирует пробное излучение на образце в пятно с вертикальным диаметром $\lambda f / d \approx 0.13 \cdot 150 / 20 = 1,0$ мм, меньшим по размеру, чем область, засвеченная возбуждением накачки. Интенсивность излучения, прошедшего через образец измеряется детектором.

На рисунке 5 представлена фотография собранной оптической схемы. Ниже, на рисунке 6, фотография линии задержки и поляризатора с модулятором мощности излучения. Поляризатор служит для регуляции мощности излучения лазера на свободных электронах.

В приложении А представлена эскизно-конструкторская документация оптической схемы строящейся установки по измерению скоротечных процессов методом «накачка-зондирование» на базе Новосибирского лазера на свободных электронах, акт о создании оптической схемы прилагается к настоящему отчету.

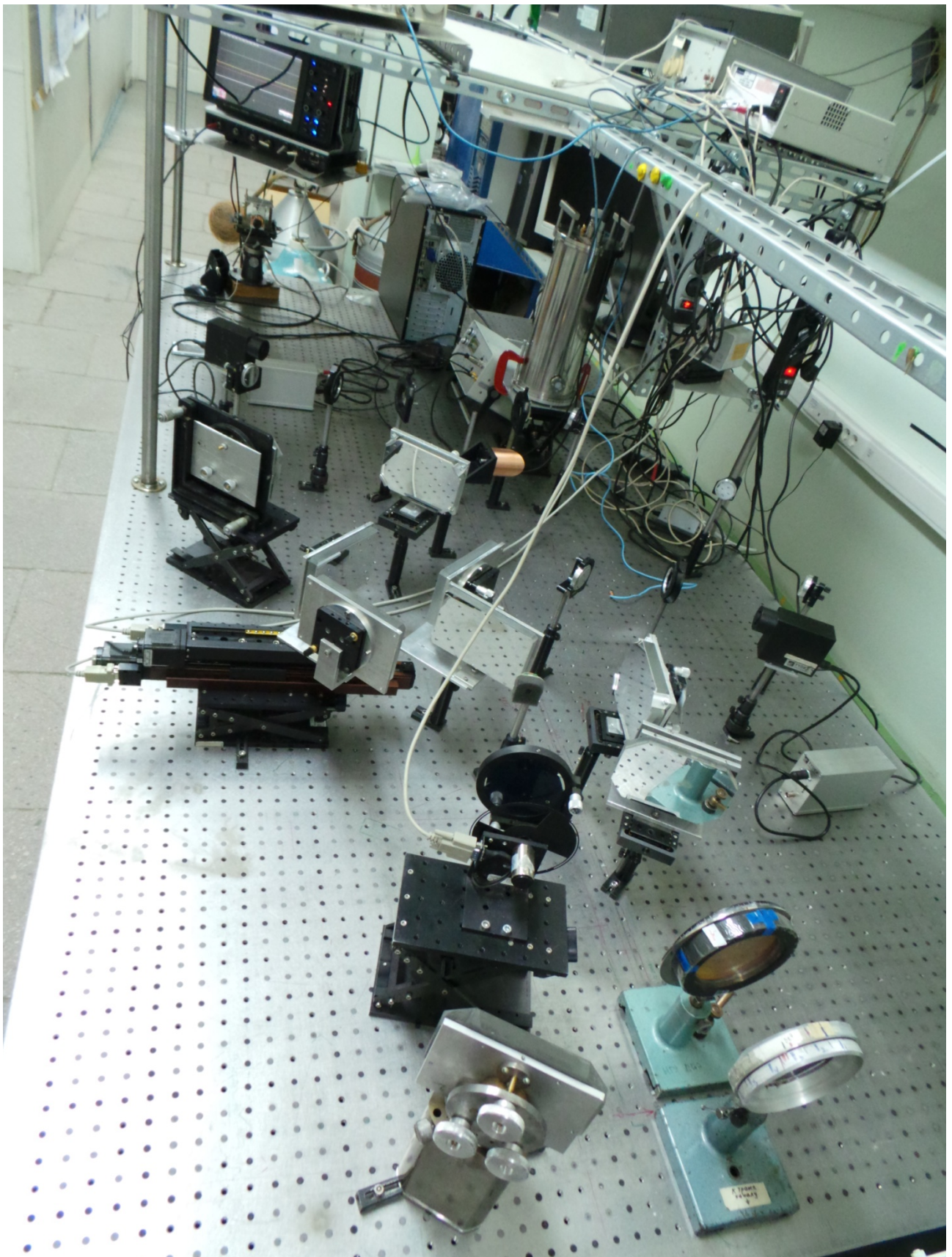


Рисунок 5 – Оптическая схема системы накачка-зондирование в сборе.

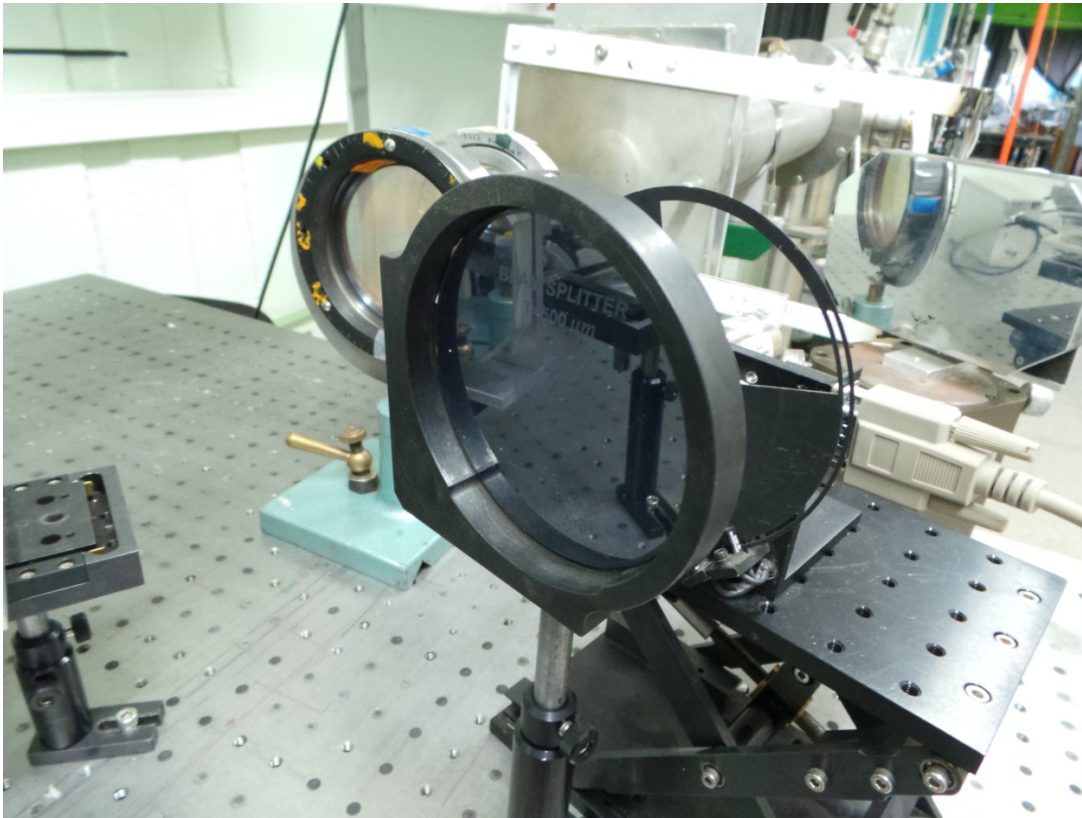
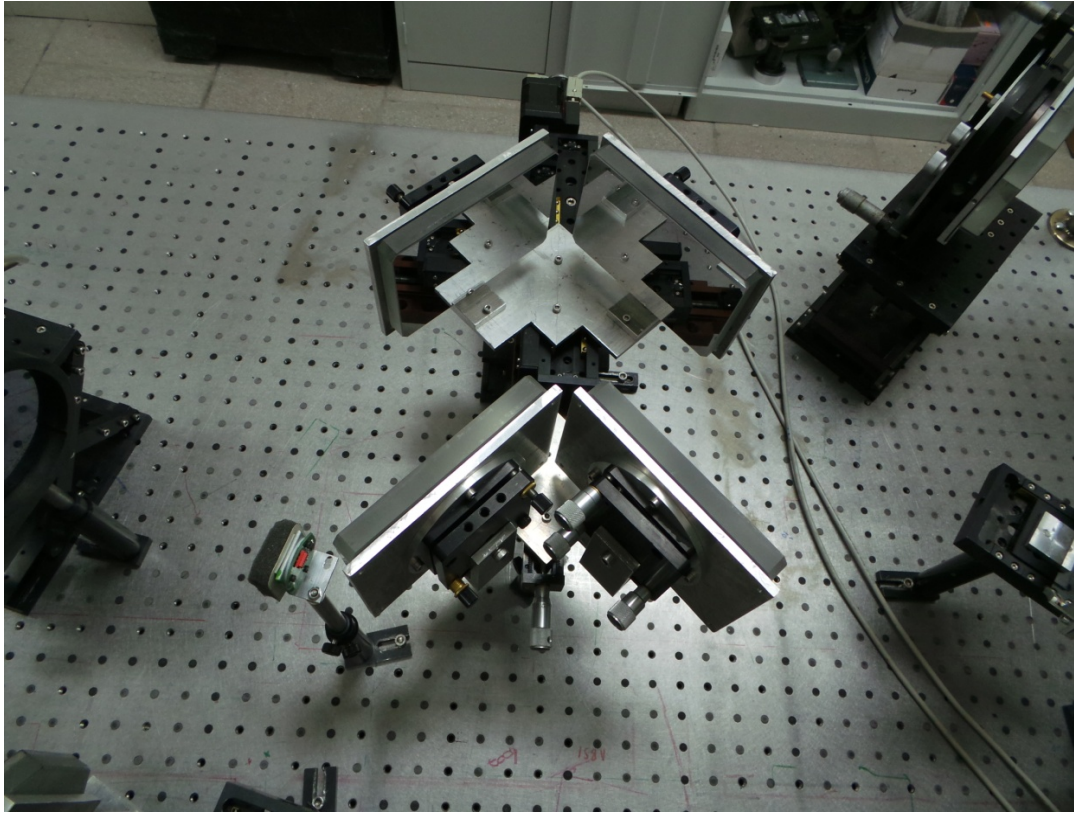


Рисунок 6 – сверху линия задержки, снизу поляризатор излучения для аттенюации и расщепления пучка с модулятором.

4. АВТОМАТИЗАЦИЯ СБОРА (ЗАПИСИ) ДАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА СТРОЯЩЕЙСЯ УСТАНОВКЕ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ВРЕМЕН БЫСТРОТЕКУЩИХ ПРОЦЕССОВ МЕТОДОМ ПРОБНОГО ИМПУЛЬСА НА БАЗЕ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ В НОВОСИБИРСКЕ

4.1 Система измерений: общая концепция

Система измерений на установке «накачка-зондирование» является частью комплекса «лазер на свободных электронах – рабочая станция СПИН». Для выполнения экспериментов на установке необходимо обеспечить управление лазером для получения необходимых параметров излучения, регистрацию этих параметров, синхронизацию импульсов лазера с системой регистрации сигналов на установке «накачка-зондирование», управление работой оптической системы и, наконец, собственно регистрацию сигналов. В данном разделе мы опишем все эти системы и приведем результаты испытаний системы детектирования излучения. Заметим, что на стадии планирования эксперимента в качестве основного детектора пробного излучения рассматривался кремниевый криогенный болометр фирмы Infrared Laboratories. В связи с возросшей в два раза его стоимостью в рублях, возможность его приобретения в рамках финансирования данного проекта становится сомнительной. С другой стороны, имеющиеся на станции СПИН детекторы, судя по результатам описанных ниже испытаний, с запасом обеспечивают необходимые параметры измерений.

4.2 Управление лазером на свободных электронах

Для успешного использования излучения Новосибирского лазера на свободных электронах (ЛСЭ) на пользовательской станции необходимо знать его основные параметры и иметь возможность передавать их как на станцию, так и на пульт ЛСЭ. Кроме того, необходимо управлять некоторыми параметрами излучения (длиной волны) а также осуществлять настройку установки. В настоящее время имеется система, которая позволяет управлять отдельными компонентами ЛСЭ (оптическим резонатором), а также длиной волны излучения, которые передаются в реальном времени на компьютеры пользовательских станций. Для измерения длины волны излучения создана система на основе монохроматора с дифракционной решеткой, для которой разработана система записи, обработки и передачи данных на рабочую станцию, интегрированная в общую систему управления параметрами ЛСЭ.

4.3 Архитектура системы

Общая система управлениями характеристиками излучения ЛСЭ состоит из определенного набора оборудования (АЦП, контроллеры шаговых двигателей) и программы, управляющей этим

оборудованием. Кроме того, программа с помощью интерфейса удаленного управления управляет набором параметров ускорителя рекуператора, а также считывает некоторые параметры, необходимые пользователям. Описание этой управляющей программы представлено в приложении Б к настоящему отчету. На рисунке 7 . представлена схема всей системы.



Рисунок 7 – Общая схема системы управления характеристиками излучения ЛСЭ и передачи данных

Программа может работать в клиентском и серверном режимах. Режим работы программы, а также конфигурация управляемого оборудования (контроллеры шаговых двигателей, номера каналов АЦП, и т.д.) задаются во внешних конфигурационных файлах. Используя разные конфигурационные файлы, программа может работать в разных режимах, и управлять разным оборудованием. Программа-сервер работает только на одном компьютере, подключенном к двум локальным сетям – управляющей сети ЛСЭ и сети пользовательских компьютеров. Сервер собирает необходимые параметры работы ЛСЭ, преобразует, вычисляет из них необходимые величины и выдает их в обе сети. Также сервер имеет средства для управления длиной волны излучения, и управления оптическим резонатором ЛСЭ. Эти средства не доступны клиентской части программы.

Программы-клиенты работают на всех остальных компьютерах - как на компьютерах, управляющих ЛСЭ, так и на компьютерах, размещенных на пользовательских станциях. Программы-клиенты принимают от сервера все необходимые параметры, и выводят их на экран. Кроме того, в

клиентской части присутствует ряд подпрограмм, необходимых для измерения характеристик излучения, которые не доступны в серверной части программы.

4.4 Управление параметрами оптической системы излучения ЛСЭ

В процессе работы ЛСЭ часто возникает необходимость в настройке отдельных компонентов оптической системы. Например, необходимо периодически точно настраивать положение зеркал оптического резонатора на максимум выводимого излучения с помощью шаговых двигателей. Также возникает необходимость измерить мощность излучения в резонаторе с помощью калориметров. Поскольку эти параметры относятся к ЛСЭ как целому, то система была разработана так, чтобы управление ими было возможно только с одного компьютера, на котором работает программа сервер, и недоступно для других программ-клиентов. Конфигурационные файлы программы сервера содержат информацию о шаговых двигателях, подключенным к зеркалам резонаторов, и скреперам, а также информацию о каналах АЦП, на которые заведены измерения мощности излучения в нескольких местах – сразу на выходе из резонатора (см. рисунок 7), на выходе из ускорительного зала. Управление всеми этими параметрами позволяет настраивать и получать разные режимы работы оптической системы ЛСЭ.

Как известно, основным преимуществом ЛСЭ является возможность быстрой перестройки длины волны излучения. Поэтому ещё одной функцией сервера по управлению излучением является сканирование по его длине волны. Зависимость длины волны излучения от основных параметров ЛСЭ выражается формулой:

$$\lambda = \frac{d}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{k^2}{2} \right), \quad (1)$$

где

λ – длина волны излучения,

d – период ондулятора,

γ – релятивистский фактор электронов,

k – параметр ондуляторности, $k = k_0 \cdot I$, где I – ток в обмотках ондулятора,

k_0 – коэффициент пропорциональности.

Для быстрой перестройки длины волны излучения лучше всего подходит изменение тока ондулятора. Управление током ондулятора производится из программы управления магнитной системой, поэтому для изменения величины тока нужно использовать возможность удаленного управления магнитной системой через протокол Epics Channel Access. Схема работы цикла сканирования приведена на рисунке 8.

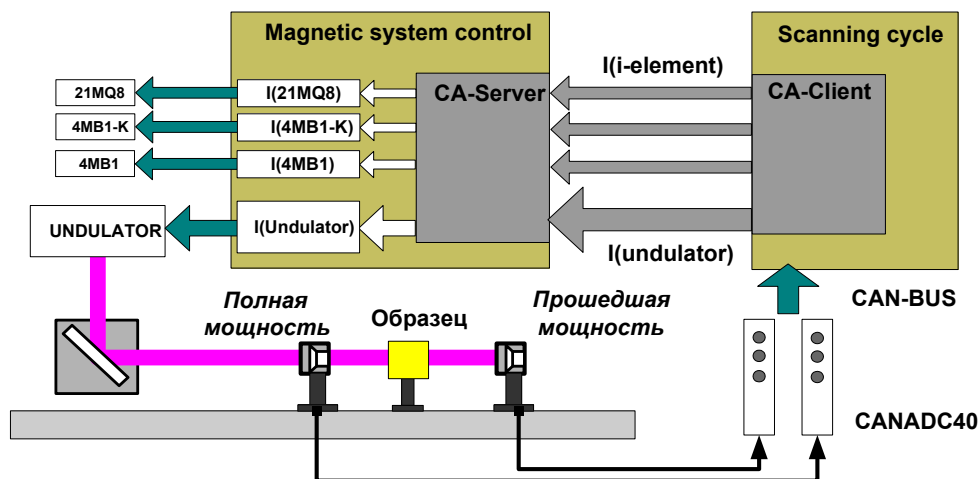


Рисунок 8 – Цикл сканирования по длине волны излучения

Сервер организует цикл последовательного изменения тока ондулятора в заданных пределах с заданным шагом. Программа посылает клиентские запросы серверу программы управления магнитной системой на перестройку тока ондулятора, ждет 3 секунды, которые необходимы для установления поля, и после этого считывает показания с датчиков излучения. Кроме того, для компенсации возможного влияния изменения поля ондулятора на траекторию пучка, параллельно посылаются запросы на изменение некоторых других элементов магнитной системы (см. рисунок 8). Список этих элементов, а также величины необходимых для задания токов находятся во внешнем конфигурационном файле, что позволяет при необходимости легко модифицировать эти параметры. В процессе цикла перестройки производится измерение полной (падающей) мощности излучения, и поглощенной в образце или прошедшей мощности излучения. Искомый спектр получается при нормировке полученной зависимости второй величины от тока ондулятора на первую (полную мощность), так как в процессе цикла измерения она может слабо меняться. В настоящее время максимальный диапазон непрерывного сканирования составляет 120-150 мкм. Полный же диапазон длин волн излучения составляет 90-230 мкм.

4.5 Измерение основных параметров излучения

Для успешного проведения экспериментов с излучением ЛСЭ, необходимо знать его основные параметры – длину волны излучения, форму пучка излучения, его мощность. Эти параметры могут меняться со временем, поэтому их измерение необходимо проводить периодически. Большинство этих измерений производится на диагностической станции, специально созданной для этих целей.

Измерение длины волны излучения проводится с помощью монохроматора. Схема установки показана на рисунке 9. Терагерцовое излучение входит в монохроматор и, отразившись от ди-

фракционной решетки, на выходе образует распределение интенсивности, соответствующее спектру излучения. Измерение интенсивности осуществляется с помощью пироэлектрического детектора МГ-33, который в фокальной плоскости шаговым двигателем. Шаговый двигатель управляется компьютером через интерфейс связи RS-485. Т. к. пироэлектрический детектор может регистрировать только модулированное излучение, перед детектором помещался обтюратор. После фильтрации и усиления сигнал оцифровывался АЦП, подключенным к компьютеру через CANbus интерфейс. По измеренному спектру вычисляется максимальная мощность, средняя длина волны и спектральная ширина линии излучения ЛСЭ.

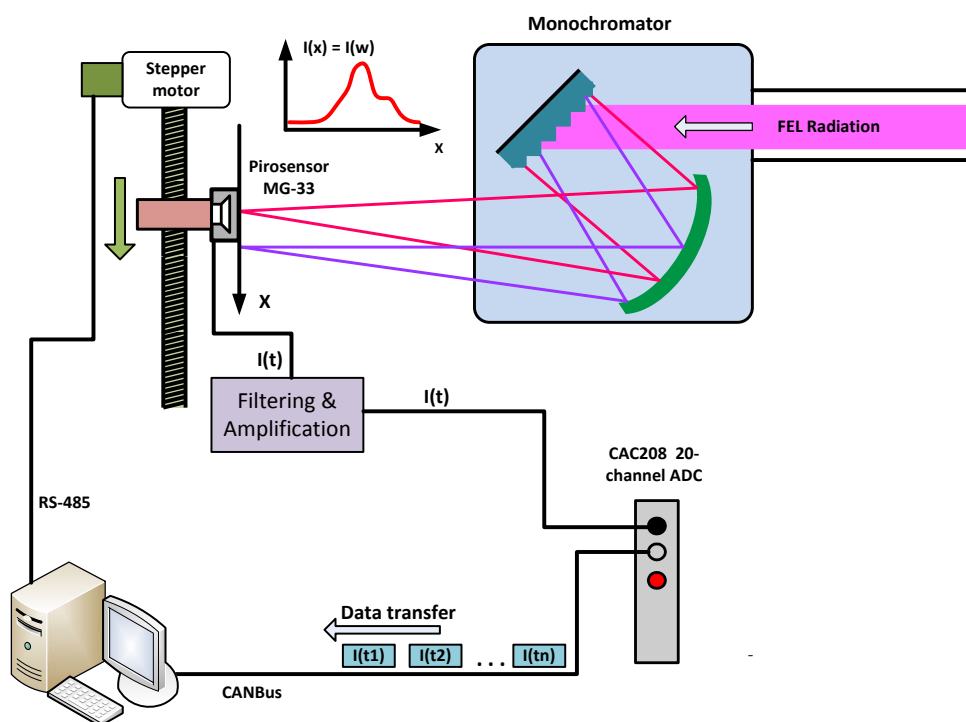


Рисунок 9 – Схема установки для измерения длины волны излучения ЛСЭ

Для управления процессом измерения спектра было разработано программное обеспечение, которое включает: управление шаговыми двигателями при сканировании в прямом и обратном направлениях, прием данных от АЦП и отображение данных в виде спектра в специальном окне программы. Сканирование проводится в несколько циклов (2-4), полное время измерения спектра составляет примерно 50 секунд. При непрерывной работе лазера, оператор задает время между измерениями, которые могут обновляться не чаще, чем каждые 2 минуты. Это позволяет избежать механической перегрузки шаговых двигателей при длительной работе ЛСЭ, когда излучение стабильное и длина волны не перестраивается. Характерный вид спектра излучения ЛСЭ с экрана компьютера показан на рисунке 10. Полученные данные передаются с помощью протокола Erics Channel Access на управляющие компьютеры и на компьютер рабочей станции пользователя.

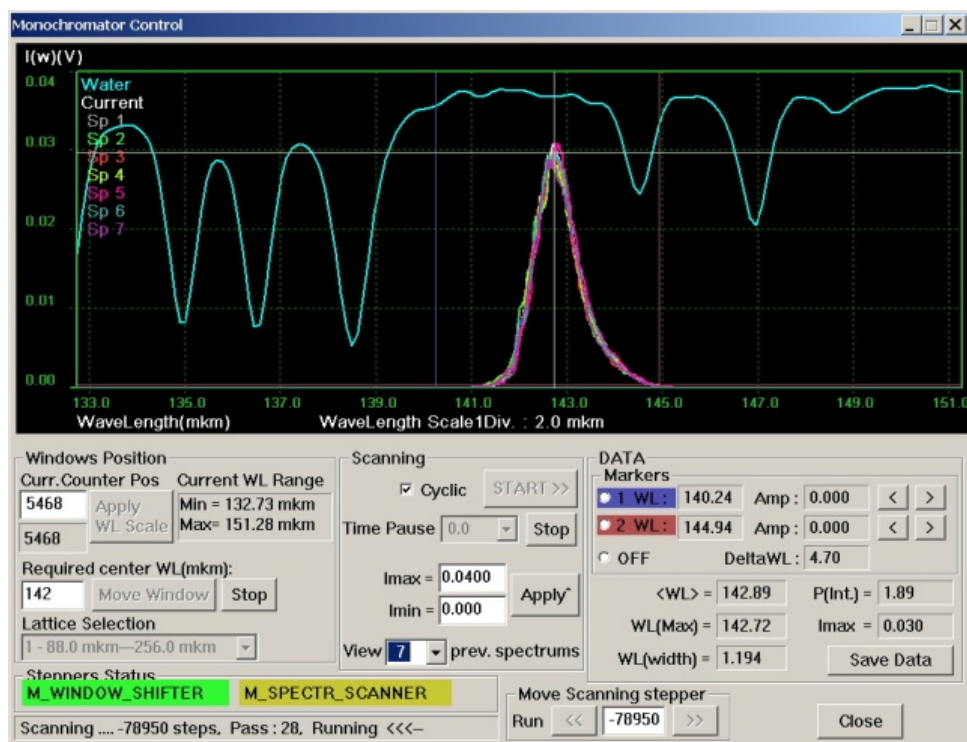


Рисунок 10 – Вид окна программы с графиком измеренного спектра излучения и другими выводимыми параметрами на дисплее на рабочей станции. Вверху для удобства экспериментаторов приведен спектр поглощения паров воды, которые являются основным компонентом атмосферы, поглощающим терагерцовое излучение.

На диагностической станции ЛСЭ имеется также возможность измерения абсолютных значений средней мощности излучения с помощью сапфирового калориметра, помещенного на пути пучка излучения, а также поперечное распределение пучка при помощи двухрядной линейки пироэлектрических детекторов излучения. На рисунке 11 представлен график снятого таким способом распределения мощности излучения. Данные измерения с помощью калориметра полностью автоматизированы, однако требуют достаточно длительного времени (могут занимать целый рабочий день). Поэтому такие эксперименты проводятся достаточно редко, когда требуется тщательное исследование характеристик излучения ЛСЭ. Полученные в них данные поступают только в компьютер диагностической станции и не передаются станциям пользователей.

Информацией, необходимой пользователям для контроля за ходом эксперимента, является история средней мощности излучения в течение определенного периода времени. Компьютер, на котором работает сервер, подключен к АЦП, на который заведены измерения мощности излучения из нескольких мест лазерной системы – на выходе из оптического резонатора, на выходе из ускорительного зала, и в некоторых других местах. Значения этих величин также выставляются сервером и доступны всем программам клиентам. В любой своей конфигурации (сервер или клиент)

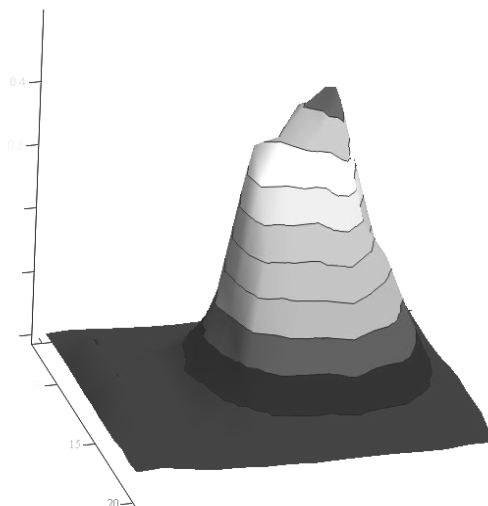


Рисунок 11 – Поперечное распределение мощности в пучке излучения, измеренное на диагностической станции, размеры по горизонтальной оси даны в миллиметрах.

программа имеет средства для вывода на экран этих величин в реальном времени, также есть возможность сохранить историю значений всех параметров за последний сеанс работы программы на жесткий диск. Это может быть полезно при проведении длительных экспериментов, так как в процессе работы ЛСЭ мощность излучения может изменяться. На рисунке 12 показаны графики зависимости интенсивности излучения ЛСЭ, измеренные двумя датчиками за 12 минут.

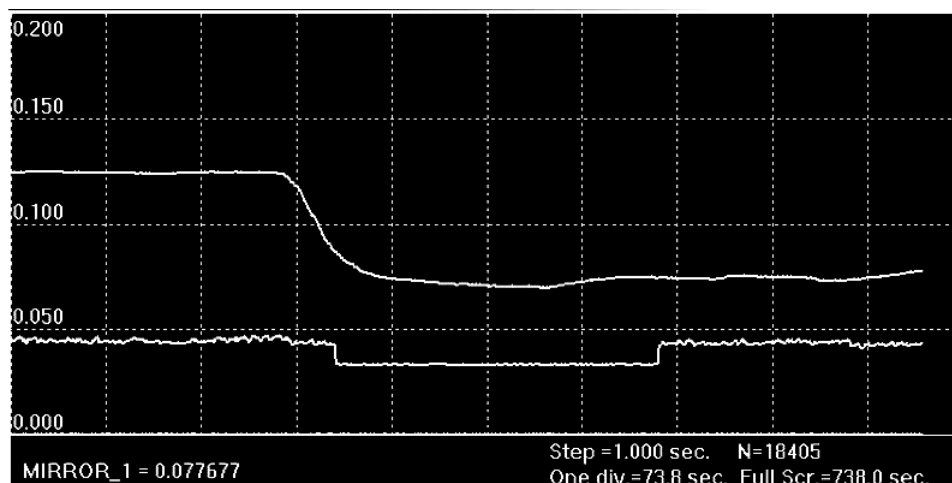


Рисунок 12 – Графики зависимости интенсивности излучения ЛСЭ, измеренные разными датчиками излучения

Для оперативного измерения мощности и распределения плотности мощности непосредственно на рабочей станции нами разработаны другие, более оперативные методики, которые описаны в дальнейших разделах.

4.6 Измерения в системе «накачка – зондирование»

Схема измерений показана на рисунке 13. Процесс измерений будет управляться через компьютер с помощью специальной программы. Через контроллер оптической линии задержки устанавливается смещение по времени τ пробного импульса излучения ЛСЭ относительно импульса накачки. Предполагается, что шаг смещения пробного импульса составит примерно $\Delta\tau=20$ пс, что соответствует смещению позиционера линии задержки на 6 мм. Т.к. максимальный диапазон смещения позиционера составляет 1000 мм, то за один цикл сканирования в одном направлении будет измеряться примерно 166 точек, что соответствует максимальному смещению пробного импульса $\tau=3.3$ нс.

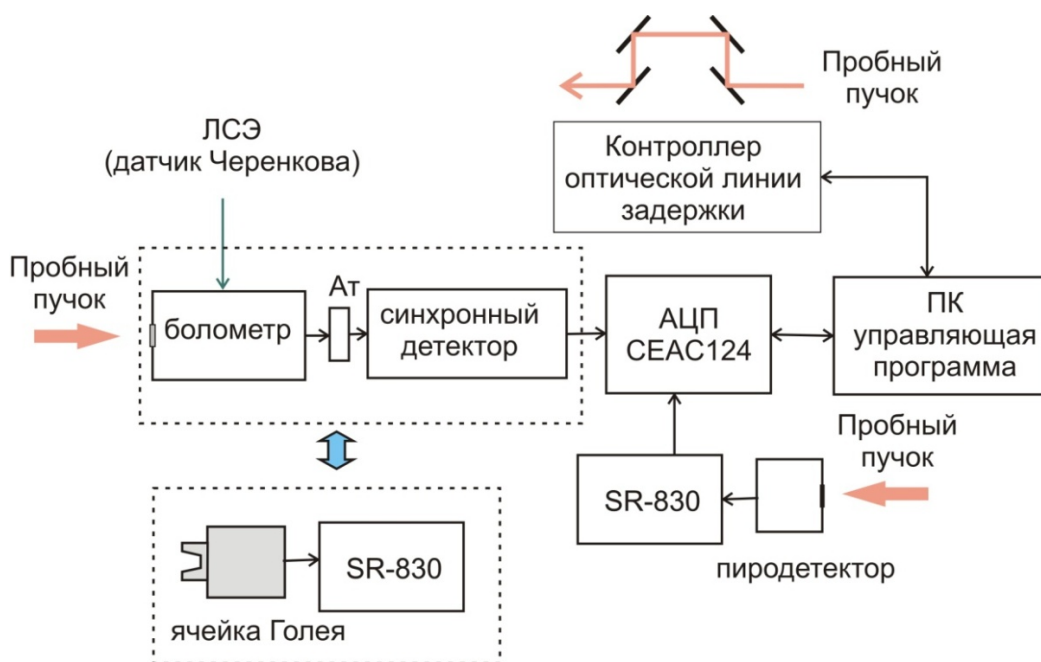


Рисунок 13 – Блок-схема измерений на рабочей станции с системой «накачка-зондирование».

Для регистрации интенсивности пробного пучка в схеме "накачка-зондирование" будут использоваться: болометр на горячих электронах совместно с синхронным детектором с цифровой схемой задержки синхроимпульсов, либо акустооптический приемник Голя GC-1D совместно с цифровым синхронным детектором SR-830. Среди имеющихся у нас детекторов данные приемники наиболее чувствительные к терагерцовому излучению и имеют широкий динамический диапазон $(2-5) \cdot 10^3$. Принцип действия и характеристики данных приемников описаны ниже. При использовании болометра, его выходной электрический сигнал необходимо ослаблять в 10 раз, чтобы довести уровень сигнала до приемлемого перед подачей на синхронный детектор, для чего используется высокочастотный аттенюатор на 20 dB. С выхода синхронного детектора измеренный сигнал в виде постоянного напряжения подается на АЦП СЕАС 124. Далее, оцифрованный сигнал поступает в управляющую программу. Для контроля интенсивности излучения ЛСЭ пробный пу-

чок регистрируется пирозлектрическим детектором МГ-33, данные с которого через второй канал АЦП поступают на компьютер и используются для нормировки интенсивности пробного излучения.

Время, необходимое для измерения интенсивности пробного пучка, составляет порядка одной секунды, для измерения сигналов на АЦП с двух каналов при непрерывной работе – одна секунда. Таким образом, полное время, затрачиваемое на один шаг сканирования с учетом перемещения позиционера (примерно 3 секунды при скорости подвижки 1 мм/с), должно составить около 5 секунд. Тогда на один цикл сканирования потребуется примерно 830 секунд (≈ 15 мин).

По предварительным оценкам средняя мощность пробного излучения падающего на образец должна составлять порядка 1-10 мВт. Измеренная нами максимальная мощность, которую может регистрировать болометр на горячих электронах, составляет примерно 0.1 мВт, а ячейки Голея – 0.001 мВт, т.е. в 10-1000 раз меньше. Чтобы довести мощность пучка до приемлемой для детекторов предлагается ослаблять его поляризаторами или фильтрами.

4.7 Детекторы излучения

Область терагерцовых частот осваивается относительно недавно, стандартного оборудования с нужными характеристиками для этого для этого диапазона не так много. Это касается как оптических элементов, так и средств регистрации излучения. Справочные характеристики нескольких детекторов, имеющихся в нашем распоряжении, приведены в таблице 1. Поскольку матричный микроболометрический приемник не имеет электрического выхода, а регистрирует изображения, он будет использоваться лишь для контроля формы лазерного пучка. Остальные три детектора могут быть использованы в разных частях оптической системы.

Таблица 1 – Спектральный диапазон чувствительности и характерные паспортные значения чувствительности детекторов терагерцового излучения

Тип детектора	Эквивалентная мощность шума (NEP), Вт/Гц ^{1/2}	Спектральный диапазон, мкм
Пирозлектрический МГ-33	10^{-9}	2-20 ($\rightarrow 200$)
Матричный микроболометрический приемник	$7.1 \cdot 10^{-11}$	15-8000
Ячейка Голея GC-1D, TYDEX	$2 \cdot 10^{-10}$	@120 (8-500)
Криогенная приемная система RS 1-12 T – 0.05	$(1-2) \cdot 10^{-11}$	25-300

4.8 Пирозлектрические приемники

Пирозлектрические приемники обладают наиболее низкой чувствительностью среди этих трёх приемников. Тем не менее, в системах, использующих ЛСЭ, это вряд ли является недостатком, поскольку интенсивность излучения столь высока, что во многих случаях его приходится ослаблять. Достоинство пирозлектрических детекторов – малые габариты и простота работы, что позволяет использовать их, например, для контроля интенсивности излучения в оптических плечах системы. Их недостаток – зависимость чувствительности от длины волны излучения в терагерцовом диапазоне частот вследствие паразитного эффекта Фабри-Перо во входном кремниевом окне. Тем не менее при работе без изменения длины волны этот факт никак не сказывается и сигнал оказывается пропорциональным интенсивности падающего излучения.

4.9 Оптоакустический приемник

Акустооптический приемник имеет в своей основе конструкцию, впервые предложенную Голеем в 1947 году. Он относится к классу неселективных неохлаждаемых приемников. В основном используется для исследования источников и приемников ИК излучений, мониторинга и контроля ИК излучений, измерения слабых потоков ИК излучений в спектрометрии и низкотемпературной пирометрии, метрологии, для решения различных научных задач, требующих регистрации сигналов малой мощности в широком диапазоне длин волн 0.003 – 8 мм. Акустооптический приемник компании ТИДЕКС GC-1D состоит из приемной камеры, оптического микрофона и платы предусилителя. Схема приемника приведена на рисунке 14.

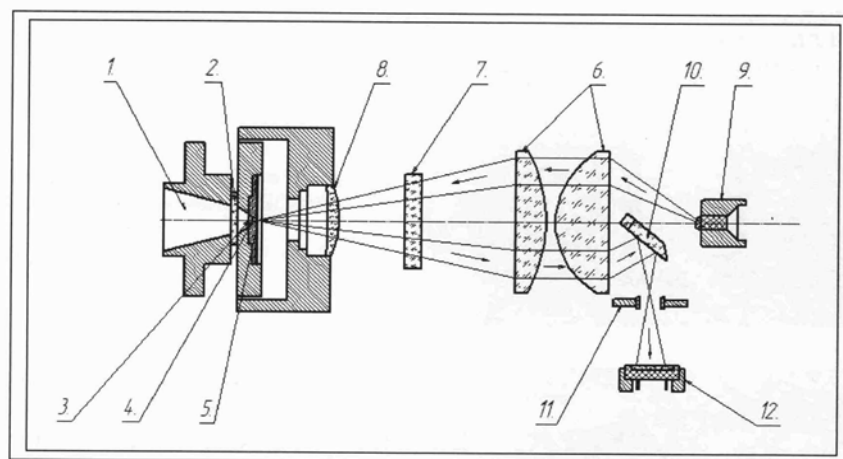


Рисунок 14 – Схема акустооптического приемника GC-1T компании TYDEX.

Модулированный поток излучения, пройдя через входной конус 1 и входное окно 2, попадает на полупрозрачную пленку 3, помещенную в центральной части камеры. Энергия, поглощенная пленкой, передается газу, заполняющему камеру. В камере возникают пульсации давления газа.

Пульсации передаются через канал 4 на зеркальную мембрану 5. Зеркальная камера 5 одновременно является стенкой приемной камеры и зеркалом оптического микрофона. Конденсор 6 через растр 7, расположенный в фокальной плоскости объектива 8, проецирует изображение источника излучения оптического микрофона 9 на зеркальную мембрану, излучение источника отражается от мембраны, проходит через нижнюю половину растра и с помощью зеркала 10 и диафрагмы 11 направляется на фотодиод. Под действием пульсаций давления газа мембрана колеблется, изображение прозрачных штрихов верхней половины растра периодически смещается относительно непрозрачных штрихов нижней половины растра, направляемого на фотодиод. Таким образом, регистрируется интенсивность сигнала.

GC-1D рассчитан на работу с синусоидально модулированным входным сигналом, поэтому для его работы необходим оптический модулятор, прерывающий измеряемый поток излучения. Технические характеристики приемника приведены в таблице 2.

Таблица 2 – Основные технические характеристики акустооптического приемника GC-1D

Диаметр входного конуса, мм	11.0
Диаметр входного окна, мм	6
Материал входного окна	Алмаз
Рабочий диапазон длин волн, микрон	0.4 ÷ 8000
Рекомендуемая регистрируемая мощность, Вт	1.17×10^{-6}
Оптимальная частота модуляции, Гц	10
Эквивалентная мощность шума (NEP) @10 Гц, Вт/Гц ^{1/2}	7.1×10^{-11}
Оптическая чувствительность @ 10 Гц, В/Вт	9.09×10^4
Скорость отклика, мс	48
Обнаружительная способность (D*) на апертуре входного конуса, см x Гц ^{1/2} /Вт	1.34×10^{10}
Обнаружительная способность (D*) на апертуре входного окна, см x Гц ^{1/2} /Вт	6.16×10^9
Рабочий диапазон давлений окружающей среды, мм.рт.ст.	$760 \div 10^{-3}$
Температура работы и хранения, °С	5 ÷ 40

Влажность, %	без специальных требований
Вибрации	рекомендуется избегать вибраций в диапазоне 1÷100 Гц
Напряжение питания, В	100/115 ± 10%, 220/230 ± 10%
Частота переменного тока, Гц	50 ÷ 60
Внешние размеры, Д x Ш x В, мм ³	126 × 45 × 87
Масса, кг	0.8

Оптическая чувствительность приемника определяется как отношение напряжения на выходе приемника к мощности сигнала, падающего на входное окно детектора. Она зависит от частоты модуляции (рисунок 15). Значение оптической чувствительности приемника в контрольной точке 10 Гц составляет 90.94 кВ/Вт. Эквивалентная мощность шума (NEP) приемника приведена на рисунке 16. Видно, что оптимальная частота работы акустооптического детектора лежит в районе 10 Гц, когда NEP имеет минимальное значение и составляет 71.04 пВт/Гц^{1/2}.

Обычно акустооптический приемник регистрирует стационарные или квазистационарные потоки излучения. В нашем случае он работает в нестандартном режиме. Поскольку импульсы ЛСЭ следуют с частотой равной 5.6 МГц, акустооптический детектор воспринимает это излучение как непрерывное, и для его регистрации требуется прерыватель светового потока (обтюратор). Для повышения чувствительности системы мы используем в этом случае синхронный усилитель SR-830, позволяющий поднять чувствительность системы на несколько порядков. Его технические характеристики приведены в таблице 3.

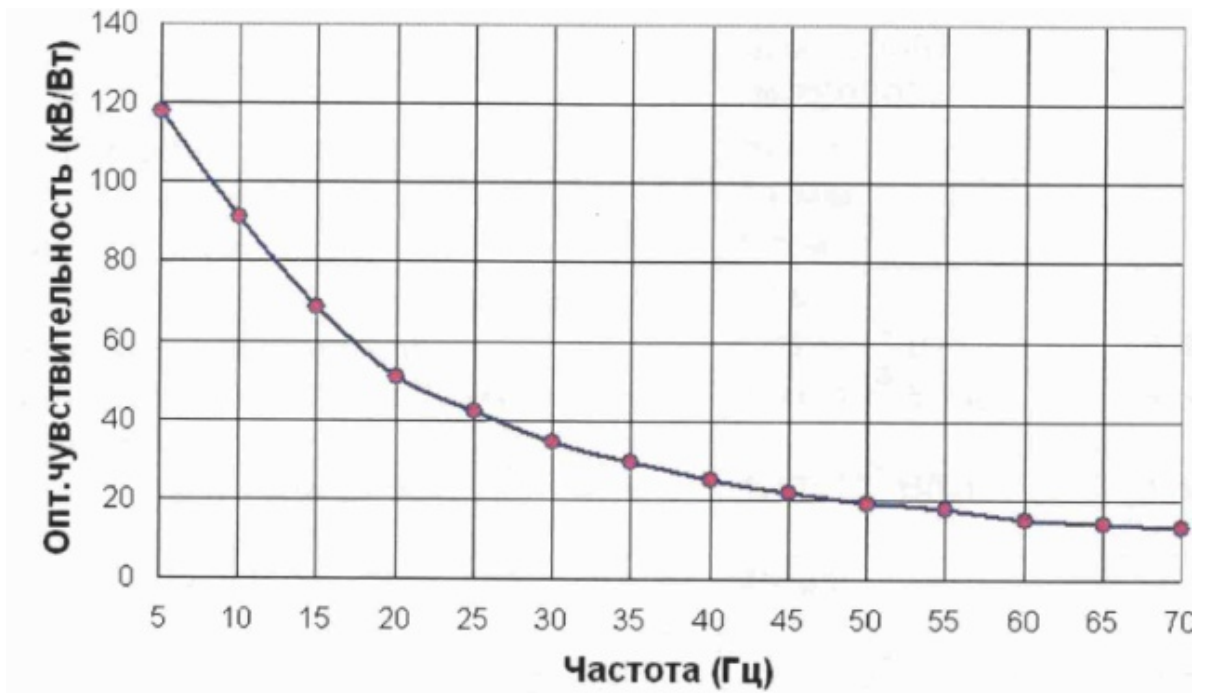


Рисунок 15 – Зависимость оптической чувствительности приемника GC-1D №GC00087 от частоты в диапазоне до 70 Гц

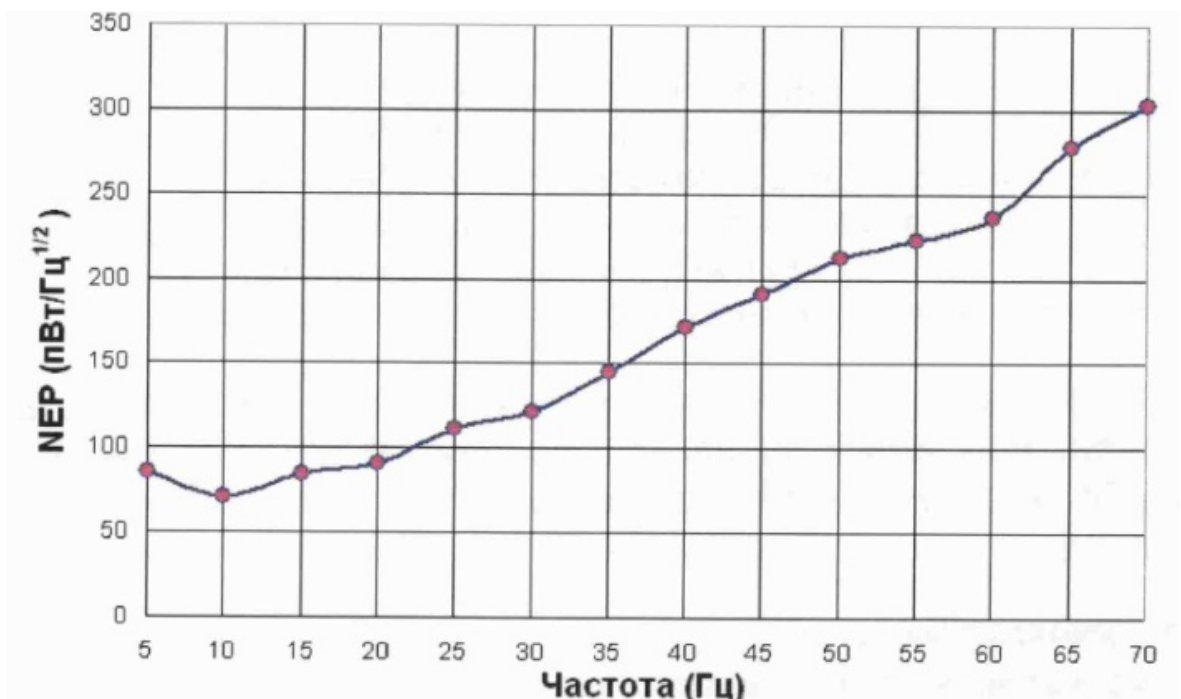


Рисунок 16 – Зависимость эквивалентной мощности шума приемника GC-1D №GC00087 от частоты в диапазоне до 70 Гц

Таблица 3 – Двухфазный цифровой синхронный детектор SR-830.
Технические характеристики

Сигнальный канал	
Входы по напряжению	Несимметричный и дифференциальный
Чувствительность, пределы	2 нВ — 1 В (на всю шкалу)
Входной импеданс (по напряжению)	10 МОм + 25 пФ, на переменном и на постоянном сигнале.
Точность усиления	$\pm 1\%$ (типичное знач. $\pm 0,2\%$)
Уровень шума (типичное зн.)	6 нВ/ $\sqrt{\text{Гц}}$ при 1 кГц 0,13 пА/ $\sqrt{\text{Гц}}$ при 1 кГц (106 В/А) 0,013 пА/ $\sqrt{\text{Гц}}$ при 100 Гц (108 В/А)
Подавление синфазного напряжения (CMRR)	100 дБ до 10 кГц со спадом 6 дБ/окт выше 10 кГц
Динамический резерв	>100 дБ (без фильтров)
Стабильность	< 5 ppm/°C
Опорный канал	
Диапазон частот	0,001 Гц — 102,4 кГц
Фазовое разрешение	0,01° (передняя панель), 0,008° (через компьютерный интерфейс)
Абсолютная фазовая ошибка	< 1°
Относительная фазовая ошибка	< 0,001°
Ортогональность	90° \pm 0,001°
Фазовый шум Внутренний опорный сигнал Внешний опорный сигнал	Синтезированный, < 0,0001° среднекв. на 1 кГц, 0,005° среднекв. на 1 кГц (врем. константа 100 мс, 12 дБ/окт)
Фазовый дрейф	< 0,01%/° ниже 10 кГц, < 0,1%/° выше 10 кГц
Выделение гармоник	2F, 3F, ... nF до 102 кГц (n < 19,999)
Демодулятор	
Стабильность	Цифровой выход и дисплей: нет дрейфа Аналоговые выходы: < 5 ppm/°C для всех настроек динамического резерва
Подавление гармоник	- 90 дБ

Временные константы	10 мкс — 30 кс (с выбором крутизны наклона 6, 12, 18 и 24 дБ/окт); синхронные фильтры — ниже 200 Гц
Внутренний генератор	
Диапазон	1 мГц — 102 кГц
Точность частоты	25 ppm + 30 мкГц
Частотное разрешение	4½ цифр или 0,1 мГц (что больше).
Искажение	-80 дБс ($f < 10$ кГц), -70 дБс ($f > 10$ кГц) @ 1В сред-некв. амплитуды
Амплитуда	0,004 — 5 В среднекв. на 10 кОм (разрешение 2 мВ), 50 Ом импеданс, 50 мА макс ток на 50 Ом.
Точность амплитуды	1%
Стабильность амплитуды	50 ppm/°C
Форма сигнала	Синусоида, TTL
Дисплеи	3 светодиодных дисплея (4½ цифры): для измеряемых величин на каналах 1 и 2 и для характеристик опорного сигнала
Аналоговые выходы	Аналоговые выходы обоих каналов (± 10 В)
Управление	Ручное (с передней панели) или с помощью компьютера через интерфейсы IEEE-488.2 и RS-232
Питание	220 В, 50 Гц, потребляемая мощность не более 40 Вт

4.10 Болومتر на горячих электронах

Вторым, возможно основным, детектором пробного импульса служит сверхпроводниковый «болومتر на горячих электронах», или hot-electron bolometer (HEB), на основе сверхпроводника NbN типа RS 1-12 T – 0.05 производства фирмы SCONTEL, Москва. Детектор работает вблизи температуры фазового перехода проводник-сверхпроводник. Для охлаждения системы используется жидкий гелий. Схема криогенной системы с держателем образца и электронной платой с «холодным усилителем» показана на рисунке 17. Параметры детектора согласно паспорту производителя приведены в таблице 4. Из нее видно, что он, по крайней мере, по паспорту – самый чувствительный из имеющихся, а его временные характеристики позволяют регистрировать индивидуальные импульсы ЛСЭ.

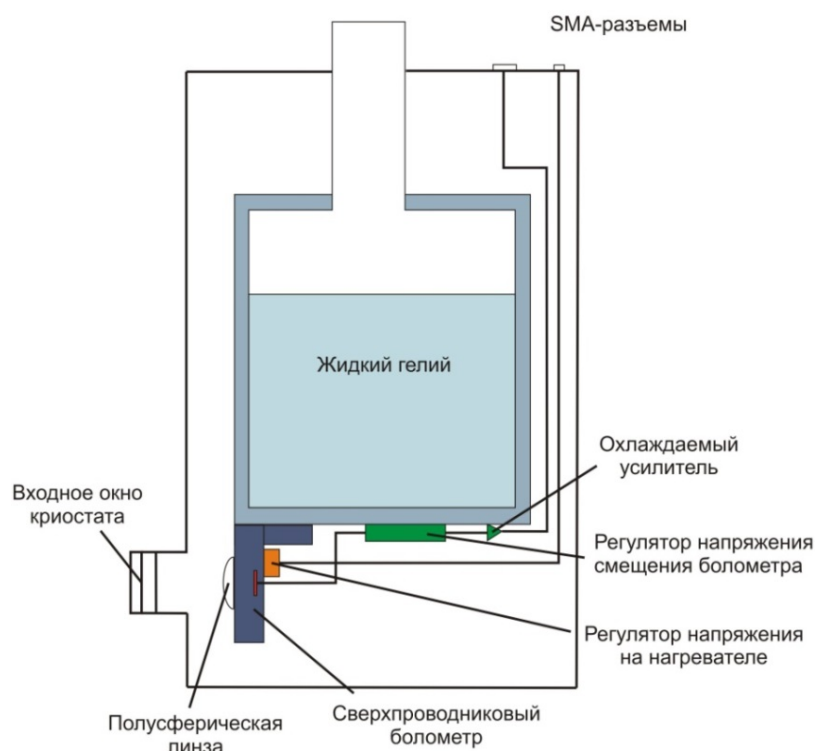


Рисунок 17 – Схема криогенной системы с NbN детектором

Таблица 4 – Параметры детектора

№	Компонент	Характеристики
1	<p>Криогенная приемная система</p> <p>Криогенная приемная система включает в себя:</p> <p><i>Гелиевый криостат</i> (высоковакуумный, безазотный)</p>	<p>Частотный диапазон 1-12 ТГц</p> <p>Эквивалентная мощность шума $< (1 \div 2) \times 10^{-11} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-0.5}$</p> <p>Минимальное время отклика 50 пс</p> <p>Динамический диапазон $> 500 \text{ мкВт}$</p> <p>Входная апертура 10 мм</p> <p>Угловая апертура 1-2°</p>
		<p>объем гелиевого резервуара, 0,8 л</p> <p>время поддержания рабочей температуры приемной системы > 5 часов</p>

	<p><i>Детекторный блок, устанавливаемый в гелиевый криостат, состоит из:</i></p> <ol style="list-style-type: none"> 1. плата стабилизации и регулирования температуры 2. входное HDPE окно 3. ИК-фильтр 4. болометр 5. адаптер смещения 6. держатель болометра 7. гипер-полусферическая линза 8. нагреватель 9. охлаждаемый НЕМТ усилитель 	<p>Окно изготовлено из полиэтилена высокой плотности, потери на входе (1-12 ТГц) <0,7 дБ</p> <p>Черный полиэтилен, входные потери в диапазоне 1-12 ТГц <0,7 дБ</p> <p>размер чипа 4 мм × 4 мм, на входе имеется SMA разъем</p> <p>материал – высокорезистивный кремний, диаметр 12 мм. Входные потери в диапазоне 1-12 ТГц <0,7 дБ</p> <p>Оптимальное напряжение нагревателя 0.75-0.85 В</p> <p>частотный диапазон 1 МГц– 3.5 ГГц шумовая температура <10 К@1 МГц, <5 К@ 3.5 ГГц усиление – >27 дБ</p>
2	<p><i>Блок управления, включая:</i></p> <ol style="list-style-type: none"> 1. Блок питания охлаждаемого НЕМТ усилителя 2. Блок питания усилителя работающего при комнатной температуре 3. Усилитель, работающий при комнатной температуре 4. Блок питания нагревателя 	<p>DC +/-6 В, 50 мА</p> <p>DC +15В, 80мА</p> <p>частотный диапазон 1 МГц– 4 ГГц усиление – >30 дБ</p> <p>DC 0-5 В, точность +/-1 мВ</p>

	5. Блок смещения болометра	<p>Может работать в режиме стабилизации по току или по напряжению</p> <p>Диапазон изменения напряжения - +/- 100 мВ, точность – 0.1 мВ</p> <p>Диапазон изменения тока +/-2 мА, точность – 10 мкА</p> <p>Напряжение рабочей точки 20-30 мВ</p> <p>Ток рабочей точки 0.8-1.2 мА</p>
3	Количество каналов криогенной приемной системы	одноканальная
4	Оборудование для транспортировки жидкого гелия	<p>Гелиевый сосуд Дьюара СТГ-25</p> <p>Вместимость гелиевой емкости не менее, 25 л</p> <p>Гелиевый сосуд Дьюара СТГ-40</p> <p>Вместимость гелиевой емкости не менее, 40 л</p>
5	Оборудование для перелива жидкого гелия	<p>Гелиевый уровнемер</p> <p>Сифон с высоковакуумной теплоизоляцией для перелива жидкого гелия</p> <p>Система для создания избыточного давления в гелиевом сосуде Дьюара</p>

Приемная система ориентирована на детектирование модулированного (импульсного) электромагнитного излучения частотой 1-12 ТГц, то есть перекрывает весь возможный диапазон длин волн нашего лазера. Она размещена в гелиевом криостате (высоковакуумный, безазотный) с рабочей температурой не выше 5 Кельвинов. Чувствительным элементом болометра является мостик из пленки NbN толщиной ~ 4 нм, интегрированный в планарную спиральную антенну на подложке из высокоомного кремния. Размер болометра составляет 50×50 мкм, установлен на кремниевой подложке толщиной 0.35 мм. Размер чипа 4×4 мм². Подложка с болометром закреплена на холодной плате гелиевого криостата (см. рисунок 18). Падающее излучение приходит в криостат через входное окно, изготовленное из полиэтилена высокой плотности (HDPE), ИК-фильтр, и фокусируется с помощью кремниевой гиперполусферической линзы на болометр. Линза изготовлена из кремния низкой проводимости (рисунок 19) диаметр которой равен ее фокусному расстоянию – 10 мм. Приемный угол оптической системы равен нескольким градусам, поэтому детектор очень

чувствителен к направлению падающего излучения. Эксперименты подтвердили высокую избирательность приемной системы по отношению к углу падения излучения (приемный угол составил несколько градусов).

Чувствительный элемент, который при гелиевой температуре находится в сверхпроводящем состоянии, нагревается с помощью нагревательного блока до температуры, близкой к критической, при которой он находится еще в резистивном состоянии. На болометр подается оптимальное напряжение и ток смещения, при котором достигается максимальный отклик при поглощении ТГц излучения ($\max \partial R/\partial T$). Электрический сигнал с чувствительного элемента усиливается охлаждаемым и теплым (работающим при комнатной температуре) усилителями на частоте следования импульсов ЛСЭ (5.6 МГц), и подается на выход. Охлаждаемый НЕМТ усилитель, помещенный в гелиевый отсек криостата, работает по принципу дуплексера и способен усиливать переменный сигнал в диапазоне частот 1 МГц– 3.5 ГГц. В данный диапазон попадает частота импульсов нашего ТГц излучения. Чувствительность системы в зависимости от частоты терагерцового излучения показана на рисунке 20 справа, а форма приемной части – слева. Согласно графику болометр на частоте генерации ЛСЭ (1-3 ТГц) имеет чувствительность $NEP \sim (1 \div 2) \cdot 10^{-11} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$.

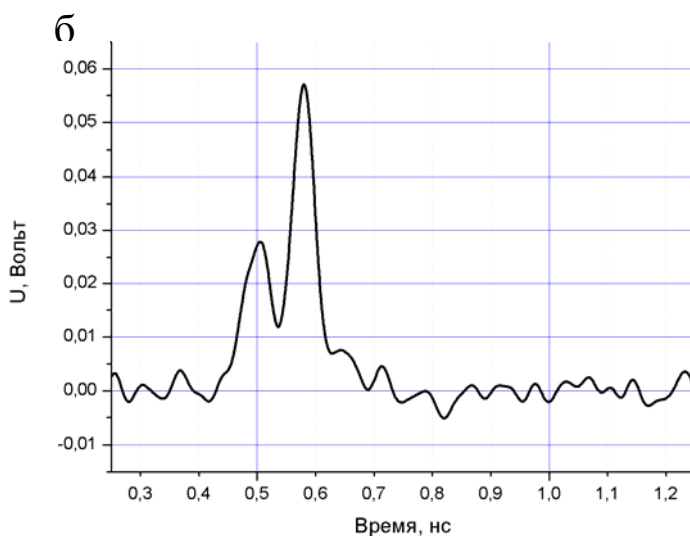


Рисунок 18 – (а) – Общий вид болометра на горячих электронах (рядом показан находящийся внутри него чувствительный элемент с гиперполусферической кремниевой линзой на входе); (б) – Сигнал, соответствующий одному импульсу ЛСЭ, записанный с выхода теплого усилителя болометра

Наилучшее временное разрешение, достигнутое экспериментально для данного детектора с данной усилительной системой, согласно данным производителя, составляло 50 пс. Это значение близко к длительности отдельного импульса нашего ЛСЭ, и можно было бы с небольшим интегрированием наблюдать эти импульсы. Для проверки этого утверждения, мы провели эксперимен-

ты с записью импульсов излучения с длиной волны 130 мкм с помощью болометра и осциллографа Lecroy WaveMaster 830Zi-30GHz.

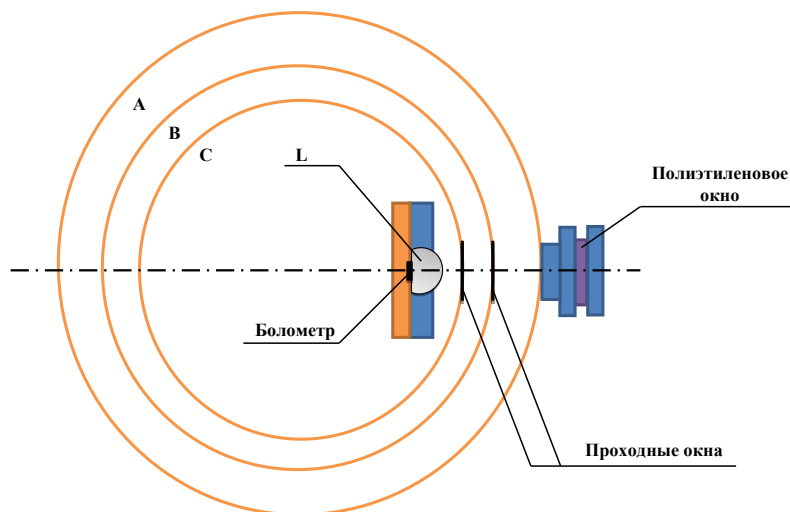


Рисунок 19 – Оптическая схема криогенной приемной системы: А – внешний радиационный экран, ограничивающий вакуумный объем (имеет температуру стенок 300 К); В – радиационный экран, ограничивающий азотный объем (имеет температуру стенок 77 К); С - радиационный экран, ограничивающий гелиевый объем (имеет температуру стенок 4 К); L – гиперполусферическая линза из кремния низкой проводимости. В качестве проходных окон служат ИК-фильтры

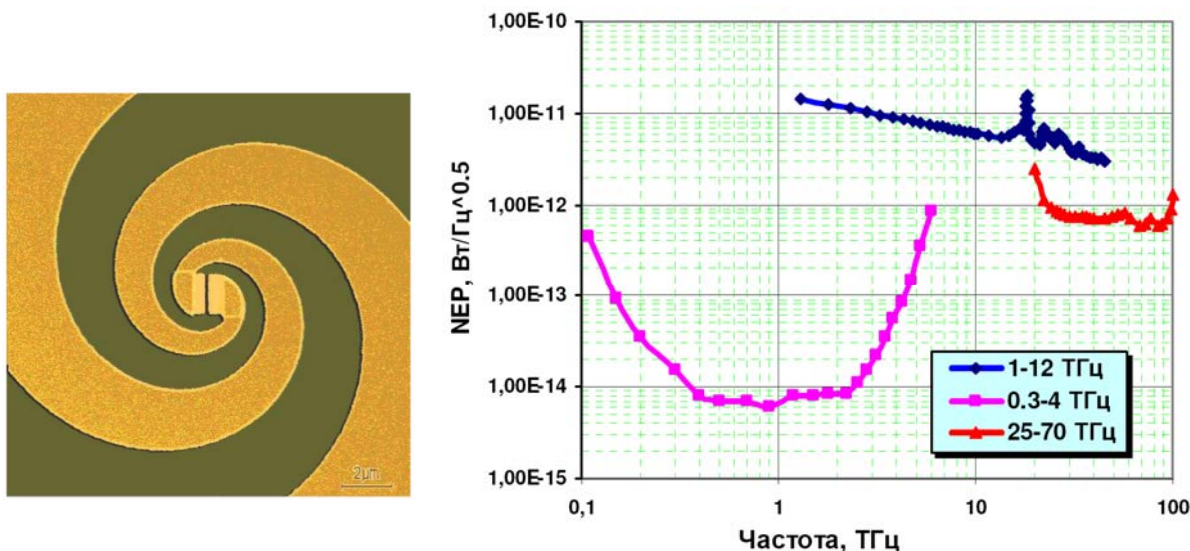


Рисунок 20 – Слева: приемная антенна с детектором; справа: чувствительность детектора как функция частоты падающего излучения для трех модификаций устройства (в нашем случае это – первый вариант)

Результат измерений показан на рисунке 18 (б). Видно, что зарегистрированная длительность сигнала меньше 300 пс по основанию. Осцилляции, возможно, обусловлены неточным согласо-

нием элементов измерительной цепи. Хотя заявленное временное разрешение нами не получено, тем не менее, отношение интервала между импульсами к длительности импульса составляет $178/0.3 = 590$. Это означает, что при квазинепрерывной регистрации сигнала с болометра мы будем подавляющую часть времени копить шумы, что заведомо радикально снизит отношение сигнал/шум. Для увеличения отношения сигнал/шум нами была разработана и изготовлена электронная схема, описанная в следующем разделе.

4.11 Синхронный детектор с цифровой схемой задержки синхроимпульсов

Для выделения слабого сигнала, поступающего с болометра, был разработан и изготовлен специализированный синхронный усилитель, предназначенный для работы с излучением Новосибирского лазера на свободных электронах. Электронная схема открывает вход усилителя синхронно с приходом излучения ЛСЭ на несколько наносекунд, после чего вход закрывается вплоть до прихода через 178 наносекунд следующего импульса.

Сигнал с болометра, усиленный с помощью малошумящего холодного усилителя на НЕМТ-транзисторе и теплого усилителя, поступает на вход операционного усилителя U6A THS3202 синхронного детектора через входной SMA разъем – IN, обозначенный X2 на схеме рисунок 21.

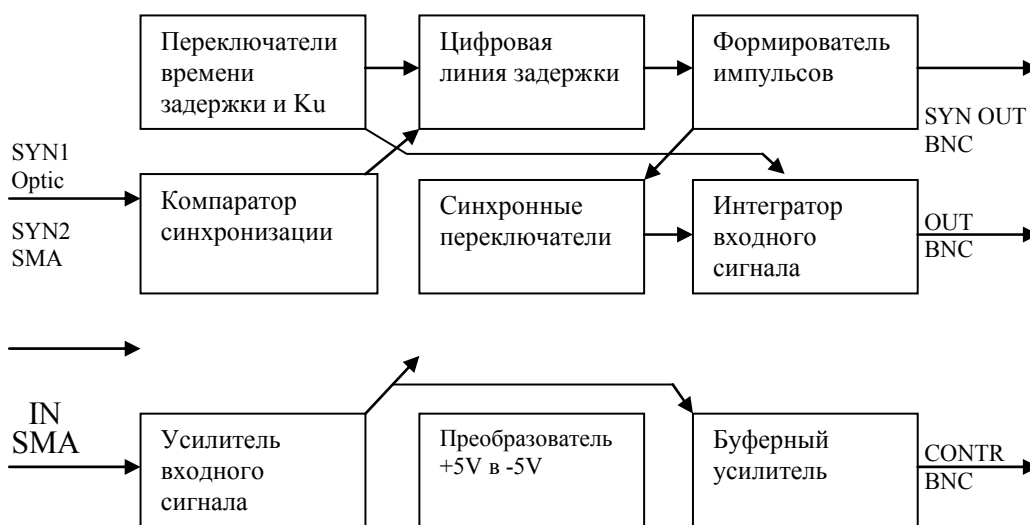


Рисунок 21 – Блок-схема работы синхронного детектора

С выхода усилителя сигнал поступает на переключатели синхронного детектора, обозначенные на схеме NC7WB66 U7, и одновременно через буферный усилитель OPA656 на выходной BNC разъем – CONTR для контроля усиленного в 11 раз входного сигнала. Накопление сигнала в RC-интеграторе происходит только в моменты появления синхроимпульсов, которые синхронизируются с входным сигналом. Время интегрирования можно менять в диапазоне от 10^{-4} до 10^{-2} секунд,

переключая сопротивления R от 100 кОм до 10 МОм. Для этого на передней панели блока управления предусмотрены три переключателя. Таким образом происходит накопление полезного сигнала от терагерцовых импульсов, и значительная часть шума подавляется. Для приема сигнала синхронизации служит компаратор синхронизации, у которого на оптическом разъеме SYN1 оптический вход синхросигнала, а на SMA разъеме SYN2 электрический вход синхросигнала. Синхросигнал (опорный сигнал) поступает на один из этих входов от датчиков пучка электронов Новосибирского лазера на свободных электронах. Опорный сигнал жестко связан с импульсами терагерцового излучения, но может быть сдвинут во времени относительно них на несколько десятков наносекунд. Для устранения этого сдвига в синхронном детекторе предусмотрена цифровая линия задержки с переключателями времени задержки рисунок 22. После цифровой линии задержки синхросигнал поступает на формирователь импульсов, с выхода которого идет на переключатели синхронного детектора и одновременно на выходной BNC разъем – SYN OUT (рисунок 21). С помощью переключателей устанавливается такая временная задержка, чтобы терагерцовые импульсы болометра попали во временной интервал синхроимпульсов. Для этого выходной BNC разъем – SYN OUT синхронного детектора и сигнал с разъема CONTR подключаются к двум каналам осциллографа. С помощью синхронных переключателей смещают импульсы ЛСЭ таким образом, чтобы на экране осциллографа они попали в "ворота" импульсов синхросигнала. Отфильтрованный от шумов сигнал появляется на выходе интегратора и поступает на выходной BNC разъем – OUT. Коэффициент усиления полезного сигнала определяется коэффициентом передачи K_u от входа IN до выхода OUT, который вычисляется по формуле (3):

$$K_u = 11 * \frac{R_f}{R_s * S} \quad (2)$$

где 11- это коэффициент усиления входного усилителя, R_f – сопротивление в обратной связи интегратора ($R_{16}=100$ кОм, $R_{17}=1$ МОм или $R_{44}=10$ МОм), R_s – сумма сопротивлений $R_{30} + R_{43} + R_{sw}$, R_{sw} – сопротивление ключей синхронного детектора, S – скважность входного сигнала. Например, при $R_f = 100$ кОм и $R_s = 560$ Ом, $S = T/t_{\text{синхросигнала}} = 200/10 = 20$ коэффициент передачи $K_u = 98$. Потенциометр SM0 служит для смещения нуля выходного сигнала. Питание всей схемы осуществляется от одного +5В источника питания AC-DC. Для питания операционных усилителей необходимо напряжение -5В. Для получения этого напряжения служит DC-DC преобразователь +5В в -5В расположенный на плате синхронного детектора. Плата синхронного детектора с цифровой схемой задержки выполнена в стандарте Евромеханики 160×100 мм² и смонтирована в блоке высотой 3U и шириной 12HP ($180 \times 130 \times 60$ мм³). Основные характеристики синхронного детектора представлены в таблице 5.

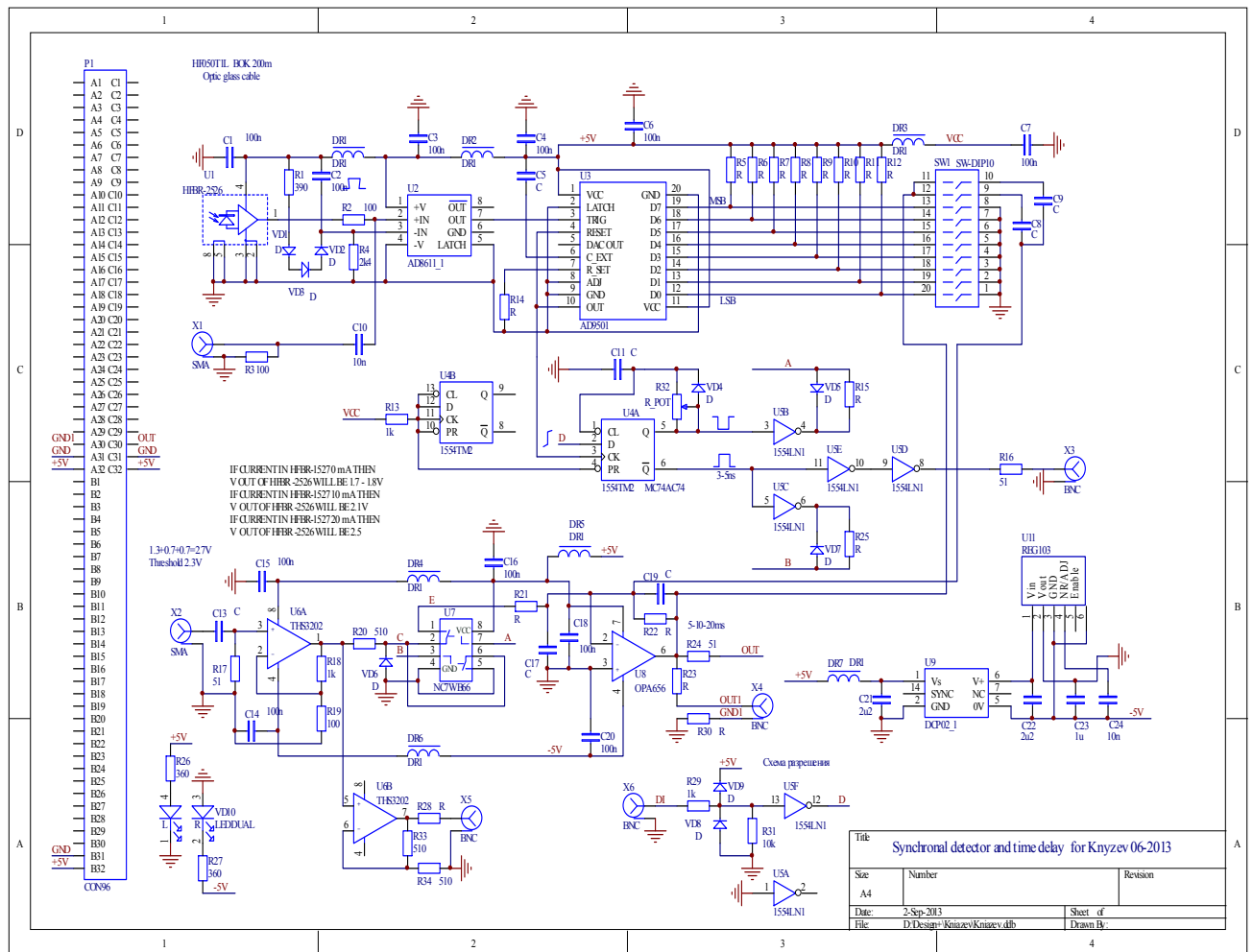


Рисунок 22 – Электронная схема синхронного детектора с цифровой линией задержки

Таблица 5 – Основные характеристики синхронного детектора

Чувствительность при частоте 5 МГц и периоде синхросигнала 10 нс	10 мкВ
Полоса частот входного сигнала	3-500 МГц
Входное сопротивление IN	50 Ом
Частота синхросигнала	1-50 МГц
Амплитуда синхросигнала на входе	0.5-3 В на 50 Ом
Длительность синхросигнала	10-20 нс
Сигнал разрешения EN(H)	3-5 В либо разрыв цепи
Размер печатной платы	12HP 3U
Размер Евромодуля	160x100 мм ²
Потребление	по +5 В 150 мА

Система синхронного детектора выполнена в мини-крейте высотой 3U Евромеханики и состоит из блока питания AC-DC +5В 3А, блока синхронного детектора. Также в схеме возможно под-

ключение аналого-цифрового преобразователя CEAC124 разработки Козака В.Р. для ввода результатов измерения в компьютер. Тестирование синхронного детектора показало, что он удовлетворяет заданным параметрам, и может быть использован в экспериментах с использованием болометра на горячих электронах.

4.12 Кремниевый болометр

Характеристики кремниевого болометра фирмы Infrared Laboratories приведены в таблице 6.

Таблица 6 – Эквивалентная мощность шума составляет $1.2 \cdot 10^{-13}$ Вт Гц^{1/2}. Чувствительность болометра гораздо выше, чем у имеющихся приемников.

	Thermal Conductance	Bolometer Resistance	Electrical Sensitivity	Noise Equivalent Power (NEP)	Noise
General Purpose 4.2K Bolometer System	G[μ W/K]: ~ 16	Ro[M Ω]: ~ 10 to 20	S[V/W]: $\sim 2.4 \times 10^5$	NEP[W/Hz ^{1/2}]: $\sim 1.2 \times 10^{-13}$	Vn[nV/Hz ^{1/2}] at 80 Hz ≤ 80

4.13 Термочувствительный интерферометр

Для измерения абсолютных значений терагерцового лазерного излучения и калибровки остальных датчиков, мы используем термочувствительный интерферометр. Фотография экспериментальной установки приведена на рисунке 23, а ее оптическая схема на рисунке 24. Впервые эта схема была нами реализована в несколько лет назад. В рамках данной работы она была модифицирована. Принцип работы термочувствительного интерферометра (ТЧИ) основан на изменении показателя преломления и толщины стекла при его нагреве. Терагерцовое излучение поглощается в очень тонком слое стеклянной пластинки, представляющей чувствительный элемент интерферометра Физо, и нагревает его пропорционально падающей мощности. Монохроматическое когерентное излучение полупроводникового лазера на выходе коллиматора образует плоскую волну, отражающуюся от обеих поверхностей стеклянной пластинки, и формирует интерференционную картину на матовой прозрачной пленке. В отсутствие терагерцового излучения интерференционная картина стационарна и отражает оптические неоднородности пластинки. При открывании затвора исследуемое ТГц излучение нагревает пластинку, и наблюдатель регистрирует динамическую интерференционную картину, которая записывается скоростной ПЗС камерой Optomotive Velociraptor HS 4.2 с частотой 120 кадров в секунду.

Благодаря хорошо воспроизводимым термооптическим характеристикам стекла К8, из которого изготовлены сменные пластинки, скорость набега интерференционных полос имеет строго постоянное значение, равное 5.1 Дж локально поглощенной энергии на одну полосу.

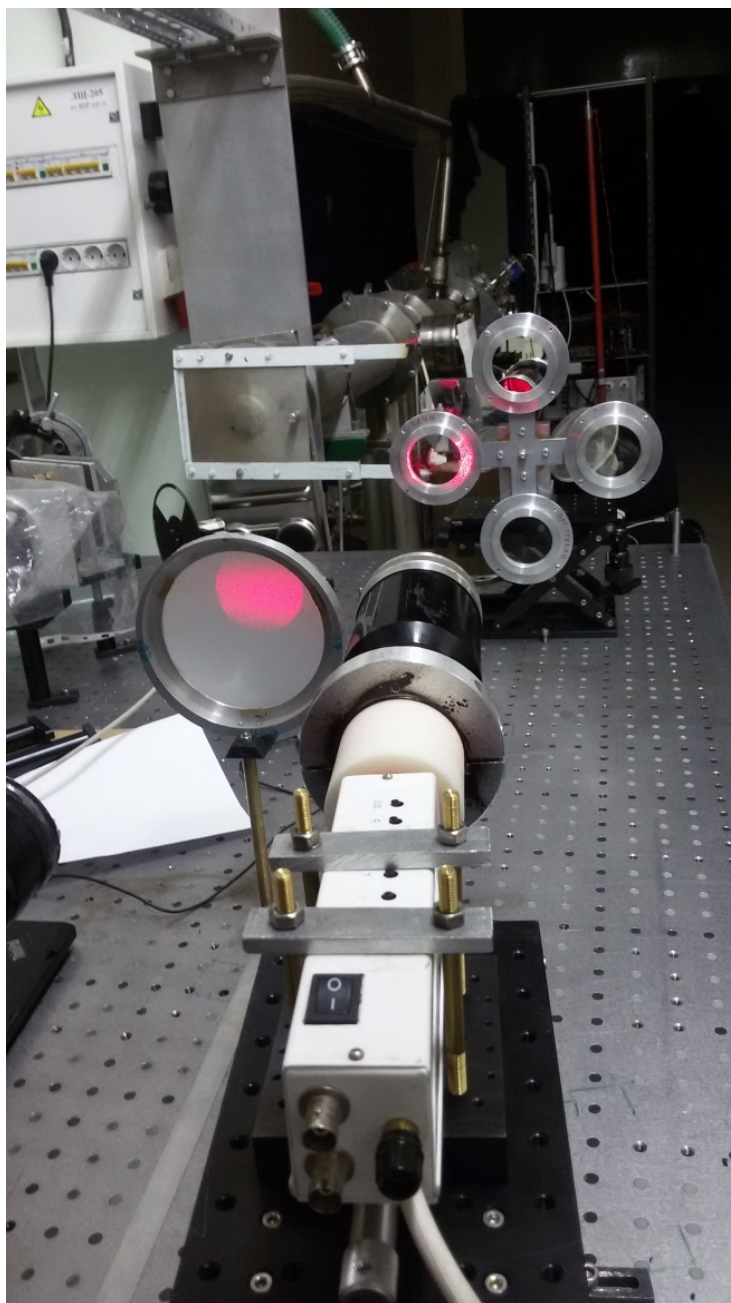


Рисунок 23 – Термочувствительный интерферометр (вид со стороны источника пробного излучения)

Съемка интерференционной картины ведется ограниченное время, порядка нескольких секунд, пока можно пренебречь тепловыми потоками в стекле. Разделив измеренную энергию на время измерения, мы определим среднюю мощность терагерцового излучения.

Следует заметить, что по сравнению с первоначальной схемой мы ее модифицировали и использовали несколько отличающийся алгоритм обработки результатов, позволяющий ликвидировать некоторые недостатки предыдущего варианта. В частности, использование клиновидной пластинки вместо плоскопараллельной позволяет повысить точность измерений на периферии терагерцового пучка, благодаря «автокалибровке» фазы.

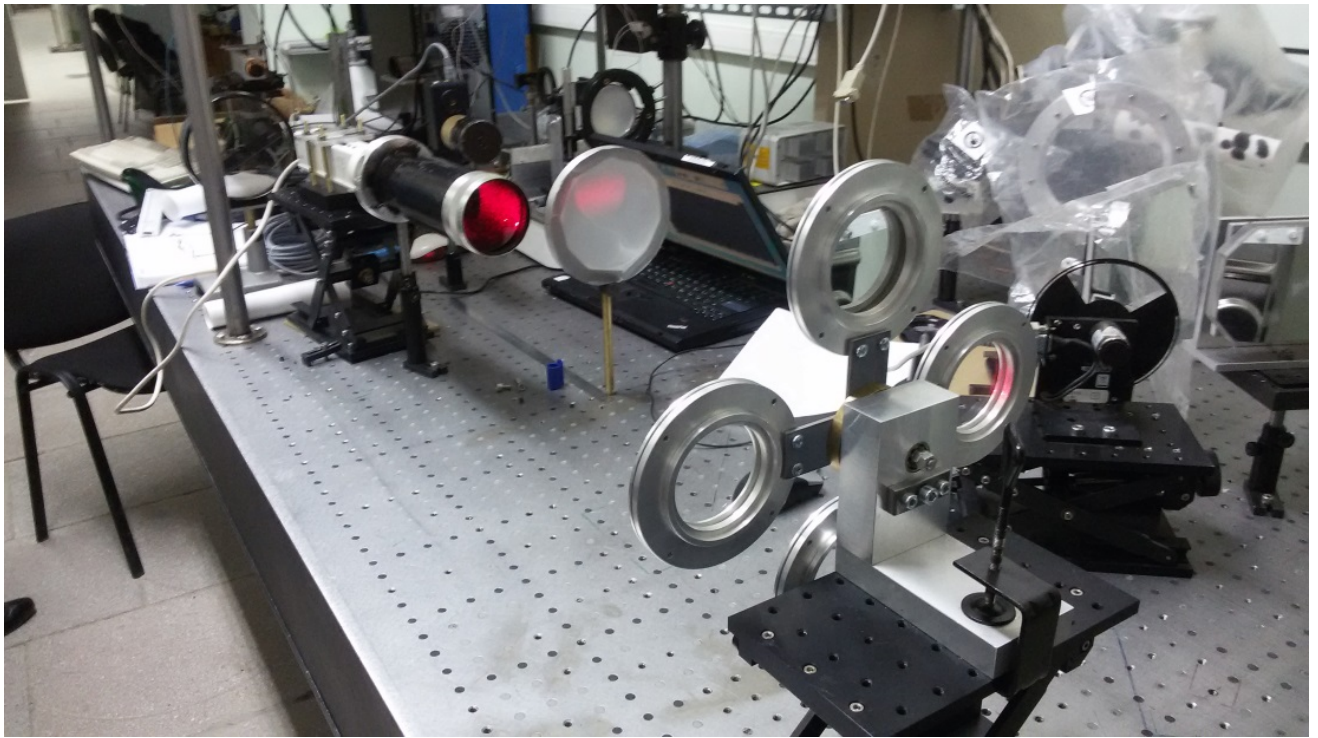


Рисунок 24 – Термочувствительный интерферометр (вид со стороны измерительных пластинок)

4.14 Измерение абсолютной чувствительности оптоакустической ячейки

Принципиальная схема эксперимента показана на рисунке 25. Вид установки на рисунке 26.

Спектр излучения лазера показан на рисунке 27.

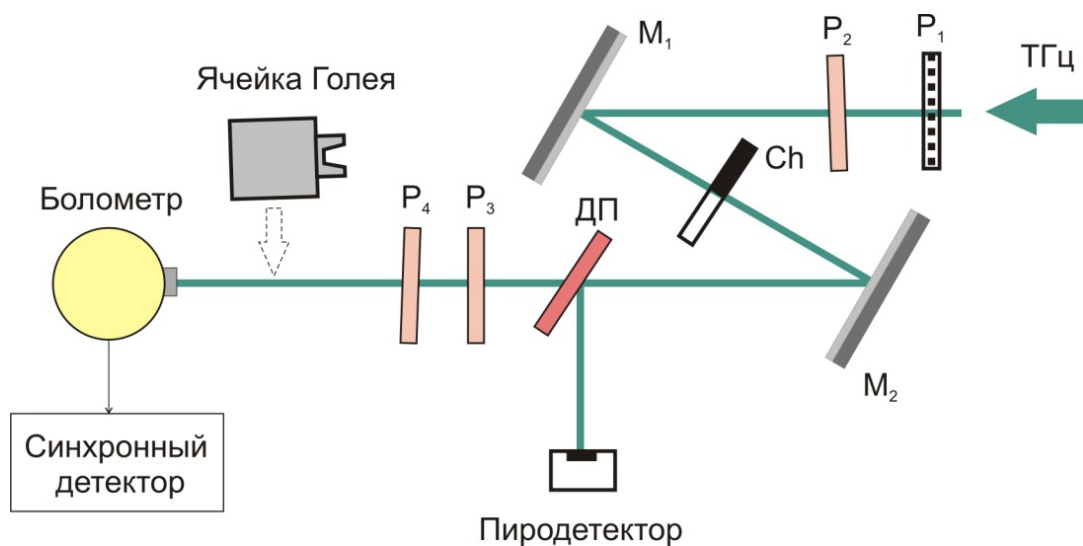


Рисунок 25 – Оптическая схема измерения динамического диапазона болометра совместно с синхронным детектором



Рисунок 26 – Экспериментальная установка для калибровки поляризаторов и детектора Голея.

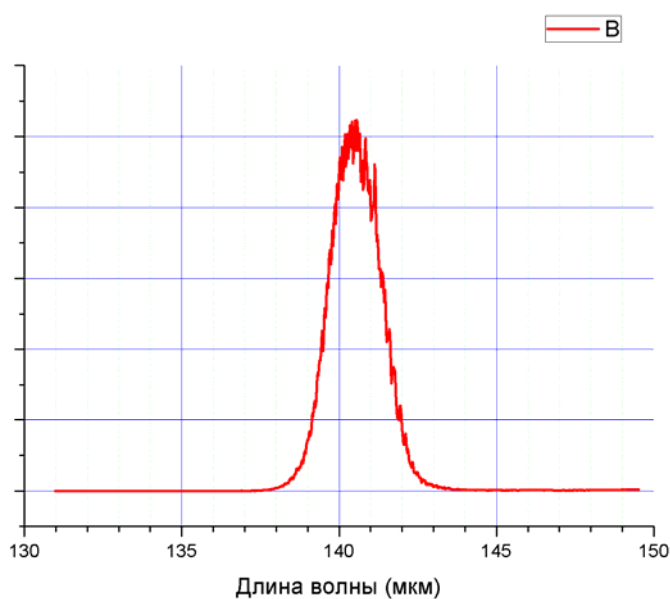


Рисунок 27 – Спектр генерации ЛСЭ во время калибровки детекторов.

Последовательность эксперимента была следующей. Сначала калибруется ослабление поляризаторов. Все измерения на этом этапе проводились с помощью измерителя мощности излучения ИМО-4С №039, который не чувствителен к поляризации. Поскольку калориметр ИМО-4С рассчитан на поглощение излучения видимого и ИК диапазонов, а поверхности, поглощающие такое излучение, в терагерцовом диапазоне практически все отражают, измеряемые с помощью ИМО-4С величины рассматриваются нами как относительные. На следующем этапе ИМО-4С заменяется детектором Голея и включается обтюратор, ослабление пучка которым следует учесть в этом слу-

чае. Проволочный поляризатор диаметром 85 мм из вольфрамовой проволоки диаметром 20 мкм и шагом сетки $D = 60$ мкм был изготовлен в ФИАНе. Пропускание поляризатора в зависимости от угла поворота для нормального падения показана на рисунке 28. Пропускание равно $T_s = 90\%$ для s-поляризации и $T_p = 3.1\%$ для p-поляризации. Из рисунка видно, что при вертикальном положении проволочек ослабление излучения проволочным поляризатором равно приблизительно 10% от интенсивности исходного пучка (при угле 90 градусов).

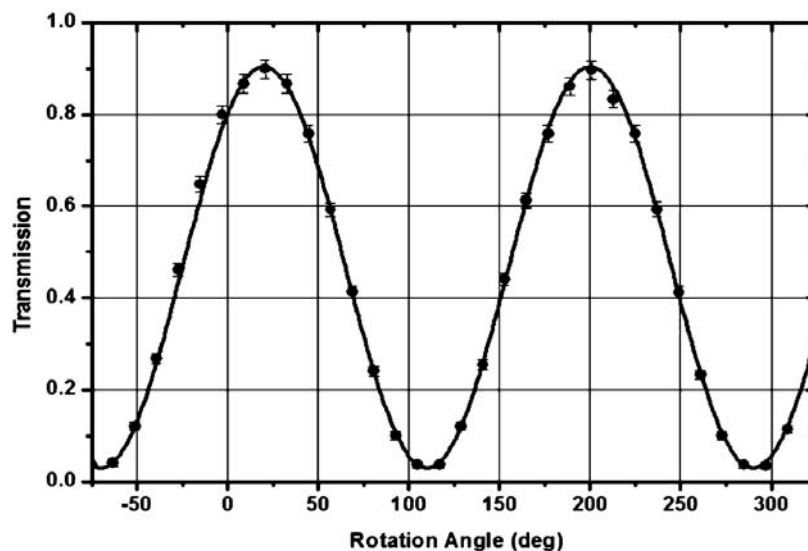


Рисунок 28 – Пропускание проволочного поляризатора WP. Отсчет угла по ходу часовой стрелки начинается с горизонтального положения проволочек.

Фотолитографический поляризатор устанавливаем в положение, скрещенное с проволочным поляризатором. Ослабление пучка, прошедшего через этот поляризатор в этом случае можно оценить из рисунка 28 также как 10%. Направив поляризацию параллельно проволочному поляризатору и затем, убрав его, находим пропускание, равное $0.0385/0.045=0.85$ – различия не катастрофические.

Ставим перед ИМО-4С фотолитографический поляризатор PhP2 и измеряем сигнал с ИМО-2, вращая поляризатор (рисунок 29). Теперь проверяем ослабления интенсивности каждого поляризатора путем его удаления из системы. В максимуме пропускания PhP2 (20 градусов по поворотной шкале) ослабление сигнала оказалось равно 0.85.

После этих измерений ставим все три поляризатора действительно в скрещенное положение и оцениваем ослабление пучка для случая, когда проволочки входного поляризатора расположены вертикально.

Оценим ослабление пучка поляризаторами.

Оценка коэффициента ослабления входного пучка тремя поляризаторами $T = T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 = 0.1 \cdot 0.004 \cdot 0.005 = 2 \cdot 10^{-6}$, точность которой оценивается порядка 30%.

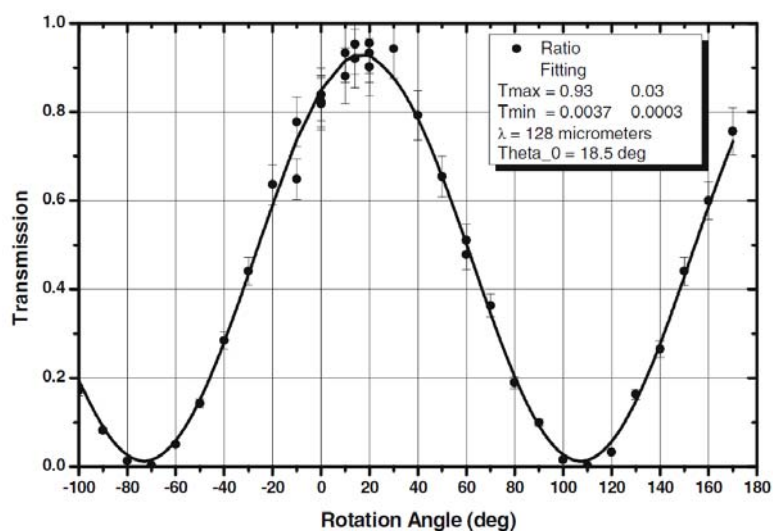


Рисунок 29 – Пропускание фотолитографического поляризатора PhP2 как функция угла.

Устанавливаем ячейку Голея с алмазным окном и обтюратор с коэффициентом пропускания 0.5.

Сигнал с ячейки показан на рисунке 30. Амплитуда сигнала равна плюс-минус 400 мВ. Снято Handyscору 4HS с закрытым входом. Насыщения нет, поскольку сигнал не выходит за пределы допустимого (500-1000 мВ при 20 Гц).

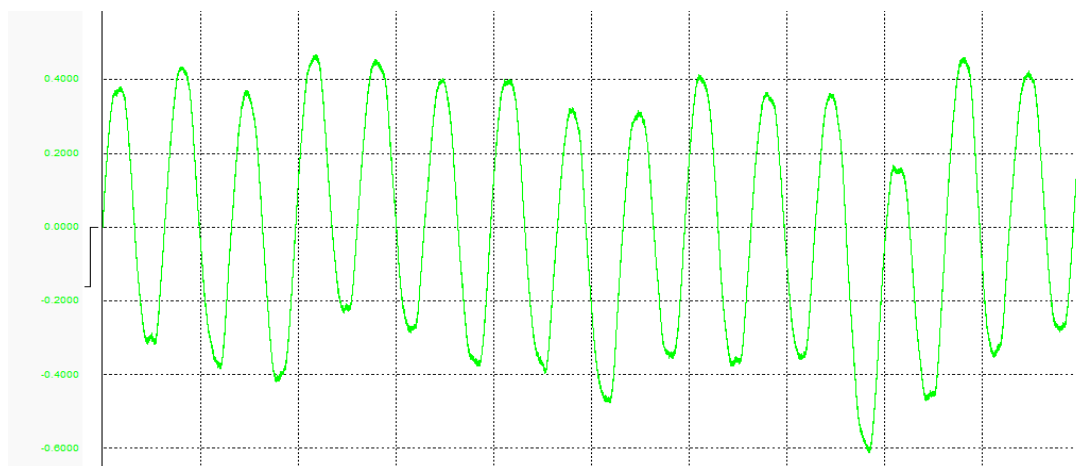


Рисунок 30 – Сигнал с ячейки Голея с полностью открытым входным окном.

Переходим к измерениям с помощью ТЧИ.

Схема термочувствительного интерферометра представлена на рисунке 31.

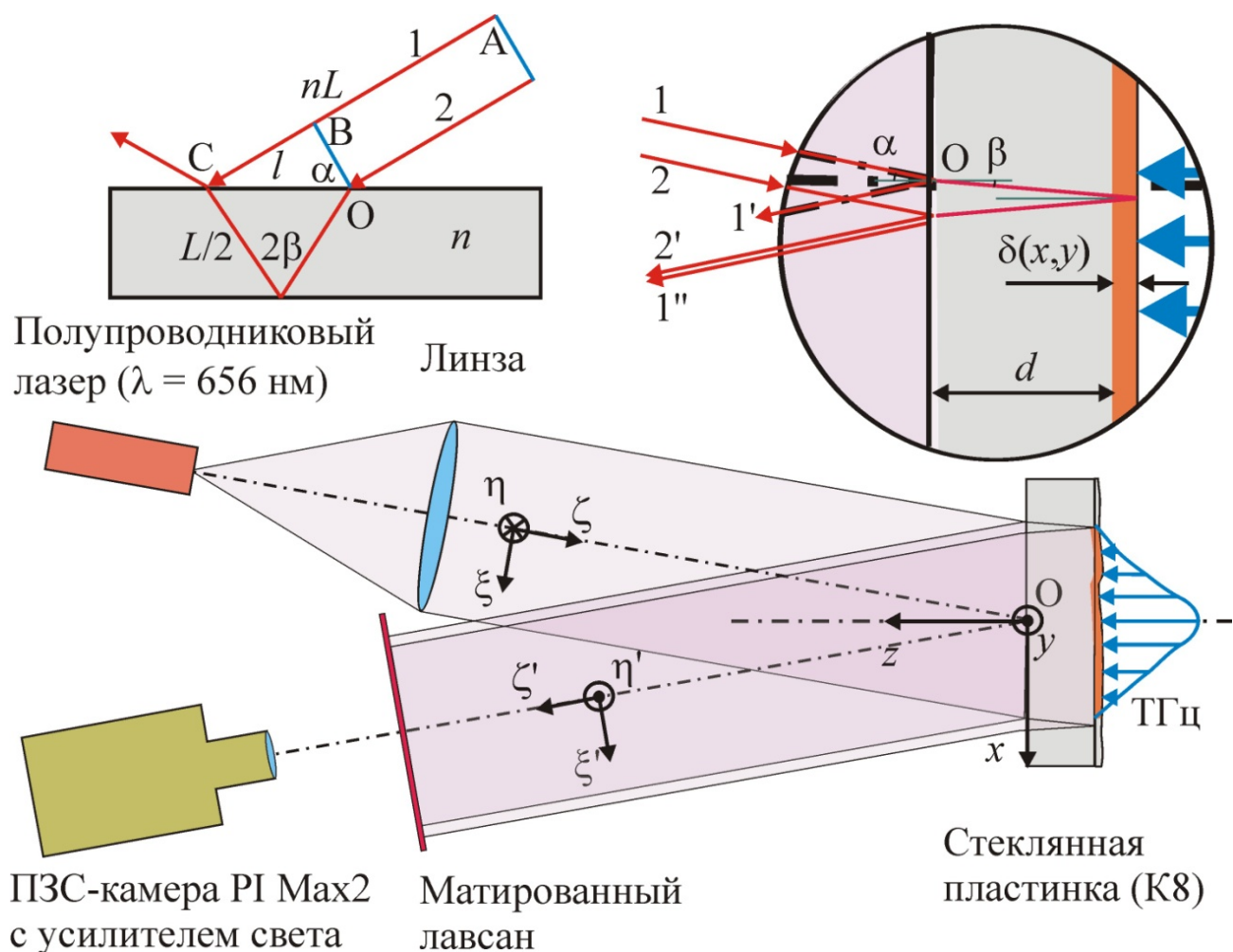


Рисунок 31 – Схема термочувствительного интерферометра

Ранее нами была определена абсолютная чувствительность интерферометра со стеклянной пластинкой K8, равная 5.1 Дж/см^2 на одну интерференционную полосу. Шесть кадров динамики интерференционной картины при нагреве пластинки терагерцовым излучением, взятые из видеофильма снятого со скоростью 120 кадров в секунду, приведены на рисунке 32. Распределение плотности мощности пучка ЛСЭ (все поляризаторы и обтюратор с пути пучка были убраны) для измерений с помощью двух разных пластинок показаны на рисунке 32. Таким образом, мы получили распределение плотности энергии для каждой зондируемой пластинки.

Вычислив интеграл от распределения плотности энергии для времени 5 с, разделив на это время, умножив на приведенный выше коэффициент, добавив еще 10% (учет френелевского отражения), и проинтегрировав по площади, получим среднюю мощность пучка $W = 25 \text{ Вт}$.

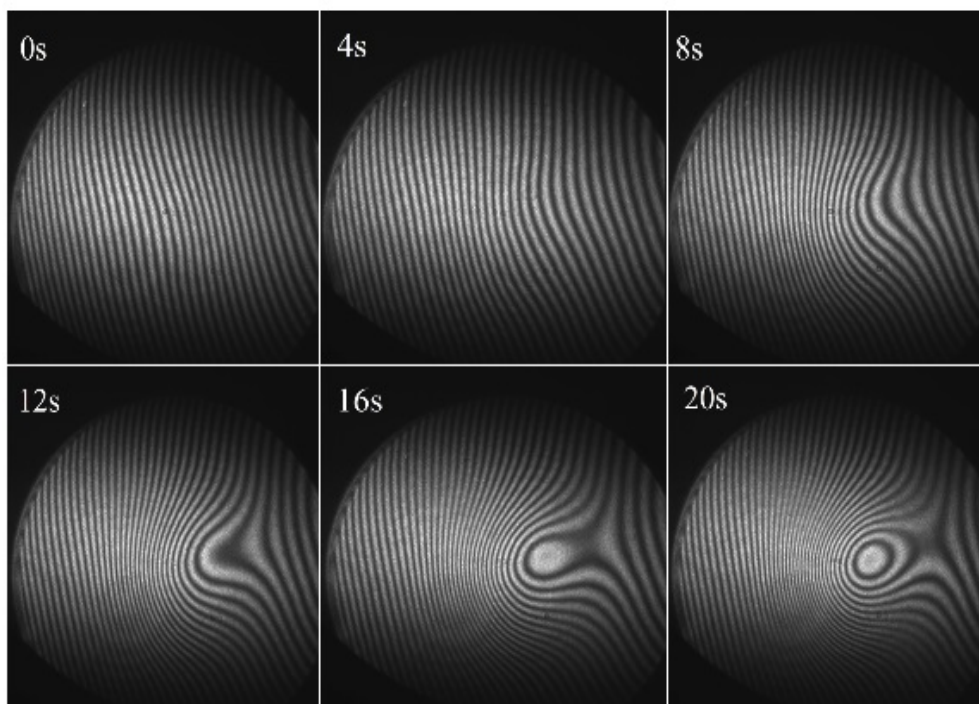


Рисунок 32 – Интерференционная картина, полученная при нагреве стеклянной пластинки терагерцовым излучением ЛСЭ.

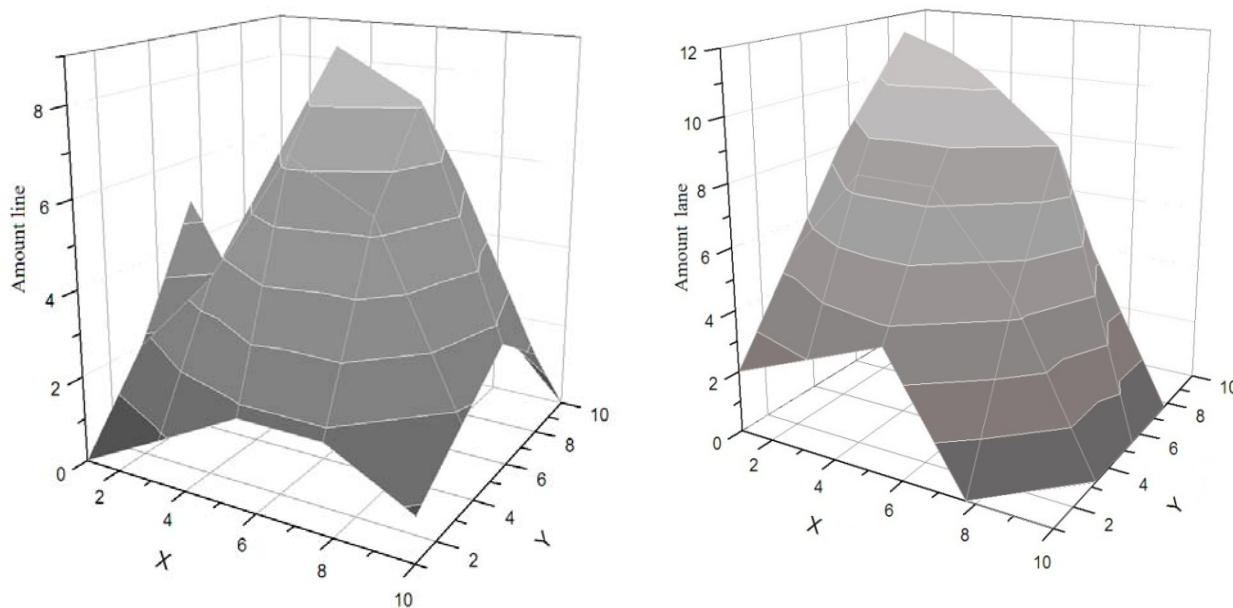


Рисунок 32 – Распределение плотности энергии излучения ЛСЭ для времени 20 с; амплитуда показана в числе интерференционных полос.

В заключение сравниваем сигнал, регистрируемый ячейкой Голя (диаметр входного отверстия 11 мм), с полученным распределением плотности мощности гауссова пучка. С точностью порядка 30-40% можно принять мощность, попадающую в ячейку Голя равной 8 Вт. С учетом ослабления пучка поляризаторами, получаем ее чувствительность, равной $800 \text{ мВ} / 8 \text{ Вт} / 2 \cdot 10^{-6} = 5 \cdot 10^4 \text{ В/Вт}$ при

частоте 15 Гц. Сравнивая с паспортными данными, приведенными в таблице 2 ($9 \cdot 10^4$ В/Вт при частоте 10 Гц) можно констатировать, с учетом погрешности измерений, очень хорошее совпадение измеренных и паспортных значений. Таким образом, далее мы можем использовать прокалиброванный детектор Голя в качестве «вторичного» абсолютного детектора для калибровки других устройств. Заметим, что обработка результатов сейчас была довольно грубой. В скором времени планируется создать программу автоматической обработки данных термочувствительного интерферометра, что существенно повысит точность.

4.15 Измерение динамического диапазона системы измерения

На рисунке 25 показана оптическая схема измерений. Из оптического канала ЛСЭ мощное терагерцовое излучение с длиной волны 140 мкм попадало на рабочую станцию "СПИН" и, пройдя через проволочный P_1 и литографический P_1 поляризаторы, с помощью зеркал M_1 и M_1 выводилось на горизонтальную оптическую ось, на конце которой помещался болометр на горячих электронах. Предварительно пучок юстировался с помощью юстировочного лазера так, чтобы его ось была строго параллельна по высоте плоскости оптического стола. Поляризаторы P_1 , P_2 , а также дополнительные пленочные поляризаторы P_3 и P_4 (производителя TYDEX) использовались для ослабления мощности пучка. Они выставлялись в скрещенное положение по поляризации для того, чтобы максимально ослабить интенсивность излучения, т.к. максимальная мощность, регистрируемая болометром, очень мала (согласно паспорту < 0.5 мВт). Суммарный коэффициент ослабления пучка после прохождения четырех поляризаторов составил примерно $2 \cdot 10^7$. Для контроля интенсивности излучения ЛСЭ часть энергии пучка отводилась с помощью полипропиленового делителя (ДП) на пироэлектрический детектор МГ-33.

Перед началом измерений болометр был охлажден с использованием его криогенной системы до гелиевой температуры и выведен в резистивное состояние с помощью нагревателя. Напряжение смещения на болометре составляло $U_p=21.4$ мВ, ток смещения $I_p=0.98$ мА. Данные значения, согласно паспортным данным, соответствовали оптимальному режиму работы болометра.

Измерение динамического диапазона болометра

Электрический напряжение с болометра, усиленное примерно в 6000 раз с помощью холодного и теплого усилителей, регистрировалось на осциллографе LeCroy модели 66Zi с полосой пропускания 600 МГц. Характерный вид осциллограммы показан на рисунке 33. При скрещенном положении всех четырех поляризаторов еще оставался запас по мощности излучения, регистрируемого болометром. Повышая интенсивность пучка поворотом поляризатора P_4 , было достигнуто максимальное напряжение $V_{\max}=1$ В, когда сигнал достигал порога насыщения.

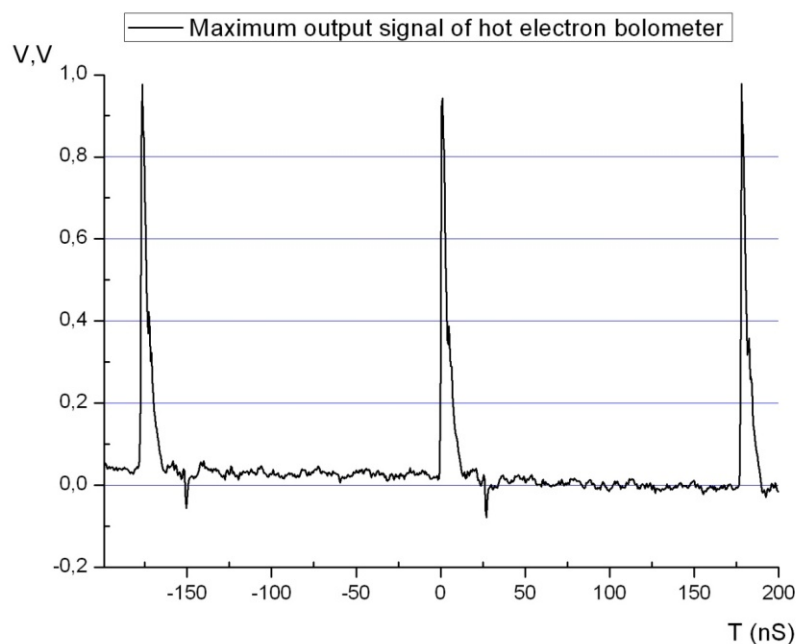


Рисунок 33 – Максимальный сигнал, регистрируемый болометром на горячих электронах

Далее, не меняя условий, мощность пучка измерялась с помощью ячейки Голя с полностью открытой апертурой. Поток излучения, захватываемые апертурой приемника Голя и входным окном болометра должны быть одинаковыми, т.к. их диаметры практически совпадают (≈ 10 мм). Акустооптический приемник может регистрировать только модулированное излучение, поэтому между зеркалами был помещен обтюратор, вращающийся с частотой 15 Гц. Сигнал с ячейки Голя регистрировался на осциллографе. В качестве величины измеряемого сигнала бралась амплитуда периодически меняющегося напряжения, а не интегральная величина, что позволило избежать влияния ослабления мощности пучка за счет прерывания потока обтюратором. Сигнал с ячейки превышал допустимую максимальную величину (≈ 1 Вольт), поэтому пучок был дополнительно ослаблен в 16 раз с помощью 4-х листочков писчей бумаги. При данных условиях сигнал составил $U_{\max}=550$ мВ.

Учитывая ослабления пучка листочками бумаги и зная величину оптической чувствительности, полученной при калибровке приемника Голя (см. выше), можно рассчитать абсолютную максимальную мощность излучения, регистрируемую болометром, которая составила

$$P_{\max} = \frac{16 \cdot U_{\max}}{S} = \frac{16 \cdot 0.55 \text{ В}}{0.5 \cdot 10^5 \text{ В/Вт}} \approx 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ Вт.} \quad (3)$$

Чтобы определить минимальный сигнал, регистрируемый болометром, пучок дополнительно ослаблялся с помощью тонкой алюминированной диэлектрической пленки. Минимальная величина сигнала болометра на уровне шума составила порядка $V_{\min} \approx 20$ мВ (см. рисунок 34).

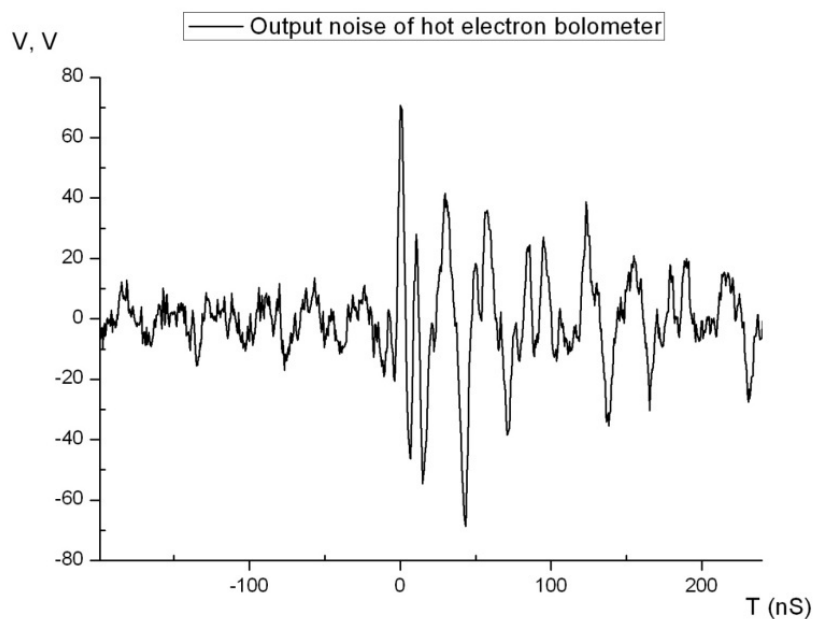


Рисунок 34 – Минимальный сигнал с выхода болометра на горячих электронах

Для оценки динамического диапазона болометра на горячих электронах воспользуемся следующей формулой

$$D = \frac{V_{\max}}{V_{\min}} [\text{раз}] = 20 \lg \left(\frac{V_{\max}}{V_{\min}} \right) [\text{Дб}] \quad (4)$$

Итак, динамический диапазон болометра с включенными холодным и теплым усилителями составляет в вышеописанной схеме:

$$D_{\text{бол}} = \frac{1B}{0,02B} = 50 \text{ или } D_{\text{бол}} = 20 \lg \frac{1B}{0,02B} = 34 [\text{Дб}]. \quad (5)$$

Таким образом, используя болометр на горячих электронах без синхронного детектора можно измерять сигнал, меняя его величину в 50 раз, при этом сигнал не должен превышать 1 В.

Измерение динамического диапазона болометра совместно с синхронным детектором

Для увеличения чувствительности приемной системы к болометру был подключен синхронный детектор (СД) с цифровой схемой задержки синхроимпульсов (см. рисунок 13). Для этого сигнал с выхода усилителя криогенного детектора подавался через коаксиальный кабель на вход In СД. К входу SYNC2 подавался опорный сигнал с черенковского датчика электронов ЛСЭ, который привязан к импульсам терагерцового излучения и имеет частоту повторения 5,6 МГц (см. рисунок 35). Длительность импульсов опорного сигнала составляла 5 нс, амплитуда 2,5 В.

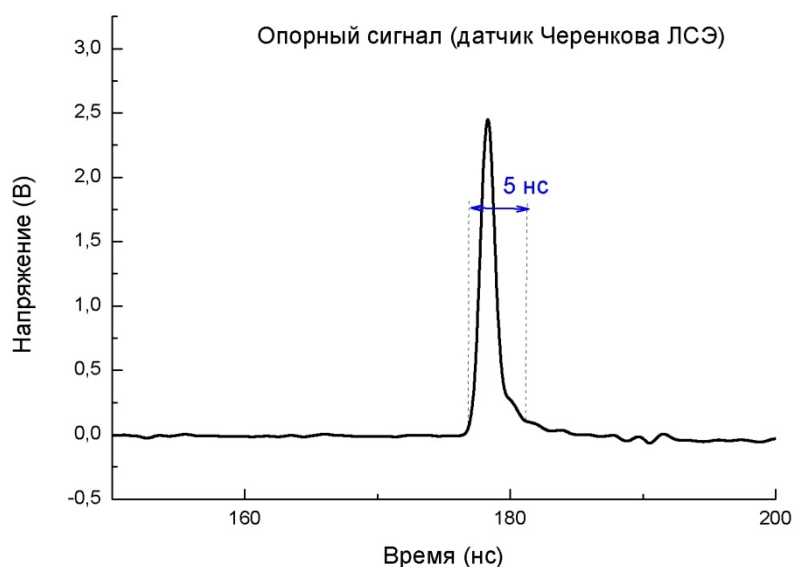


Рисунок 35 – Опорный сигнал с датчика Черенкова лазера на свободных электронах

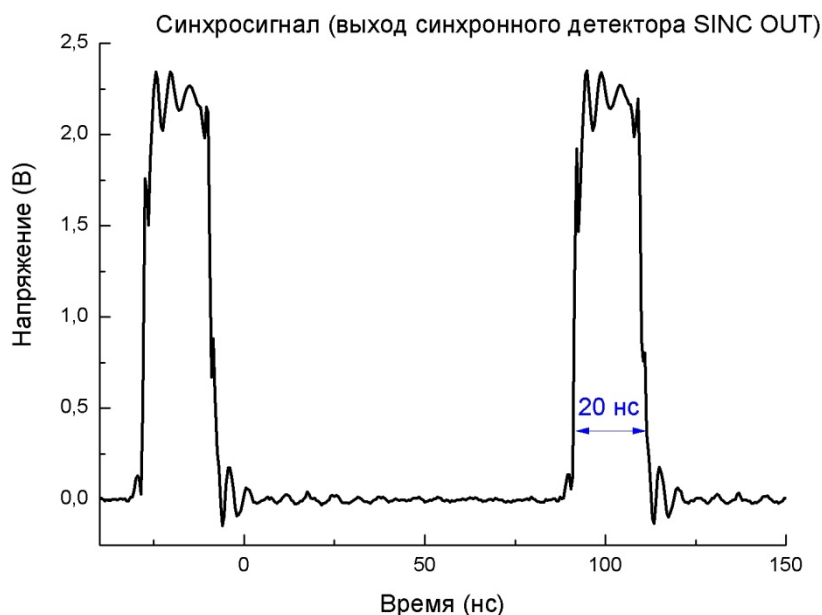


Рисунок 36 – Синхросигнал после формирователя импульсов синхронного детектора (выход SIN OUT)

Опорный сигнал, преобразованный формирователем импульсов СД в синхросигнал длительностью 20 нс (см. рисунок 36), с BNC разъема – SYN OUT подавался на второй канал осциллографа, а сигнал с болометра, усиленный в 11 раз буферным усилителем СД, с выхода CONTR - на третий канал. Схема подключения каналов показана на рисунке 37 и могла варьироваться в эксперименте. С помощью переключателей цифровой линии задержки СД, размещенных на передней панели блока управления, устанавливалась такая временная задержка, чтобы терагерцовые импульсы болометра попали во временной интервал синхроимпульсов (см. рисунок 38).

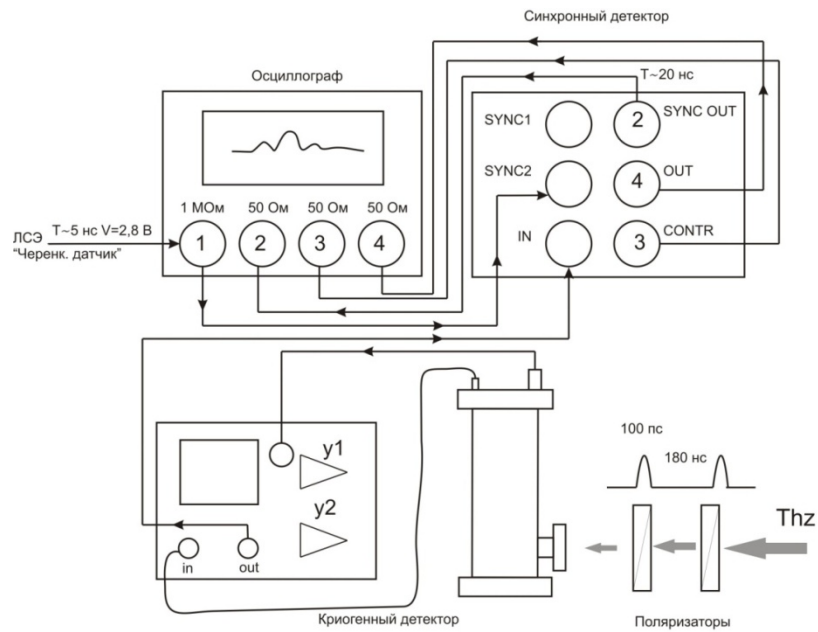


Рисунок 37 – Схема измерения динамического диапазона криогенного детектора совместно с синхронным детектором

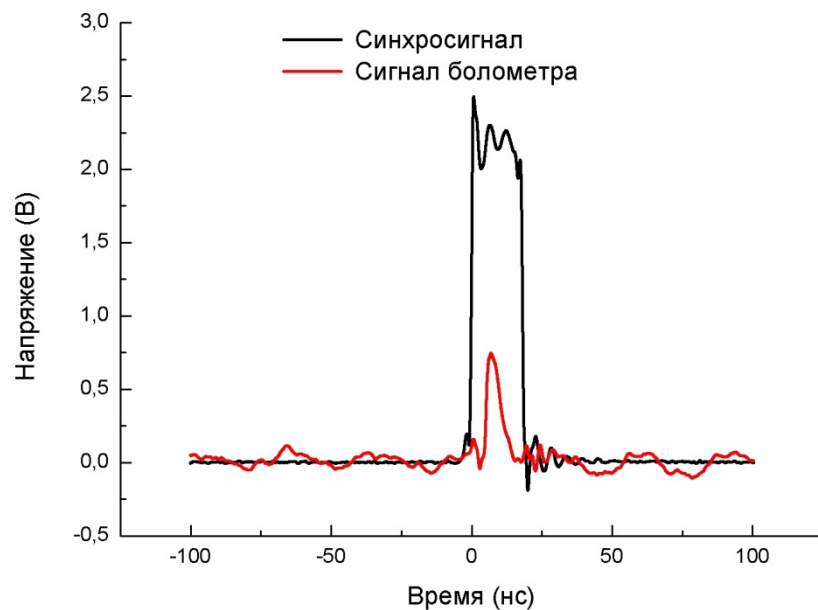


Рисунок 38 – Сигнал с болометра совмещен по фазе с синхросигналом

Накопленный интегратором СД полезный сигнал в виде постоянного напряжения с выхода OUT для контроля подавался на четвертый канал осциллографа. Характерный вид данного сигнала во временной развертке показан на рисунке 39. При регистрации величины постоянного (низкочастотного) сигнала с помощью высокочастотного осциллографа могли быть ошибки, поэтому измерение величины сигнала проводилось с помощью обычного цифрового мультиметра DT-838, подключенного к разъему OUT синхронного детектора.

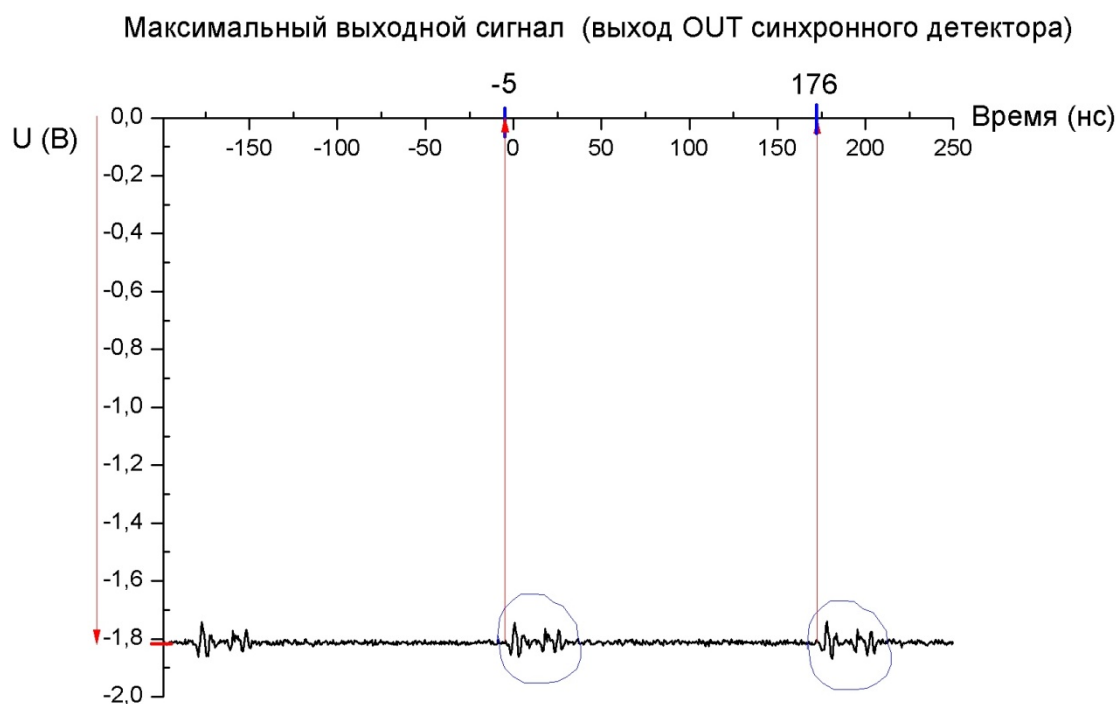


Рисунок 39 – Сигнал с болометра совмещен по фазе с синхросигналом

Коэффициент передачи (усиления) синхронного детектора пропорционален сопротивлению его интегрирующей цепочки R_f . В СД предусмотрено три сопротивления $R_f=100$ кОм, 1 МОм и 10 МОм, которые можно менять с помощью специальных переключателей на передней панели блока управления. Первоначально измерения проводились с наименьшим коэффициентом передачи при $R_f=100$ кОм. При величине сигнала, подаваемого с болометра на вход IN синхронного детектора, равной 200 мВ, напряжение на мультиметре составляло -0.5 В, при минимальной величине сигнала $V_{\min} \approx 20$ мВ - примерно 0.05 В.

Далее мощность терагерцового пучка ослаблялась с помощью поляризатора P_4 и сменных листочков писчей бумаги, которые помещались непосредственно перед входным окном болометра. Один листочек дает ослабление примерно в два раза. Когда сигнал на мультиметре достигал уровня шума, мы последовательно переключались на большее сопротивление R_f . При наибольшем коэффициенте усиления с $R_f=10$ МОм минимально измеримый сигнал на мультиметре составил 100 мВ. Во всех измерениях с мультиметром с помощью ручки смещения нуля постоянного выходного напряжения, размещенной на блоке СД, его показания устанавливались на "ноль" в отсутствии подачи терагерцового излучения на болометр, для чего выходное окно рабочей станции на время закрывалось. Показания мультиметра фиксировались при контроле мощности излучения ЛСЭ на пироприемнике.

В результате максимальный коэффициент усиления полезного сигнала синхронным детектором от минимального уровня мощности излучения, измеримого болометром, составил примерно

40. Тогда полный динамический диапазон болометрического приемника совместно с синхронным детектором составил примерно

$$D \approx D_{\text{бол}} \times 40 = 50 \times 40 = 2000 \text{ или } D \approx 66 \text{ Дб.}$$

Зная динамический диапазон и максимальную мощность терагерцового излучения, регистрируемую болометром (см. выше), можно найти минимальную регистрируемую интенсивность излучения болометра, подключенного к синхронному детектору

$$P_{\text{min}} = \frac{P_{\text{max}}}{D} \approx \frac{9 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}}{2000} = 45 \cdot 10^{-9} \text{ Вт} \quad (6)$$

Согласно паспорту имеющегося у нас акустооптического приемника Голя GC-1D, при оптимальной частоте модуляции 10 Гц максимальная регистрируемая мощность составляет 10^{-6} Вт, минимальная $0.2 \cdot 10^{-9}$ Вт (уровень шума), тогда динамический диапазон приемника равен 5000. Т.е. уровень сигналов (максимальный и минимальный), регистрируемых ячейкой Голя примерно на два порядка меньше, чем у болометра с синхронным детектором, а их динамические диапазоны сравнимы.

5. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ТЕМПОВ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОГО РАСПАДА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ МЕЛКИХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ

5.1 Темпы релаксации возбужденных состояний мелких доноров в кремнии

5.1.1 Волновые функции состояний мелких доноров

Задача о мелком примесном центре, который создается ионом примеси, замещающим один из атомов решетки, подробно исследовалась в рамках метода эффективных масс [3]. Для аналитического определения волновых функций и энергии E мелкого примесного центра в методе эффективной массы решается уравнение Шредингера, в котором потенциал, создаваемый ионом примеси, считался кулоновским. При этом гамильтониан, описывающий состояния донора имеет вид:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_{\parallel}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + \frac{e^2}{\epsilon r}, \quad (7)$$

здесь m_{\parallel} и m_{\perp} – продольная и поперечная эффективные массы электрона в кремнии, а ϵ – диэлектрическая проницаемость кремния. Согласно методу эффективных масс в многодолинных полупроводниках волновые функции донорных состояний являются линейными комбинациями функций различных долин с одной энергией E и представляются в виде [3]:

$$\Psi_l = \sum_l \alpha_l F_n^l(\vec{r}) \varphi_l(\vec{k}, \vec{r}), \quad (8)$$

где $\varphi_l(k, r)$ – блоховская волновая функция на дне зоны проводимости l -ой долины, $F_n^l(r)$ – огибающая волновой функции донорного состояния n -го уровня l -ой долины, а α_l – коэффициенты, определяющиеся из соображений симметрии для точечной группы тетраэдра T_d и отражающие распределение волновой функции по долинам. Суммирование ведется по всем шести долинам кремния, а коэффициенты α_l имеют следующие значения [4]:

$$\begin{aligned} (A_1) \text{ (синглет)} & \quad \frac{1}{\sqrt{6}}(1,1,1,1,1) \\ (E) \text{ (дублет)} & \quad \begin{cases} \frac{1}{2}(1,1,-1,-1,0,0) \\ \frac{1}{\sqrt{12}}(1,1,1,-2,-2) \end{cases} \end{aligned} \quad (9)$$

$$(T_2) \text{ (триплет)} \quad \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}}(1,-1,0,0,0,0) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(0,0,1,-1,0,0) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(0,0,0,0,1,-1) \end{cases}$$

В уравнении Шредингера с гамильтонианом (1), определяющим огибающие волновых функций $F_n^l(r)$, в общем случае переменные не разделяются, и оно не может быть решено в общем виде для произвольных значений m_{\parallel} и m_{\perp} . Поэтому для решения уравнения Шредингера применяется прямой вариационный метод с пробными волновыми функциями, которые для l -ой долины состояний $2p_0$ и $1s$ имеют вид [3]:

$$\begin{aligned} F_{1s}^l(r) &= \frac{1}{\sqrt{\pi a^2 b}} \exp\left\{-\sqrt{\frac{r^2 - x_l^2}{a^2} + \frac{x_l^2}{b^2}}\right\}, \\ F_{2p_0}^l(r) &= \frac{x_l}{\sqrt{32\pi a^2 b^2}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{r^2 - x_l^2}{a^2} + \frac{x_l^2}{b^2}}\right\} \\ F_{2p_{\pm}}^l(r) &= \frac{z_l + iy_l}{\sqrt{64\pi a^4 b^3}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{r^2 - x_l^2}{a^2} + \frac{x_l^2}{b^2}}\right\} \\ F_{2s}^l(r) &= \frac{2 - \sqrt{\frac{r^2 - x_l^2}{a^2} + \frac{x_l^2}{b^2}}}{\sqrt{32\pi a^2 b}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{r^2 - x_l^2}{a^2} + \frac{x_l^2}{b^2}}\right\} \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь ось x_l сонаправлена с осью l -ой долины, a и b – варьируемые параметры, которые находятся минимизацией энергии состояния, используя гамильтониан (1). Вариационный подход дает хорошее согласование полученных значений энергии с точным решением уравнения Шредингера, причем ошибка всегда не превышает восьми процентов, а в изотропном случае ($m_{\parallel} = m_{\perp}$) вообще является точным решением уравнения.

Однако приближение эффективных масс, когда потенциал примеси является кулоновским, не учитывает химическую природу примеси и дает шестикратно вырожденное основное состояние $1s$ с энергией 31.27 мэВ. Реально же это состояние всегда расщеплено на синглет $1s(A_1)$ и отщепленную группу состояний: дублет $1s(E)$ и триплет $1s(T_2)$ [3]. Причем Отклонение энергий $1s$ -состояний, по отношению к энергии, которую дает метод эффективных масс, различно для разных примесей. Для состояний $1s(E)$ и $1s(T_2)$ это отличие не превышает восьми процентов, но для основного состояния $1s(A_1)$ является наиболее существенным, и может превосходить ста процентов.

Так, например, глубина залегания состояния $1s(A_1)$ для донора фосфора $45,2 \text{ мэВ}$, а для висмута $70,98 \text{ мэВ}$.

Видно, что результат вариационного метода решения уравнения Шредингера с гамильтонианом (7) и пробными волновыми функциями (10) плохо описывает $1s$ состояния мелких доноров. Других известных методов расчета волновых функций состояний доноров, дающих результат в аналитическом виде, и которые к тому же учитывали бы химическую природу примеси, на сегодняшний день нет.

Для преодоления обозначенных трудностей (в рамках задачи о расчете темпов междолинных переходов), мы предлагаем использовать следующий подход. Исходя из предположения, что на величину матричного элемента перехода между примесными состояниями при взаимодействии с фононами заметно влияет такой параметр волновых функций как их локализация, а мелкие детали её устройства сказываются не очень сильно, предлагается учитывать химическую индивидуальность примеси только через локализацию волновых функций $1s$ -состояний, а их аналитическую форму записи оставить такой же (10), как предложено в [3]. Параметры же локализации a и b волновых функций для каждого состояния вычислять, используя единственно известный точно параметр, характеризующий состояние, это его энергию. Связь между энергиями $1s$ -состояний и параметрами a и b можно получить, используя квазиклассический метод анализа асимптотического поведения волновой функции на больших расстояниях от примесного иона [5]. Для этого необходимо, чтобы асимптотическое поведение волновой функции вдали от кулоновского центра соответствовало асимптотике, вычисленной в квазиклассическом приближении.

Согласно [5] асимптотика представляет собой экспоненциально спадающую функцию:

$$F(r) = e^{-q(n)r} \quad (11)$$

где $q(n) = \hbar^{-1} \sqrt{2m_i |E| (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 / \gamma)}$, $\gamma = m_i/m_l$, $n = r/r$. Следует отметить, что методика определения асимптотического поведения волновой функции в квазиклассическом приближении не опирается на конкретный вид потенциала донорного центра, т.к. данная асимптотика отражает поведение волновой функции глубоко под энергетическим барьером, созданным ионом примеси, и определяется лишь энергией состояния. В этом смысле область применимости такого метода выходит за пределы области метода эффективных масс.

Приравнивая показатель экспоненты асимптотики (11) к показателю экспоненты волновой функции $1s$ -состояния (10), легко получить следующие выражения для параметров a и b :

$$b^2 = \frac{\hbar^2}{2m_l E}, \quad a^2 = \frac{\hbar^2}{2m_i E} \quad (12)$$

Численные значения этих параметров отличаются от значений, полученных вариационным методом. Например для значения энергии основного состояния $E=31,27 \text{ мэВ}$, которое дает метод эф-

фактивных масс, по формулам (6) параметры a и b имеют равны: $a=4.67 \cdot a_0$, $b=2.13 \cdot a_0$, а в рамках вариационного метода $a=4.58 \cdot a_0$, $b=2.57 \cdot a_0$, где a_0 – постоянная решетки кремния.

Предложенная процедура построения волновых функций $1s$ -состояний с одной стороны очень простым образом привносит в теорию индивидуальность волновых функций различных примесей, что позволяет учесть химический сдвиг состояний доноров, используя известные истинные значения энергий состояний, а с другой – правильно отражает тенденцию изменения локализации волновых функций при изменении энергий состояний доноров. Последнее важно не только для расчета параметров волновых функций состояний в различных донорах (в связи с тем, что энергии состояний в разных примесях отличаются), но и для расчета поведения волновых функций одного и того же примесного центра при деформации кремния, которая приводит к расщеплению и соответственно энергетическим сдвигам различных состояний донора.

5.1.2 Взаимодействие с междолинными фононами.

Вероятность перехода электрона проводимости между различными долинами в предположении, что междолинные константы деформационного потенциала $D_l k$ не зависят от волнового вектора фонона (нулевой порядок) дается формулой [6]:

$$P(k', k) = \frac{\pi(D_l k)^2}{\rho V \omega_q} \delta(E(k') - E(k) - \hbar \omega_q) \quad (13)$$

где $E(k')$ и $E(k)$ – энергии конечного и начального состояний электрона, k и k' – начальный и конечный импульс, ω_q – частота излучаемого (поглощаемого) фонона, ρ – плотность материала, V – его объем, $D_l k$ – междолинная константа деформационного потенциала.

Пользуясь предположением о том, что огибающие $F_n^l(\vec{r})$ достаточно плавные и почти не изменяются на масштабах элементарной ячейки, матричный элемент перехода между примесными состояниями при взаимодействии с фононами можно выразить через матричный элемент перехода между состояниями электрона проводимости:

$$M_{nm}^{lj} = M_0^{lj} \int F_n^{l*}(r) F_m^j(r) e^{i(k-k'-g-q)r} dr \quad (14)$$

здесь M_0^{lj} – матричный элемент перехода между состояниями электрона проводимости, описываемых блоховскими функциями, n и m обозначают номера уровней состояний донора, а l, j номера долин, между которыми происходит переход, g – вектор обратной решетки. Рассматривая формулу (7) как «Золотое правило Ферми» можно извлечь выражение для M_0^{lj} . Тогда матричный элемент перехода между примесными состояниями такими, что в верхнем состоянии перехода электрон локализован в долине с номером l , и с номером j соответственно в нижнем, запишется в виде:

$$M_{nm}^{lj} = \sqrt{\frac{\hbar(D_t k)^2}{2\rho V \omega_q}} \int F_n^{l*}(r) F_m^j(r) e^{i(k-k'-g-q)r} dr, \quad (15)$$

а вероятность перехода в этом случае, согласно «Золотому правилу Ферми»:

$$P_{nm}^{lj} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_q |M_{nm}^{lj}|^2 \delta(\varepsilon_{nm} - \hbar\omega_q), \quad (16)$$

где ε_{nm} - энергия перехода между уровнями n и m . Если учесть, что волновые функции примесных состояний имеют вид (2), т.е. распределены по различным долинам, и $\Psi_n = \sum_l \alpha_l F_n^l(r) \varphi_l(k, r)$ – начальная, а $\Psi_m = \sum_l \beta_l F_m^l(r) \varphi_l(k, r)$ – конечная волновая функция, тогда совершенно очевидно,

что для f - и g -переходов вероятность перехода принимает вид:

$$P_{nm} = K_t \cdot P_{nm}^{lj}, \quad (17)$$

где коэффициент K_t зависит как от симметрии распределения волновых функций по долинам, так и от типа перехода. Для f и g переходов эти коэффициенты имеют вид:

$$\begin{aligned} K_f = & (\alpha_3 \cdot \beta_5 + \alpha_6 \cdot \beta_4)^2 + (\alpha_5 \cdot \beta_3 + \alpha_4 \cdot \beta_6)^2 + (\alpha_3 \cdot \beta_6 + \alpha_5 \cdot \beta_4)^2 + \\ & + (\alpha_6 \cdot \beta_3 + \alpha_4 \cdot \beta_5)^2 + (\alpha_1 \cdot \beta_3 + \alpha_4 \cdot \beta_2)^2 + (\alpha_3 \cdot \beta_1 + \alpha_2 \cdot \beta_4)^2 + \\ & + (\alpha_1 \cdot \beta_4 + \alpha_3 \cdot \beta_2)^2 + (\alpha_4 \cdot \beta_1 + \alpha_2 \cdot \beta_3)^2 + (\alpha_1 \cdot \beta_5 + \alpha_6 \cdot \beta_2)^2 + \\ & + (\alpha_5 \cdot \beta_1 + \alpha_2 \cdot \beta_6)^2 + (\alpha_1 \cdot \beta_6 + \alpha_5 \cdot \beta_2)^2 + (\alpha_6 \cdot \beta_1 + \alpha_2 \cdot \beta_5)^2, \end{aligned} \quad (18)$$

$$K_g = (\alpha_1 \cdot \beta_2)^2 + (\alpha_2 \cdot \beta_1)^2 + (\alpha_3 \cdot \beta_4)^2 + (\alpha_4 \cdot \beta_3)^2 + (\alpha_5 \cdot \beta_6)^2 + (\alpha_6 \cdot \beta_5)^2,$$

здесь α_i и β_j – коэффициенты, определяющие симметрию распределения верхнего и нижнего состояний по долинам соответственно.

Междолинный переход является, как правило, процессом с перебросом, поэтому происходит с участием вектора обратной решетки. Но сразу следует отметить, что междолинный переход между локализованными состояниями, каковыми являются состояния донорного центра, вследствие размытости волновых функций состояний в импульсном пространстве может происходить и без участия вектора обратной решетки. Разумеется, в этом случае вклад в матричный элемент дают лишь «хвосты» волновых функций примесных состояний в k -пространстве.

Теперь перейдем к выбору изоэнергетической поверхности фононов, по которой производится интегрирование при расчете полной вероятности междолинного перехода. Волновой вектор f -фонона в случае процесса с перебросом лежит на самой границе зоны Бриллюэна в направлении близком кристаллографическому направлению $\{100\}$, которое соответствует направлению ориен-

тации долин. Очевидно, что на границе закон дисперсии фононов даже грубо нельзя считать изотропным. Но из соображений симметрии можно заключить, что изоэнергетическая поверхность подходит ортогонально к рассматриваемой границе зоны Бриллюэна. А так как локализация донорных состояний мала по сравнению с периодом обратной решетки, то на масштабах этой локализации данную изоэнергетическую поверхность фононов можно считать плоскостью, подходящей перпендикулярно к границам зоны Бриллюэна в направлениях ориентации долин. В случае же когда междолинный переход с участием f – фонона происходит без переброса, волновой вектор фонона лежит в направлении $\{110\}$, а изоэнергетическая поверхность аппроксимируется тоже плоскостью, но ортогональной волновому вектору f – фонона, т.е. направлению $\{110\}$. Волновой вектор фононов, соответствующий g – переходам, расположен в направлении $\{100\}$ и имеет длину равную примерно третьей части расстояния от центра зоны Бриллюэна до ее края, и в этой области закон дисперсии фононов, по-видимому, можно считать изотропным, а изоэнергетические поверхности, следовательно – сферами.

5.1.3 Влияние одноосной деформации

Деформация приводит к сдвигу по энергии долин зоны проводимости кремния, а, следовательно, к расщеплению и энергетическим сдвигам состояний доноров [4]. Как следствие количественно изменяется и вклад различного типа междолинных фононов в общее время релаксации состояний доноров.

На рисунке 40 для примера показана зависимость энергий уровней донора фосфора в кремнии от энергии междолинного расщепления при одноосном сжатии в направлении $\{100\}$. Черным цветом показаны уровни, принадлежащие 2Δ -долинам, т.е. долинам, вдоль направления сжатия кристалла, серым – принадлежащие 4Δ -долинам. Согласно [7] сдвиг при давлении энергии 4Δ -долин равняется $(-2/3)\Delta$, а сдвиг 2Δ -долин, соответственно – $(+1/3)\Delta$, где Δ – междолинное расщепление. Сдвиг энергии основного состояния $1s(A_1^1)$ и $1s(A_1^u)$ мелких доноров дается следующим выражением:

$$\Delta E_{g.s.} = \Delta_c \left(3 - \frac{1}{6} \frac{\Delta}{\Delta_c} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta}{\Delta_c} \right)^2 - 4 \frac{\Delta}{\Delta_c} + 36} \right) \quad (19)$$

где знаки «+» и «-» соответствуют состояниям $1s(A_1^u)$ и $1s(A_1^1)$, Δ_c – коэффициент, равный одной шестой от энергетического зазора между состояниями $1s(A_1)$ и $1s(E)$ в недеформированном кремнии. Остальные возбужденные состояния донора следуют строго за «своими» долинами. В расчетах учитывалось изменение локализации $1s$ -состояний при изменении его энергии согласно формулам (12).

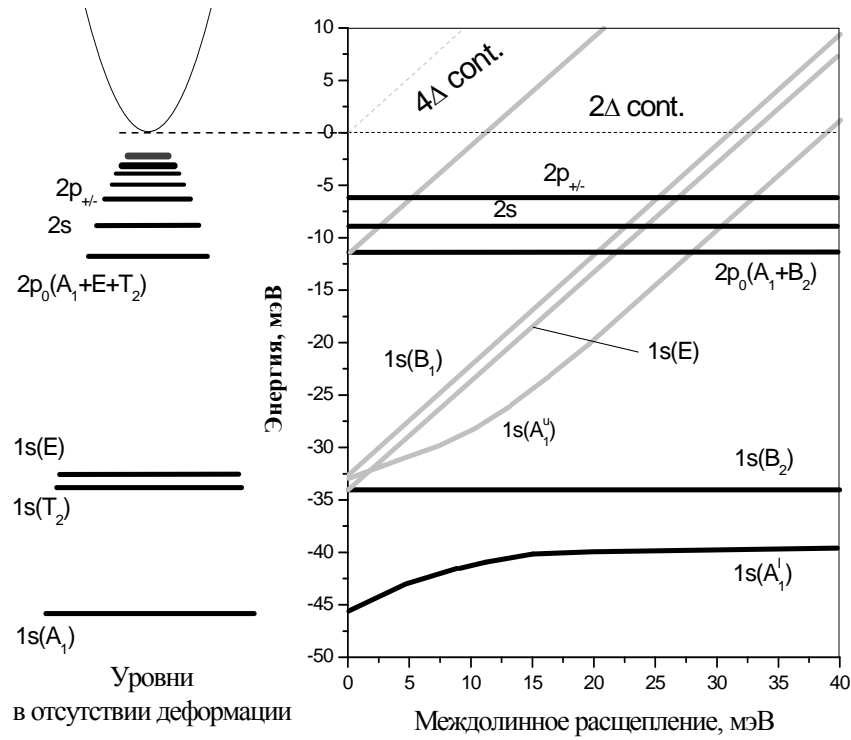


Рисунок 40 – Зависимость энергии уровней донора фосфора в кремнии от междолинного расщепления, образующегося в результате одноосного сжатия в направлении $\{100\}$ (междолинное расщепление пропорционально давлению; для направления сжатия $\{100\}$ давление в 1кбар соответствует приблизительно междолинному расщеплению 8,5 мэВ).

Ниже приведены формулы для коэффициентов $(\alpha_1, \dots, \alpha_6)$, задающих распределение состояний доноров по долинам в деформированном кремнии в направлении (100) [7].

$$A_1^l \quad (c, c, d, d, d, d)$$

$$A_1^u \quad (d \cdot \sqrt{2}, d \cdot \sqrt{2}, c/\sqrt{2}, c/\sqrt{2}, c/\sqrt{2}, c/\sqrt{2})$$

$$E_{(1,2)} \quad \begin{cases} (0, 0, 0, 0, \frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{\sqrt{2}}) \\ (0, 0, \frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, 0) \end{cases} \quad (20)$$

$$B_1 \quad (0, 0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$$

$$B_2 \quad (\frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, 0, 0, 0)$$

Коэффициенты c и d даются следующими выражениями ($\delta = \Delta/\Delta_c$):

$$c = \sqrt{\frac{1}{4} \left(1 - \frac{2 - \delta}{\sqrt{\delta^2 - 4\delta + 36}} \right)}$$

$$d = \sqrt{\frac{1}{8} \left(1 + \frac{2 - \delta}{\sqrt{\delta^2 - 4\delta + 36}} \right)}$$
(21)

Симметричные коэффициенты для междолинных переходов K_f и K_g в деформированном кремнии рассчитываются по тем же формулам (18), как и в случае отсутствия деформации, но, используя, разумеется, другие значения коэффициентов $\alpha_1, \dots, \alpha_6$, которые определены в (21), задающих распределение волновой функции состояния по долинам кремния.

5.1.4 Результаты расчетов темпов безызлучательной релаксации состояний доноров в кремнии

В настоящей работе проведены расчеты времен жизни состояний доноров фосфора, висмута и магния в кристалле кремния, обусловленных междолинными переходами с излучением фононов. Сделаны оценки релаксационных темпов также в одноосно-деформированном кристалле. В донорах фосфора акцент был сделан на состояниях, принадлежащих верхним, 4Δ , долинам зоны проводимости деформированного кремния.

Целью расчетов является теоретическая интерпретация полученных результатов и теоретическое обоснование для предполагаемой в рамках настоящего проекта патентной заявки. В частности, на данном этапе в рамках совместного проекта были проведены измерения времен релаксации возбужденных состояний донора магния в кремнии методом «накачка-зондирование» («pump-probe») с использованием ЛСЭ в центре Гельмгольца в Дрездене-Россендорфе. Накачка излучением ЛСЭ осуществлялась в состояния $2p_0$, $2s$, $2p_{\pm}$. Особенно показательными являются результаты измерения модуляции коэффициента прохождения, когда частота первого импульса (pump) соответствовала переходу $1s(A_1) - 2p_0$. Как и ожидается на основе теоретических представлений pump-probe сигнал при длине волны pump импульса, соответствующего накачке состояния $2p_0$, имеет «длинный хвост» (~ 1 нс), что говорит о том, что время жизни состояния $2p_0$ гораздо длиннее соответствующих времен в донорах V группы.

Доноры магния в кремнии являются междоузельными двухзарядными примесями. Описание волновых функций строилось на основе теории атома гелия. Проведены оценки темпов релаксации нижних возбужденных состояний $1s(E, T_2)$ и $2p_0$. Доноры магния имеют большую энергию ионизации – 107.5 мэВ, а энергия состояний отщепленной группы $1s(E, T_2)$ согласно данным [8] – ~ 52.5 мэВ. Это приводит к тому, энергетический зазор между основным состоянием донорного центра и первым возбужденным довольно большое – 55 мэВ, и оно не совпадает с энергией ни одного междолинного фонона. Ожидалось, что это приведет к большому времени жизни состояний

отщепленной группы $1s(E, T_2)$ (длиннее 10 нс). Но согласно проведенным вычислениям время жизни возбужденных $1s$ -состояний $\sim 0,6$ нс, и обусловлено оно излучением междолинных оптических фононов g -типа. Взаимодействие является нерезонансным, и вклад в матричный элемент перехода дают лишь «хвосты» волновых функций в обратном пространстве. Время жизни состояния $2p_0$ в недеформированном образце кремния определяется взаимодействием с междолинными LA-f фононами и оценивается на уровне 10 нс. Таким образом, поскольку время жизни состояния $2p_0$ существенно длиннее времени жизни состояний группы $1s(E, T_2)$, то можно ожидать, что в условиях оптического возбуждения кремниевого образца, легированного магнием, возможно формирование инверсной населенности, а, следовательно, и усиление электромагнитного излучения на частоте перехода $2p_0-1s(E, T_2)$.

В донорах фосфора в кремнии проанализирована динамика релаксации верхних возбужденных состояний $2p_0$, $2s$, $2p_{\pm}$ (см. рисунок 40), также частично проанализировано влияние одноосной деформации на скорости излучения фононов на различных переходах донорного центра. Большой акцент был сделан на анализе релаксации состояний, связанных с верхними 4Δ -долинами зоны проводимости кремния.

Теоретический анализ показывает, что релаксация состояния $2s$ и $2p_{\pm}$ в условиях отсутствия деформации кристалла определяется внутримолиными процессами взаимодействия электронов с длинноволновыми акустическими фононами. Релаксация состояния $2p_{\pm}$ происходит главным образом на переходе в состояние $2p_0$ при излучении продольных акустических фононов, минуя состояние $2s$, с темпом $1.41 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$. Темп излучения поперечных фононов на этом переходе не существен. Основной канал релаксации состояния $2s$ также на переходе в состояние $2p_0$, но оно, по-видимому, слабо заселяется при оптическом возбуждении легированного образца, поэтому учет этого состояния в общей релаксационной схеме является не очень существенным.

В условиях одноосной деформации появляются каналы релаксации состояний $2s$ и $2p_{\pm}$ на переходе в состояния $1s(B_1)$, $1s(E)$, $1s(A_1^u)$ в случае, когда эти состояния связаны с нижними долинами зоны проводимости кремния, и в одноименные состояния нижних долин в случае, когда они связаны с верхними долинами. На рисунке 41 представлены зависимости темпа релаксации состояний $2p_{\pm}$ и $2p_0$, связанных с верхними долинами зоны проводимости кремния, на переходе в состояния $2p_0$ и $2p_{\pm}$, связанных с нижними долинами, от деформации в кристаллографическом направлении $[100]$ (междолинного расщепления) при взаимодействии с междолинными TA-f фононами. Видно, что зависимости идентичны, только локализованы в различных областях прикладываемого давления (междолинного расщепления).

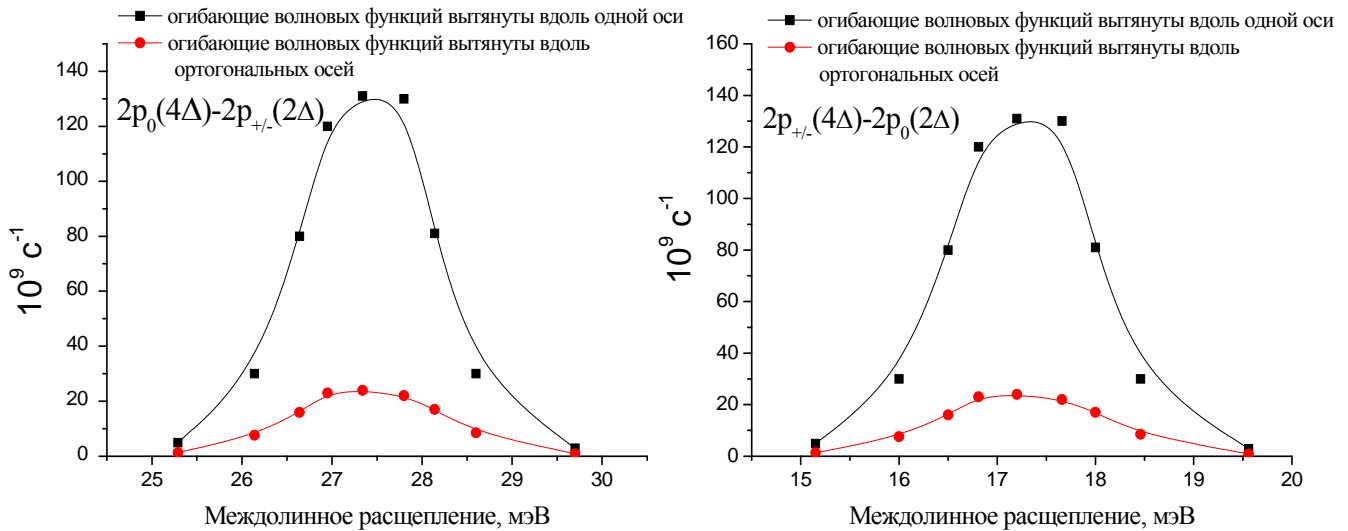


Рисунок 41– зависимости темпа релаксации состояний $2p_{\pm}$ и $2p_0$, связанных с верхними долинами зоны проводимости кремния, на переходе в состояния $2p_0$ и $2p_{\pm}$, связанных с нижними долинами, от деформации в кристаллографическом направлении $[100]$ (междолинного расщепления) при взаимодействии с междолинными ТА-f фононами.

На рисунке 42 представлена зависимость от междолинного расщепления, вызванного деформацией образца в кристаллографическом направлении $[100]$ скорости релаксации состояния $2p_0$, связанного с верхними долинами зоны проводимости кремния, на переходе в состояние $2p_0$, связанного с нижними долинами, при взаимодействии с междолинными ТА-f фононами. Темп такого процесса достигает максимума при междолинном расщеплении 22 мЭВ, что соответствует 2,5 кбар приложенного к образцу давления. При маленьких значениях приложенной деформации (менее 2 кбар) эффективность этого процесса не слишком велика, и основной канал релаксации этого состояния, согласно проведенным расчетам, осуществляется на переходе в состояния $1s(B_1)$ и $1s(E)$ при взаимодействии с междолинными ТА-f и LA-g фононами, общий темп которых $\sim 7 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$. При деформации от двух до трех кбар эффективности релаксации по этим различным каналам становятся сравнимыми.

В донорах висмута в кремнии, энергия основного состояния по сравнению с другими донорами V группы лежит достаточно глубоко относительно дна зоны проводимости кремния – 70.98 мЭВ. Это приводит к некоторым особенностям в картине релаксации носителей при фотовозбуждении среды излучением CO_2 лазера. В частности, большое значение имеет перераспределение носителей заряда по долинам в зоне проводимости. В ходе работ по данному проекту было проанализировано то, каким образом (в какой пропорции) фотовозбужденные носители перераспределяются по долинам в зависимости от одноосной деформации кремниевого кристалла в кристаллографическом направлении $[100]$. Результаты таковы, что при нулевой деформации доля носителей в

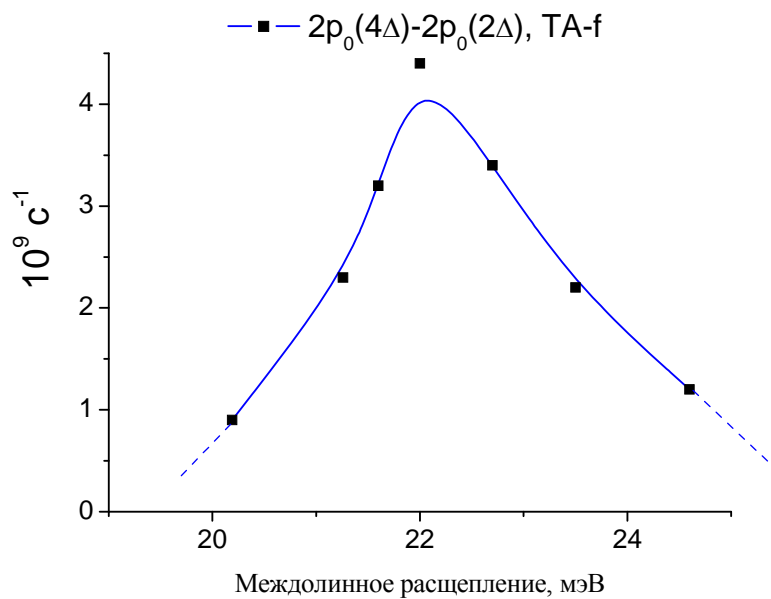


Рисунок 42 – скорость релаксации состояния $2p_0$, связанного с верхними долинами зоны проводимости кремния, на переходе в состояние $2p_0$, связанного с нижними долинами, в доноре фосфора в кремнии при взаимодействии с междолинными ТА-f фононами.

нижних долинах (при нулевой деформации деление долин на верхние и нижние условно, т.к. все долины эквивалентны), очевидно, равняется одной третьей. При возрастании давления на образец, населенность нижних долин растет при том же темпе фотоионизации и при давлении около 3 кбар уже 75% носителей сосредоточены в нижних 2Δ долинах. Так же проведенные расчеты показали, что в релаксации фотовозбужденных носителей в донорах висмута большое значение имеет прямой захват носителей заряда из зоны проводимости сразу в основное состояние при излучении междолинных оптических фононов g-типа. Такой процесс начинает быть эффективным в деформированном кристалле кремния при давлении, соответствующем междолинному расщеплению ~ 14 мэВ, и темп такого процесса при концентрациях легирования $3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ достигает значения $2 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Это очень большое значение, превышающее вероятность каскадного захвата носителей ионизованными примесными центрами, которая оценивается на уровне 10^{10} с^{-1} . Это важный результат, позволяющий сделать вывод, что если создавать источник стимулированного излучения на основе деформированного кремния, легированного, донорами висмута, то рабочий переход такого лазера будет реализовываться между состояниями, принадлежащим верхним 4Δ -долинам зоны проводимости кремния, потому что процесс прямого захвата приводит к «закоротке», а следовательно к малой их заселяемости в условиях оптического возбуждения, состояний нижних долин.

Проведенные расчеты темпов внутрицентральной возбужденных состояний донорных центров в кремнии необходимы для теоретической интерпретации экспериментов измерения временной ди-

намики релаксации методом «накачка-зондирование» с использованием излучения лазера на свободных электронах, которые планируется провести на последующих этапах настоящего проекта.

5.2 Темпы релаксации возбужденных состояний мелких доноров в кристалле германия

На данном этапе рассчитаны темпы релаксации нижних возбужденных состояний доноров мышьяка As и сурьмы Sb в кристалле германия. Также теоретически были рассмотрены процессы внутризонной релаксации фотоионизованных носителей заряда и захвата носителей потенциалом ионизованного примесного центра. Целью таких работ является интерпретация проведенных ранее в рамках данного совместного Российско-Германского проекта измерений времени рекомбинации фотоионизованных носителей заряда в легированном мелкими примесями германии. Эти измерения были выполнены в центре Гельмгольца в Дрездене-Россендорфе на rmp-probe установке на базе лазера на свободных электронах (FELBE). Результаты этих измерений опубликованы в научном журнале [9]. Также целью является создание теоретического задела для будущих измерений, которые планируется провести на стоящейся в рамках настоящего проекта установке по измерению времен быстропротекающих процессов на базе лазера на свободных электронах в Новосибирске.

В отличие от кремния в кристалле германия минимумы зоны проводимости (долины) лежат на кристаллографических осях, соответствующих направлению не $[100]$, а $[111]$, и лежат на самой границе зоны Бриллюэна. Этот факт приводит к тому, что анализ междолинных процессов электрон-фононного взаимодействия технически становится более сложным.

Для описания состояний мелких примесей в кристалле германия, так же как и в случае кремния, использовался метод эффективных масс. Огибающих волновых функций состояний мелких доноров в используемой расчетной модели также описываются формулами (10). Для состояний типа $1s$ параметры, определяющие локализацию волновых функций в пространстве, вычислялись на основе анализа асимптотического поведения функции на большом удалении от примесного иона, которое дает универсальную связь между этими параметрами и энергией состояния [5]. Для вышележащих состояний, параметры локализации взяты из литературных источников, которые рассчитаны вариационным методом. Значения параметров a и b , задающих локализацию в пространстве волновых функций состояний донора мышьяка As и сурьмы Sb в кристалле германия, представлены в таблице 7.

Таблица 7 – Значения параметров **a** и **b**, определяющих локализацию в пространстве волновых функций состояний доноров мышьяка и сурьмы в кристалле германия. Параметры указаны в единицах постоянной решетки германия $a_0 = 0.565 \times 10^{-7}$ см.

		1s(A)	1s(T ₂)	2p ₀	2p _±
Ge:As	a	10.25	12.25	7.1	14.12
	b	2.33	2.77	2.75	5.71
Ge:Sb	a	11.95	12.22	7.1	14.12
	b	2.7	2.77	2.75	5.71

Релаксация возбужденных состояний мелких доноров в кристалле германия определяется в основном внутривалентными процессами электрон-фононного взаимодействия. Методика расчета темпов излучения длинноволновых акустических фононов на переходах между связанными электронными состояниями изложена в книге [10]. Согласно этому подходу вероятность перехода между примесными состояниями с номерами *n* и *m* со спонтанным излучением длинноволнового фонона дается выражением:

$$W_{nm} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{\pi E_D^2 q}{\rho v} |M_{nm}(q)|^2 \delta(\varepsilon - \hbar \omega_q) d^3 q \quad (22)$$

Здесь E_D – деформационный потенциал, который для взаимодействия с продольными и поперечными фононными модами выражается следующими формулами:

$$E_D = \Xi_u \cos^2 \mathcal{G} + \Xi_d \quad (23)$$

$$E_D = \frac{1}{2} \Xi_u \sin 2\mathcal{G}$$

где \mathcal{G} – угол между волновым вектором фонона \mathbf{q} и осью симметрии долины, Ξ_u и Ξ_d константы деформационного потенциала, которые для кристалла германия имеют следующие значения [11]:

$$\Xi_d = -4.3 \text{ эВ}, \quad \Xi_u = 16.5 \text{ эВ}$$

При расчетах считалось, что закон дисперсии фононов изотропный, изоэнергетические поверхности фононов, таким образом, представляют собой сферы.

Результаты расчетов темпов релаксации нижних возбужденных состояний доноров мышьяка и сурьмы в кристалле германия представлены в таблице 8

Таблица 8 – темпы релаксации нижних возбужденных состояний доноров мышьяка и сурьмы в кристалле германия при излучении акустических фононов. Прочерками указаны темпы, значением которых можно пренебречь.

		1s(T₂)–1s(A₁)	2p₀ – 1s(A₁)	2p₀ – 1s(T₂)
Ge:As	Продольные моды	$1.37 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$	$4.3 \times 10^8 \text{ c}^{-1}$	$4 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$
	Поперечные моды	$5 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$	–	–
Ge:Sb	Продольные моды	$1.6 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$	$4.17 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$	$5.17 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$
	Поперечные моды	$1.25 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$	$1.5 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$	$2.8 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$

Взаимодействие с поперечными модами на внутрицентровых переходах значительно слабее взаимодействия с продольными, и в случае многих переходов в донорах мышьяка темпами излучения поперечных фононов можно пренебречь.

Расчеты показывают, что в донорах в кристаллах германия, которые имеют относительно большой химический сдвиг, как, например, примесь мышьяка, релаксация отщепленного 1s-состояния (1s(T₂)) гораздо быстрее, чем релаксация состояния 2p₀. На основании этого можно предположить, что в германии, легированном донорами мышьяка можно пытаться получить эффект стимулированного излучения на частоте 1,25 ТГц.

5.3 Теоретический анализ внутризонной релаксации и захвата примесными центрами фотоионизованных носителей заряда в кристалле германия

Анализ внутризонных релаксационных процессов необходим для интерпретации проведенных измерений времени рекомбинации фотоионизованных носителей заряда, которые выполнены в рамках настоящего Российско-Германского проекта. Эксперимент проводился в центре Гельмгольца в Дрездене-Россендорфе с использованием лазера на свободных электронах (FELBE).

Охлажденный до температуры жидкого гелия образец кристаллического германия, легированного мелкими донорами сурьмы или акцепторами галлия, подвергался действию рimp- импульса,

при котором носители заряда переходят из основного состояния примеси в дно зоны проводимости или валентной зоны (в зависимости от типа примеси). При этом происходит вторичное возбуждение фотоионизованных носителей в более высокоэнергетичное состояние зоны непрерывного спектра. В случае полупроводника р-типа это вторичное возбуждение происходит на внутривзрывных переходах между состояниями легких и тяжелых дырок (Рисунок 43).

В случае полупроводника n-типа вторичное возбуждение возможно лишь при участии третьего тела, которым могут быть либо фононы, либо какие-либо дефекты. Согласно проведенным оценкам приоритетным является процесс возбуждения при рассеянии на ионизованных примесях. Далее с некоторой изменяемой задержкой образец облучался вторым импульсом (probe-импульс), имеющим ту же частоту, но меньшую интенсивность. Этот второй импульс является зондирующим, и, изменяя время задержки между pump и probe импульсом, измеряется время восстановления коэффициента прохождения на данной частоте в среде, которое связывается с релаксационными темпами в континууме состояний и темпами внутрицентровых переходов.

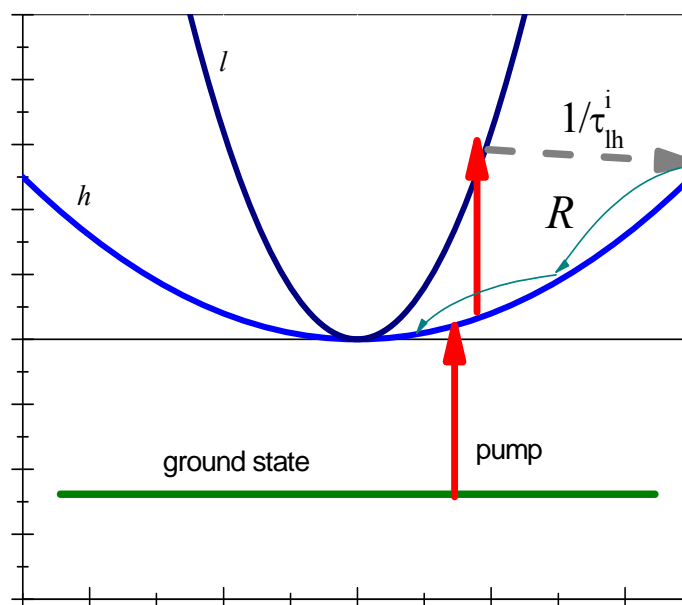


Рисунок 43 – Схема возбуждения носителей в кристалле германия, легированном мелкими акцепторными центрами. Красные стрелки указывают оптические переходы под действием излучения лазера на свободных электронах, другие стрелки – переходы с излучением фононов.

Для анализа динамики релаксации неравновесных состояний в германии, легированном акцепторами галлия были проведены следующие теоретические расчеты и оценки:

1) сечение фотоионизации акцептора галлия в кристалле германия, которое согласно оценкам составляет $-8 \times 10^{-15} \text{ см}^2$;

2) зависимость от температуры кристалла сечения вторичного возбуждения ионизованных носителей в подзону легких дырок. Результаты расчета представлены на графике (рисунок 44);

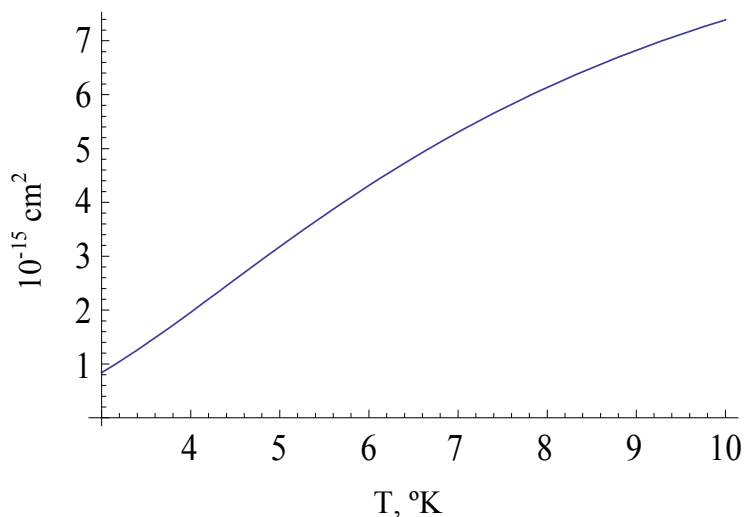


Рисунок 44 – Зависимость от температуры сечения поглощения излучения на переходах между состояниями, принадлежащими подзонам легких и тяжелых дырок. Расчет проводился на основе подхода, описанного в работе [9.5.12].

3) скорости релаксации носителей в валентной зоне при взаимодействии с фононами. Определяющим, согласно расчетам, является процесс релаксации внутри подзоны тяжелых дырок. Результаты представлены на рисунке 45. Расчеты выполнялись на основе подхода, описанного в работе [6].

4) Оценки скорости захвата носителей из валентной зоны ионизованными акцепторными центрами. Использована теория, развитая Абакумовым В.Н., Перель В.И., Ясиевич И.Н., учитывающая особенности захвата при различных концентрациях легирования образца [13].

На основе этих расчетов были вычислены временные динамики населенностей дырок в раз-

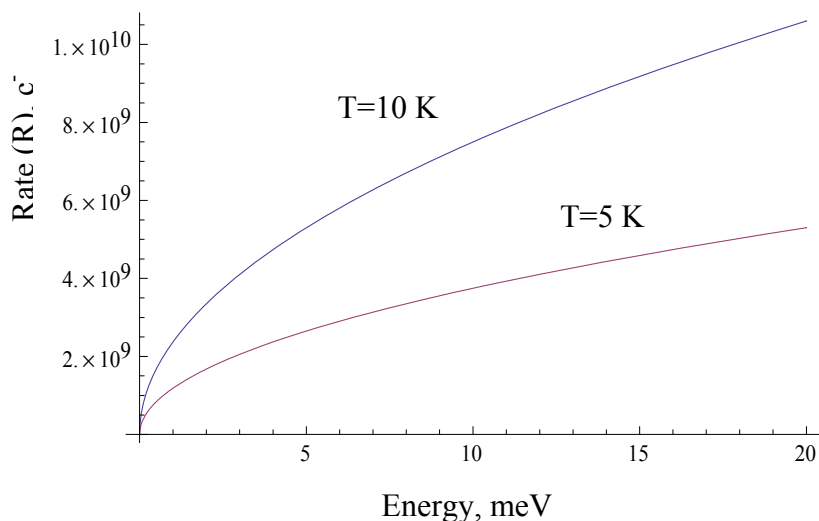


Рисунок 45 – Зависимость от энергии в зоне скорости релаксации тяжелых дырок при двух значениях температуры кристалла

личных состояниях валентной зоны и в основном состоянии примеси при различных мощностях излучения лазера на свободных электронах. Результаты представлены на рисунке 46.

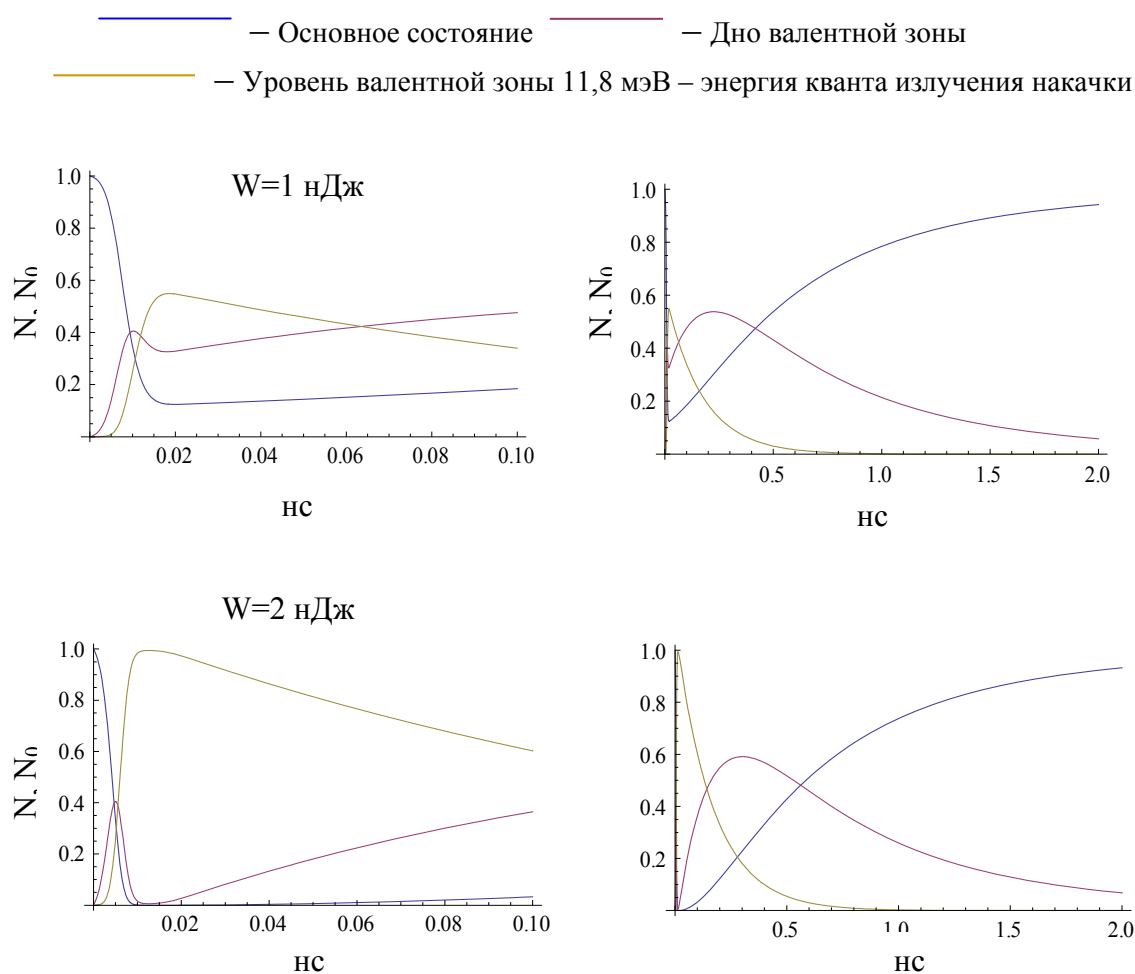


Рисунок 46– Зависимости населенностей различных дырочных состояний от времени при различных значениях энергии рипр-импульса излучения лазера на свободных электронах; N_0 – концентрация легирования.

В отличие от случая полупроводников р-типа в германии, легированного мелкими донорами (в нашем случае мышьяка и сурьмы) вторичное возбуждение в зоне проводимости происходит за счет рассеяния на ионизованных примесях. Такой механизм является определяющим при концентрации центров заряда более 10^{10} см^{-3} . В настоящей работе произведена оценка сечения такого процесса на основе подхода, описанного в [14]. Температурная зависимость сечения поглощения на переходах внутри зоны проводимости кристалла германия представлена на рисунке 47.

Релаксация вторично возбужденных электронов на уровень энергии в зоне проводимости, соответствующий энергии кванта излучения лазера, определяется взаимодействием электронов с длинноволновыми акустическими фононами. Характерное время такой релаксации согласно оценкам – 130 пкс, что очень близко к значению ~ 100 пкс, полученному в эксперименте. Возможна

также релаксация за счет междолинных процессов электрон-фононного взаимодействия, но оценки показывают, что эффективность таких процессов – они дают темп менее, чем 10^9 с^{-1}

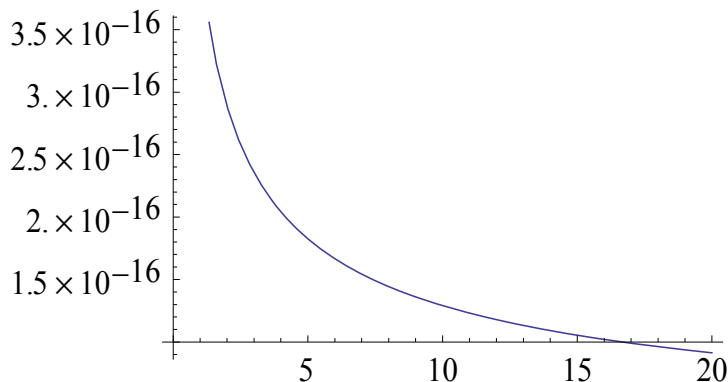


Рисунок 47 – Температурная зависимость сечения поглощения излучения лазера на свободных электронах на длине волны 105 мкм при рассеянии на ионизованных примесях. Сечение указано в см^2 , температура в К.

Результаты теоретических исследований находятся в хорошем соответствии с результатами эксперимента по измерению временной динамики релаксации неравновесных дырочных состояний в кристалле германия методом «накачка-зондирование» и выполненным с использованием лазера на свободных электронах.

5.4 Внутрицентровая релаксация состояний акцептора бора в кристалле кремния

На данном этапе проведены так же расчеты темпов релаксации состояний акцептора бора в кристалле кремния при взаимодействии с фононами в условиях температур жидкого гелия. Равновесных фононов, соответствующих энергиям переходов между уровнями примеси при температуре жидкого гелия пренебрежимо мало, значит, релаксация дырок по акцепторным состояниям идет со спонтанным испусканием акустических фононов. Были рассчитаны времена переходов между нижними состояниями бора при спонтанном испускании таких фононов. Выражение для такого времени перехода имеет вид:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{V}{(2\pi)^3} \int W_{i \rightarrow f}(\mathbf{q}) d^3 \mathbf{q} \quad (24)$$

Где V – объем образца, \mathbf{q} – волновой вектор фонона. $W_{i \rightarrow f}(\mathbf{q})$ - вероятность перехода в единицу времени (интенсивность переходов) между примесными уровнями при испускании фонона с волновым вектором \mathbf{q} . Интегрирование ведется по всему пространству волновых векторов фононов. Интенсивность переходов согласно золотому правилу Ферми имеет вид:

$$W_{i \rightarrow f}(\mathbf{q}) = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{i \rightarrow f}|^2 \delta(E_i - E_f - \hbar\omega_{\phi}) \quad (25)$$

Где $M_{i \rightarrow f}$ - матричный элемент перехода между примесными состояниями под действием деформационного потенциала, создаваемого акустическим фононом, E_i и E_f - энергии начального и конечного состояний соответственно, $\hbar\omega_{\phi}$ - энергия акустического фонона.

Для расчета матричного элемента перехода между состояниями бора, нужно находить скалярное произведение функции начального состояния дырочно – фононной системы, возмущенной деформационным гамильтонианом взаимодействия H_d между фононами и функцией конечного состояния:

$$M_{i \rightarrow f} = \left\langle \Phi_1 \left| \int \Psi_f |H_d| \Psi_i^* d^3\mathbf{r} \right| \Phi_0 \right\rangle \quad (26)$$

Где $\Psi_{f,i}$ - огибающие волновые функции локализованных состояний дырок на акцепторах. Отметим, что волновые функции фононов $\Phi_{1,0}$ рассматриваются в представлении чисел заполнения с числом фононов $n=0$ – начальное состояние и $n=1$ – конечное состояние. Энергии и волновые функции состояний акцепторов были рассчитаны методом, учитывающим влияние на спектр состояний бора спин – отщепленной подзоны и химического сдвига. Отметим, что волновые функции дырок, связанных с примесью являются шестимерными вектор - функциями.

Для фононов с энергиями, меньшими величины спин – орбитального расщепления края валентной зоны в кремнии (40 мэВ), деформационный гамильтониан H_d имеет вид:

$$H_d = \begin{vmatrix} f & h & j & 0 & 0 & 0 \\ h^* & g & 0 & j & 0 & 0 \\ j^* & 0 & g & -h & 0 & 0 \\ 0 & j^* & -h^* & f & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (27)$$

где:

$$f = a(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + \frac{b}{2}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} - 2\varepsilon_{zz})$$

$$g = a(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) - \frac{b}{2}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} - 2\varepsilon_{zz})$$

$$h = -id(\varepsilon_{xz} - i\varepsilon_{yz})$$

$$j = \frac{\sqrt{3}}{2}(b(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}) - 2id\varepsilon_{zz})$$

Где a , b и d – константы деформационного потенциала. Значения этих констант использованные при расчете: $a = 3.8$ эВ, $b=1.4$ эВ, $d=3.1$ эВ, ε_{ij} - компоненты тензора деформации ($i,j =x,y,z$). Эти компоненты выражаются через компоненты временной амплитуды вектора смещения атомов решетки, создаваемого фононом:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \right) \quad (28)$$

Амплитуда вектора смещения ξ имеет вид:

$$\xi = \frac{1}{\sqrt{V}} \left[\frac{\hbar a_0^3}{4M\omega_\phi} \right]^{1/2} \mathbf{I} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} b_q^+ \quad (29)$$

Здесь M - масса иона кремния, $a_0 = 5.43$ А - величина постоянной решетки кристалла кремния, \mathbf{I} - единичный вектор поляризации, b_q^+ - оператор рождения фонона, действующий на фононные волновые функции.

Описанным выше методом были рассчитаны времена переходом между основным и тремя нижними возбужденными состояниями. Результаты расчета представлены в таблице. В первом столбце и первой строке – представлены состояния бора. На пересечении соответствующей строки и столбца – времена переходов с верхнего состояния на нижнее с испусканием фонона. Первой состояние – основной уровень, второе - $1s$ – подобное состояние, относящееся к спин – отщепленной подзоне, третье и четвертое – p – подобные нечетные возбужденные состояния. В скобках в верхней строке представлены энергии связи состояний.

Таблица 9 – темпы безызлучательной внутрицентральной релаксации состояний акцептора бора в кристалле кремния

	$1\Gamma_8^+$ (45. мэВ)	$1\Gamma_{6,s.o.}^+$ (18 мэВ)	$1\Gamma_8^-$ (15.5 мэВ)	$2\Gamma_8^-$ (11.4 мэВ)
$1\Gamma_8^+$	-	20 нс	1.5 нс	м
$1\Gamma_{6,s.o.}^+$	20 нс	-	0.45 нс	1.1 нс
$1\Gamma_8^-$	1.5 нс	0.45 нс	-	0.05 нс
$2\Gamma_8^-$	2.5 нс	1.1 нс	0.05 нс	-

Видно, что переходы с нижнего возбужденного четного состояния на основное – медленные, поскольку эти два состояния относятся к разным подзонам, и переход между ними квазизапрещен.

6. АННОТИРОВАННЫЙ ОТЧЕТ ИНОСТРАННОГО ПАРТНЕРА

6.1 Подготовка рабочей станции по Рамановской спектроскопии на базе ЛСЭ в Дрездене-Россендорфе (FELBE).

Подготовлены и испытаны различные варианты/конфигурации оптической схемы по наблюдению КРС (комбинационного рассеяния света) излучения дальнего ИК диапазона (длины волн более 4 мкм) лазера на свободных электронах (ЛСЭ FELBE) в научном центре Гельмгольца в Дрездене-Россендорфе (HZDR).

Для 1-го варианта оптической конфигурации с транспортным гелиевым сосудом и криогенной оптической вставкой (см. рисунок 48) собрана и протестирована пара криогенных вставок с различной длиной оптического хода для работы в условии разного положения зеркала (уровня) жидкого гелия в транспортном криостате (взят за базу 100 литровый STRATOS SL100 европейского концерна Praxisaig – основного поставщика для немецких исследовательских институтов). В данных системах обеспечивается специальная геометрия наблюдения с минимальным расстоянием между излучателем и детектором, порядка 1 см, оптимальная для наблюдения эффектов спонтанного излучения ТГц диапазона частот. Ввод излучения накачки от лазера на свободных электронах осуществляется стандартной отражающей оптикой на оптическом столе в лаборатории (см. рисунок 49) для типичного построения оптических элементов в лаборатории HZDR-FELBE 113f), и затем юстировочным(и) зеркалом, зафиксированным на верхней части криостата. Выполнены тесты, оценивающие уровень потерь оптического сигнала до образца, которые составляют от 3 до 10 дБ в зависимости от формы входящего пучка. Заметим, что для минимизации потерь в стенках волновода в криогенной вставке приходится специальным образом диафрагмировать выходной пучок лазера, что в конечном счете отражается на общих оптических потерях, которые оцениваются в 5-18 дБ в зависимости от длины волны накачки и диаграммы распределения мощности в пучке, очень разной для различных длин волн, использованных в данных тестах. Потери в линиях поглощения водяного пара предложено уменьшать за счет построения специального тента над установкой с заполнением пространства осушенным воздухом.

Проведены предварительные тесты для определения уровня потерь в атмосфере.

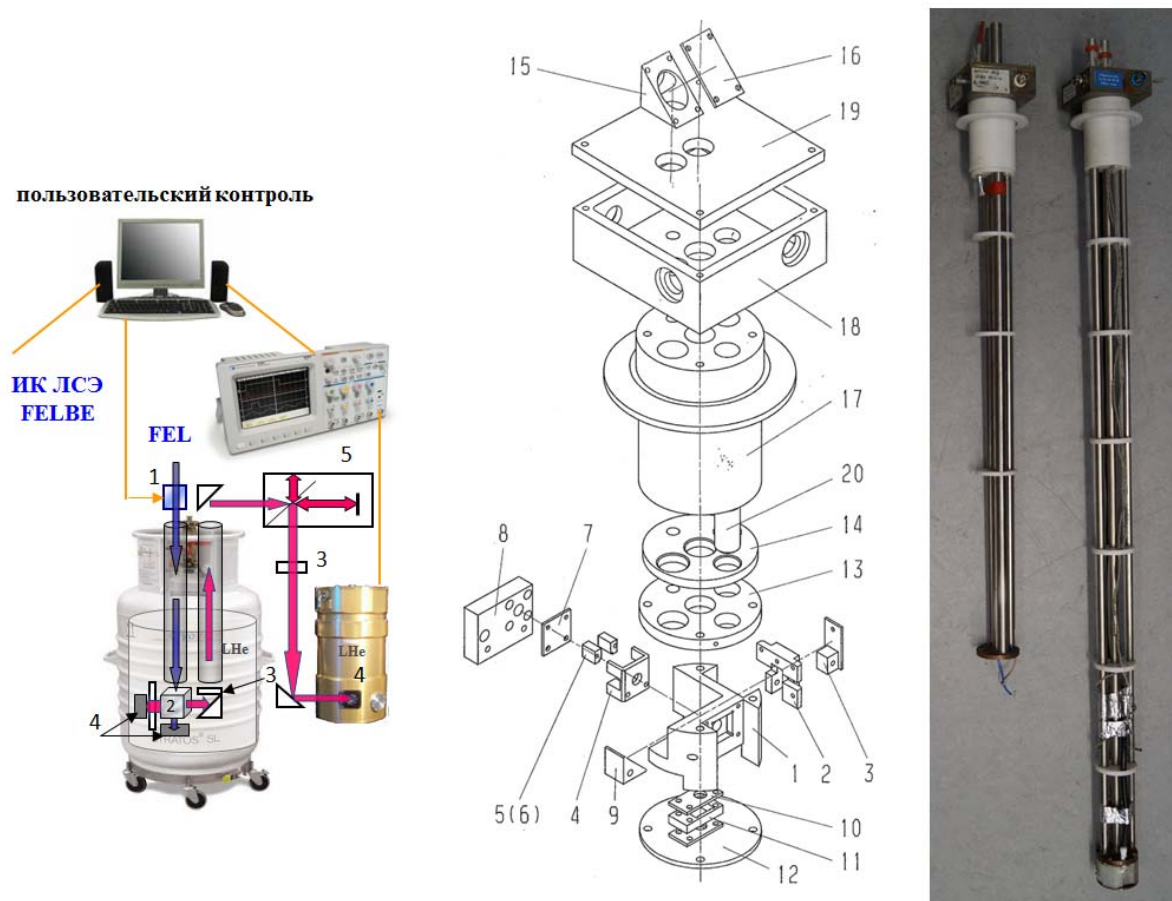


Рисунок 48 – Схема эксперимента для наблюдения КРС в упрощенном оптическом варианте, использующем транспортный сосуд с жидким гелием (в центре). Криогенная вставка (справа) в транспортный сосуд обеспечивает оптимальные расстояния между образцом (2) и встроенным чувствительным детектором (4). Два различных собранных варианта обеспечивают возможность выбора укороченной длины оптического пути для накачивающего и КРС излучения из криостате при различном уровне жидкого гелия.

Функциональность конфигурации в целом и чувствительность приема излучения в канале накачки (используется юстировочный Ge:Ga приемник на основе фотопроводимости в направлении излучения накачки, расположенный за исследуемым образцом) и в канале излучения комбинационного рассеяния света (используется Ge:Ga приемник на основе фотопроводимости в направлении, перпендикулярном направлению излучения накачки, расположен сбоку от исследуемого образца за специальным оптическим фильтром, подавляющим излучение накачки: набор из монокристаллов CaF₂, Al₂O₃ толщиной 1 мм).

Отметим, что в данное время на FELBE идет установка нового линейного ускорителя (пробный пуск намечен на вторую половину 2015 г.), что должно обеспечить увеличение выходной мощности в интересующем нас диапазоне длин волн.

В целом, данный упрощенный вариант оптической схемы подготовлен для проведения исследований.

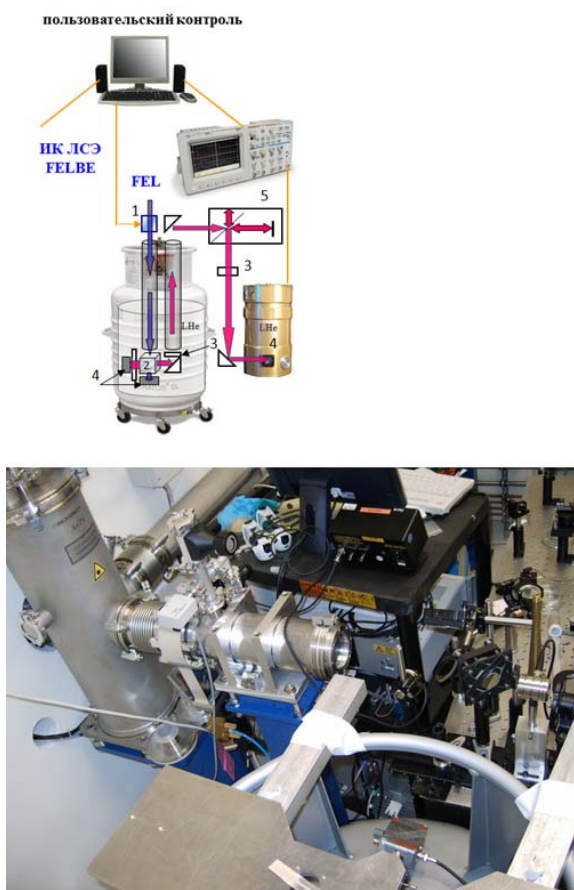


Рисунок 49 – Расстояния для фокусов оптических развязок излучения из длинноволнового инфракрасного ондулятора FEL II (сверху) и типичная конфигурация оптических элементов на оптическом столе в лаборатории HZDR-FELBE 113f (внизу), выбранной для проведения экспериментов по наблюдению КРС.

Для 2-ого варианта (возможная окончательная конфигурация), подготовлен и опробован специальный модуль в проточный гелиевый криостат, в котором излучатель находится на т.н. холодном пальце, а детектор для диагностики излучения – в непосредственной близости от него, также к термическим контактам к холодному пальцу. Данная конфигурация (рисунок 50), как и предполагалось, показала значительный выигрыш в юстировке и получении максимальной возможной мощности накачивающего излучения на образце (по измерению прошедшего исследуемый образец сигнала за пределами криостата), сохраняя небольшие расстояния до диагностирующего КРС излучения детектора. К сожалению, на момент отчета, не достигнуто глубокое охлаждение (менее 10 К), необходимое для устойчивой работы встроенного детектора, несмотря на достижение рабочей температуры в 5.8 К на холодном пальце. Работа по улучшению теплового контакта для детектора продолжается.

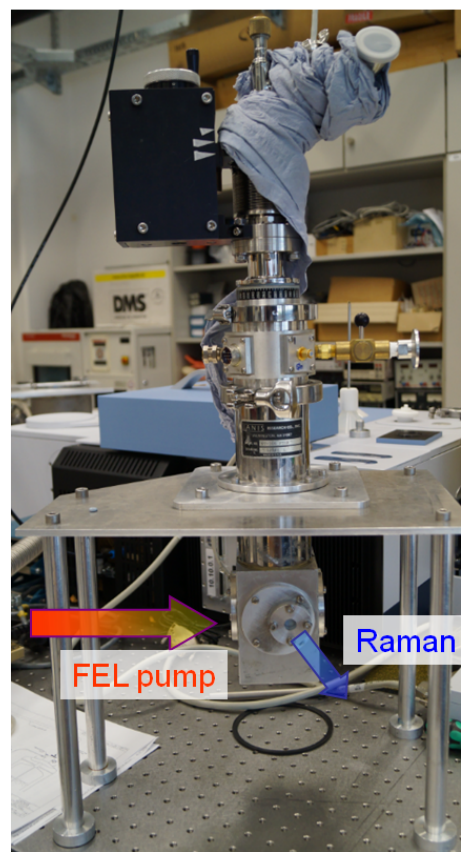
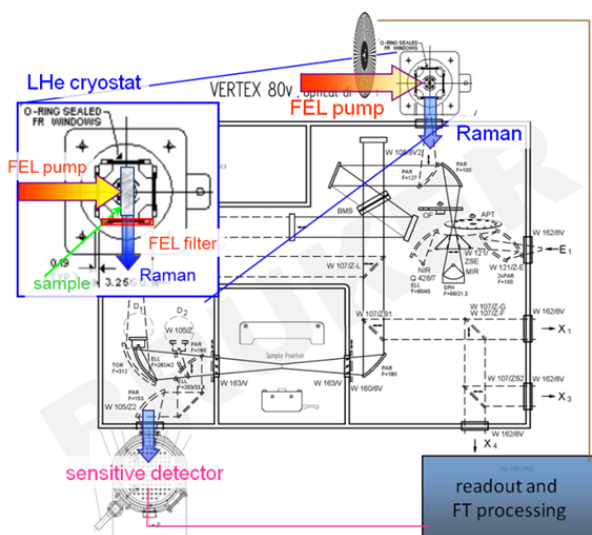


Рисунок 50 – Слева: блок-схема эксперимента для наблюдения КРС в варианте, использующем проточный гелиевый криостат Janis с холодным пальцем (в центре) и коммерческий спектрометр (Bruker Vertex). Справа на фото: Криостат (в сборе) для проведения тестов. В криомодуле обеспечен волноводный вывод КРС излучения вплоть до адаптера при комнатной температуре в направлении, обозначенном на фото (**Raman**). Накачка излучения происходит в ортогональном к выходу направлении через алмазное окно (**FEL pump**). Подготовлен электрический ввод в криостат по чувствительному (высокоомный вход, стандартная схема фотоприема) и высокоскоростному приему (SMA адаптеры, коаксиальный трубчатый ввод до приемника, развязка по переменному и постоянному току).

Для спектрального приема создан и опробирован код работы для стандарта National Instruments, обеспечивающий ускоренный (по сравнению со стандартным) сбор и обработку спектральных данных. Данная опция позволит оценивать спектральную информацию в режиме реального времени, а также минимизировать время необходимое для последующей компьютерной обработки данных, как например, динамики спектральных линий с временным разрешением приемника КРС излучения. Технические вопросы о работе полной системы обсуждались между немецкими партнерами по проекту, как при совместной реализации в лабораториях, так и при личных контактах и совместной подготовке публикаций, включая предоставление предварительных результатов на рабочих совещаниях, при подачах заявок на проведение работ в центрах коллективного пользования (FELBE) и др.

3-й вариант (возможная окончательная конфигурация), отличающийся от 2-го использованием имеющегося у центра (FELBE) коммерческого Фурье-спектрометра (Bruker Vertex), находится в

стадии заказа стандартного расширения от фирмы Bruker, а именно модуля RAM II. После проведенных тестов в лаборатории технического университета и консультаций с сотрудниками фирмы Bruker решено отказаться от использования многоцелевого криостата Janis и перейти к специализированному для исследований КРС сигналов криостату Optistat CF-V2 фирмы Oxford Instruments, обладающему укороченными расстояниями до образца и повышенной светосилой (относительным отверстием). В настоящее время проводятся консультации по окончательной конфигурации модуля RAM II, который будет поставлен летом 2015 (расходы на приобретение модуля заложены в немецкой части проекта – на балансе технического университета Берлина).

6.2 Подготовка рабочей станции по нелинейной спектроскопии на базе ЛСЭ в Дрездене-Россендорф (FELBE)

Подготовлены два основных варианта/конфигурации оптической схемы по нелинейной спектроскопии дальнего ИК диапазона на базе лазера на свободных электронах (ЛСЭ) в научном центре Гельмгольца в Дрездене-Россендорфе (FELBE):

Для варианта, предполагающего использование имеющегося у центра (FELBE) коммерческого Фурье-спектрометра (Bruker Vertex) и адаптированного к нему проточного гелиевого криостата (Janis), будет использован криомодуль, разработанный и проверенный для наблюдения эффектов КРС (см. рисунок 50). Для ввода накачивающего излучения ЛСЭ в криостат с исследуемым образцом под острым углом к оптической оси спектрометра, через те же оптические окна в криостате, подготовлены специальные стенки с оптическими входами для камеры спектрометра, в которой позиционирован криостат, а также сделаны юстировочные зеркала для указанной камеры. В настоящее время ведутся консультации с сотрудниками фирмы Bruker о предоставлении алгоритма распознавания абсолютного положения подвижного зеркала в плече интерферометра для программы внешнего управления. Такая программа находится в стадии разработки, пишется в коде National Instruments. Она позволит записывать интерферограммы, снятые в режиме пошаговой записи (step-scan) спектрометра с высоким временным разрешением, обеспечиваемым разрабатываемым в рамках проекта высокоскоростным широкополосным приемником на базе охлаждаемых полупроводниковых фоторезисторов. На данном этапе достигнуто временное разрешение ограниченное практически фундаментальным временем жизни носителей в германии. Для этого использовался специально подготовленный материал с сильным легированием акцепторами (галлий, до $1.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и одновременно с его сильной компенсацией донорами (сурьма, до $1.2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$), который обеспечил времена порядка десятков пикосекунд – на настоящее время мировой рекорд для германиевых приемников. Данная схема готова к проведению экспериментов. В то же время идет параллельно поиск альтернативных приемников излучения с близкими по величине скоро-

стями отклика, но существенно большей чувствительностью, например за счет сильного межзонного оптического поглощения в узкощелевых полупроводниках.

Коллегами из центра Гельмгольца (HZDR) почти закончена сборка установки по неравновесной спектроскопии «FEL pump / broadband THz probe spectroscopy», предусматривающей использование специального источника ТГц излучения на базе титан-сапфирового лазера (ТСЛ) и полупроводникового преобразователя короткоимпульсного излучения ТСЛ в широкополосный импульс ТГц излучения. На рисунке 51 показана ключевая часть схемы этой установки, использующая узкополосное интенсивное излучения ЛСЭ в ИК диапазоне и излучение регенерационного лазерного усилителя в ближнем ИК диапазоне (40 фс, 5-10 мкДж, 100-300 кГц). Желтая прерывистая линия показывает путь луча ЛСЭ, который фокусируется на исследуемом образце и коллимируется внеосевым параболическим зеркалом. Луч ближнего ИК диапазона (отмеченный красным) служит для генерации широкополосного ТГц излучения (линия, показанная оранжевыми точками) и детектирования прошедшего широкополосного излучения через электрооптическую схему. В месторасположении исследуемого образца может быть расположен проточный гелиевый криостат (не показан на рисунке) для измерений при низких температурах вплоть до 4 К. Для электрооптического детектирования возможны два варианта сканирования: пошаговое сканирование и быстрое сканирование, которые базируются на использовании линии задержки и механического прерывателя соответственно. В настоящее время проведено несколько пробных экспериментов для тестирования и оптимизации установки.

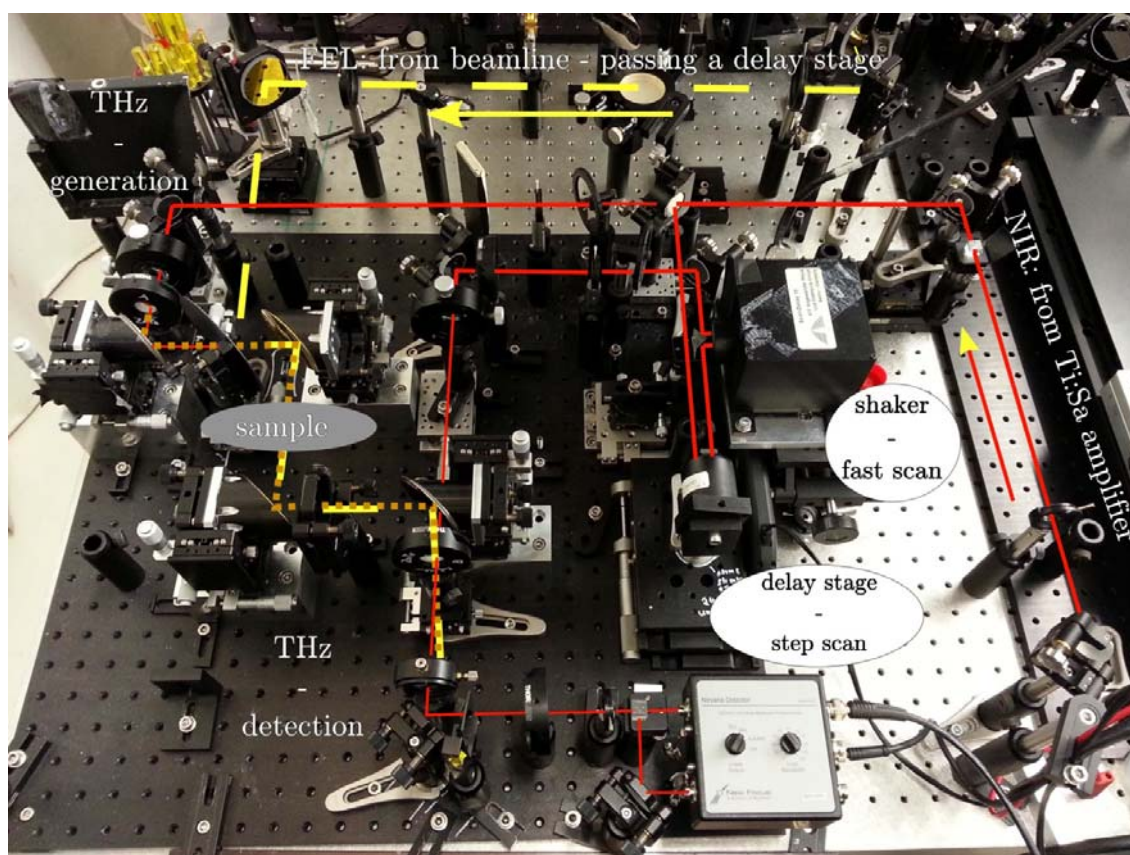


Рисунок 51 – установка по неравновесной спектроскопии «FEL pump / broadband THz probe spectroscopy» на базе ЛСЭ (FELBE).

6.3 Изготовление исследуемых образцов (легированных мелкими донорами и акцепторами кристаллов кремния и германия)

В первое полугодие 2015 года работы по выращиванию кристаллов были сконцентрированы на двух темах: получение кристаллов германия, легированных фосфором, и получение кристаллов кремния, легированных магнием. Кристаллы с примесями указанных типов редки и практически недоступны на коммерческом рынке из-за специфики легирования. Оба процесса легирования являются нестандартными: из-за высокого давления паров фосфора в германии и магния в кремнии. В то же время оба материала представляют значительный интерес для целей проекта: сверхбыстрых детекторов на основе легированного германия и приложений в фотонике в случае легированного кремния.

В случае германия было принято решение проводить легирование расплава из газовой фазы. Выращивание проводилось методом Чохральского на установке с индукционным нагревом. В качестве газа для легирования фосфором использовался фосфин (PH_3), который после плавления германия в кварцевом тигле подавался через сопло на поверхность расплава. Концентрация

фосфора в расплаве контролировалась по времени обдува. Были получены кристаллы германия диаметров 50 мм и весом до 1.5 кг, концентрация носителей заряда в которых составляла от $3 \times 10^{13}/\text{см}^3$ до $8 \times 10^{14}/\text{см}^3$, что соответствует удельному сопротивлению между 45 и 2 Ом см.

Попытка легирования кремния примесью магния проводилась методом выращивания с пьедестала. Виду высокого давления паров магния при температуре плавления, в исходном кремниевом стержне, с поверхности которого проводилось выращивание, делались отверстия, в которые закладывался элементарный магний. В результате магний во время выращивания был изолирован от объема установки и, испаряясь из источника, сначала попадал в расплав с его нижней поверхности. Эксперименты проводились на установке бестигельной зонной плавки в атмосфере аргона. Хотя магний в процессе роста испарялся из расплава с верхней его поверхности, часть его попадала в растущий кристалл. Этим методом удалось достичь максимальной концентрации магния в кристалле $2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что оказывалось недостаточным для целей проекта. Поэтому для получения большей концентрации магния в кремнии проводилось диффузионное легирование из поверхностного источника. Легированные таким образом кристаллы тестировались на наличие магния, центров на основе магния и других остаточных примесей. В результате такого легирования в образцах кремния была достигнута концентрация магния $4 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Была проведена серия экспериментов, выявившая источник побочных донорных центров лития в выходном кристалле. Им оказался металлический магний, содержание лития в котором не устанавливается стандартными диагностическими методами лучше чем 10^{-5} . Несмотря на использование различных поставщиков сверхчистого магния (MaTech GmbH, Good Fellow, American Elements) остаточных донорных центров лития в кристаллах с высоким содержанием магния не удалось снизить ниже $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В настоящее время идут исследования возможности внедрения магния в кремний методом ионной имплантации, что может помочь в решении проблемы остаточных примесей.

Из выращенных кристаллов сделаны различные образцы для проведения плановых экспериментов:

- спектроскопия основных и паразитных примесей, динамика фотовозбужденных примесных электронов (выполняется в Германии);
- фотолюминисценция при одноосной деформации (выполняется в России в ИФМ РАН).

Проведена обработка поверхностей образцов (химико-механическая полировка). Образцы для спектроскопии и исследования динамики неравновесных состояний сделаны с непараллельными гранями, угол 0.2-1 градуса, чтобы избежать интерференционных эффектов.

6.4 Участие в создании алгоритма автоматизации записи данных измерений на строящейся установке по измерению времен быстротекущих процессов методом пробного импульса на базе лазера на свободных электронах в Новосибирске

При создании программы управления сбором и записью данных измерений на строящейся установке по измерению времен быстротекущих процессов методом «накачка-зондирование» на базе лазера на свободных электронах в Новосибирске оказывались консультации российским коллегам. Также был предоставлен алгоритм программы управления движением зеркала линии задержки, используемой на подобной измерительной установке методом pump-probe (накачка-зондирование) на базе лазера на свободных электронах в центре Гельмгольца в Дрездене-Россендорфе (FELBE). Этот алгоритм в дальнейшем был модернизирован российскими коллегами с учетом особенностей экспериментального оборудования на строящейся измерительной станции в Новосибирске.

6.5 Измерение скорости захвата фотоионизованных носителей заряда ионизованными примесными центрами в кристалле германия.

Совместно с российскими коллегами в рамках настоящего проекта были проведены измерения скорости рекомбинации фотоионизованных доноров сурьмы и акцепторов галлия в кристалле германия методом пробного импульса с использованием излучения ЛСЭ в центре Гельмгольца в Дрездене-Россендорфе (FELBE). Такая работа направлена на реализацию одной из целей совместного проекта – развитие быстродействующих детекторов электромагнитного излучения в инфракрасном и дальнем инфракрасном диапазоне на основе германия.

Частота pump-импульса соответствовала переходу из основного состояния примесного центра в дно зоны проводимости в случае легирования донорами сурьмы и в дно валентной зоны, в случае легирования галлием. Результаты измерений показали, что при концентрациях легирования менее 10^{16} см^{-3} времена захвата носителей хорошо описывались теорией Абакумова В.Н., Перель В.И., Ясиевич И.Н. [15] и составляли значения порядка 1 нс. При больших концентрациях примесных центров (несколько единиц на 10^{16} см^{-3}) времена жизни фотоионизованных носителей становились экстремально короткими (~100 пкс). Результаты данных совместных исследований Российских и германских коллег опубликованы в научном журнале [9]. Полученные экспериментальные данные необходимы так же для корректного проведения тестовых измерений на строящейся в рамках данного проекта установке по измерению быстротекущих процессов pump-probe методом на базе Новосибирского ЛСЭ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работ второго этапа Российской стороной совместного проекта были проведены следующие работы:

1) произведена разработка технологический условий роста и выполнен рост наноструктур на основе кремния и германия, на которых в дальнейшем планируется провести измерения времен релаксационных процессов методом «накачка-зондирование» с помощью Новосибирского лазера на свободных электронах;

2) произведена сборка оптической схемы установки по измерению времен быстропротекающих процессов методом «накачка-зондирование» на основе Новосибирского лазера на свободных электронах; акт о сборке оптической схемы прилагается к данному отчету, эскизно-конструкторская документация – приложении А.

3) написана управляющая программа сбора и записи данных измерений; акт о создании такой программы прилагается к настоящему отчету.

4) произведены теоретические работы по расчету темпов внутрицентральной релаксации примесных состояний в кристаллах кремния и германия, анализ релаксационных процессов в континууме состояний и процессов захвата фотовозбужденных носителей потенциалом ионизированной примеси в кристалле германия.

При выполнении работ было использовано оборудование центров коллективного пользования в ИФМ РАН, в ИЯФ СО РАН, также использовались уникальные научные установки «УСУ Фемтоспектр в ИФМ РАН» в ИФМ РАН и лазер на свободных электронах в ИЯФ СО РАН.

Иностраным партнером в соответствии с план-графиком были проведены следующие работы:

1) были проведены работы по подготовке рабочей станции по Рамановской спектроскопии на базе ЛСЭ в Дрездене-Россендорфе (FELBE);

2) работы по подготовке рабочей станции по нелинейной спектроскопии на базе ЛСЭ Дрездене-Россендорфе (FELBE);

3) произведено изготовление для исследований полупроводниковых образцов (легированных мелкими донорами и акцепторами кристаллов кремния и германия);

4) Иностраный партнер участвовал в разработке алгоритма программы управления сбором и записью данных измерений на создаваемой в г. Новосибирск пользовательской станции по измерению времен быстропротекающих процессов в различных средах с использованием излучения ЛСЭ. Немецкие коллеги делились опытом создания подобных программ, а также предоставили результаты своих наработок в этой области, используемой на схожей установке в HZDR на базе ЛСЭ FELBE.

Так же были проведены совместные российскими и немецкими коллегами измерения

Задачи второго этапа работ по проекту выполнены полностью и соответствуют план-графику и требованиям технического задания. Сведения о ходе выполнения проекта размещены на официальном сайте ИФМ РАН (http://ipmras.ru/ru/results/sc_reports).

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. A. Ishizara, Y. Shiraki, Low temperature surface cleaning of silicon and its application to silicon MBE, *Electrochemical science and technology* 133, 666 (1986)
2. K. Prabhakarana, T. Ogina, R. Hull, J.C. Bean, L.J. Peticolas, An efficient method for cleaning Ge(001) surface, *Surface Science* 316, L1031-L1033 (1994)
3. W. Kohn, J.M. Luttinger, Theory of donor states in silicon, *Phys.Rev.*, 98, 915 (1955).
4. Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках (М., Наука, 1972).
5. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников (М., Наука, 1979).
6. C. Jacoboni, L. Reggiani, The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials, *Rev. Mod. Phys.*, 55 (3), 645 (1983).
7. D.K.Wilson, G.Feher†, Electron spin resonance experiments on donor in silicon. III. Investigation of excited states by the application of uniaxial stress and their importance in relaxation processes, *Phys.Rev.*, 124(4) (1961).
8. L.T. Ho, A. K. Ramdas, Excitation Spectra and Piezospectroscopic Effects of Magnesium Donors in Silicon, *Phys.Rev. B*, 5, p. 462, (1972)
9. N. Deßmann, S. G. Pavlov et al., Lifetime-limited, subnanosecond terahertz germanium photoconductive detectors, *Appl. Phys. Lett.* 106, 171109 (2015)
10. В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич, Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках//: Петербургский институт ядерной физики Б.П. Константинова РАН, СПб. 1997.– 376 С.
11. Youn Sung Choi, Ji-Song Lim, Toshinori Numata, Toshikazu Nishida and Scott E. Thompson, Mechanical stress altered electron gate tunneling current and extraction of conduction band deformation potentials for germanium, *J. Appl. Phys.* 102 , 104507 (2007)
12. Ю.Т. Ребане, Физика и техника полупроводников, 14, №2
13. V. N. Abakumov, V. I. Perel', and I. N. Yassievich, Theory of electron capture by attracting centers in photoexcited semiconductors, *Sov. Phys. JETP* 45(2), p. 354, Feb. 1977
14. К. Зеегер, Физика полупроводников (М., «Мир», 1977).
15. V.N. Abakumov, V.I. Perel', I.N. Yassievich, Theore of electron capture by attracting centers in photoexcited semiconductors, *Sov. Phys. JETP* 45(2), p. 354, (1977).

ПРИЛОЖЕНИЕ А

ЭСКИЗНО-КОНСТРУКТОРСКАЯ ДОКУМЕНТАЦИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ МЕТОДОМ ПРОБНОГО ИМПУЛЬСА

В данном разделе приведена эскизная документация на оптическую систему «накачка-зондирование» для проведения измерений быстропротекающих процессов на Новосибирском ЛСЭ. Принципиальная схема ее для удобства приведена на рисунке 52 и является повторением рисунка 4 из раздела 2. Её описание дано в том же разделе.

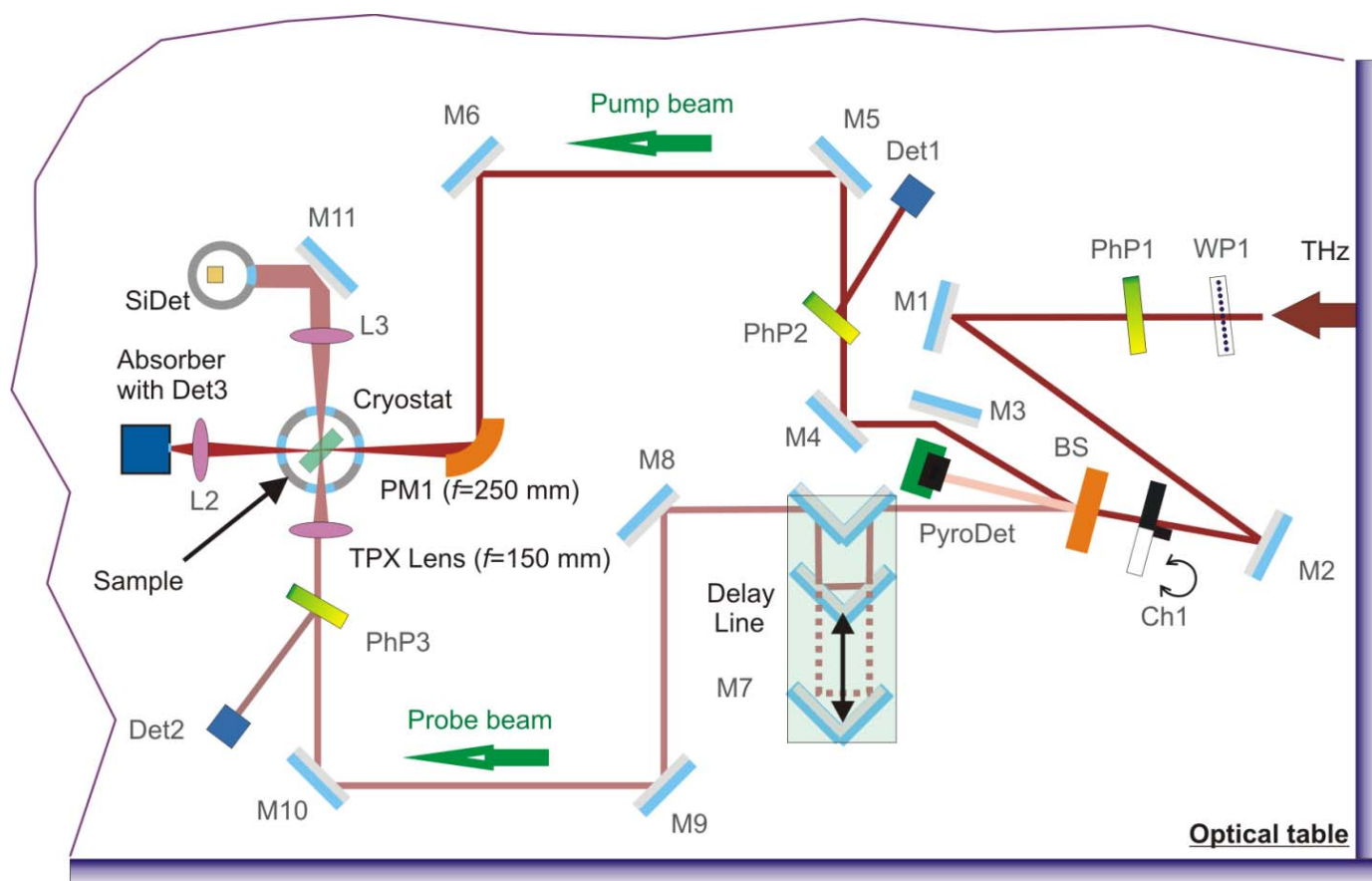
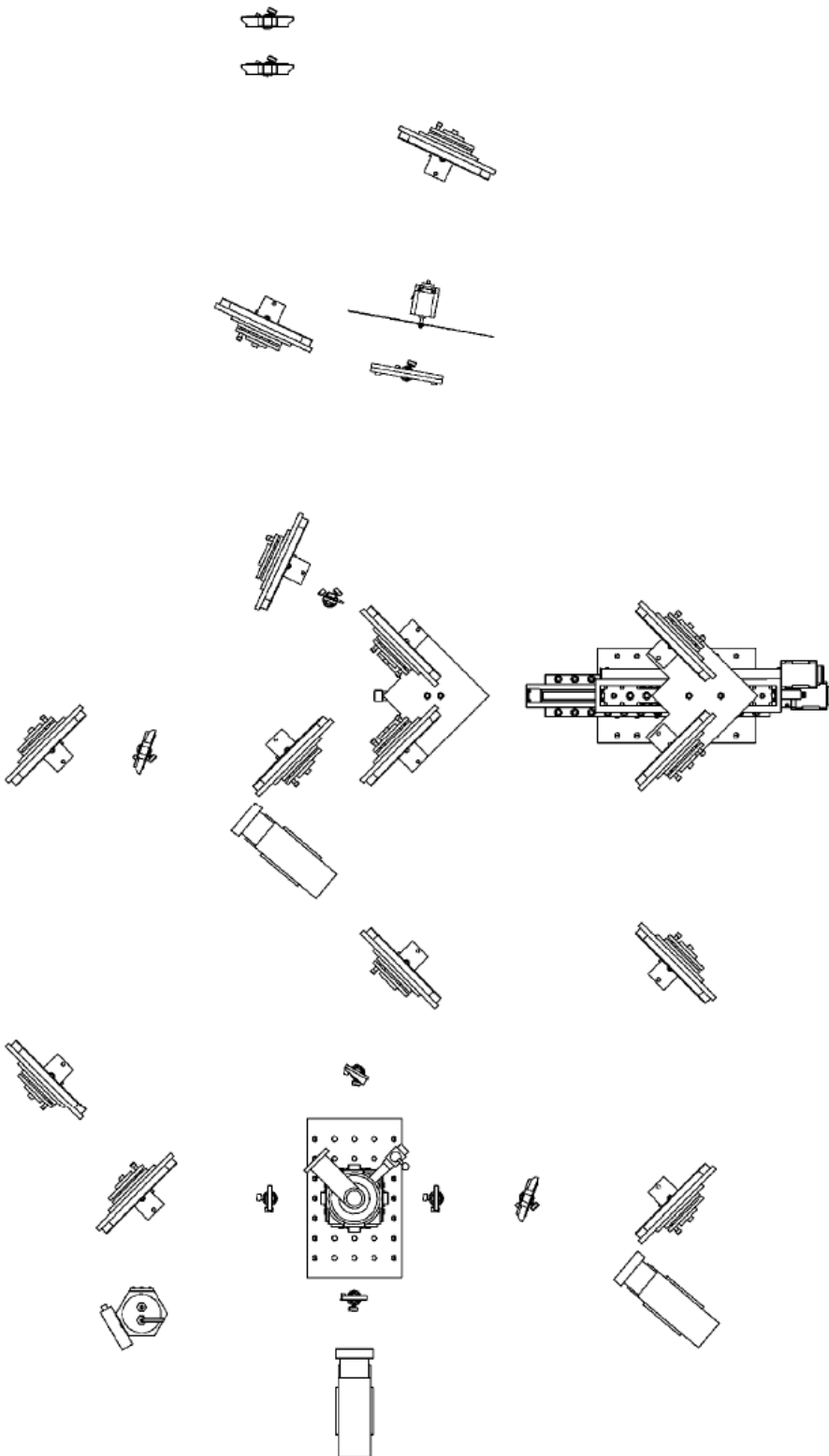


Рисунок 52 – Модифицированная оптическая схема системы «накачка-зондирование» на Новосибирском ЛСЭ.

564.0.0000.00 СБ



564.0.0000.00 СБ

Сборочный чертеж

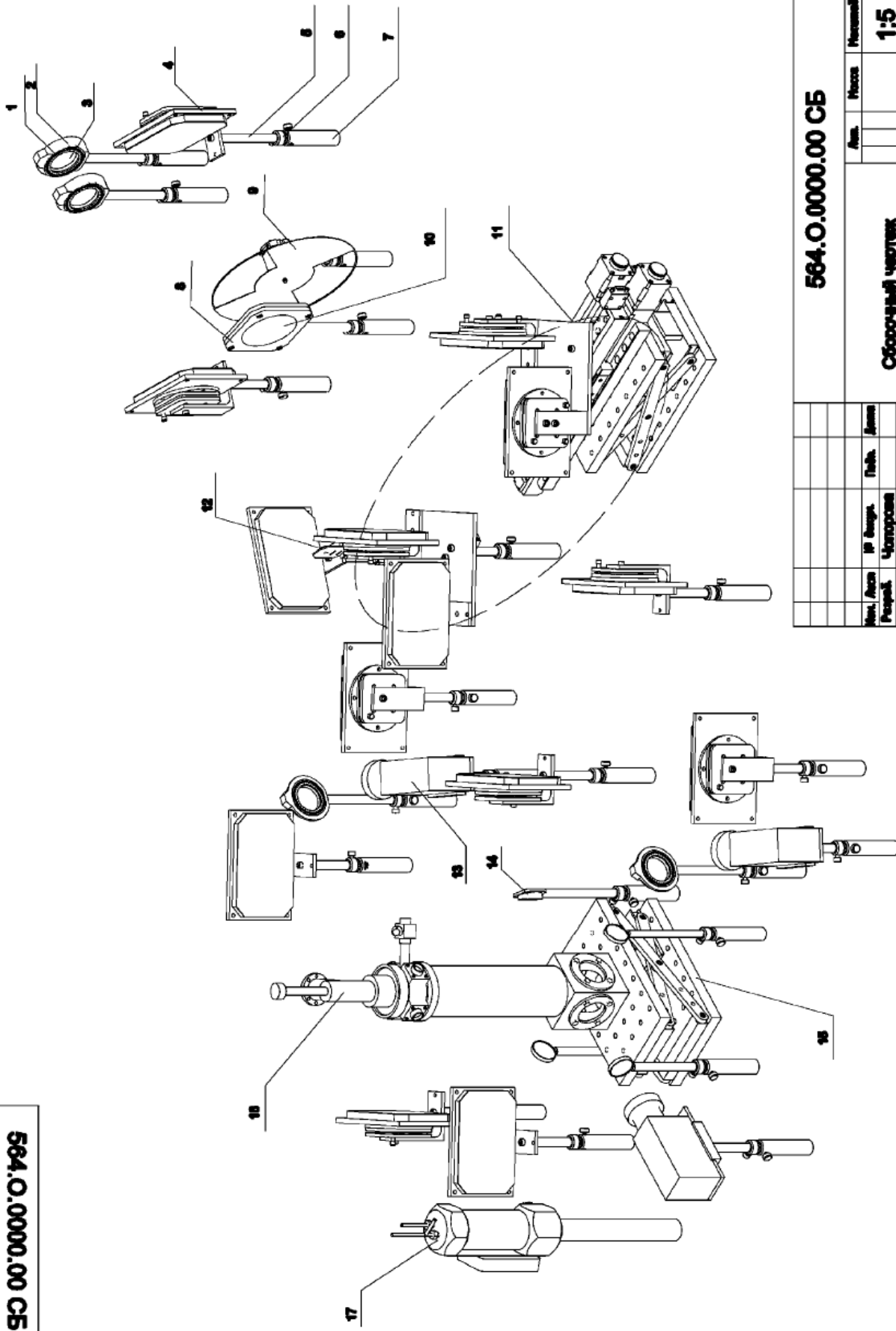
Масштаб

1:5

Лист	Итого	Итого
Лист	Лист	Лист

Итого, по чертежам	Итого, по чертежам	Итого, по чертежам	Итого, по чертежам	Итого, по чертежам
--------------------	--------------------	--------------------	--------------------	--------------------

564.0.0000.00 C5



564.0.0000.00 C5

Сборочный чертеж

Масштаб

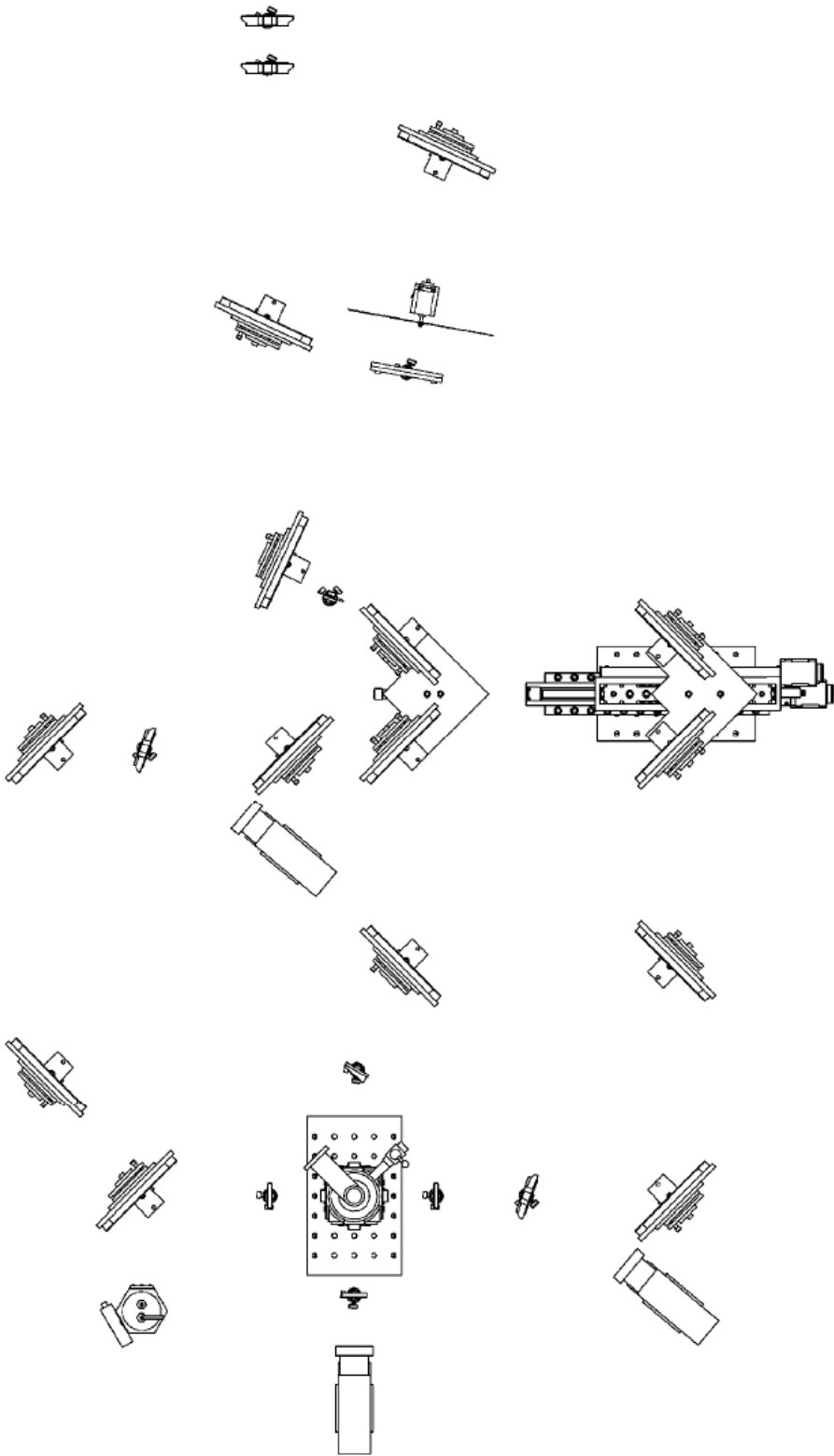
1:5

Лист	Колос	Изменений
Лист	Листов	

Исполн.	Провер.	Инж. проект.	Инж. констр.
И. вып.	И. вып.	И. вып.	И. вып.

Изд. №	Изд. №	Изд. №	Изд. №	Изд. №	Изд. №

564.0.0000.00 СБ



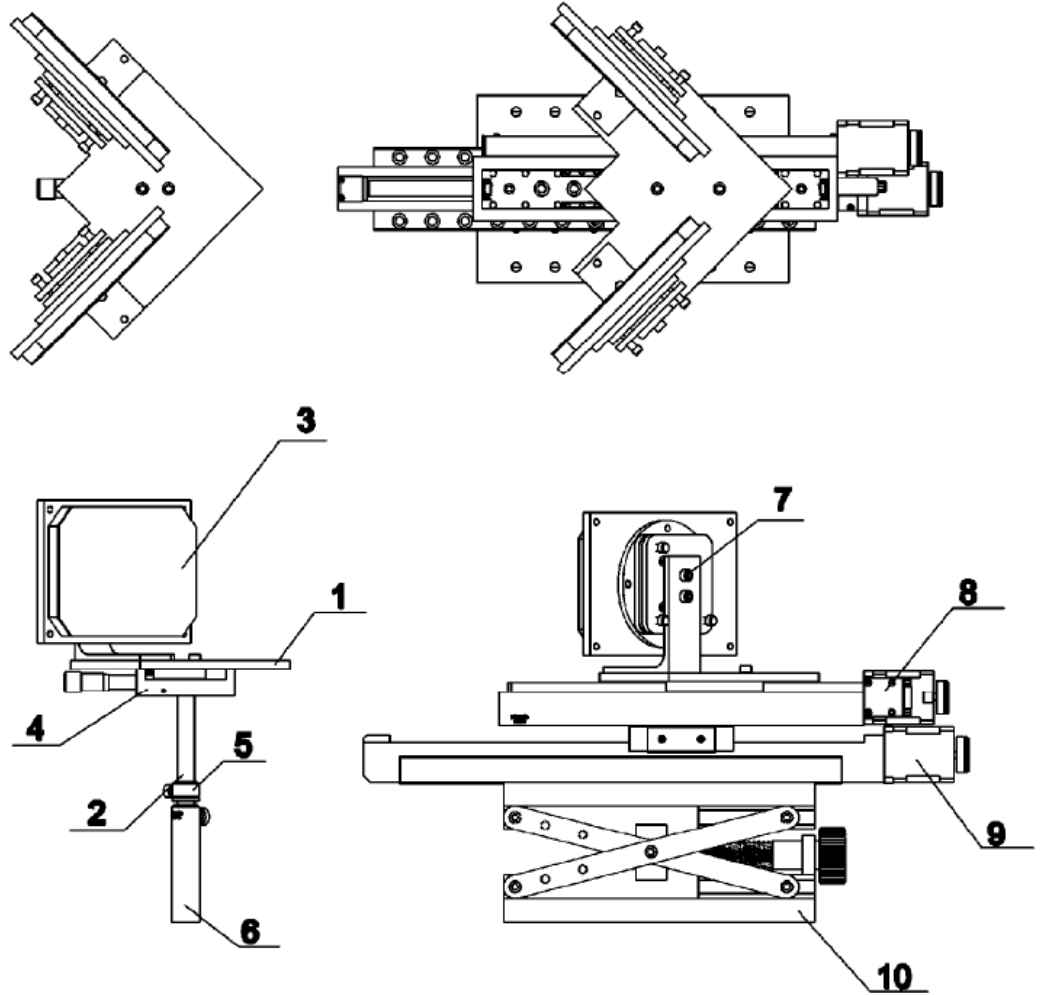
564.0.0000.00 СБ

Сборочный чертёж

1:5

Изм. №	Исполн.	Дата	Исполн.	Дата
Исполн. в сборе	Исполн. № 1	Исполн. № 2	Исполн. № 3	Исполн. № 4

563.O.0000.00 СБ



Изм. №	Попр. и дата	Введен. дата	Изм. №	Изм. №	Изм. №
	Изм. №				
Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №
	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №
	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №
	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №
	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №

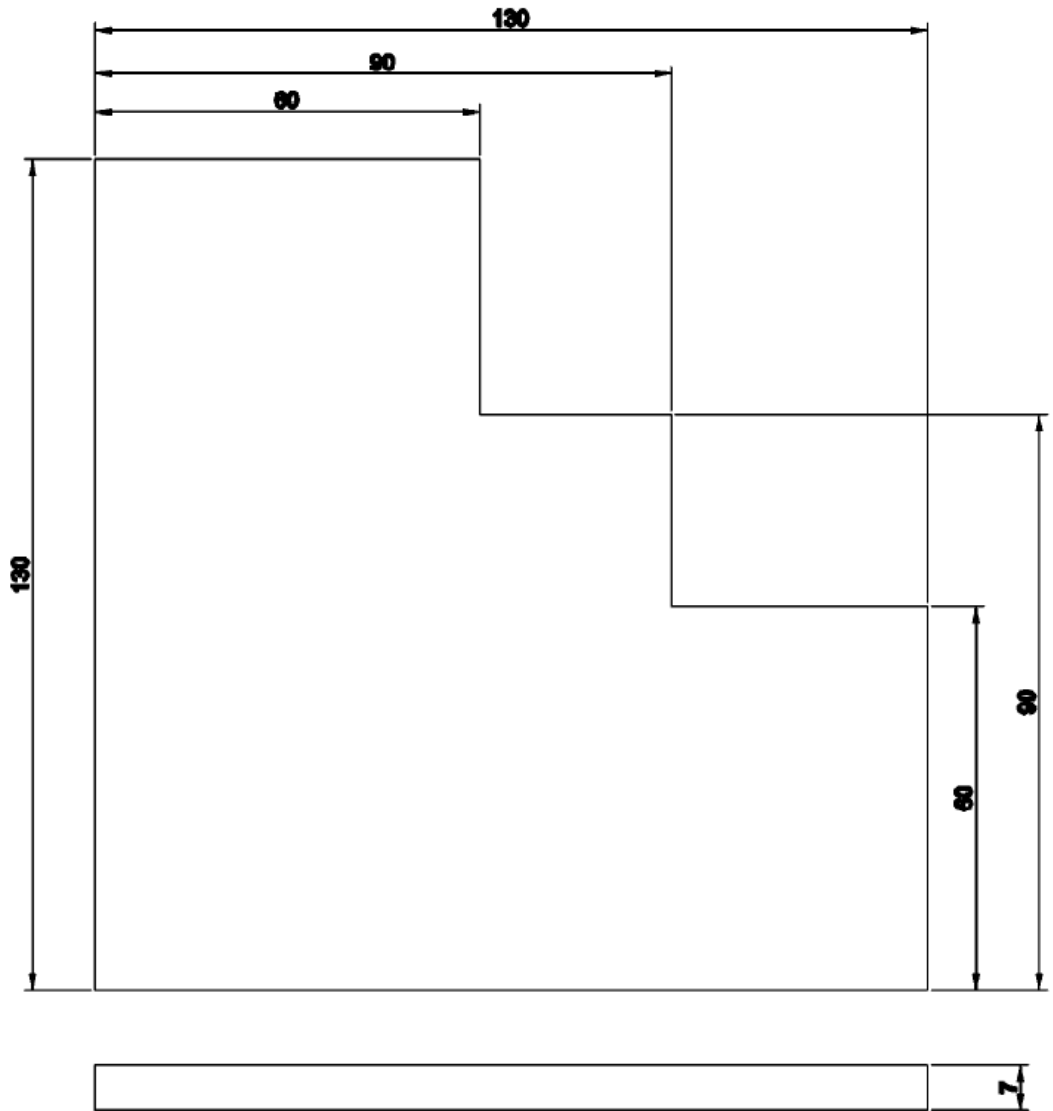
Изм. №	Лист	№ докум.	Подп.	Дата
Разраб.		Чопорова		
Проб.		Князев		
Т.контр.				
И.контр.				
Удв.				

563.O.0000.00 СБ

линия задержки

Лист	Масса	Наситая
		1:5
Лист	Листов	

563.О.0000.01



Изм. №	Исполн.	Дата	Взам. инж. №	Изм. №	Исполн.	Дата

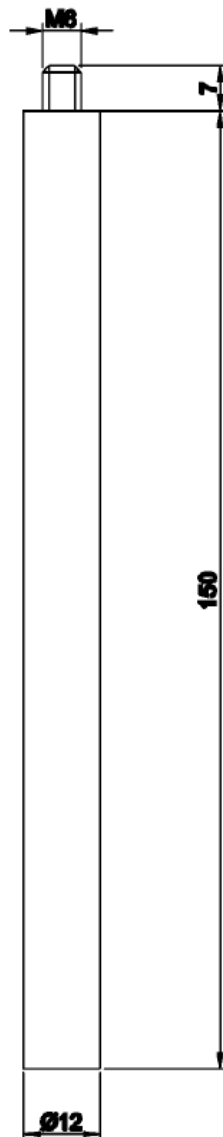
Изм. №	Исполн.	Дата	Взам. инж. №	Изм. №	Исполн.	Дата

563.О.0000.01

Платформа

Лист	Масса	Насштаб
		1:1
Лист	Листов	

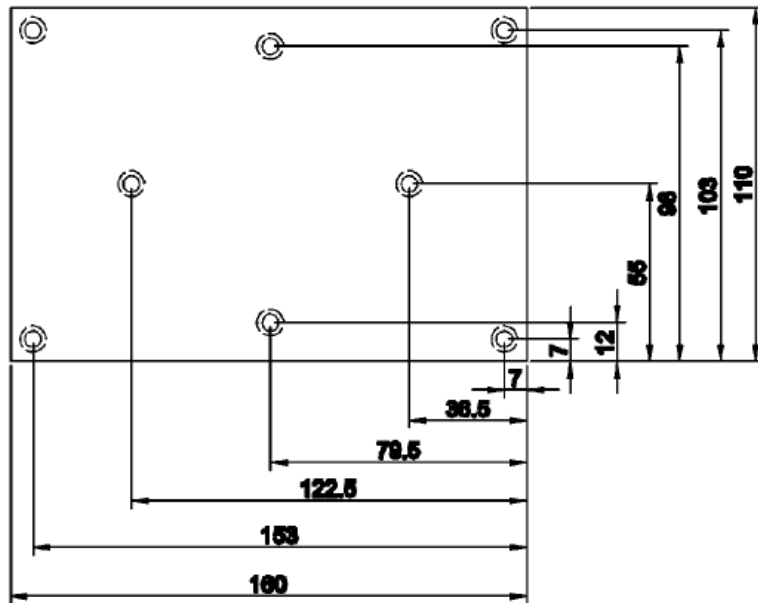
563.O.0000.02



Мен. и дата	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №
	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №
Мен. и дата	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №
	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №
Мен. и дата	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №
	Изм. №	Изм. №	Изм. №	Изм. №

				563.O.0000.02			
Изм. Лист	№ докум.	Подп.	Дата	Стержень	Лист	Масса	Масштаб
Разраб.	Чопорова						1:1
Проб.	Князев				Лист	Листов	
Т.контр.							
Н.контр.							
Утв.							

562.0.0000.00 СБ



Изм. №	Исполн.	Дата	Подп.	Дата	562.0.0000.00 СБ	Лист	Масса	Масштаб
					ОСНОВАНИЕ			1:2

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

ПРОГРАММА УПРАВЛЕНИЯ СБОРОМ И ЗАПИСЬЮ ДАННЫХ

В соответствии с пунктом работ 2.4 план графика были проведены работы по автоматизации сбора и записи данных измерений на строящейся установке по измерению времен быстропротекающих процессов на базе Новосибирского лазера на свободных электронах. Для этого была написана управляющая программа. Программа управления установкой Pump-Probe имеет графический интерфейс в стиле WindowsXP и предназначена для управления двумя приборами: Синхронным детектором (**Lock-In SR810 / SR830**) и контроллером шагового двигателя **Standa 8SMC4-USB-B9-2**.

Программа состоит из нескольких окон:

- Главное окно, на котором выводится двумерный график снятых значений с синхронного детектора в зависимости от оптической разности хода (что обеспечивается линией задержки, которой можно управлять благодаря контроллеру **Standa 8SMC4-USB-B9-2**) между **pump** и **probe** импульсами. Также из главного окна существует возможность оперативного управления режимом эксперимента (шаг между измерениями, время накопления, время простоя после перемещения (для предотвращения влияния вибраций линии задержки))
- Окно удаленной настройки синхронного детектора **Lock-In SR8x0**

В программе используется дополнительный поток (**Thread**) для проведения измерений. Это необходимо, чтобы предотвратить зависание (**Freeze**) графического интерфейса программы во время длительных процессов (движения линии задержки, накопления сигнала, и простоя между ними). Также реализована возможность управления горячими клавишами с клавиатуры для перемещения линией задержки, что необходимо при настройке установки и проверки оптических путей. В программе предусмотрен вывод отладочной информации в ходе проведения эксперимента.

Преимущество использования контроллера **Standa 8SMC4-USB-B9-2**, является возможность дробить полный шаг шагового мотора до 256 раз, тем самым позволяя программно увеличить временное разрешение, не прибегая к замене шагового мотора или микрометрического винта в линии задержки, или самой линии задержки. Использование этой функции реализовано в программе управления экспериментом.

Логика работы программы:

1. Линия задержки перемещается в нужное положение, для обеспечения необходимой разности хода между **Pump** и **Probe** импульсами.
2. Включается таймер, который отсчитывает предварительно выставленное время, для обеспечения усреднения необходимого количества импульсов.
3. Происходит считывание накопленных показаний с синхронного детектора
4. Переход к п.1 до тех пор, пока не пройдем нужный участок временных задержек

Логии ка проведения эксперимента:

1. Настроить синхронный детектор **Lock-In SR8x0** (это можно сделать как удалённо, так и непосредственно средствами управления на приборе)
2. Настроить режим работы контроллера управления линией задержки **Standa 8SMC4-USB-B9-2**
3. Настроить режим измерения:
 - Начальная точка, от которой пойдет перемещение линии задержки
 - Шаг перемещения между измерениями (позволяется задавать отрицательное значение, для возможности сканирования в обратную сторону)
 - Количество точек для измерения в эксперименте
 - Время простоя после перемещения линии задержки (для обеспечения усреднения необходимого количества импульсов).
4. Нажать Кнопку “**StartMeasure**”. В этот момент в программе создается дополнительный поток (**Thread**) в котором работает вся логика программы эксперимента. По мере измерения точек, они появляются на графике. Кнопкой “**STOP**” можно в любой момент остановить проведение эксперимента.
5. После измерений во всех точках, эксперимент автоматически останавливается, поток (**Thread**) закрывается.
6. После проведения эксперимента, кнопкой “**Save**” можно сохранить график в файл ***.dat** или ***.csv**.

На рисунках 53 и 54 изображены главное окно программы и окно настройки параметров синхронного детектора.

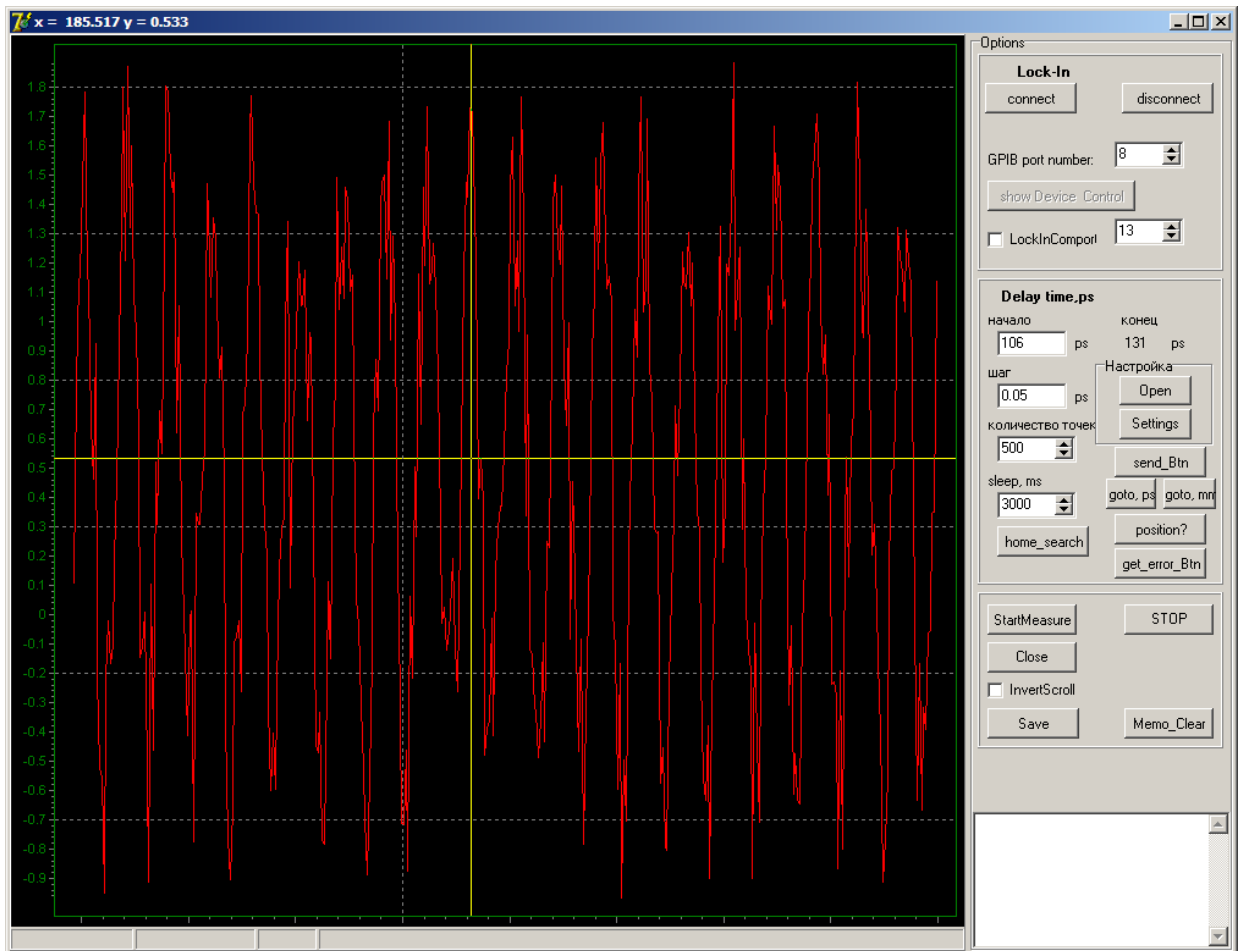


Рисунок 53 – Главное окно программы.

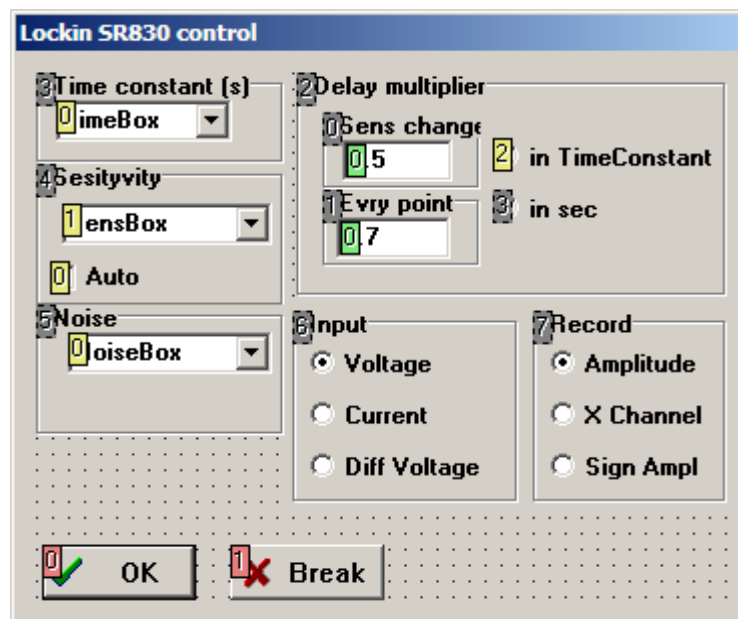


Рисунок 54 – Окно настройки параметров синхронного детектора.