

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт автоматики и электрометрии
Сибирского отделения Российской академии наук
(ИАиЭ СО РАН)

На правах рукописи

Николаев Назар Александрович

**Исследование эффективности преобразования фемтосекундных
импульсов волоконного эрбиевого лазера в терагерцовое
излучение для задач широкополосной спектроскопии**

01.04.05 – «Оптика»

диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., Анцыгин Валерий Дмитриевич

Новосибирск – 2014

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Методы преобразования фемтосекундных лазерных импульсов в терагерцовые.....	13
1.1 Оптическое выпрямление в нелинейно-оптических кристаллах ...	13
1.2. Возбуждение фототока в фотопроводящей антенне	17
1.3. Генерация на поверхности узкозонного полупроводника	19
1.4. Выводы к главе	23
Глава 2. Разработка и создание стенда для исследования эффективности генерации терагерцового излучения	26
2.1. Параметры лазерного излучения	28
2.2. Система генерации терагерцового излучения.....	29
2.3. Система доставки терагерцового излучения	34
2.4. Система регистрации терагерцового излучения.....	40
2.5. Выводы по главе	43
ГЛАВА 3. Экспериментальное исследование эффективности генерации терагерцового излучения в полупроводниковых и нелинейно-оптических кристаллах.....	45
3.1. Исследуемые образцы и алгоритм проведения экспериментов	45
3.2. Экспериментальные результаты на стенде с излучением на длине волны 775 нм.....	48
3.2.1 Исследование генерации терагерцового излучения в нелинейно-оптическом кристалле ZnTe и полупроводниках InAs, InSb, GaAs без магнитного поля	48

3.2.2 Влияние магнитного поля на генерацию терагерцового излучения в полупроводниках InAs	50
3.3. Экспериментальные результаты на стенде с излучением на длине волны 1550 нм.....	52
3.3.1. Исследование генерации терагерцового излучения в нелинейно-оптическом кристалле GaAs и полупроводниках InAs, InSb без магнитного поля	52
3.3.2 Влияние магнитного поля на генерацию терагерцового излучения в полупроводниках InAs и InSb	54
3.4. Методы повышения эффективности преобразования лазерного излучения в терагерцовое в полупроводниках	56
3.4.1. Усовершенствование магнитной системы.....	56
3.4.1. Охлаждение полупроводника до криогенных температур	57
3.4.2. Генератор на основе поперечного эффекта Дембера	58
3.5. Выводы к главе	61
ГЛАВА 4. Исследование свойств нелинейно-оптических кристаллов в терагерцовом диапазоне частот	65
4.1. Методика проведения экспериментов.....	65
4.1.1. Модификация спектрометра	65
4.1.2. Алгоритм проведения экспериментов.....	67
4.1.3. Подготовка образцов.....	67
4.2. Исследование кристаллов титанил-фосфата калия KTiOPO_4	68
4.3. Исследование кристаллов германата свинца $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$	72
4.4. Выводы к главе.....	73
Заключение.....	74
Список цитируемой литературы.....	77

Введение

Терагерцовый (ТГц) диапазон частот электромагнитного спектра распространяется от 0,1 до 10 ТГц, что соответствует длинам волн от 3 мм до 30 мкм или от $3,33 - 333 \text{ см}^{-1}$. Энергия кванта излучения электромагнитной волны с частотой 1 ТГц равна 4,1 мэВ. В настоящее время освоение этого диапазона является одним из быстроразвивающихся направлений в физике, а терагерцовая спектроскопия становится высокоинформативным методом дистанционной диагностики при решении широкого класса научных и прикладных задач [1].

С помощью терагерцовой спектроскопии могут быть исследованы свойства полупроводников и полупроводниковых наноструктур без нарушения их функционирования. Применение методов нестационарной спектроскопии может помочь при изучении динамики элементарных и коллективных возбуждений, процессов переноса заряда, в том числе в сверхпроводниках [2].

В терагерцовом диапазоне лежат колебательные и вращательные моды многих важных органических молекул: аминокислот, полипептидов, белков, ДНК, РНК, что позволяет идентифицировать эти молекулы и исследовать их внутреннюю структуру [3].

Характерные линии поглощения присутствуют в спектрах взрывчатых и наркотических веществ, поэтому в настоящее время ведутся попытки создания систем дистанционного контроля, работающих в терагерцовом диапазоне [4,5].

Поскольку терагерцовое излучение обладает малой энергией кванта и в отличие от рентгена является неионизирующим, то например, в медицине оно может быть использовано для неинвазивной диагностики ранних стадий онкологических новообразований, идентификации состояния тканей и их томографии [6].

Терагерцовый диапазон долгое время оставался неизученным из-за сложности создания эффективных генераторов и детекторов. Поскольку он

располагается между оптическим и радиодиапазоном, его освоение осуществлялось с применением методов смежных областей.

В 1911 году оформились границы неизученного электромагнитного диапазона, который делил весь спектр на радиоизлучение и оптическое. Со стороны оптики граница была очерчена Рубенсом, на отметке 400 мкм. В совместных работах с Вудом и Байером с помощью интерферометров с тонкими пластинками из кварца было измерено излучение газосветной кварцевой лампы с парами ртути [7].

Со стороны же радиоволн граница была очерчена русским ученым П. Н. Лебедевым. Продолжая работы Герца, применяя миниатюрный вибратор из тонких платиновых стерженьков, Лебедев получил миллиметровые электромагнитные волны и достиг границы 4мм.

Объединила же два диапазона Глаголева-Аркадьевна Александра Андреевна в 1922 году [8]. Она продолжала работы Лебедева по получению коротких электромагнитных волн и создала источник таких волн, который назвала массовым излучателем. Он представлял собой сосуд с алюминиевыми опилками (являвшимися, по сути, вибраторами Герца) взвешенными в вязком масле. Благодаря малым размерам частиц, длины волн излучения заполняли диапазон от 50 мм до 82 мкм, что было важно для доказательства единства природы электромагнитных и световых волн.

Вплоть до 60-х годов спектроскопия терагерцового диапазона была основана на традиционном подходе с использованием излучения ртутной лампы и его регистрацией пироэлектрическими приемниками или ячейками Голлея [9]. Появление ЭВМ позволило программными методами осуществлять быстрое преобразование Фурье, что дало толчок развитию Фурье-спектроскопии [10]. Фурье-спектрометр представляет собой интерферометр Майкельсона с широкополосным источником излучения. Преимуществом этого подхода является детектирование всего спектра целиком, что позволяет повысить чувствительность по сравнению с традиционными методами.

Параллельно были реализованы методы генерации разностных частот двух лазеров, в частности CO₂ лазера. Авторами одной из первых работ являются Зернике и Берман [11]. Изучение от двух непрерывных лазеров с близкими частотами смешивалось в материале, обладающем высокой оптической нелинейностью второго порядка. После непрерывное перестраиваемое терагерцовое излучение было получено смешением излучения двух частотно расстроенных лазеров в кристалле GaAs с искусственно созданными дефектами, а также путем смешения двух частотных мод в одном мультимодовом лазере.

Приблизительно в это же время появляются лампы обратной волны (ЛОВ) или как их еще называют карцинотроны (или карсинотроны). М. Б. Голант с сотрудниками создали широкополосные, перестраиваемые управляющим напряжением монохроматические ЛОВ, перекрывшие всю коротковолновую часть миллиметрового диапазона и субмиллиметровый диапазон до 0,2 мм [12]. В настоящее время мощность излучения ЛОВ достигает десятков мВт в субтерагерцовом диапазоне, и существуют лампы, работающие на частоте и выше 1 ТГц.

В 1963 году Джон Бэттискомб Ганн, будучи сотрудником компании IBM, изобретает диод, названный его честь [13]. В полупроводниках с электронной проводимостью, у которого объемная вольтамперная характеристика имеет N-образный вид: арсениде галлия (GaAs) и фосфиде индия (InP), был обнаружен эффект генерации высокочастотных колебаний электрического тока. Генераторы, управляемые напряжением, и генераторы на диэлектрическом резонаторе, построенные на диодах Ганна – это наиболее широко используемые источники для получения непрерывного маломощного (от 100 мкВт до 20 мВт) излучения с частотами до 2,7 ТГц [14].

В настоящее время умножение частоты электронных источников, это один из наиболее перспективных методов получения узкополосного излучения (порядка килогерц) в терагерцовом диапазоне частот [15].

Позже были созданы лазерные генераторы терагерцового излучения: квантовые каскадные лазеры [16], и лазеры на свободных электронах [17].

Особое развитие терагерцовая спектроскопия получила с появлением и широким распространением фемтосекундных лазеров, излучение которых может применяться как для генерации, так и для регистрации импульсного терагерцового излучения [18]. Импульсные методы терагерцовой спектроскопии имеют ряд преимуществ перед традиционными методами. Регистрация непосредственно пикосекундного импульса напряженности поля позволяет в одном эксперименте измерять не только амплитуду, но и фазу излучения, что при последующем определении свойств исследуемых материалов избавляет от использования соотношения Крамерса-Кронига [19]. На базе импульсного спектрометра могут быть реализованы методы нестационарной спектроскопии, позволяющие исследовать кинетику процессов с субпикосекундным разрешением [19].

В основе генерации ультракоротких лазерных импульсов лежит принцип синхронизации мод, который впервые был реализован в лазерах на красителях [20]. После он был реализован в титан-сапфировых лазерах, которые в настоящий момент являются наиболее распространённым источником ультракоротких импульсов. В сочетании с многопроходным усилителем такие лазеры способны излучать импульсы с энергией порядка 10 мДж, что позволяет реализовывать генерацию и детектирование терагерцового излучения в плазме пробоя в воздухе [21–23].

В настоящее время активно развиваются оптоволоконные лазеры, что обусловлено коммерческой реализацией оптического волокна в области передачи данных. Существуют импульсные лазеры, разработанные с использованием оптического волокна легированного эрбием (длина волны излучения 1550 нм) и иттербием (1050 нм), в которых также используется принцип синхронизации мод. Отличительными чертами волоконных лазеров по сравнению с титан-сапфировыми является малогабаритность, стабильность и

виброустойчивость. Они менее прихотливы к изменению температуры и чистоте воздуха.

Разработка и создание малогабаритных систем эффективной генерации и регистрации широкополосного терагерцового излучения с использованием фемтосекундных волоконных лазеров создают предпосылки к широкому применению методов терагерцовой спектроскопии для решения научных и прикладных задач специалистами разного профиля на своем рабочем месте.

В качестве основы для создания импульсных терагерцовых спектрометров выбран волоконный эрбиевый лазер, генерирующий импульсы длительностью ~ 120 фс на длине волны излучения 1550 нм, а также на $\lambda = 775$ нм с блоком удвоения частоты.

Целью данной работы является исследование эффективности преобразования фемтосекундных импульсов волоконного эрбиевого лазера в терагерцовое излучение в полупроводниковых и нелинейно-оптических материалах для применения в задачах широкополосной спектроскопии.

Для достижения указанной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Разработать и создать стенды для экспериментального исследования в идентичных условиях эффективности преобразования фемтосекундных импульсов первой и второй гармоник излучения эрбиевого волоконного лазера в терагерцовые импульсы в полупроводниковых и нелинейно-оптических материалах.
2. Разработать магнитную систему для исследования влияния магнитного поля на эффективность преобразования лазерных импульсов в терагерцовые в узкозонных полупроводниках InSb, InAs.
3. Исследовать эффективность и оценить вклады механизмов преобразования лазерного излучения в терагерцовое в кристаллах ZnTe, GaAs, InSb, InAs.

4. Оценить экспериментальные возможности разработанных систем на примере исследования терагерцовых свойств нелинейнооптических кристаллов.

К новым результатам, полученным в ходе исследования, можно отнести следующие:

1. Экспериментально установлено, что без магнитного поля полупроводник p -InAs является наиболее эффективным преобразователем первой и второй гармоник излучения фемтосекундного волоконного эрбиевого лазера в терагерцовое по сравнению с полупроводниками и нелинейными кристаллами: GaAs, InSb и ZnTe.
2. Предложен способ повышения эффективности преобразования лазерного излучения в терагерцовое в узкозонных полупроводниках, основанный на применении аналога структуры Киттеля, состоящей из двух доменов со встречно направленной намагниченностью и создающей высококонцентрированное магнитное поле за счет полей рассеяния.
3. Установлено, что эффекты оптического выпрямления и поверхностного фотогальванического тока обладают одинаковой симметрией относительно азимутальной ориентации кристаллов полупроводников InAs, InSb.
4. Показано, что широкополосная терагерцовая спектроскопия позволяет исследовать прямым методом низкочастотный фононный спектр кристаллов, в том числе его зависимость от температуры ($\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$) и состояния подрешетки (KTiOPO_4).

С точки зрения практической значимости предложенный способ создания магнитного поля может использоваться для повышения эффективности

генерации терагерцового излучения в узкозонных полупроводниках. При этом, применение полупроводников n -InSb и n -InAs, помещенных в магнитное поле, для преобразования первой и второй гармоники излучения фемтосекундного волоконного эрбиевого лазера в терагерцовое, позволяет создать широкополосные терагерцовые спектрометры для изучения оптических свойств нелинейных кристаллов.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Способ повышения эффективности преобразования лазерного излучения в терагерцовое, основанный на создании высококонцентрированного магнитного поля в узкозонных полупроводниках, обеспечивает увеличение мощности терагерцового излучения (до двух порядков) в полупроводниках InAs, InSb.
2. Полупроводники с электронной проводимостью, помещенные в магнитное поле, более эффективны для преобразования фемтосекундного излучения волоконного эрбиевого лазера в терагерцовое, чем полупроводники с дырочной проводимостью, вследствие разности скорости движения носителей заряда и вкладов эффектов Дембера и оптического выпрямления.
3. Созданные на базе разработанных генераторов широкополосные терагерцовые спектрометры могут быть эффективно использованы для экспериментальных исследований нелинейных оптических кристаллов.

Результаты работы докладывались автором на следующих конференциях: Молодежный конкурс-конференции «Фотоника и оптические технологии 2011» (Новосибирск, 2011); 49 международный научная студенческая конференция «Студент и научно-технический прогресс» (Новосибирск, 2011); конференция «Фотоника-2011» (Новосибирск, 2011); VII Международная конференция «Фундаментальные проблемы оптики» ФПО-2012 (Санкт-Петербург, 2012); II Всероссийская конференция по фотонике и

информационной оптике (Москва, 2013); Сессия Совета РФФИ по направлению Фундаментальные исследования по приоритетному направлению «Безопасность и противодействие терроризму» (Москва, 2013); 6th International Symposium on Modern Problems of Laser Physics MPLP'2013 (Новосибирск, 2013).

По теме диссертации опубликовано 15 печатных работ, в том числе 4 статьи в рецензируемых научных журналах и изданиях, определенных Высшей аттестационной комиссией, и 1 патент.

Глава 1. Методы преобразования фемтосекундных лазерных импульсов в терагерцовые.

В данной главе рассмотрены методы, которые могут быть использованы для преобразования фемтосекундных импульсов волоконного эрбиевого лазера с энергией порядка 1 нДж в терагерцовые [terahertz ebook, zomega]:

- оптическое выпрямление в нелинейно-оптических кристаллах;
- возбуждение фототока в фотопроводящей антенне;
- генерация на поверхности узкозонного полупроводника.

1.1 Оптическое выпрямление в нелинейно-оптических кристаллах

Эффект оптического выпрямления был обнаружен в начале 60-х годов прошлого века [24]. Термин «выпрямление» подразумевает создание постоянной поляризации под действием переменного поля электромагнитной волны. Этот нелинейный процесс можно упрощенно рассматривать как генерацию нулевой разностной частоты. Использование термина «оптическое выпрямление» в контексте генерации терагерцового излучения является не совсем корректным, так как в таком случае создается поляризация, время изменения которой намного больше периода колебаний возбуждающего излучения, а не постоянная поляризация. Этот вариант оптического выпрямления можно так же рассматривать как генерацию разностных частот, которые присутствуют в широкополосном излучении накачки. Впервые для генерации ТГц излучения оптическое выпрямление было использовано в начале 70-х [25, p. -].

Феноменологически этот метод генерации можно описать как создание импульсов поляризации импульсами света фемтосекундной длительности в нелинейно-оптических средах без центра симметрии. Релаксация этих импульсов приводит к излучению широкополосного электромагнитного поля в терагерцовом диапазоне частот [26].

Нелинейная часть поляризации описывается следующей формулой:

$$P_i^{NL}(\omega) = \varepsilon_0 \int \chi_{ijk}(\omega', \omega - \omega') E_j(\omega') E_k(\omega - \omega') d\omega',$$

где χ_{ijk} – тензор диэлектрической восприимчивости второго порядка.

При этом спектр импульса накачки имеет центральную частоту ω_0 и ширину $\Delta\omega$, приблизительно равную 10 ТГц для импульсов длительностью 100 фс. Таким образом, при интегрировании нелинейная поляризация будет ненулевой на трех частотах $\pm 2\omega_0$ и 0. Первые два соответствуют генерации второй гармоники, а второй — оптическому выпрямлению.

При этом дисперсия диэлектрической проницаемости мала в интервале частот импульса накачки, то есть ее можно считать константой. Для упрощения можно также зафиксировать ориентацию кристалла, для которой мы рассматриваем данный эффект.

Таким образом, нелинейную поляризацию можно записать в виде [27]:

$$P^{OR}(\omega) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{OR}(\omega_0) (E * E^*)(\omega).$$

А так как интенсивность лазерного импульса может быть выражена через свертку комплексных амплитуд $I(\omega) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 n(\omega_0) c (E * E^*)(\omega)$ то поляризация запишется в виде:

$$P^{OR}(\omega) = \frac{\chi^{OR}(\omega_0)}{n(\omega_0)c} I(\omega).$$

Подставив данное выражение в правую часть уравнения Максвелла для электромагнитных волн, распространяющихся в кристалле, можно найти решение для поля генерируемого терагерцового излучения. При этом напряженность поля и эффективность преобразования оптического импульса в терагерцовый в зависимости от частоты опишется формулами [28]:

$$E_{ТГц}(\omega) = \frac{\chi^{(2)} \omega I(\omega)}{n(\omega) n_g} L_{gen}, \quad (1)$$

$$\eta(\omega) = \frac{\chi^{(2)2} \omega^2 I(\omega)}{n(\omega)n_g^2} L_{gen}, \quad (2)$$

где $\chi^{(2)}$ – нелинейная оптическая восприимчивость второго порядка; $n(\omega)$ – показатель преломления на терагерцовых частотах; $n_g = n(\omega_0) - \omega_0 dn/d\omega$ – групповой показатель преломления на частоте накачки ω_0 ; L_{gen} – длина генерации, которая определяется наименьшей из следующих величин: глубины проникновения лазерного излучения и терагерцового поля в материал (величины, обратные коэффициентам поглощения на соответствующих частотах) и длины когерентности терагерцового поля и поля накачки L_c :

$$L_{gen} = \frac{\pi c}{\omega(n(\omega) - n_g)}.$$

Соответствие между показателем преломления на терагерцовых частотах и групповым показателем преломления на длине волны накачки также называется фазовым синхронизмом.

В частной ситуации, когда для генерации используется кристалл со структурой цинковой обманки (такие как ZnTe и GaAs) ориентации (110), можно также рассчитать зависимость эффективности преобразования от азимутальной ориентации кристалла генерации относительно поляризации падающего излучения накачки [26]. Эта зависимость выражается формулой:

$$E_{ТГц} \propto \left[-3 \left(\sin^2 \theta - \frac{2}{3} \right)^2 + \frac{4}{3} \right]^{\frac{1}{2}},$$

где θ — угол между поляризацией пучка накачки и осью z кристалла, которая лежит в плоскости его поверхности. При этом оптимальным углом, дающим максимальную эффективность преобразования является $\theta \sim 55^\circ$.

Из выражений (1),(2) видно, что длительность импульсов определяет максимальный спектральный диапазон. А величина напряженности генерируемого терагерцового поля определяется следующими параметрами материала генератора: оптической нелинейностью второго порядка,

поглощением на частоте излучения накачки и в терагерцовом спектре, длиной когерентности. Для достижения эффективного преобразования оптического излучения в терагерцовое необходимо, чтобы нелинейно-оптический материал обладал высокой нелинейностью, малым поглощением на лазерной и терагерцовой частотах, большой длиной когерентности (фазового синхронизма) и высокой лучевой прочностью. Данный метод перспективен при использовании высоких мощностей излучения накачки, так как с ростом мощности накачки растет эффективность преобразования. Еще одним фактором, влияющим на эффективность генерации является толщина кристалла: меньшая толщина обеспечивает более широкий спектральный диапазон за счет более короткой длины взаимодействия (меньше длины когерентности), но при этом уменьшается общая эффективность преобразования.

В первых экспериментах по генерации ТГц излучения методом оптического выпрямления использовались кристаллы со структурой цинковой обманки: GaAs, InP, CdTe [29], GaP. Затем предпринимались попытки использовать органические кристаллы DAST [30], MNA [31], MBANP [32] для генерации ТГц излучения. Однако несмотря на высокий коэффициент нелинейности (ЭО коэффициент ~ 700 пм/В в пленках DAST [33]), данные материалы обладают невысокой стабильностью и лучевой прочностью, что значительно осложняет их использование в системах спектроскопии, ориентированных на простоту использования и безотказность. Еще одним из перспективных материалов с высоким коэффициентом нелинейности являются органические полимерные пленки [34,35], которые представляют собой хромофор, помещенный в полимерную матрицу. Однако их применение сдерживается из-за недостатков, аналогичных органическим кристаллам.

Для генерации импульсов высокой энергии используются кристаллы ниобата лития LiNbO_3 со специальным образом подобранной ориентацией [23]. Также для повышения эффективности преобразования применяются

периодически поляризованные (с фазовым квазисогласованием, quasi-phase-matching) кристаллы арсенида галлия [36] и ниобата лития (PPLN) [37]. В этих кристаллах генерируется относительно узкополосное излучение [38].

1.2. Возбуждение фототока в фотопроводящей антенне

Фотопроводящая антенна (ФП антенна, photoconducting antenna или photoconducting switch) или, так называемый ключ Остона [39], является одним из наиболее часто используемых генераторов и (приемников) терагерцового излучения. ФП антенна состоит из двух металлических электродов, расположенных на некотором расстоянии друг от друга на полупроводниковой (полуизолирующей) подложке. К электродам прикладывается напряжение порядка нескольких киловольт. При освещении зазора между электродами ультракоротким лазерным импульсом концентрация носителей заряда в полупроводнике резко возрастает на короткое время (порядка сотен фемтосекунд). Для эффективного поглощения лазерного излучения с освобождением носителей энергия фотона лазерного излучения должна превышать ширину запрещенной зоны полупроводника, но иногда используется и многофотонное поглощение. Возникшие свободные носители разделяются приложенным к зазору полем, в результате чего возникает кратковременный импульс тока, который и является источником терагерцового излучения. Таким образом, ультракороткий лазерный импульс служит сверхбыстрым переключателем для антенны, переводящим ее из изолирующего в проводящее состояние. Длительность импульса тока и спектр испускаемой терагерцовой волны определяется, в основном, временем жизни носителей в полупроводнике. Для уменьшения времени жизни носителей заряда и формирования более резкого заднего фронта токового импульса, в материале антенны создаются дефекты, действующие как ловушки для термализованных носителей заряда.

В большинстве случаев подвижность электронов существенно превышает подвижность дырок, и током последних можно пренебречь. Плотность тока

$$J(t) = n(t)e\mu_e E_b,$$

где $n(t)$ – концентрация фотоиндуцированных носителей, e – элементарный заряд, μ_e – подвижность электронов, а E_b – приложенное напряжение смещения. Концентрация носителей n является функцией времени, и ее вид определяется временным профилем лазерного импульса и временем жизни носителей. Поскольку фототок меняется во времени, он излучает электромагнитный импульс, электрическое поле которого в направлении нормали от источника дается приближенной формулой

$$E_{THz} = \frac{A}{c^2 z} \frac{\partial J(t)}{\partial(t)},$$

где A – площадь зазора, освещаемая лазерным импульсом, c – скорость света, z – расстояние от источника излучения. При выводе формулы (2.2) предполагалось, что z много больше размеров источника. Энергия терагерцового импульса определяется в основном энергией электрического поля, запасенной в зазоре. Однако от энергии лазерного импульса зависит количество индуцированных носителей. Чем больше носителей, тем большая часть запасенной энергии переходит в энергию терагерцового импульса. В условиях слабого возбуждения энергия терагерцового импульса прямо пропорциональна энергии лазерного импульса накачки и прямо пропорциональна приложенному полю. В реальной ситуации энергия терагерцового импульса испытывает насыщение при увеличении энергии лазерного импульса. Это связано с тем, что фотоиндуцированные носители экранируют поле смещения. Увеличение поля смещения тоже наталкивается на ограничения, связанные с возможным электрическим пробоем подложки. Поле электрического пробоя составляет около 400 кВ/см для арсенида галлия (GaAs).

Также возможен тепловой пробой подложки, вызванный снижением сопротивления подложки при ее нагреве фототоком и лазерным излучением.

При реализации оптического метода генерации терагерцового излучения с помощью фотопроводящих антенн на длине волны титан-сапфировых лазеров (~800 нм) широко применяется низкотемпературный (т. е. выращенный молекулярно-лучевой эпитаксией при низкой температуре, с большим количеством дефектов) LT-GaAs. На основной длине волны излучения эрбиевых волоконных лазеров (1550 нм) в качестве материалов рассматриваются низкотемпературный InGaAs [40], имплантированный железом InGaAs [41], а также гетероструктуры ErAs:InGaAs [42] и InGaAs:InAlAs [43]. При этом основные усилия исследователей направлены на то, чтобы добиться высокой подвижности фотоносителей, а за счет создания дополнительных дефектов – высокого сопротивления и низкого темнового тока.

1.3. Генерация на поверхности узкозонного полупроводника

Работы, посвященные генерации терагерцового излучения с поверхности узкозонных полупроводников при поглощении фемтосекундных лазерных импульсов начались в 90-х годах [44] и продолжают по сей день [45]. В текущей работе узкозонным будем считать полупроводник с шириной запрещенной зоны меньше энергии кванта лазерного излучения, применяемого для его возбуждения.

Механизм генерации терагерцового излучения при возбуждении полупроводника фемтосекундными лазерными импульсами можно описать двумя процессами: импульсным фототоком и оптическим выпрямлением (ОВ) лазерного излучения [45]. В общем случае, напряженность терагерцового поля описывается выражением:

$$E_{\text{ТГц}}(t) = -\frac{S}{c^2 R} \int_0^\infty \left(\frac{\partial j(z,t)}{\partial t} + \frac{\partial^2 P(z,t)}{\partial t^2} \right) dz ,$$

где c – скорость света в вакууме, t – время, R – расстояние от точки падения лазерного излучения площадью S на поверхности полупроводника, j – плотность фототока, P – поляризация, ось z направлена в объем полупроводника.

Изменение фототока $\frac{\partial j(z,t)}{\partial t}$ может быть обусловлено дрейфом носителей в приповерхностном электрическом поле E_s , диффузией зарядов вглубь полупроводника из-за большого градиента концентрации фотовозбужденных носителей (так называемый фотогальванический эффект Дембера), а также поверхностным фотогальваническим эффектом. Создание нестационарной поляризации P в объеме полупроводникового материала возможно за счет нелинейной оптической восприимчивости второго порядка $\chi^{(2)}$, и за счет нелинейной оптической восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}$, проявляющейся в присутствии приповерхностного электрического поля E_s – $\chi^{(2)'} = \chi^{(3)}E_s$ – поверхностного оптического выпрямления.

Эффект **оптического выпрямления** аналогичен, описанному ранее, который проявляется при генерации в нелинейных кристаллах. При этом L_{gen} из выражений (1),(2) определяется глубиной поглощения материала, которая составляет величину менее микрона для узкозонного полупроводника. В частном случае, если лазерное излучение падает под углом 45° на поверхность полупроводника, имеющую ориентацию (111), можно показать, что амплитуда терагерцового поля зависит от азимутального угла ориентации поверхности относительно нормали следующим образом [46]:

$$E_{ТГц} \propto (0,773\cos 3\theta - 0,153)\chi^{OR}, \quad (3)$$

где χ^{OR} – коэффициент нелинейной восприимчивости для оптического выпрямления.

Что касается вклада, обусловленного поверхностным оптическим выпрямлением, то он не обладает зависимостью от азимутального угла

ориентации поверхности относительно нормали т.к. вектор встроенного поля направлен перпендикулярно поверхности.

Фотогальванический эффект Дембера (фотоэффект Дембера). При поглощении фемтосекундного лазерного импульса на поверхности полупроводника создается высокая концентрация электрон-дырочных пар. В присутствии границы раздела сред они стремятся диффундировать вглубь полупроводника. При большом отношении подвижностей электронов и дырок (один – два порядка) диффузия электронов вглубь материала происходит намного быстрее, за счет чего осуществляется разделение зарядов и формирование переднего фронта токового импульса. Возникающая вследствие разделения зарядов ЭДС Дембера оказывает возвращающее действие на термализованные электроны, при этом формируется задний фронт токового импульса. После чего происходит рекомбинация носителей зарядов. Считая дырки неподвижными, импульс тока можно описать следующим выражением [47]:

$$J \propto \frac{\Delta n_e \mu_e V_d}{d}, \quad (4)$$

где Δn_e , μ_e – плотность и подвижность фотовозбужденных электронов, d – глубина поглощения лазерного излучения, а V_d – ЭДС Дембера, величину которой можно оценить в приближении стационарного эффекта Дембера [48]:

$$V_d \approx \frac{k_b T}{e} \ln \left[1 + \frac{b \Delta n}{b n_0 + p_0} \right], \quad (5)$$

где e – заряд электрона; $b = \mu_e / \mu_p \gg 1$ – отношение подвижностей электронов и дырок; n_0 , p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок, соответственно.

Из выражения (4) и (5) видно, что наиболее выражен фотоэффект Дембера в полупроводниках с большой подвижностью электронов и отношением подвижностей зарядов, малой шириной запрещенной зоны, что эквивалентно

высокой температуре T рожденных фотоэлектронов и с малой глубиной поглощения (высоким коэффициентом поглощения). При этом заметим, что тип легирования полупроводника (электронный или дырочный) не влияет на полярность тока при эффекте Дембера.

Разделение зарядов встроенным полем полупроводника. Уровень Ферми поверхностного состояния может отличаться от уровня Ферми в объеме вещества. Эта разница вызывает искривление границ запрещенной зоны вблизи поверхности. В области искривления возникает так называемое встроенное, или приповерхностное, электрическое поле (built-in field).

Если полупроводник спроводимостью n типа, то уровень Ферми в объеме ближе к зоне проводимости, тогда как уровень Ферми поверхностного состояния близок к центру запрещенной зоны. Приповерхностное поле, в результате, направлено к поверхности и вызывает смещение плотности свободных электронов внутрь материала. Слой с пониженной концентрацией электронов вблизи поверхности называют обедненным слоем. В состоянии равновесия в обедненном слое дрейф электронов внутрь материала компенсируется их диффузией в направлении поверхности. При поглощении лазерного импульса в приповерхностном слое полупроводника в нем возникают электронно-дырочные пары. Эти светоиндуцированные носители заряда ускоряются встроенным полем

Как и в случае фотоэффекта Дембера, колебания концентрации носителей происходят в перпендикулярном к поверхности направлении. Из-за большой разницы показателей преломления полупроводника ($n_{\text{ГЦ}} \geq 3,5$) и воздуха на терагерцовых частотах эффективность излучения в свободное пространство невысока. Для более эффективного вывода излучения применяют согласующие элементы, например, призмы или линзы. Также используют специальные методы, позволяющие «развернуть» диаграмму направленности излучения элементарного диполя в направлении, касательном к

поверхности – этого можно добиться, например, наложением сильного магнитного поля, искривляющего траектории носителей и таким образом эффективно разворачивающаю излучающий диполь [49].

Также стоит отметить существование **поверхностного фотогальванического тока** (фототок смещения, lateral surface photocurrent) [50], который может давать в импульсный ток составляющую параллельную поверхности полупроводника. Данный эффект является комплексным, и имеет несколько механизмов. Первый связан с тем, что зона проводимости обладает непараболичностью, и фотовозбужденные электроны изначально обладают моментом импульса, который имеет составляющую направленную параллельно поверхности полупроводника. Вторым связан с незеркальным (диффузионным) механизмом рассеяния электронов от границы раздела сред. В качестве третьего механизма рассматривают, так называемое оптическое выравнивание (optical alignment) – передача фотовозбужденным электронам момента импульса сонаправленного с поляризацией падающего лазерного излучения, и последующая его релаксация. Моделирование показывает, что вклад в генерацию терагерцового излучения поверхностного фотогальванического тока зависит от азимутального угла ориентации поверхности полупроводника и может быть сопоставим с вкладом токовых эффектов, развивающимися перпендикулярно поверхности [51].

1.4. Выводы к главе

Наиболее распространёнными генераторами в настоящее время можно считать фотопроводящие антенны. На сегодняшний день они широко используются в коммерчески доступных терагерцовых спектрометрах. Наряду с высокой эффективностью, преимуществом их использования является избавление оптической схемы от внешнего модулятора в канале генерации терагерцового излучения, т.к. модуляция осуществляется приложенным к обкладкам антенны переменным электрическим полем. Дополнительным удобством такой схемы является отсутствие обратной связи с лазером, которая

возникает при возвращении в лазерную систему отраженного от оптического модулятора излучения.

Тем не менее, фотопроводящие антенны имеют ряд недостатков. Существующие материалы, используемые в производстве этих устройств, обеспечивают спектр генерации до 4 ТГц на длинах волн ~ 800 нм и до 2 ТГц на длинах волн ~ 1550 нм, что во втором случае уступает методу генерации с поверхности полупроводников InAs и InSb [52]. Однако наиболее эффективными оказываются методы оптического выпрямления, с помощью которых достигнуты значения, перекрывающие терагерцовый диапазон [53]. При этом общая тенденция такова, что увеличивая спектральный диапазон спектрометра приходится жертвовать динамическим диапазоном.

Максимальная эффективность в фотопроводящих антеннах достигается в режиме близком к пробое, и неосторожное повышение модулирующего напряжения или мощности лазерного излучения могут вывести устройство из строя. Ремонту оно не подлежит. В настоящее время антенны работают с лазерным излучением до 30 мВт, в случае антенны с одним зазором и до единиц Ватт, в случае многоэлементных антенн.

Из личного опыта автор может утверждать, что излучение многоэлементной антенны достаточно сложно сфокусировать в перетяжку менее 5 мм. Это лишает их преимущества высокой эффективности при исследовании образцов с малой апертурой ~ 3 мм, т.к. интенсивность урезанного терагерцового пучка становится сопоставимой с интенсивностью, которую можно достичь в той же оптической схеме при генерации в полупроводниках InAs, помещенных в магнитное поле.

Сложной является процедура установки фотопроводящих антенн в оптическую схему (в случае, если лазерное излучение не доставляется по оптическому волокну), поскольку невозможно осуществить юстировку оптического пути терагерцового излучения по отраженному от генератора (как

в случае с генерацией на поверхности полупроводника) или прошедшему через генератор (как в случае оптического выпрямления) лазерному пучку.

Из-за высокой технологичности фотопроводящие антенны являются дорогими устройствами. Их стоимость на рынке лежит в диапазоне от 1500 до 6000 евро. Стоимость стандартной подложки полупроводникового материала диаметром 100 мм не превышает 1000 евро, что при использовании области с размерами 5×5 мм, делает метод генерации терагерцового излучения на поверхности полупроводников экономически наиболее оправданным.

Таким образом, можно сделать заключение, что исследование эффективности генерации терагерцового излучения без использования фотопроводящих антенн остается на сегодняшний день актуальной задачей.

Глава 2. Разработка и создание стенда для исследования эффективности генерации терагерцового излучения

Стенд для исследования эффективности генерации терагерцового излучения представляется собой импульсный терагерцовый спектрометр с разрешением во времени (в зарубежной литературе Timed-domain terahertz spectrometer) (Рис. 1). Первые работы, выполненные на установках такого типа, в основе которых использовался титан-сапфировый лазер, датируются концом 80-х годов [54].

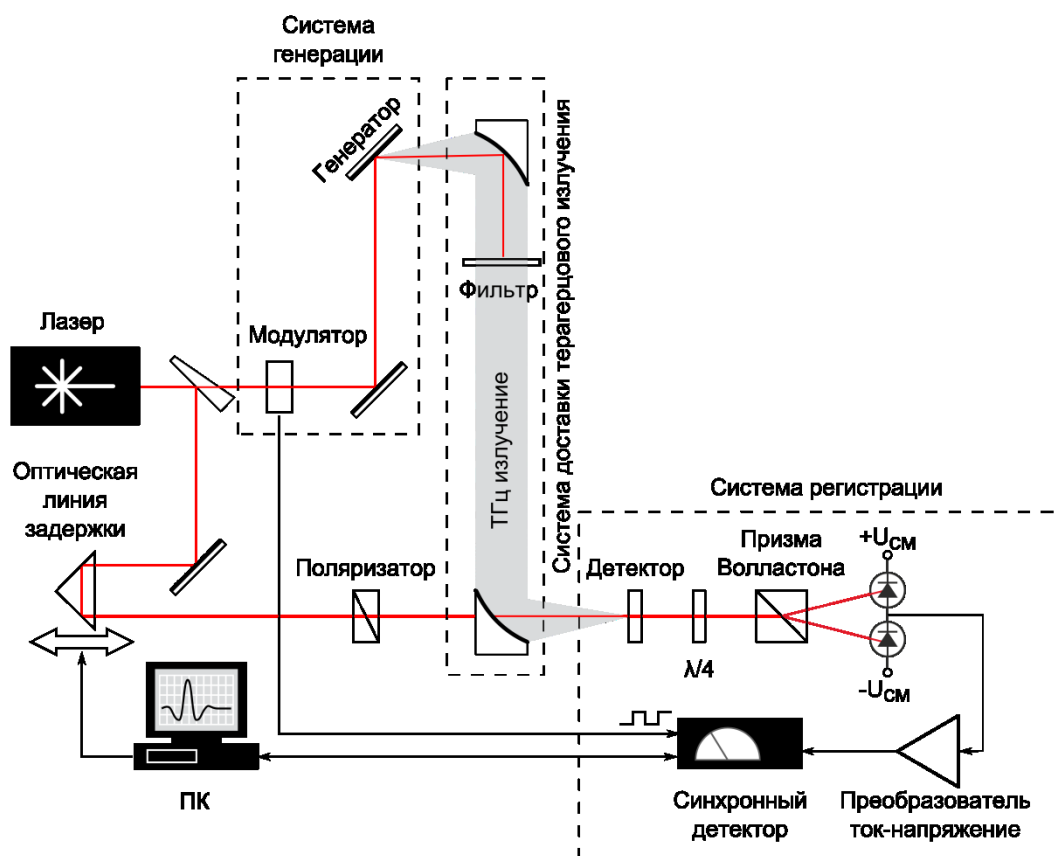


Рис. 1. Экспериментальная установка: импульсный терагерцовый спектрометр с разрешением во времени.

Условно схему установки можно разделить на три основные части: систему генерации терагерцового излучения, систему доставки терагерцового излучения и систему регистрации.

Для понимания принципа действия установки, рассмотрим распространение одного лазерного импульса.

Излученный лазером импульс делится на два светоделительным элементом, в качестве которого используется стеклянный клин толщиной 2 – 3 мм. Проходя через стекло импульс лазерного излучения не испытывает уширения, а клиновидная форма избавляет от попадания его переотражений на детектор и генератор. Отраженные от клина $\sim 10\%$ энергии излучения направляются в систему регистрации (пробный импульс), а прошедшие $\sim 80\%$ в систему генерации (возбуждающий импульс).

В системе генерации возбуждающий импульс преобразуется в пикосекундный (терагерцовый), который направляется в систему доставки терагерцового излучения, состоящую из двух внеосевых 90-градусных параболических зеркал, обеспечивающих коллимацию расходящегося с генератора пучка и его фокусировку на детектор в системе регистрации. Также в этой системе находится фильтр, подавляющий остаточное лазерное излучение и пропускающий терагерцовое.

Пробный лазерный импульс проходит оптическую линию задержки, которая состоит из моторизованного линейного транслятора с установленными уголковым отражателем. Длины оптических путей от светоделительного клина до детектора согласованы, таким образом, что пробный лазерный и терагерцовый импульсы одновременно попадают на детектор.

Регистрация осуществляется оптико-поляризационным методом: изменение поляризации пробного лазерного импульса под действием поля терагерцового импульса в детекторе преобразуется системой регистрации в электрический сигнал, пропорциональный амплитуде терагерцового импульса. Поскольку время изменения амплитуды терагерцового поля превышает длительность пробного импульса, в первом приближении можно считать, что терагерцовое поле является постоянным в момент детектирования.

Регистрация временной формы терагерцового импульса происходит следующим образом. С помощью оптической линии задержки изменяется длина оптического пути пробных импульсов, и формируется задержка с заданным фиксированным временным шагом в заданном диапазоне сканирования. В каждом положении линии задержки измеряется усредненное по $\sim 10^8$ импульсам значение напряженности терагерцового поля. При этом в системе используется синхронное детектирование – сигнал регистрируется на частоте модуляции пучка накачки. Специально написанное программное обеспечение управляет линией задержки и получает значение сигнала с синхронного детектора, сохраняя временную форму терагерцового импульса в цифровом виде для последующей обработки.

2.1. Параметры лазерного излучения

Основой установки является эрбиевый волоконный лазер фирмы TopTica Photonics (производство Германия). На Рис. 2 и Рис. 3 приведены спектр и автокорреляционная функция лазерного излучения для первой и второй гармоники соответственно. В Таблица 1 приведены параметры лазерного излучения.

Таблица 1. Параметры излучения волоконного эрбиевого лазера

Параметр	Первая гармоника	Вторая гармоника
Центральная длина волны излучения, нм	1552,7	776,5
Ширина спектра, нм	45,1	7,9
Длительность импульса (sech^2), фс	90	113
Частота следования импульса, МГц	76,845	
Средняя мощность, мВт	250	90

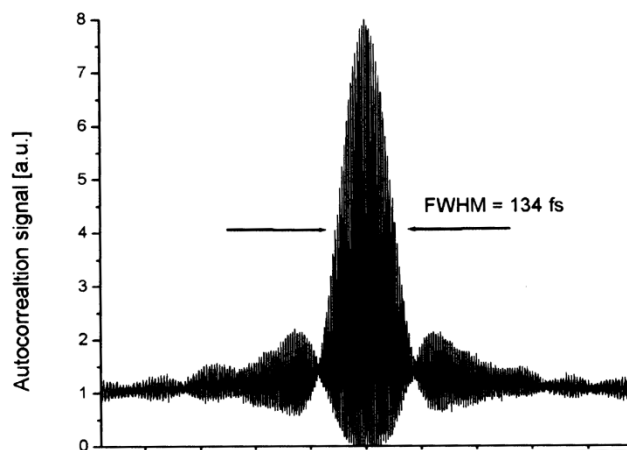
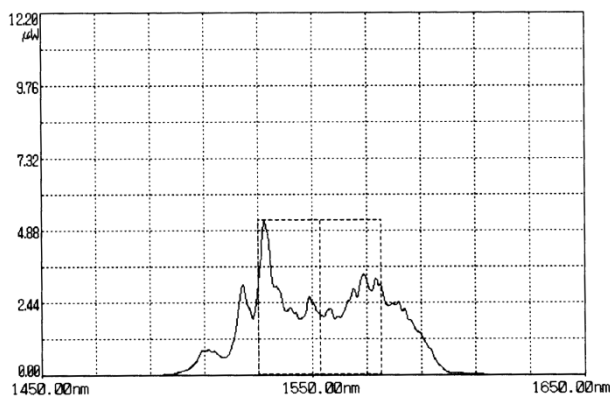


Рис. 2. Спектр первой гармоники излучения волоконного эрбиевого лазера (слева) и автокорреляционная функция его импульса (справа).

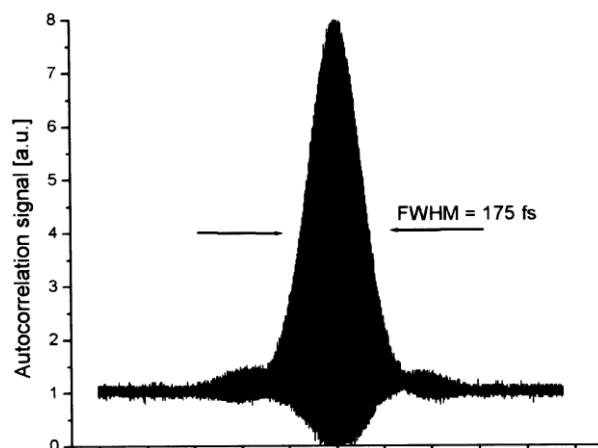
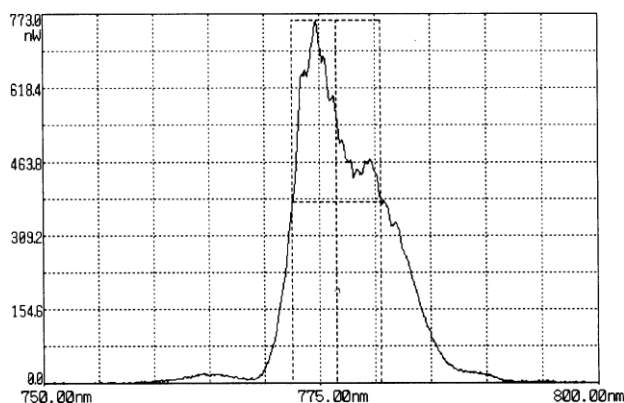


Рис. 3. Спектр второй гармоники излучения волоконного эрбиевого лазера (слева) и автокорреляционная функция его импульса (справа).

2.2. Система генерации терагерцового излучения

Как было описано ранее в состав системы генерации входит оптический модулятор и материал, преобразующий фемтосекундное излучение в терагерцовое. В данном случае в качестве модулятора используется накопитель на жестком диске, в котором, с помощью прецизионной вращательной головки, просверлены отверстия по окружности. С помощью оптрона, излучение которого прерывается теми же отверстиями, организован сигнал, передаваемый в синхронный детектор системы регистрации. Преимуществом использования

накопителей является наличие схемы стабилизации вращения диска, которая обеспечивает стабильность частоты модуляции не хуже чем $\sim 10^{-4}$.

В качестве материала, для генерации терагерцового излучения используется нелинейный кристалл или полупроводник. В первом случае лазерное излучение проходит сквозь материал, во втором отражается от поверхности, поэтому перестройка осуществляется с помощью дополнительного зеркала.

Возбуждающее лазерное излучение р поляризовано, поэтому наиболее эффективным углом падения лазерного излучения на полупроводник является угол Брюстера. Тем не менее, в экспериментах для удобства настройки оптической схемы при смене полупроводниковых генераторов угол падения выбран 45° .

Известно, что на генерацию терагерцового излучения с поверхности полупроводников оказывает влияние магнитное поле [55]. Максимальная эффективность этого механизма наблюдается в случае, когда вектор индукции магнитного поля лежит в плоскости излучающей поверхности и перпендикулярен плоскости падения лазерного пучка накачки. Это объясняется следующим образом. Направление движения зарядов (Фотоэффект Дембера, эффект разделения зарядов встроенным полем) при формировании токового импульса лежит перпендикулярно поверхности полупроводника, что эквивалентно формированию диполя сонаправленного с движением зарядов и обладающего максимумом диаграммы излучения параллельно поверхности материала. Показатель преломления полупроводникового материала на терагерцовых частотах $n_{THz} \geq 3,5$, поэтому лишь небольшая часть излучения проникает через границу раздела сред. Сила Лоренца, выражающая действие магнитного поля на движение зарядов, эффективно поворачивает диполь. Таким образом, угол падения терагерцового излучения на границу раздела сред уменьшается, что приводит к увеличению эффективности генерации. Очевидно, что при превышении некоторого значения индукции магнитного поля

эффективность генерации снова начнет падать, а после снова может выйти на максимум [56]. Эффективное значение индукции магнитного поля зависит от свойств полупроводника, а первый максимум лежит в пределах от 1 до 3 Тл.

Обычно магнитные поля такой напряженности получают с помощью охлажденных соленоидов, электромагнитов или сверхпроводящих магнитов. Существуют работы, в которых рассмотрены системы постоянных магнитов, формирующие высококонцентрированное поле, превышающее значение 4,3 Тл [57]. Простейшая система такого типа представляет из себя структуру Киттеля с открытыми доменами (Рис. 4) [58].

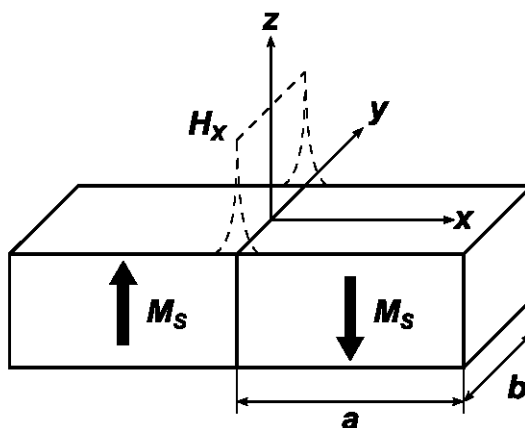


Рис. 4. Магнитная система Киттеля с открытыми доменами. M_S – намагниченность материала, H_x – тангенциальная компонента магнитного поля, пунктирной линией отображена её амплитуда.

Структура состоит из двух постоянных магнитов с ребрами a , b и намагниченностью M_S . Предполагая, что $b \gg a$, а распределение намагниченности по объему магнита является однородным, компоненту H_x можно выразить следующим образом [59]:

$$H_x(x, z) = M_S \{ \ln(a^2 + z^2 + 2ax + x^2) - 2 \ln(x^2 + z^2) + \ln(a^2 + z^2 - 2ax + x^2) \}, \quad (6)$$

Отсюда видно, что в месте соединения магнитов в плоскости $z = 0$ значение амплитуды поля H_x значительно растет при $x \rightarrow 0$, т.е. при приближении к месту соединения магнитов. В идеальном случае оно стремится к бесконечности, в действительности предельное значение не может быть больше ~ 80 кГс, что обусловлено межатомным расстоянием $x \sim 10^{-7}$ см⁻¹. Также в работе [59] показано, что возникновение сильных полей рассеяния возможно только в ферромагнетиках с гигантской магнитной анизотропией $H_K \gg 4\pi M_S$, в которых выполняется условие: $H_C > 2\pi M_S$ (H_K – поле одноосной анизотропии материала; H_C – коэрцитивная сила). К примеру, такими материалами являются неодим—железо—бор, железо—платина, самарий—кобальт.

Для магнитной системы терагерцового генератора были взяты самарий—кобальтовые магниты с размерами $5,3 \times 6,5 \times 2,8$ мм, помещенные на магнитопровод с нулевым зазором, $d = 0$. Полупроводниковые пластины, используемые в качестве генераторов, сошлифовывались вплоть до толщины 200 мкм, для уменьшения z координаты области генерации (Рис. 5.)

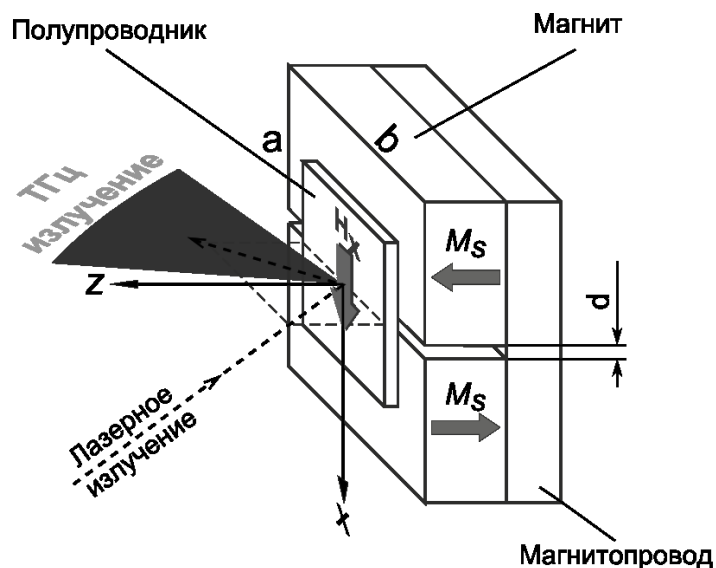


Рис. 5. Магнитная система терагерцового генератора. M_S – намагниченность, d – зазор между магнитами, a, b – стороны магнита, H_x – компонента напряженности магнитного поля перпендикулярная зазору.

Оценка напряженности магнитного поля в области генерации производилась следующим образом. С помощью преобразователя Холла ПХЭ 606817А, обладающего чувствительностью 13,85 мкВ/Гс, было измерено распределение компоненты $B_X = H_X$ (СГС) в плоскости $y = 0, z = 1$ мм (Рис. 6). Чувствительный элемент преобразователя представляет собой тонкую пластинку из полупроводникового материала с размерами $0,45 \times 0,15$ мм. Для сопоставления с экспериментальными данными использовалась следующая формула, учитывающая усреднение значения магнитной индукции на площади датчика:

$$\overline{H_X}(x, z) = \frac{1}{\Delta} \int_{t=z}^{t=z+\Delta} H_X(x, z) dt, \quad (7)$$

где $\Delta = 0,15$ мм – размер чувствительного элемента по координате z ; $H_X(x, z)$ – выражение (6). В данном случае размер чувствительного элемента по координате y не учитывался, т.к. изменением индукции в этом направлении можно пренебречь [59].

В результате приближения экспериментальных данных формулой (7) было получено значение $M_S = 730$ Гс, и рассчитано по формуле (6) значение индукции магнитного поля для $z = 0,2$ мм, что соответствует толщине генератора терагерцового излучения (Рис. 6).

С помощью тефлоновой пленки фиксированной толщины было определено, что увеличение зазора между магнитами до 100 мкм не влияет на распределение индукции магнитного поля. Вероятно, это связано со скругленными ребрами магнитов. По оценкам, радиус скругления составляет 50 мкм.

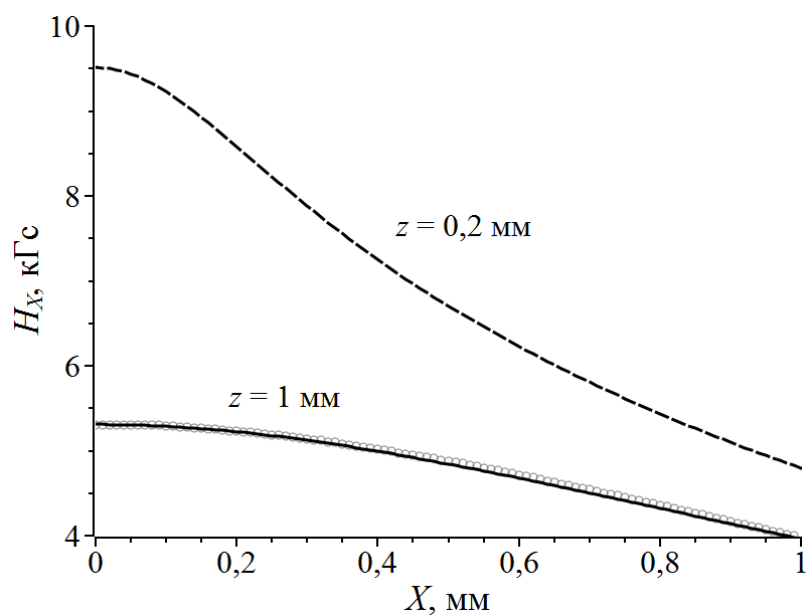


Рис. 6. Распределение компоненты H_X напряженности магнитного поля над плоскостью магнитов: окружности – экспериментальные данные при $z = 1$ мм, сплошная линия – приближение по формуле (7); пунктирная линия – расчёт по формуле (6) при $z = 0,2$.

Как будет показано далее, диаметр пятна лазерного излучения накачки на генераторе составляет ~ 1 мм, из чего следует, что на размере пятна индукция магнитного поля изменяется в пределах от 9,5 до 6,7 кГс (0,95 – 0,67 Тл, соответственно). Следовательно, среднее значение магнитного поля составит 8,15 кГс или 0,85 Тл. Тем не менее эффективное значение магнитного поля в контексте генерации терагерцового излучения должно быть ближе к значению индукции в максимуме, поскольку энергия лазерного излучения имеет распределение по площади пятна близкое к Гауссовому.

2.3. Система доставки терагерцового излучения

С целью уменьшения габаритов установки, для коллимации и фокусировки терагерцового излучения были выбраны алюминиевые внеосевые параболические зеркала, отражающие под прямым углом. Диаметр зеркал $D = 25,4$ мм, фокусное расстояние $F = 50,8$ мм.

Так как длины волн терагерцового диапазона достигают единиц миллиметров, формулы геометрической оптики неприменимы. Если диаметр

излучающей области сопоставим с длиной волны излучения, в силу вступают законы дифракции.

В работе [60] представлена эвристическая формула, с хорошей точностью описывающая дифракционную передаточную функцию, зависящую от параметров коллимирующей системы и диаметра излучающего пятна:

$$T_{\text{диф}}(\omega_{\text{ТГц}}) = \sqrt{1 - \exp\left[-\frac{tg^2(\theta_{\text{колл}})z_{\text{диф}}^2}{r_0^2}\right]},$$

где $\omega_{\text{ТГц}}$ – частота терагерцового диапазона, $r_0 = \frac{r_{\text{Л}}}{\sqrt{2}}$ – радиус излучающего терагерцового пятна, $r_{\text{Л}}$ – радиус пятна лазерного излучения на образце, $\theta_{\text{колл}}$ – собирающий угол коллимирующей системы, $z_{\text{диф}} = kr_0^2/2$ при $kr_0 > 1$, $z_{\text{диф}} = k^2r_0^3/2$ при $kr_0 < 1$.

Учитывая, что $\theta_{\text{колл}} = \arctg(D_{\text{колл}}/2F_{\text{колл}})$, где $D_{\text{колл}} = 25,4$ мм и $F_{\text{колл}} = 50,8$ мм – диаметр и фокус коллимирующего зеркала; $\omega_{\text{ТГц}} = 2\pi f_{\text{ТГц}}$, $k = 2\pi f_{\text{ТГц}}/c$, $r_{\text{Л}} = d_{\text{ф}}/2$, $d_{\text{ф}}$ – диаметр лазерного пятна накачки; выражение можно привести к виду:

$$T_{\text{диф}}(f_{\text{ТГц}}) = \begin{cases} \sqrt{1 - \exp\left[-\left(\frac{\pi f_{\text{ТГц}} d_{\text{ф}}}{4c}\right)^4\right]}, & \text{при } f_{\text{ТГц}} \leq \frac{c\sqrt{2}}{\pi d_{\text{ф}}}, \\ \sqrt{1 - \exp\left[-\frac{1}{8}\left(\frac{\pi f_{\text{ТГц}} d_{\text{ф}}}{4c}\right)^2\right]}, & \text{при } f_{\text{ТГц}} > \frac{c\sqrt{2}}{\pi d_{\text{ф}}}, \end{cases} \quad (8)$$

Для наглядности с учетом равенства $\lambda_{\text{ТГц}} = c/f_{\text{ТГц}}$, выражение (8) можно переписать:

$$T_{\text{диф}}(\lambda_{\text{ТГц}}) = \begin{cases} \sqrt{1 - \exp\left[-\left(\frac{\pi d_{\text{ф}}}{4\lambda_{\text{ТГц}}}\right)^4\right]}, & \text{при } \lambda_{\text{ТГц}} \geq \frac{\pi}{\sqrt{2}} d_{\text{ф}}, \\ \sqrt{1 - \exp\left[-\frac{1}{8}\left(\frac{\pi d_{\text{ф}}}{4\lambda_{\text{ТГц}}}\right)^2\right]}, & \text{при } \lambda_{\text{ТГц}} < \frac{\pi}{\sqrt{2}} d_{\text{ф}}, \end{cases} \quad (9)$$

Из выражения (9) видно, что $\lambda_{\text{ТГц}} \approx 2,22 \cdot d_{\text{ф}}$ – длина волны, сопоставимая с диаметром лазерного пятна накачки, при которой изменяется закон дифракции

терагерцового излучения. На Рис. 7 отражено поведение дифракционной функции $T_{\text{дифф}}(f_{\text{ТГц}})$ для разных диаметров лазерного пятна накачки.

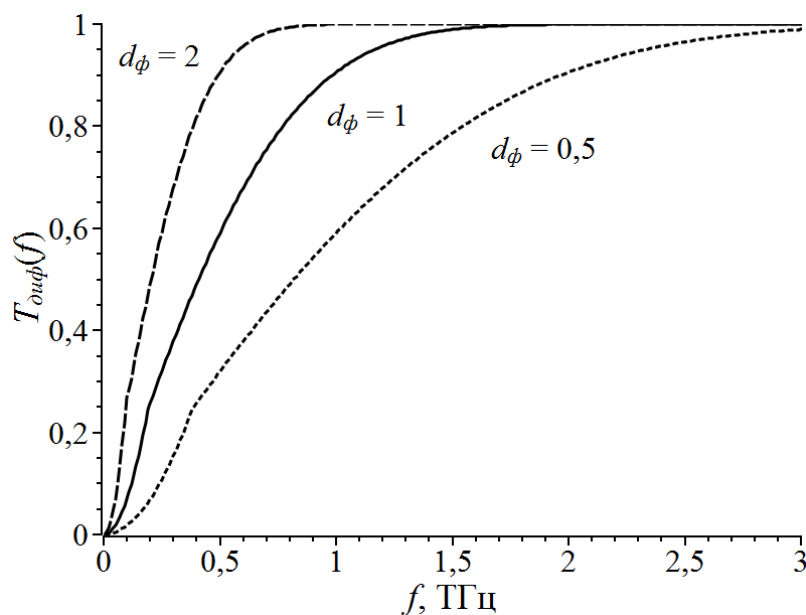


Рис. 7. Передаточная функция коллимирующей системы $T_{\text{дифф}}(f_{\text{ТГц}})$ для различных значений d_{ϕ} в миллиметрах.

В области высоких частот функция стремится к 1. В области низких частот, где $\lambda_{\text{ТГц}} \approx 2,22 \cdot d_{\phi}$, виден излом и изменение характера поведения дифракционной функции.

Чтобы определить оптимальный диаметр пятна лазерного излучения d_{ϕ} , нужно учесть не только дифракцию терагерцовой волны из точки излучения, но и влияние магнитного поля, а также чувствительность системы регистрации.

Магнитное поле имеет ярко выраженный максимум (Рис. 6), следовательно, фокусируя лазерное излучение накачки в меньший диаметр, возрастает эффективность использования магнитного поля. Для оценки, можно представить, что эффективное значение индукции магнитного поля равно его среднему значению на площади излучения терагерцовой волны. Пренебрегая изменением индукции магнитного поля в направлении оси y , для расчета среднего значения можно воспользоваться выражением:

$$\widetilde{H}_X(z, d_\phi) = \frac{2\sqrt{2}}{d_\phi} \int_{x=-\frac{d_\phi}{2\sqrt{2}}}^{x=\frac{d_\phi}{2\sqrt{2}}} H_X(x, z) dx, \quad (10)$$

где $\frac{d_\phi}{\sqrt{2}}$ – диаметр излучающего терагерцовую волну пятна.

Принимая $z = 0,2$ мм, и учитывая, что зависимость амплитуды терагерцовой волны от приложенного магнитного поля имеет линейный характер при $H_X \approx 10$ кГс [61], получим значения $\widetilde{H}_X(d_\phi)$, на которые необходимо масштабировать кривые на Рис. 7. Результат этой операции приведен на Рис. 8, на котором видно, что изменение диаметра лазерного пучка накачки на генераторе существенно влияет на форму спектра коллимированного терагерцового пучка. Теоретически, систему доставки терагерцового излучения можно настроить на эффективную передачу необходимых для эксперимента частот. В данном случае предлагается учесть спектральную чувствительность системы регистрации спектрометра основанного на лазере с длиной волны излучения $\lambda = 775$ нм (Рис. 9) [62].

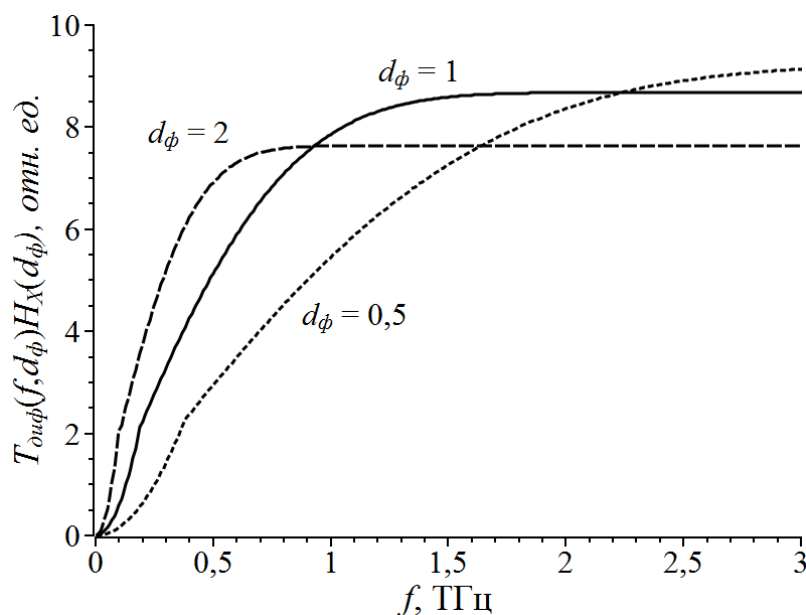


Рис. 8. Передаточная функция коллимирующей системы $T_{\text{дифф}}(f_{\text{ТГц}}, d_\phi)$ для различных значений d_ϕ в миллиметрах, с учетом влияния магнитного поля $H_X(d_\phi)$ на генерацию терагерцового излучения.

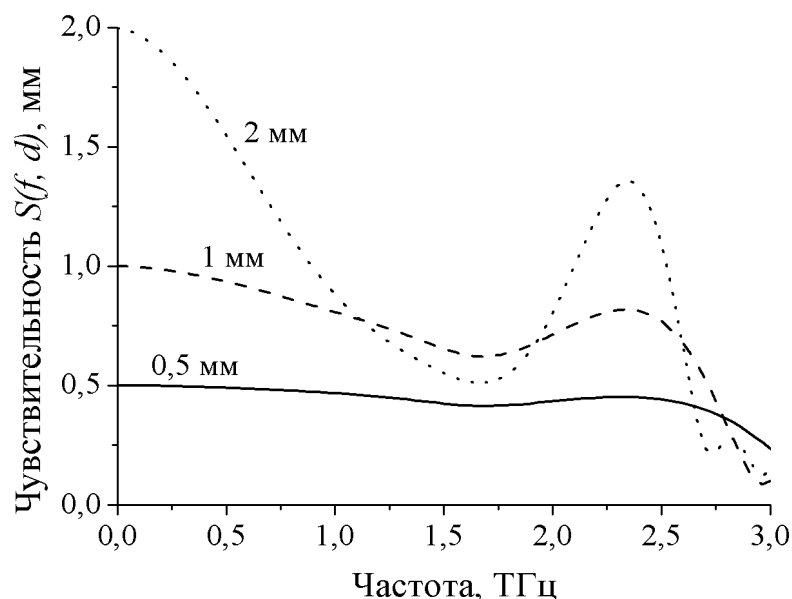


Рис. 9. Расчетная спектральная чувствительность $S(f, d)$ при различных толщинах кристалла регистрации ZnTe.

В данном случае чувствительность сильно зависит от кристалла, используемого в качестве детектора. Основное влияние на нее оказывают фазовый синхронизм терагерцового и лазерного излучения, а также собственное поглощение кристалла. При использовании в качестве детектора кристалла ZnTe, функция спектральной чувствительности имеет провал в области 1,7 ТГц.

Для выбора диаметра пятна лазерного излучения накачки, обеспечивающего наиболее эффективную коллимацию частот в области 1,7 ТГц, необходимо рассмотреть поведение функции $T_{\text{дифф}}(f_{\text{ТГц}}, d_{\phi})H_{\chi}(d_{\phi})$ при фиксированной частоте $f_{\text{ТГц}} = 1,7$ ТГц (Рис. 10). Поведение функции демонстрирует максимум в районе 1,1 мм.

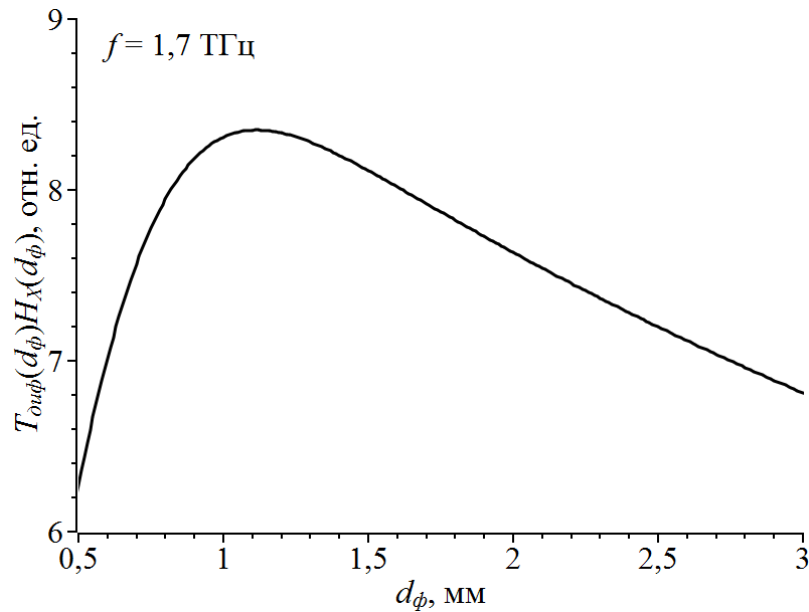


Рис. 10. Зависимость передаточной функции коллимирующей системы $T_{\text{дифф}}(f_{\text{ТГц}}, d_{\phi})H_X(d_{\phi})$ от диаметра пятна лазерного излучения накачки d_{ϕ} на генераторе терагерцового излучения для частоты $f_{\text{ТГц}} = 1,7$ ТГц.

Отметим, что в экспериментах, проводимых в атмосфере, наблюдаются линии сильного поглощения в районе 1,7 ТГц. Поскольку для исследования эффективности генерации терагерцового излучения нет острой необходимости проведения экспериментов в безвоздушной атмосфере, как в случае прецизионного измерения свойств материалов, настройка системы на максимальную чувствительность в области 1,7 ТГц приобретает дополнительный смысл.

Второе внеосевое параболическое зеркало фокусирует терагерцовый пучок на детектор системы регистрации, на котором он совмещается с пробным лазерным пучком. В данном случае диаметр перетяжки терагерцового пучка в фокусе зеркала ограничен и зависит от длины волны. Для оценки этого параметра воспользуемся следующим выражением:

$$d_{\text{рег}} = \frac{c}{f_{\text{ТГц}}} \frac{F_{\text{фок}}}{D_{\text{фок}}},$$

где $F_{\text{фок}}$ – фокусное расстояние фокусирующего внеосевого параболического зеркала, $D_{\text{фок}}$ – его диаметр. В нашем случае коллимирующее и фокусирующее зеркала одинаковы, поэтому отношение $\frac{F_{\text{фок}}}{D_{\text{фок}}} = 2$. Из чего следует, что

$$d_{\text{пер}} = \frac{2c}{f_{\text{ТГц}}}$$

Тогда диаметр перетяжки для частоты 1,7 ТГц составит $d_{\text{пер}} \approx 0,35$ мм. Таким образом, из предположения, что максимальную чувствительность необходимо достигнуть на частоте 1,7 ТГц, появляется условие, на диаметр пятна пробного лазерного пучка, который не должен быть меньше величины 0,35 мм. В действительности, в спектре терагерцового излучения присутствуют частоты вплоть до 0,1 ТГц, поэтому диаметр считывающего лазерного пучка следует выбирать как можно большего размера. В нашем случае верхний предел связан с выбором схемы совмещения пучков, в которой лазерный пучок проходит через отверстие в параболическом зеркале диаметром 3 мм.

2.4. Система регистрации терагерцового излучения

Система регистрации терагерцового излучения состоит из оптической и электронной частей (Рис. 1111). Разработка и исследование оптической части проведена Мамрашевым А. А. [62], в то время как разработка трансимпедансного усилителя (преобразователя ток—напряжение), относящегося к электронной части, осуществлена автором.

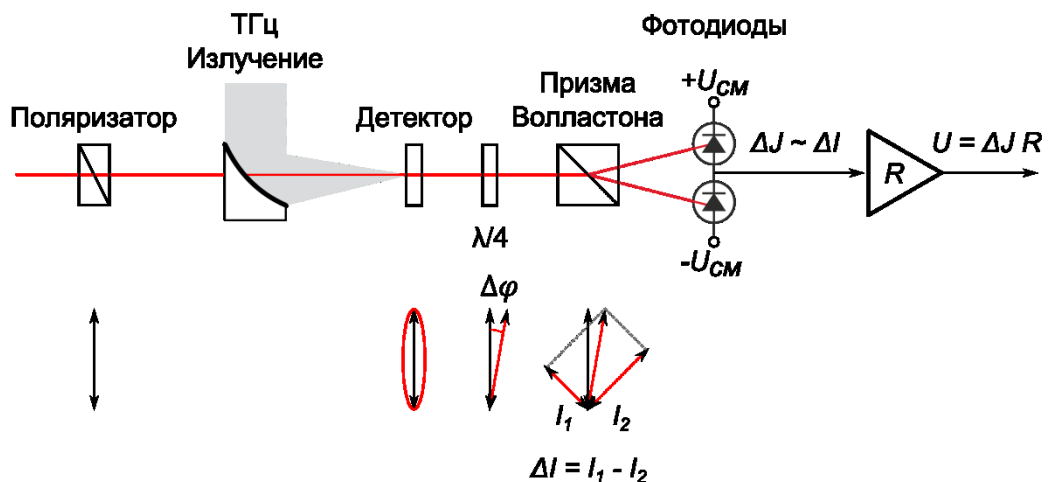


Рис. 11 Схема поляризационно-оптической регистрации терагерцовых импульсов

Метод поляризационно-оптической регистрации терагерцовых импульсов был предложен в 1995 году [63], однако окончательно в форме дифференциальной регистрации появился чуть позже [Wu Q., Zhang X.C. Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses // Applied Physics Letters. 1997. Vol. 71, № 10. P. 1285–1286.]. Данный метод основан на линейном электрооптическом эффекте Поггеля: появление двулучепреломления в нелинейном электрооптическом кристалле (детекторе) при приложении внешнего напряжения. В момент детектирования в роли внешнего напряжения выступает электрическое поле терагерцового импульса, при этом разность показателей преломления пропорциональна его амплитуде:

$$\Delta n \propto E_{\text{ТГц}}.$$

При выполнении условия синхронизма между фазовой скоростью терагерцового импульса и групповой скоростью пробного лазерного импульса, последний приобретает соответствующее изменение поляризации, а появившуюся разность фаз можно выразить следующим образом:

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c} \Delta n L.$$

Таким образом, изначально линейная поляризация пробного лазерного импульса приобретает эллиптичность, которая компенсируется четвертьволновой пластинкой и преобразуется в линейную поляризацию, наклоненную относительно изначальной на малый угол. При этом быстрая ось четвертьволновой пластинки устанавливается по оси изначальной поляризации.

Далее призма Волластона, установленная под углом 45° относительно изначальной поляризации, раскладывает пробный пучок на два с ортогональными интенсивностями, которые детектируются фотодиодами. Если их разность равна нулю в начальный момент, то в момент появления терагерцового поля в нелинейном кристалле она удовлетворяет выражению:

$$\Delta I = I_0 \sin \Delta \varphi ,$$

где I_0 – интенсивность пробного пучка.

Поскольку на практике значение $\Delta \varphi$ не превышает 10^{-4} , поэтому можно предполагать, что:

$$\Delta I \propto E_{\text{ТГц}}.$$

Ток фотодиода J пропорционален его чувствительности и интенсивности падающего лазерного излучения. Фотодиоды включены встречно, и токи каждого из них вычитаются по закону Кирхгофа, следовательно, $\Delta I \sim \Delta J$. Далее трансимпедансный усилитель преобразует разностный ток фотодиодов в напряжение, пропорционально резистору обратной связи: $U = \Delta J R$. Выходной сигнал подается на вход синхронного детектора, в котором осуществляется выделение полезного сигнала гетеродинным методом, и полученное значение передается по USB в ПЭВМ, для обработки специально созданным программным обеспечением.

Для детектирования первой гармоники излучения волоконного эрбиевого лазера используется нелинейный кристалл GaAs толщиной 0,7 мм и фотодиоды FDG03 компании Thorlabs. Для второй гармоники: кристалл ZnTe толщиной 2 мм и фотодиоды S3071 компании Hamamatsu. В качестве синхронного детектора используется SR830 Lock-in Amplifier от Stanford Research Systems.

Линия задержки, представляющая собой моторизованный линейный транслятор 7T164-10 компании Standa с установленным на него уголковым отражателем, позволяет изменять оптический путь пробного лазерного импульса относительно терагерцового. Таким образом можно зарегистрировать изменение напряженности терагерцового поля в пространстве, а следовательно и во времени, получив временную форму импульса, и зафиксировать полученные данные в цифровом виде. Последующее преобразование Фурье позволяют получить спектр и фазу (Рис. 12). Программное обеспечение

управления спектрометром и обработки экспериментальных данных создано Мамрашевым А. А. Оно позволяет задать шаг сканирования, количество точек и время накопления сигнала в каждой точке.

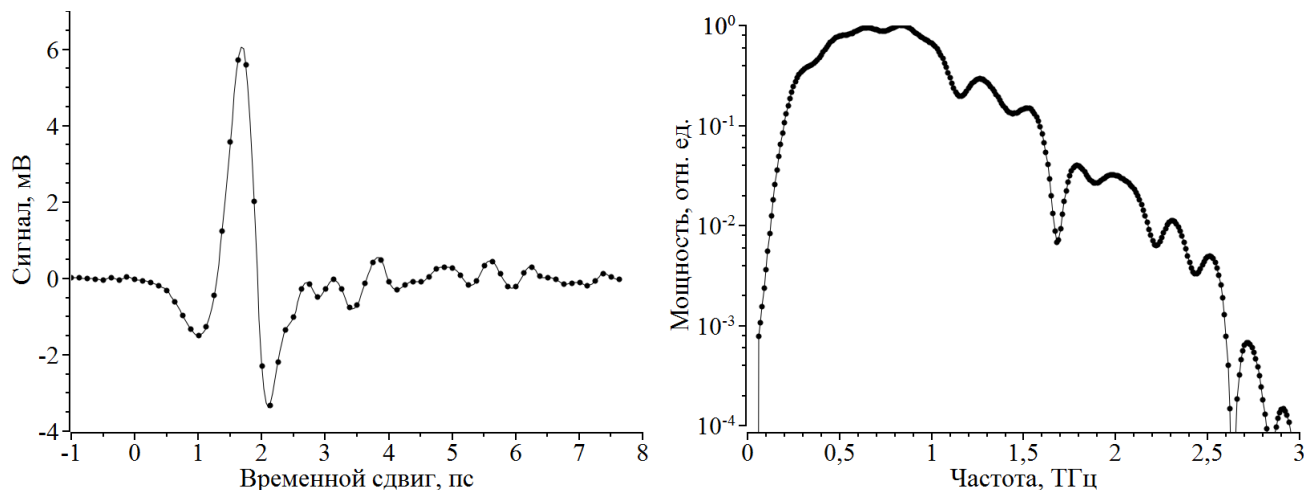


Рис. 12. Временная форма терагерцового импульса (слева) и его спектр мощности: результат быстрого преобразования Фурье (справа). Провалы в спектре соответствуют линиям поглощения паров воды в атмосфере.

2.5. Выводы по главе

Разработано и создано два импульсных терагерцовых спектрометра с разрешением во времени, которые в дальнейшем использовались в качестве стендов для исследования эффективности преобразования лазерного излучения в терагерцовое в нелинейно-оптических и полупроводниковых материалах. Генерация и детектирование терагерцового излучения в спектрометрах осуществляется с помощью излучения первой и второй гармоники фемтосекундного волоконного эрбиевого лазера. Особенностью разработанных спектрометров является способ повышения эффективности преобразования лазерного излучения в терагерцовое, основанный на создании высококонцентрированного магнитного поля в узкозонных полупроводниках, обеспечивающий увеличение мощности терагерцового излучения. Используемая поляризационно-оптическая система регистрации терагерцовых импульсов основана на электрооптическом эффекте Погкельса, выражающемся

в появлении двулучепреломления в нелинейном электрооптическом кристалле (детекторе) при приложении внешнего электрического поля, в роли которого выступает электрическое поле детектируемого терагерцового импульса.

ГЛАВА 3. Экспериментальное исследование эффективности генерации терагерцового излучения в полупроводниковых и нелинейно-оптических кристаллах

3.1. Исследуемые образцы и алгоритм проведения экспериментов

Для исследования эффективности преобразования фемтосекундных лазерных импульсов волоконного эрбиевого лазера в терагерцовые были выбраны полупроводниковые и нелинейно-оптические материалы: InAs, InSb, GaAs, ZnTe. Исследования проводились при комнатной температуре.

Для исследования методом оптического выпрямления в нелинейном кристалле были выбраны кристаллы GaAs и ZnTe для первой и второй гармоники излучения лазера соответственно. Кристалл GaAs выбирался высокоомным, чтобы свободные носители зарядов не поглощали терагерцовое излучение. Технология роста кристаллов GaAs хорошо отработана, и практически все коммерчески доступные материалы обладают хорошим качеством. К сожалению, с кристаллами ZnTe ситуация иная. Поэтому для сравнения эффективности генерации, а также и детектирования терагерцового излучения были приобретены образцы кристаллов ZnTe из трех разных источников. В работе приведены результаты, относящиеся к наиболее качественному кристаллу из Института физики твердого тела РАН, г. Черноголовка.

Для исследования методом генерации с поверхности полупроводника были выбраны обладающие большим отношением подвижностей зарядов и малой глубиной поглощения полупроводники InAs и InSb с электронной и дырочной проводимостью и концентрацией неосновных носителей заряда $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, и $10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Известно, что эффективность преобразования лазерного излучения в терагерцовое зависит от концентрации неосновных носителей материала. Особенно эта зависимость ярко выражена в полупроводнике *p*-InAs [45], а её максимум лежит в пределах

от 10^{16} до 10^{17} см^{-3} . Полупроводники вырезаны с ориентацией (111) для исследования вклада эффектов оптического выпрямления поверхностного фотогальванического тока. Эффективность преобразования второй гармоники лазерного излучения в терагерцовое в полупроводнике GaAs также будет приведена для сравнения.

В Таблица 2 перечислены основные свойства материалов, которые выбраны для исследования.

Таблица 2. Полупроводниковые и нелинейно оптические материалы (E_g – ширина запрещенной зоны, $n_{неосн}$ – концентрация неосновных носителей заряда, $b = \mu_e/\mu_p$ – отношение подвижностей электронов и дырок, $1/\alpha$ – глубина поглощения).

Материал	Ориентация	E_g при 300 К [эВ]	$n_{неосн}$ [см^{-3}]	$b = \mu_e/\mu_p$ [$\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$]	$1/\alpha$ (775 нм) [мкм]	$1/\alpha$ (1550 нм) [мкм]	Толщина [мкм]
n-InAs	(111)	0,35	$1,8 \times 10^{16}$	30000/450 ~ 67	0,132	0,59	200
p-InAs	(111)		$2,7 \times 10^{16}$				200
n-InSb	(111)	0,17	$< 10^{14}$	77000/1100 ~ 70	0,081	0,62	200
p-InSb	(111)		$2,3 \times 10^{12}$				200
GaAs	(110)	1,42		9340/450 ~ 21	0,667	-	700
ZnTe	(110)	2,25					1000

Алгоритм проведения экспериментов следующий. Изначально для каждой длины волны лазерного излучения в системе генерации устанавливались полупроводники. Р-поляризованное лазерное излучение падает на поверхность полупроводника под углом 45° и фокусируется линзой в пятно диаметром ~ 1 мм. После настройки системы на максимальный сигнал, определялась зависимость амплитуды терагерцового поля от угла поворота поверхности генератора относительно нормали (т. н. азимутального угла). После установки азимутального угла, соответствующего максимуму генерации, исследовалась зависимость амплитуды напряженности терагерцового поля от интенсивности лазерного излучения, которая контролировалась полуволновой пластинкой и поляризатором. После сравнения всех типов полупроводников, в генераторе устанавливалась магнитная система, на которой закреплялись

пластинки полупроводников с сохранением азимутальной ориентации, и повторно проводилось исследование зависимости амплитуды напряженности терагерцового поля от интенсивности лазерного излучения. Исследование зависимости амплитуды терагерцового поля от азимутального угла ориентации полупроводника помещенного в магнитное поле не проводилось, т.к. известно, что азимутальный угол, при котором наблюдается максимум терагерцового излучения, одинаков для случаев: с магнитным полем и без [65].

После проведения исследований с полупроводниками генератор заменялся на нелинейно-оптический кристалл, а схема перестраивалась на пропускание. При этом фокусировка лазерного излучения не менялась. Поворотом генератора вокруг нормали и вращением поляризации лазерного излучения сигнал системы регистрации настраивался на максимум. После аналогичным образом производилось исследование зависимости амплитуды напряженности терагерцового поля от интенсивности лазерного излучения.

Сканирование терагерцового импульса происходило при следующих параметрах:

- шаг сканирования: 125 фс
- диапазон сканирования: 9 пс
- время усреднения сигнала в каждой точке: 0,7 с

Далее мы будем использовать термин интегральная мощность терагерцового излучения, который определяется суммой отсчетов спектра мощности, полученного в результате преобразования Фурье временной формы импульса:

$P_{\text{инт}} = \sum_i p_i$, где p_i – i -тый отсчет спектра, i соответствует диапазону 0,1 – 3 ТГц.

На графиках, на которых экспериментальные данные представлены квадратами, ребро квадрата соответствует ошибке измерения величины отложенной по оси абсцисс.

3.2. Экспериментальные результаты на стенде с излучением на длине волны 775 нм

3.2.1 Исследование генерации терагерцового излучения в нелинейно-оптическом кристалле ZnTe и полупроводниках InAs, InSb, GaAs без магнитного поля

Зависимость амплитуды терагерцового поля от плотности энергии лазерного излучения приведена на Рис. 13. Во всех материалах характер её поведения близок к линейному, за исключением GaAs. Известно, что в нем доминирующим механизмом генерации терагерцового излучения на этих длинах волн лазерного излучения является разделение фотовозбужденных носителей зарядов встроенным полем [66]. Таким образом, наблюдаемый характер насыщения, может быть связан с достижением предела рождения электрон-дырочных пар в объеме вещества или экранированием встроенного поля фотовозбужденными носителями заряда. Вероятно, в данном случае работает второй механизм, поскольку для реализации первого плотность энергии лазерного излучения мала.

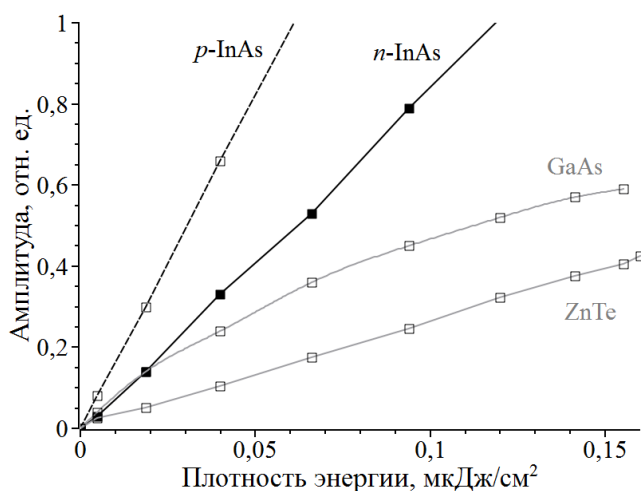


Рис. 13. Зависимость амплитуды терагерцового поля от плотности энергии второй гармоники лазерного излучения при генерации в различных материалах.

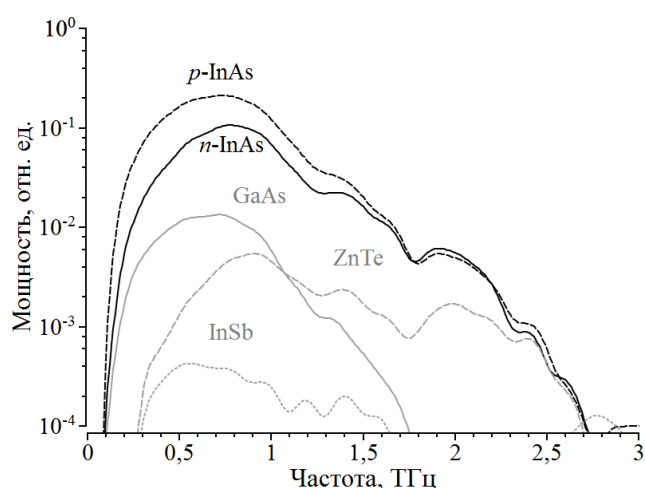


Рис. 14. Спектр мощности терагерцового излучения при преобразовании второй гармоники лазерного в различных материалах.

Не смотря на большую подвижность носителей заряда и меньшую ширину запрещенной зоны, образцы полупроводника InSb показали значительно меньшую эффективность генерации терагерцового излучения по сравнению с InAs (Рис. 14), что подтверждает исследования других авторов [67]. Это связано с особенностями структуры зоны проводимости. Исследуемые в работе полупроводники имеют схожую структуру зоны проводимости, которая содержит две долины L и X тяжелых электронов. Экспериментальные исследования показывают, что максимум эффективности генерации терагерцового излучения для InSb и InAs наблюдается при энергии кванта лазерного излучения $\sim 0,8$ эВ и $\sim 1,6$ эВ соответственно. В этой же работе определены расстояния между Γ и L долинами ($\Delta\varepsilon_{\Gamma L}$) с учетом их непараболичности, которые составляют $\sim 0,53$ и $\sim 1,08$ эВ соответственно. При $E_k > \Delta\varepsilon_{\Gamma L}$ (в случае InSb) фотовозбужденные носители рассеиваются в долины L и X , где имеют меньшую подвижность, поэтому их вклад в импульсный ток, создающий терагерцовое излучение, значительно уменьшается.

Дальнейшие исследования проводились с полупроводниками InAs, оказавшимися наиболее эффективными для данной длины волны.

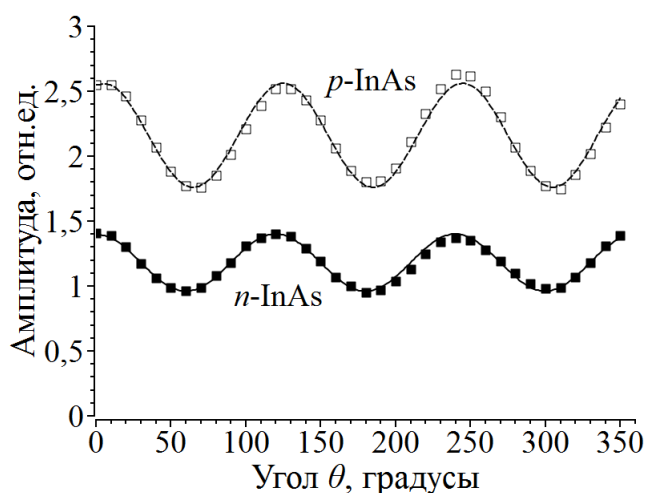


Рис. 15. Зависимость амплитуды напряженности терагерцового поля от азимутального угла ориентации поверхности полупроводника InAs. Квадраты – экспериментальные данные, линия – аппроксимация функцией зависящей от $\cos(3\theta)$.

Зависимость амплитуды напряженности терагерцового поля от азимутального угла ориентации поверхности (угла θ) полупроводника InAs n и p типа, при плотности энергии лазерного излучения $0,16 \text{ мкДж/см}^2$ представлена на Рис. 15. Данные аппроксимированы функциями $f(\theta) = 2,16 + 0,4 \cos(3\theta)$ для полупроводника с дырочной проводимостью и $f(\theta) = 1,18 + 0,22 \cos(3\theta)$ для полупроводника с электронной. В обоих случаях сумма вкладов в терагерцовое излучение эффектов, зависящих от угла θ , составляет $\sim 19\%$. Если оптическое выпрямление и поверхностный фотогальванический ток совместно дают вклад в генерацию терагерцового излучения, то хорошее совпадение функций и экспериментальных результатов свидетельствует о том, что эти эффекты обладают одинаковой симметрией относительно азимутальной ориентации кристаллов полупроводников.

Дальнейшие исследования проводились с полупроводниками InAs, оказавшимися наиболее эффективными.

3.2.2 Влияние магнитного поля на генерацию терагерцового излучения в полупроводниках InAs

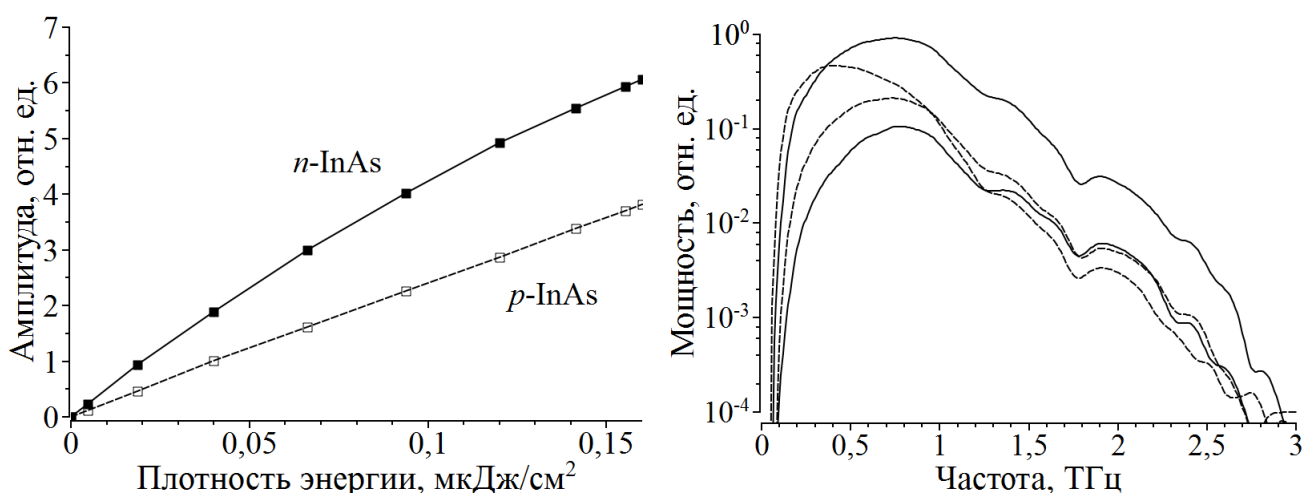


Рис. 16. Влияние магнитного поля индукцией $\sim 0,8 \text{ Тл}$, на генерацию терагерцового излучения в полупроводниках InAs n (сплошная линия) и p (штриховая линия) типа. Зависимость от плотности энергии лазерного излучения слева и спектр справа (нижние кривые – без магнитного поля).

Влияние магнитного поля индукцией $\sim 0,8$ Тл на генерацию терагерцового излучения в полупроводниках InAs представлено на Рис. 16. Показано, что повышение эффективности вывода терагерцового излучения через границу раздела сред составляет 9,8 раз в полупроводнике с электронной проводимостью и 1,9 раза в полупроводнике с дырочной. На рисунке видно, что в первом случае магнитное поле влияет равномерно на весь излучаемый спектр терагерцового излучения, тогда как во втором только на низкочастотную часть до 1 ТГц. Это может быть объяснено следующим образом. В общем случае полупроводники обладают достаточно слабым встроенным полем, если ширина запрещенной зоны мала (0,35 эВ для InAs), и преобладающим механизмом генерации терагерцового излучения в них должен быть фотоэффект Дембера. Тем не менее, исключением из правил является *p*-InAs, в котором наблюдается аномально большая напряженность встроенного поля при концентрации неосновных носителей заряда, лежащей в пределах $10^{16} - 10^{17}$ [45]. Эффективность генерации терагерцового излучения может возрасти более чем на порядок при достижении этих значений концентрации, что объясняется вкладом эффекта поверхностного оптического выпрямления во встроенном поле. Если же концентрация будет больше, то поле экранируется неосновными носителями заряда и эффективность генерации падает. Таким образом, преобладающим вкладом в генерацию терагерцового излучения в полупроводнике *p*-InAs является поверхностное оптическое выпрямление, а из Рис. 16 видно, что оно доминирует на частотах выше 1 ТГц, т.к. на него магнитное поле влияния не оказывает. В случае же полупроводника *n*-InAs фотоэффект Дембера преобладает во всем спектральном диапазоне.

Стоит отметить, что характер зависимости амплитуды терагерцового излучения от плотности энергии лазерного для полупроводника *n*-InAs испытывает небольшое насыщение в присутствии магнитного поля. Из выражения (5) видно, что амплитуда терагерцового поля пропорциональна логарифму концентрации фотовозбужденных носителей, и можно

предположить, что при плотности энергии лазерного излучения $\sim 0,1$ мкДж/см³ начинает проявляться этот механизм. Поскольку магнитное поле в данном случае влияет только на фотоэффект Дембера, в отсутствие магнитного поля насыщение не так ярко выражено благодаря эффекту оптического выпрямления, который дает сопоставимый вклад в генерацию (Рис. 13).

3.3. Экспериментальные результаты на стенде с излучением на длине волны 1550 нм

3.3.1. Исследование генерации терагерцового излучения в нелинейно-оптическом кристалле GaAs и полупроводниках InAs, InSb без магнитного поля

Зависимость амплитуды терагерцового излучения от интенсивности лазерного до плотности энергии $0,2$ мкДж/см² у полупроводников *p*-InAs, *p*-InSb, *n*-InSb имеет характер близкий к линейному, а у *n*-InAs наблюдается незначительное насыщение. В случае первой гармоники лазерного излучения, как видно из Рис. 19, вклад оптического выпрямления мал по сравнению с вкладом фотоэффекта Дембера, поэтому, компенсации насыщения не происходит. Как и на второй гармонике лазерного излучения в данном случае генерация методом оптического выпрямления в нелинейном кристалле GaAs демонстрирует низкую эффективность.

Несмотря на большую подвижность электронов, генерация в полупроводниках InSb оказывается менее эффективна чем в InAs. При анализе похожих работ можно сделать вывод, что результаты совпадают только при сравнении генерации в полупроводниках *p*-InAs и InSb при малых интенсивностях лазерного излучения [67] или вовсе расходятся [68].

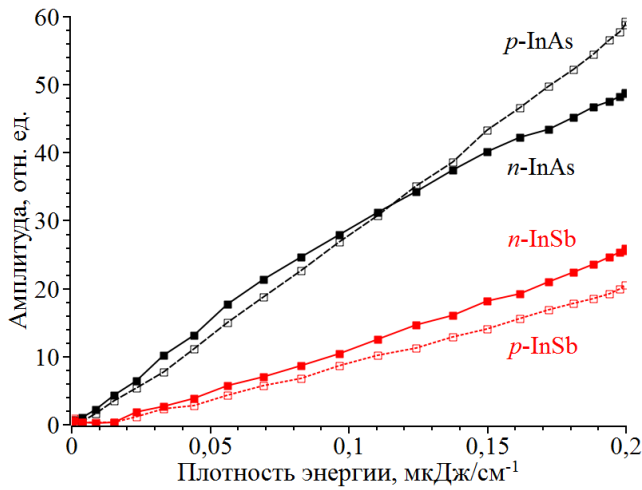


Рис. 17. Зависимость амплитуды терагерцового поля от плотности энергии первой гармоники лазерного излучения при генерации в различных материалах.

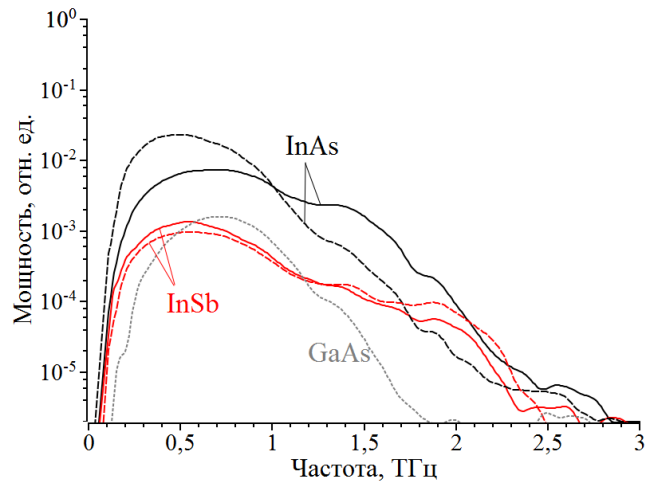


Рис. 18. Спектр мощности терагерцового излучения при преобразовании первой гармоники лазерного в различных материалах. Штриховая линия относится к полупроводникам p типа, сплошная к n типа.

Зависимость амплитуды напряженности терагерцового поля от азимутального угла ориентации поверхности полупроводников (угол θ) InAs и InSb, при плотности энергии лазерного излучения $0,2 \text{ мкДж/см}^2$ представлена на Рис. 19. Аппроксимирующие функции представлены в таблице Таблица 3. В данном случае эффекты зависящие от азимутальной ориентации полупроводника дают вклад на уровне единиц процентов при генерации в InAs и на уровне десятков процентов при генерации в InSb. Это можно связать с тем, что для InAs изменились условия фазового синхронизма на длине волны 1550 нм и эффективность оптического выпрямления значительно упала.

Таблица 3. Функции аппроксимирующие зависимость амплитуды напряженности терагерцового поля от интенсивности лазерного излучения.

Материал	Аппроксимирующая функция $f(\theta)$
n -InAs	$42 + 2,1 \cos(3\theta)$
p -InAs	$60,9 + 1,3 \cos(3\theta)$
n -InSb	$13 + 5,9 \cos(3\theta)$
p -InSb	$15 + 2,55 \cos(3\theta)$

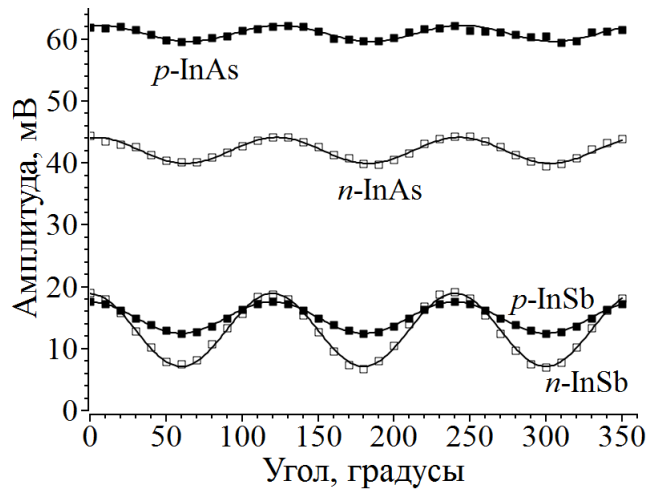


Рис. 19. Зависимость амплитуды напряженности терагерцового поля от азимутального угла ориентации поверхности полупроводника InAs. Квадраты – экспериментальные данные, линия – аппроксимация функцией зависящей от $\cos(3\theta)$.

Если рассматривать совместно во всех полупроводниках вклад в генерацию терагерцового излучения, зависящий от азимутальной ориентации поверхности, можно заметить, что коэффициент, стоящий перед косинусом в аппроксимирующей функции первого порядка для всех материалов. Это может свидетельствовать о том, что условия для фазового синхронизма или для поверхностного фотогальванического тока близки во всех полупроводниках, и если оба эти эффекта присутствуют, то их поведение согласованно относительно ориентации кристалла.

3.3.2 Влияние магнитного поля на генерацию терагерцового излучения в полупроводниках InAs и InSb

Влияние магнитного поля индукцией $\sim 0,8$ Тл на генерацию терагерцового излучения в полупроводниках InAs представлено на Рис. 20 и Рис. 21. Зависимость амплитуды напряженности терагерцового поля от плотности энергии первой гармоники лазерного излучения имеет характер близкий к линейному, во всех материалах (Рис. 20).

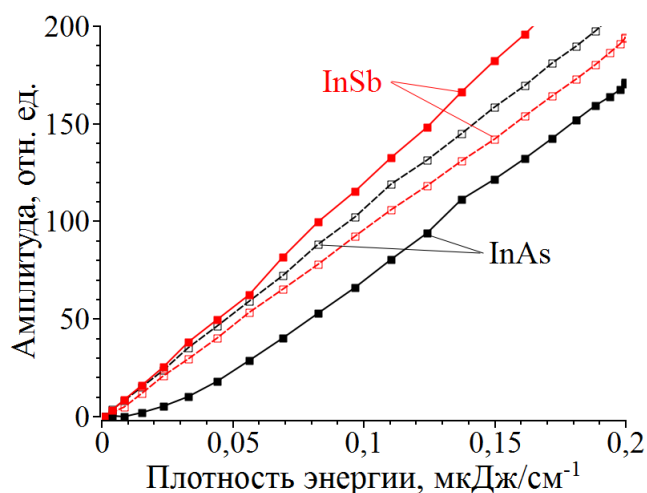


Рис. 20. Зависимость амплитуды терагерцового поля от плотности энергии первой гармоники лазерного излучения при генерации в полупроводниках, помещенных в магнитное поле индуктивностью $\sim 0,8$ Тл. Штриховая линия относится к полупроводникам p типа, сплошная к n типа.

Повышение эффективности вывода терагерцового излучения через границу раздела сред составляет приблизительно два порядка в полупроводниках InSb и приблизительно порядок в полупроводниках InAs. Это свидетельствует о том, что сила Лоренца принимает больше значение, благодаря более высокой подвижности электронов в полупроводниках InSb.

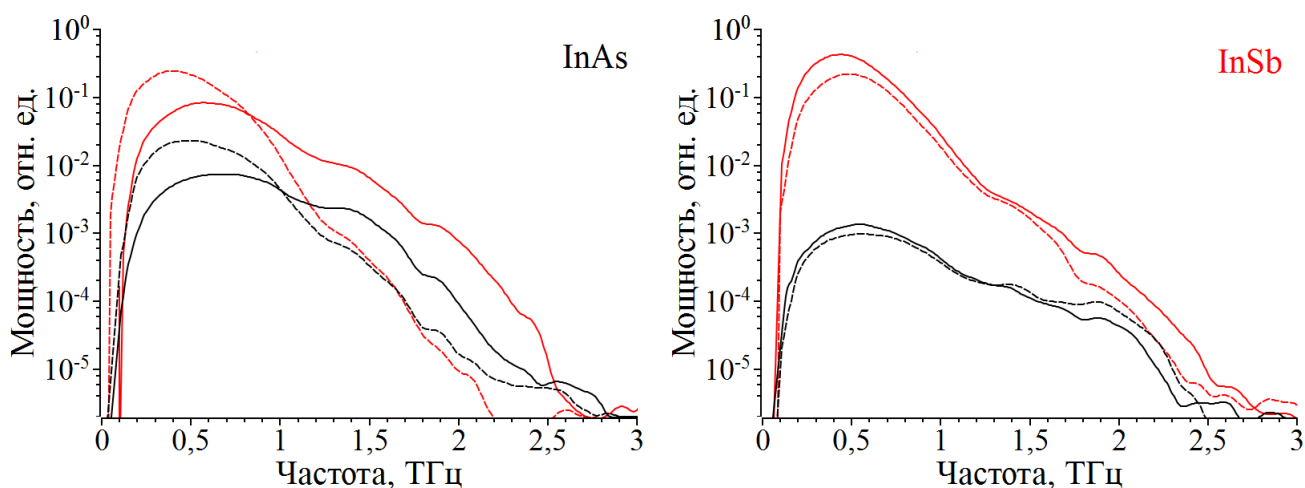


Рис. 21. Влияние магнитного поля индукцией $\sim 0,8$ Тл, на генерацию терагерцового излучения в полупроводниках InAs (левый график) и InSb (правый график). Штриховая линия относится к полупроводникам p типа, сплошная к n типа. Мощность на двух графиках имеет одинаковый масштаб. Кривые, полученные в магнитном поле, располагаются выше.

Из Рис. 21 видно, что магнитное поле влияет больше на низкочастотную составляющую спектра во всех материалах, кроме полупроводника InAs с

электронной проводимостью. Это свидетельствует о том, что фотоэффект Демюера определяет основное низкочастотное колебание напряженности терагерцового поля, в то время как другие эффекты, происходящие на временах поглощения лазерного импульса (оптическое выпрямление и частично поверхностный фотогальванический эффект) дают вклад в высокочастотную часть спектра. В случае полупроводника n -InAs, как и при генерации на второй гармонике лазерного излучения, наблюдается равномерное влияние магнитного поля на спектр, из чего можно сделать вывод, что генерация терагерцового излучения в нем в большей степени определяется токовыми эффектами.

3.4. Методы повышения эффективности преобразования лазерного излучения в терагерцовое в полупроводниках

3.4.1. Усовершенствование магнитной системы

Простым способом повышения эффективности преобразования лазерного излучения в терагерцовое на поверхности полупроводников является увеличение, прикладываемого магнитного поля, до оптимальных для используемого в генераторе материала значений. Этого можно добиться, используя не только электромагнит или соленоид, но и в рамках разработанной магнитной системы.

Чтобы повысить концентрацию магнитного поля в области, где происходит генерация терагерцового излучения необходимо уменьшить толщину кристалла полупроводника, до минимально возможных размеров. Несмотря на то, что в работе приведены результаты исследования для полупроводниковых пластинок толщиной 200 мкм, в наличии были и пластинки с толщиной порядка 90 мкм, но скругленные края магнитов ограничивали максимально достижимую концентрацию поля, что не дало увеличения терагерцового сигнала. Поэтому важным является использование магнитов с острыми краями. Еще одним вариантом модификации магнитов

является увеличение их площади. К примеру, исходя из (6) при использовании магнитов с размерами порядка 40×40 мм, напряженность магнитного поля может возрасти более чем в полтора раза, по сравнению с достигнутыми значениями.

3.4.1. Охлаждение полупроводника до криогенных температур

В ряде работ показано, что эффективность генерации терагерцового излучения с поверхности полупроводника возрастает при понижении его температуры вплоть до единиц Кельвина [61,69,70]. При этом увеличение эффективности генерации может возрасти до одного порядка в зависимости от материала. В полупроводниках InAs и InSb наблюдается увеличение эффективности в 2 – 3 раза. При этом полупроводник InAs *n* типа является исключением. Данный механизм увеличения эффективности генерации терагерцового излучения в этих полупроводниках в настоящее время остается до конца необъясненным. Одним из объяснений может быть возрастание подвижности носителей зарядов с понижением температуры, что выражается в увеличении тока Дембера [69]. Авторами других работ утверждается, что понижение температуры в первую очередь влияет на дебаевскую длину экранирования свободными зарядами приповерхностного поля, благодаря чему его концентрация возрастает. Таким образом встроенное поле влияет на увеличение эффективности генерации терагерцового излучения за счет механизма поверхностного оптического выпрямления [70]. В этом случае логичным образом объясняется наличие увеличения эффективности генерации в полупроводнике *p*-InAs и его отсутствие в полупроводнике *n*-InAs, так как по влиянию магнитного поля на генерацию терагерцового излучения в полупроводнике *n*-InAs было показано (пункт 3.2.2), что она в основном обусловлена токовым механизмом, а не механизмом оптического выпрямления.

3.4.2. Генератор на основе поперечного эффекта Дембера

Как было описано в разделе 2.2, при генерации терагерцового излучения на поверхности полупроводников, действие магнитного поля выражается в повороте излучающего диполя, то есть повышение эффективности генерации терагерцового излучения определяется геометрическим фактором. Такой фактор может быть учтен при разработке генератора, то есть изначально направление тока фотовозбужденных носителей зарядов, как и излучающий диполь, могут быть параллельны поверхности полупроводника, без использования магнитного поля. Частным случаем генератора такого типа является фотопроводящая антенна (раздел 1.2). Также известны примеры таких генераторов, принцип действия которых основан на фотоэффекте Дембера [71,72]. Чтобы не возникло путаницы, будем называть их генераторами на поперечном фотоэффекте Дембера (в зарубежной литературе Lateral Photo-Dember Effect). В данном случае поперечный означает, что создание градиента концентрации фотовозбужденных носителей заряда осуществляется под углом 90 градусов относительно классического случая генерации с поверхности полупроводника, то есть параллельно самой поверхности. Отметим, что при обычной генерации терагерцового излучения, основанной на фотоэффекте Дембера, помимо тока, направленного перпендикулярно поверхности полупроводника, дающего основной вклад в генерацию, присутствует составляющая, направленная вдоль поверхности, и в данном случае мы не связываем эту составляющую с термином поперечная.

В первом приближении реализация поперечного фотоэффекта Дембера осуществляется освещением резкой границы непрозрачного покрытия, нанесенного на поверхность полупроводника, электроны быстрее дырок диффундируют под покрытие, и возникает разделение зарядов вдоль поверхности. Мощность генерации терагерцового излучения можно также увеличить за счет использования генератора, состоящего из множества непрозрачных полос. Однако при этом возникает проблема деструктивной

интерференции в дальней зоне излучения от двух противоположных границ одной полосы. Одним из вариантов решения этой проблемы является пространственная модуляция толщины маскирующего покрытия – плавное ее уменьшение от одного края полосы к другому [71]. Это обеспечивает плавное снижение интенсивности поглощаемого фемтосекундного излучения к краю полос, где необходимо подавить генерацию терагерцового излучения. Недостатком данного метода является существенные потери фемтосекундного излучения на поглощение и отражение от маскирующего металлического покрытия.

Другим подходом в создании генератора на основе поперечного фотоэффекта Дембера может быть создание специальной структуры в виде клиновидных в поперечном срезе полос из генерирующего полупроводника [72]. В данном случае фотовозбужденные заряды имеют только одно направление дрейфа – перпендикулярно полосам от резкой границы к скошенной.

Технология создания вышеупомянутых генераторов является достаточно дорогой и сложной, особенно в последнем случае, где требуется создание многослойной полупроводниковой структуры оптимальной толщины. Исследовательской группой, в которую входит автор, совместно с коллегами из Лаборатории дифракционной оптики Института автоматики и электрометрии СО РАН, предложен более простой подход создания генератора, основанный на пространственной модуляции распределения интенсивности возбуждающего фемтосекундного излучения []. В такой конфигурации свободные заряды возникают только на одной стороне каждой полосы и, изотропно диффундируют от места облучения вдоль поверхности и вглубь нее (Рис. 22).

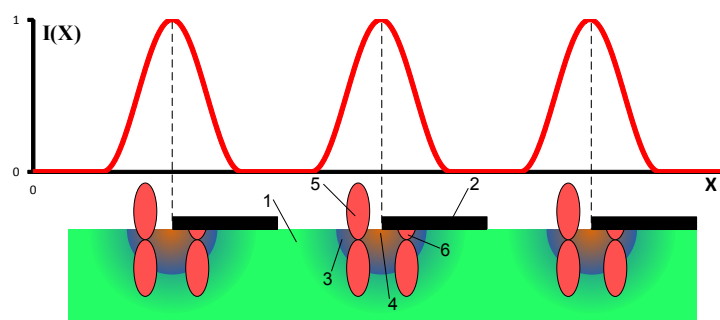


Рис. 22. Схема генерации терагерцового излучения на краю непрозрачной маски. Красный график соответствует нормированной интенсивности возбуждающего излучения. 1 – полупроводниковая пластина; 2 – непрозрачная маска; 3 – свободные электроны; 4 – свободные положительные заряды; 5 – детектируемая часть терагерцового излучения; 6 – терагерцовое излучение, отражающееся от маски.

Стоит учесть, что в поперечном направлении диффузия направлена как в сторону металлической пластины, так и от нее. Несмотря на то, что градиент концентрации носителей зарядов, направленный под металлическое покрытие, значительно больше градиента, направленного от металлического покрытия, интегральные токи в одну и другую сторону равны, а значит и энергии терагерцовых волн которые излучается одним и другим диполем. Если бы не происходило отражение от металлического покрытия одной терагерцовой волны, то симметричность геометрии привела бы к нулевой генерации [73]. В результате, с поверхности полупроводника наружу распространяется не более четвертой части терагерцового излучения.

Изначально создание соответствующего распределения интенсивности возбуждающего лазерного излучения, осуществлялось растром цилиндрических микролинз. Микролинзы созданы на кварцевой подложке, их период совпадает с периодом напыленных на полупроводник металлических полос. Позже было установлено, что на микро масштабах вместо цилиндрических микролинз может быть использована бинарная дифракционная решетка.

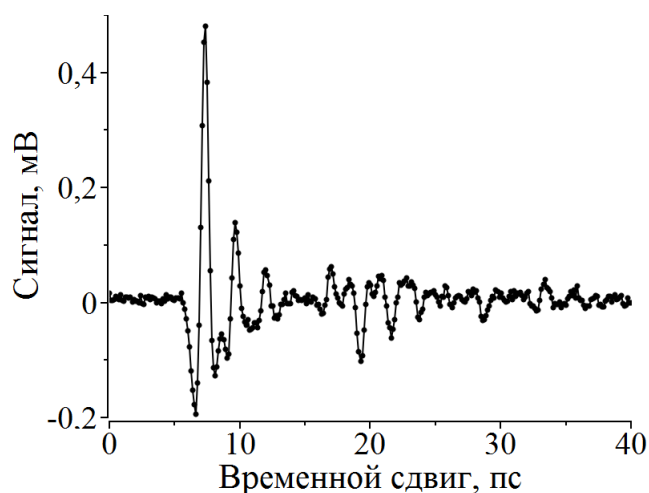


Рис. 23. Временная форма терагерцового импульса разработанного генератора, основанного на поперечном фотоэффекте Дембера.

На Рис. 23 представлен полученный на многоэлементном генераторе импульс терагерцового излучения. На графике отчетливо видно множество повторений, которые в первую очередь связаны с многократным отражением терагерцового излучения от поверхностей компонентов генератора: поверхности полупроводника, с напыленными металлическими полосами, и подложки микролинзового раstra, расстояние между которыми составило приблизительно 340 мкм. Оценки показывают, что потери на переотражения составляют $\sim 70\%$. Интегральная мощность терагерцового излучения полученная на многоэлементном генераторе меньше мощности, достигнутой при генерации с поверхности полупроводника $n\text{-InAs}$ в магнитном поле $\sim 0,8$ Тл на той же дине волны излучения (775 нм). Тем не менее, автором совместно с коллегами показана перспективность разработки многоэлементных генераторов основанных на поперечном фотоэффекте Дембера, и рассмотрены способы уменьшения потерь в таких устройствах.

3.5. Выводы к главе

По результатам экспериментальных исследования можно сделать вывод, что при использовании волоконного эрбиевого лазера и при плотности энергии излучения до $0,2$ мкДж/см², полупроводник $p\text{-InAs}$ является наиболее

эффективным генератором терагерцового излучения, если в системе нет возможности использовать магнитное поле.

При использовании магнитного поля индукцией $\sim 0,8$ Тл наиболее эффективными являются материалы с электронной проводимостью: InAs для второй гармоники лазерного излучения, и InSb для первой. При этом предложенный способ повышения эффективности генерации, основанный на применении аналога структуры Киттеля, состоящей из двух доменов со встречно направленной намагниченностью и создающей высококонцентрированное магнитное поле, обеспечил увеличение мощности терагерцового излучения более двух порядков в полупроводниках InSb и на порядок в InAs.

По зависимости амплитуды терагерцового излучения от азимутальной ориентации поверхности вокруг нормали установлено, что эффект оптического выпрямления в объеме материала и поверхностный фотогальванический ток обладают одинаковой симметрией относительно ориентации кристаллов InAs, InSb, однако в данных экспериментальных условиях однозначное разделение эффектов не представляется возможным. Предположительно это можно осуществить при высокой плотности энергии лазерного излучения, которая соответствовала бы глубокому насыщению токовых эффектов, связанному с предельным количеством фотовозбуждаемых носителей зарядов, и доминированию эффекта оптического выпрямления в генерации терагерцового излучения. В этом же ключе интересно исследование эффекта оптического выпрямления в полупроводнике InSb на длине волны 775 нм, в котором вклад фотоэффекта Дембера дополнительно подавлен рассеянием электронов в смежные долины зоны проводимости.

Подтверждено, что встроенное поле оказывает существенный вклад в генерацию терагерцового излучения в полупроводнике *p*-InAs, однако однозначно разделить поверхностное оптическое выпрямление и фотоэффект Дембера не представляется возможным в данных экспериментальных

исследованиях. Аналогичным образом необходима ситуация доминирования одного эффекта над другим при высокой плотности энергии лазерного излучения.

Отметим, что при плотности энергии лазерного излучения $\sim 0,2$ мкДж/см² генерация методом оптического выпрямления в нелинейном кристалле демонстрирует низкую эффективность как для первой, так и для второй гармоники лазерного излучения. Ситуация может измениться при увеличении плотности энергии лазерного излучения, когда генерация основанная на фотоэффекте Дембера будет испытывать сильное насыщение в соответствии с выражением (5) [74], а оптическое выпрямление должно будет демонстрировать линейный рост в соответствии с (1) вплоть до двухфотонного поглощения [75].

В таблицах Таблица 4 и Таблица 5 приведены сводные результаты исследования эффективности преобразования излучения волоконного эрбиевого лазера в терагерцовое в полупроводниковых и нелинейно-оптических материалах.

Таблица 4. Эффективности преобразования излучения второй гармоники ($\lambda = 775$ нм) волоконного эрбиевого лазера в терагерцовое в различных материалах.

Материал	$P_{инт}$ [отн. ед.]	$P_{инт}$ [%]	Вклад эффектов зависящих от угла θ [%]	Коэффициент увеличения мощности магнитным полем $B \sim 0,8$ Тл
n-InAs	7,391	48,4	19	9,8
n-InAs (в маг. поле)	72,338		-	
p-InAs	15,277	100	19	1,9
p-InAs (в маг. поле)	29,519		-	
GaAs	0,877	5,7	-	-
ZnTe	0,456	3	-	-
InSb	0,042	0,3	-	-

Таблица 5. Эффективности преобразования излучения первой гармоники ($\lambda = 1550$ нм) волоконного эрбиевого лазера в терагерцовое в различных материалах.

Материал	$P_{инт}$ [отн. ед.]	$P_{инт}$ [%]	Вклад эффектов зависящих от угла θ [%]	Коэффициент увеличения мощности магнитным полем $B \sim 0,8$ Тл
----------	-------------------------	------------------	---	--

n-InAs	0,621	44,5	5	9
n-InAs (в магн. поле)	5,58			
p-InAs	1,395	100	2	8,8
p-InAs (в магн. поле)	12,234			
n-InSb	0,093	6,7	45	218,6
n-InSb (в магн. поле)	20,436			
p-InSb	0,077	5,5	17	139,6
p-InSb (в магн. поле)	10,75			
GaAs	0,090	6,5	-	-

В главе рассмотрены способы повышения эффективности генерации терагерцового в полупроводниках: охлаждение полупроводника до криогенных температур и использование поперечного фотоэффекта Дембера. Применение данных подходов потребует усложнения конструкции системы генерации, но может повысить эффективность генерации терагерцового излучения в полупроводниках InSb и InAs в несколько раз.

ГЛАВА 4. Исследование свойств нелинейно-оптических кристаллов в терагерцовом диапазоне частот

Исходя из результатов исследования эффективности генерации терагерцового излучения в нелинейно-оптических и полупроводниковых материалах, были созданы терагерцовые спектрометры на первой и второй гармонике излучения волоконного эрбиевого лазера. В первом случае в качестве генератора используется полупроводник *n*-InSb в магнитном поле, во втором *n*-InAs в магнитном поле.

В данной главе представлены результаты исследования оптических свойств (показателя преломления и коэффициента поглощения) кристаллов германата свинца Pb₅Ge₃O₁₁ (PGO) и титанил-фосфата калия KTiOPO₄ (КТР) в терагерцовой области спектра, проведенных на спектрометре, построенном на базе второй гармоники излучения лазера.

4.1. Методика проведения экспериментов

4.1.1. Модификация спектрометра

Для проведения исследования, модифицирована система доставки терагерцового излучения (Рис. 24).

Чтобы удостовериться в том, что поляризация терагерцового излучения горизонтальная (что необходимо для исследования анизотропных кристаллов), установлен решеточный полиэтиленовый поляризатор фирмы Tydex, степень поляризации которого составляет:

$$P = (K1 - K2) / (K1 + K2) = 99,5\%,$$

где $K1 = 80\%$ — эффективный коэффициент пропускания, $K2 = 0,1\%$ — коэффициент пропускания нежелательной поляризации. В каждом эксперименте будет указана ориентация кристалла относительно поляризации терагерцового излучения.

Поскольку размеры образцов не превышали 10×10 мм, были установлены линзы из ТРХ той же фирмы диаметром 25,4 мм и с фокусным расстоянием 100 мм. В зависимости от эксперимента в перетяжку линз помещалась нагревательная ячейка или заливной азотный криостат.

Нагревательная ячейка была сделана из алюминиевого параллелепипеда с прорезью для установки образца. Отверстия, выступающие в роли окон, сделаны диаметром 5 мм. Нагревание осуществлялось установленным в объеме алюминия резистивным нагревательным элементом.

Для возможности проведения исследований в терагерцовом диапазоне в криостате были установлены окна из кристаллического кварца. Поскольку кристаллический кварц обладает двулучепреломлением, его оптическая ось ориентирована по поляризации терагерцового излучения. Сдвигом линз вдоль распространения терагерцового излучения компенсировался оптический путь, вносимый кварцевыми окнами.

В обоих вариантах температура контролировалась двумя термопарами: непосредственно возле образца и у нагревательного/охлаждающего элемента.

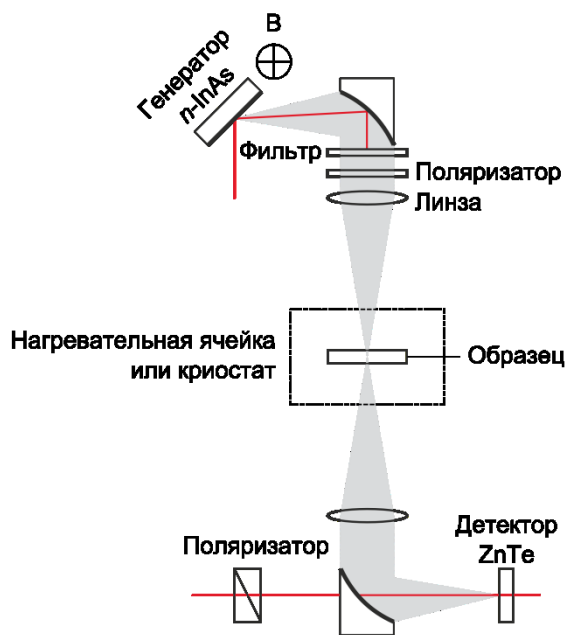


Рис. 24. Модифицированная система доставки терагерцового излучения.

4.1.2. Алгоритм проведения экспериментов

Для исследований методом импульсной терагерцовой спектроскопии с разрешением во времени необходимо проведение как минимум двух сканирований: одного терагерцового импульса с установленным в терагерцовом пути образцом (сигнальный импульс) и одного без образца для нормировки (опорный импульс).

Для каждого образца производились сканирование пяти опорных и пяти сигнальных импульсов, которые затем усреднялись в спектральной области. Дальнейшая обработка полученных импульсов, вычисление параметров исследуемых материалов и соответствующих погрешностей производилось с использованием методик и программного обеспечения, разработанного Мамрашевым А.А. Оно также позволяет провести предварительную обработку записанных терагерцовых импульсов: компенсировать погрешность, вносимую оптической линией задержки, учесть ошибки фазы импульса на частотах поглощения излучения парами воды в атмосфере. Сканирование осуществлялось со следующими параметрами:

- шаг сканирования: 125 фс
- диапазон сканирования: 55 пс
- время усреднения сигнала в каждой точке: 0,7 с

4.1.3. Подготовка образцов

Образцы выращены в институтах Сибирского отделения Российской академии наук и приобретены у ЗАО «Сибирский монокристалл-Эксма». Они изготавливались необходимой толщины, большие грани полировались с оптическим качеством. Образцы германата свинца обладают толщиной ~ 235 мкм и имеют ориентацию (010). Образцы титанил-фосфата калия двух типов: низкоомный ($\sigma_{DC}=2 \cdot 10^{-6} \text{ Ohm}^{-1}\text{cm}^{-1}$) и высокоомный, легированный 1% рубидием ($\sigma_{DC}=10^{-11} \text{ Ohm}^{-1}\text{cm}^{-1}$). Толщина низкоомных образцов составляет

~ 345 мкм, а высокоомных ~ 276 мкм. Образцы титанил-фосфата калия вырезаны с ориентацией (010).

4.2. Исследование кристаллов титанил-фосфата калия KTiOPO_4

Первые работы, посвященные кристаллам семейства титанил-фосфата калия (КТР), относятся к 70-м годам прошлого века [76]. В настоящее время они широко распространены благодаря своим свойствам: высокому значению коэффициента нелинейной восприимчивости, высокой лучевой прочностью, прозрачностью в широком диапазоне длин волн, а также высокой температурной стабильности и хорошим механическим характеристикам. В лазерной технике они используются для удвоения и перестройки частоты излучения [77], а также в электрооптических приложениях в качестве модулятора, в том числе для модуляции добротности импульсного лазера (Q switch) [78].

Особенностью кристаллов является возможность изменения их характеристик в широких пределах с помощью легирования примесями различной валентности. Это делает их перспективными объектами не только для исследований в области физики твердого тела по установлению влияния состава на структуру и свойства материала, но и для практического применения.

Кристаллы (КТР) относятся к материалам особого типа: сегнетоэлектрикам-суперионным проводникам. Его структура характеризуется цепочками октаэдров TiO_6 , которые разделены тетраэдрами PO_4 [79]. Ионы калия располагаются в каналах образованных этими структурами и слабо с ними связаны, за счет чего реализуется механизм ионной проводимости. Из-за слабой связи калиевая подрешетка определяет низкочастотные фононные моды в кристалле (2,74 ТГц и ниже), в то время как колебания структур TiO_6 и PO_4 лежат выше по частоте [80]. Известно, что характер проводимости кристаллов (КТР) меняется при переходе через температуру 282 К. Поэтому следует

отметить актуальность исследования связи проводимости материала на постоянных частотах с поглощением в терагерцовом диапазоне, обусловленным колебаниями калиевой подрешетки, при различных температурах.

Основными методами исследования кристаллов (КТР) в диапазоне, где локализируются низкочастотные фононные моды, являются комбинационное рассеяние и регистрация отражения в дальнем инфракрасном (ИК) диапазоне. Оба метода имеют свои недостатки. С помощью комбинационного рассеяния затруднена регистрация слабых линий поглощения в низкочастотном диапазоне $< 50 \text{ см}^{-1}$, при этом, регистрируемые колебания должны удовлетворять правилу отбора, которое не всегда выполняется. Для регистрации отражения в дальнем ИК диапазоне необходимо большое поглощение на частотах колебаний, чтобы мнимая часть комплексного показателя преломления материала была сопоставима с действительной.

Результаты экспериментального исследования оптических свойств кристаллов (КТР) представлены на Рис. 25 – Рис. 28. На всех графиках верхние данные соответствуют ориентации оптической оси c кристалла параллельно поляризации терагерцового излучения, а нижние перпендикулярно поляризации терагерцового излучения. Случайная ошибка определения поглощения и показателя преломления на графиках отображена вертикальными усами. Можно заметить, что она заметно возрастает на частотах 1,6 – 1,7 ТГц, что связано с сильными линиями поглощения паров воды в атмосфере. Также стоит отметить, что колебания в низкочастотной области спектра, хорошо проявляющиеся на результатах, относящихся к температуре жидкого азота, связаны с ошибкой нормировки сигнала. Т.к. измерения проводились в криостате, то для сканирования опорного терагерцового импульса необходим его отогрев с последующим открытием, изъятием образца, и повторным охлаждением. В результате это приводит к продолжительному промежутку времени (1 – 1,5 часа) между регистрацией опорного и сигнального

терагерцовых импульсов, за который происходит дрейф параметров лазерного излучения. К тому же, при открытии и закрытии криостата, незначительно изменяется положение окон относительно терагерцового пучка.

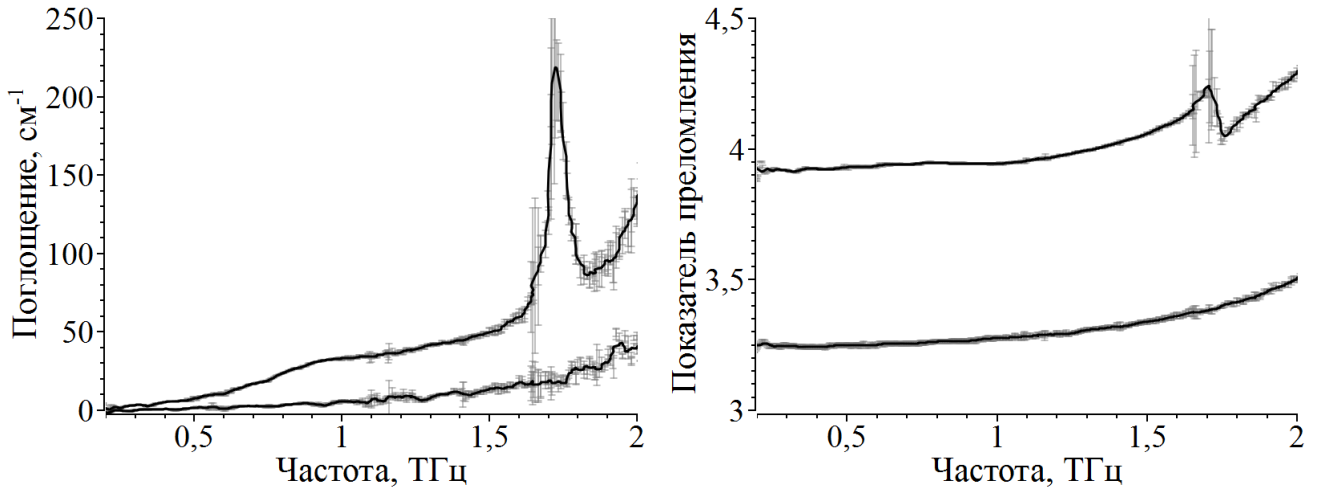


Рис. 25. Оптические свойства высокоомного кристалла титанил-фосфата калия при комнатной температуре.

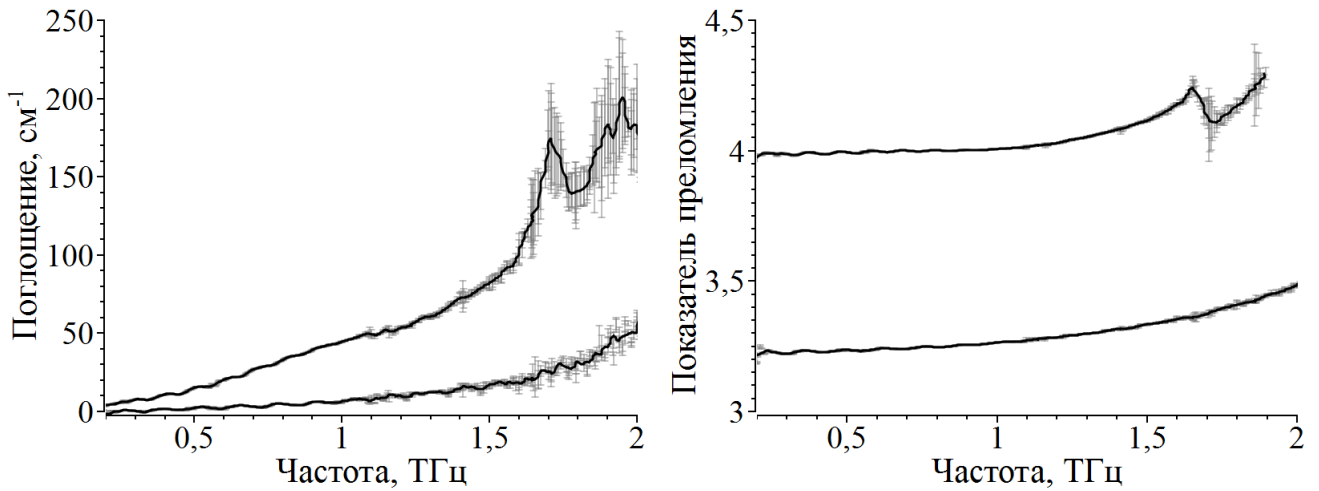


Рис. 26. Оптические свойства низкоомного кристалла титанил-фосфата калия при комнатной температуре.

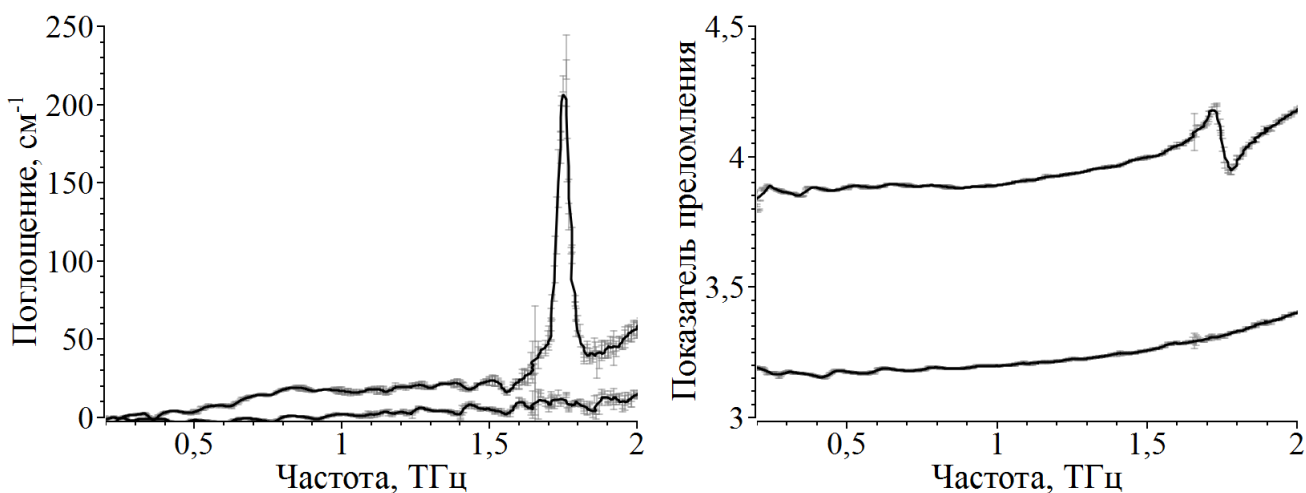


Рис. 27. Оптические свойства высокоомного кристалла титанил-фосфата калия при температуре жидкого азота.

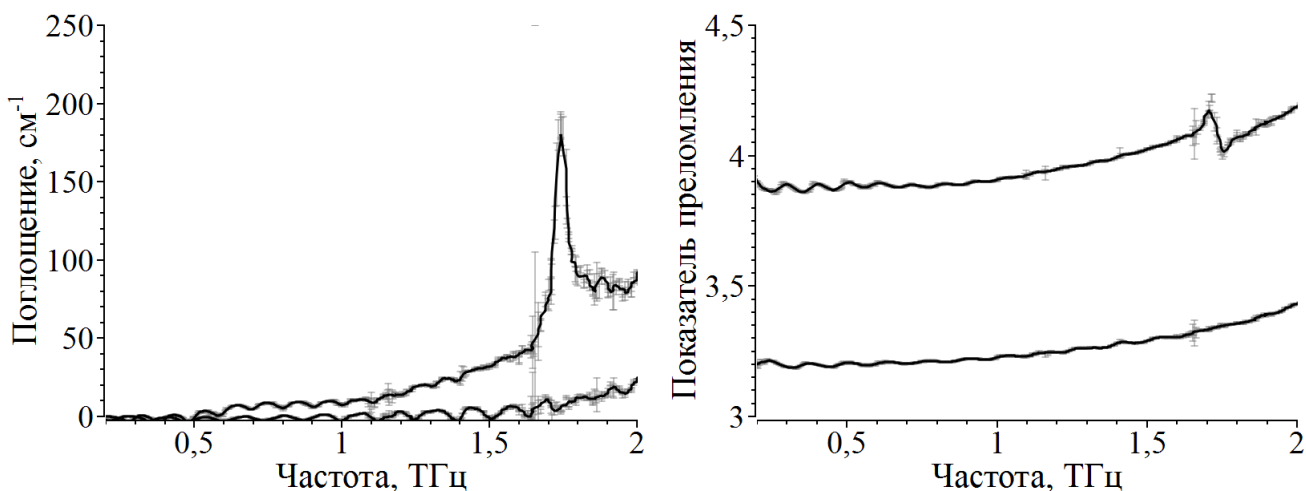


Рис. 28. Оптические свойства низкоомного кристалла титанил-фосфата калия при температуре жидкого азота.

На графиках поглощения можно наблюдать крыло фоновой линии находящейся на 2,74 ТГц, заметно выраженную линию на 1,74 ТГц, и слабую линию на частоте $\sim 0,9$ ТГц.

Отличие высокоомного кристалла от низкоомного заключается в том, что примесный рубидий садится на места ионов калия в решетке и блокирует их перемещение по каналам, таким образом, подавляя ионную проводимость кристалла. Близкий характер поглощения на Рис. 25 и Рис. 28, подтверждает это. Так как проводимость материала в обоих случаях уже определяется

электронами, а не ионами калия, легирование рубидием эквивалентно охлаждению кристалла, при котором движение ионов калия в катионной подрешетке вымораживаются. В таком случае по анализу поглощения на Рис. 25 и Рис. 26, можно сделать вывод, что ширина линии на 2,74 ТГц определяется степенью неупорядоченности калиевой подрешетки, на которую в значительной мере влияет легирование рубидием.

Дальнейший анализ, показывает, что ширина и амплитуда линии на 1,74 ТГц слабо меняются при легировании кристалла и понижении его температуры. Что может свидетельствовать о том, что колебания на этой частоте не связаны с калиевой подрешеткой.

Поглощение на частотах 1,74 ТГц и 0,9 ТГц требуют дополнительного исследования, лежащего за рамками данной работы.

4.3. Исследование кристаллов германата свинца $Pb_5Ge_3O_{11}$

Для изучения общих закономерностей кинетики фазовых превращений представляет значительный интерес исследование структурных фазовых переходов. В частном случае интересны сегнетоэлектрические кристаллы, обладающие спонтанной поляризацией, которая может изменяться в зависимости от температуры.

Модельным объектом для таких исследований может служить одноосный сегнетоэлектрик германат свинца $Pb_5Ge_3O_{11}$ (PGO) имеющий спонтанную поляризацию $P_S \approx 4,3$ мккул/см² при температуре 20° Цельсия. При 177° Цельсия фазовым переходом второго рода кристалл переходит в параэлектрическое состояние. Поскольку частоты фононных мод кристалла PGO лежат в терагерцовом диапазоне, то данном случае широкополосная спектроскопия позволяет исследовать их трансформацию в зависимости от температуры прямым методом.

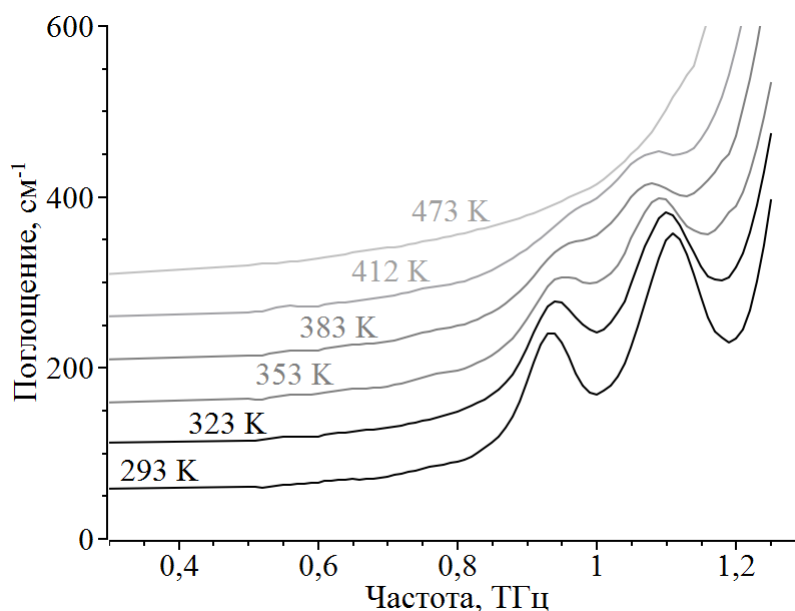


Рис. 29. Трансформация поглощения в кристаллах $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$ с ростом температуры. Кривые смещены относительно друг друга на 50 см^{-1} . Ось кристалла перпендикулярна поляризации терагерцового излучения.

Результаты такого экспериментального исследования представлены на Рис. 29. На графике отчетливо наблюдается уширение и сдвиг по частоте фононных мод кристалла с ростом температуры и их исчезновение при приближении к фазовому переходу второго рода.

4.4. Выводы к главе

Данная глава посвящена применению разработанных спектрометров и метода широкополосной терагерцовой спектроскопии в целом. Показано, что данный метод является прямым и высокочувствительным. На ряду с методом комбинационного рассеяния и методом ИК отражения может широко использоваться для изучения свойств материалов в дальнем ИК диапазоне, в том числе, для исследования трансформации решеточных колебаний при структурных фазовых переходах, электронных переходов типа металл—диэлектрик и других.

Заключение

Активное развитие волоконной техники за последние годы привело к появлению на рынке доступных компактных генераторов фемтосекундного излучения, хорошо подходящих для разработки и создания малогабаритных систем широкополосной терагерцовой спектроскопии. Такие системы могут быть использованы для решения научных и прикладных задач специалистами разного профиля на своем рабочем месте.

В данной диссертационной работе продемонстрированы исследование нелинейно-оптических и полупроводниковых материалов для генерации терагерцового излучения, разработка системы генерации в целом и применение созданного широкополосного терагерцового спектрометра на основе волоконного эрбиевого лазера для исследования нелинейных материалов.

Особенностью разработанных спектрометров является способ повышения эффективности преобразования лазерного излучения в терагерцовое, основанный на создании высококонцентрированного магнитного поля в узкозонных полупроводниках, обеспечивающий увеличение мощности терагерцового излучения.

По результатам экспериментальных исследования можно сделать вывод, что при использовании волоконного эрбиевого лазера и при плотности энергии излучения до $0,2 \text{ мкДж/см}^2$, полупроводник $p\text{-InAs}$ является наиболее эффективным генератором терагерцового излучения, если в системе нет возможности использовать магнитное поле. При использовании магнитного поля индукцией $\sim 0,8 \text{ Тл}$ наиболее эффективными являются материалы с электронной проводимостью: InAs для второй гармоники лазерного излучения, и InSb для первой. При этом предложенный способ повышения эффективности генерации, основанный на применении аналога структуры Киттеля, обеспечил увеличение мощности терагерцового излучения более двух порядков в полупроводниках InSb и на порядок в InAs .

По зависимости амплитуды терагерцового излучения от азимутальной ориентации поверхности вокруг нормали установлено, что эффект оптического выпрямления в объеме материала и поверхностный фотогальванический ток обладают одинаковой симметрией относительно ориентации кристаллов InAs, InSb. Подтверждено, что встроенное поле оказывает существенный вклад в генерацию терагерцового излучения в полупроводнике p -InAs.

В работе также рассмотрены способы повышения эффективности генерации терагерцового в полупроводниках, такие как охлаждение полупроводника до криогенных температур и использование поперечного фотоэффекта Дембера. Применение данных подходов потребует усложнения конструкции системы генерации, но может оказаться оправданным в некоторых случаях.

Показано, что метод широкополосной терагерцовой спектроскопии является прямым и высокочувствительным. На ряду с методом комбинационного рассеяния и методом ИК отражения может широко использоваться для изучения свойств материалов в дальнем ИК диапазоне, в том числе, для исследования трансформации решеточных колебаний при структурных фазовых переходах, электронных переходов типа металл—диэлектрик и других.

Ниже перечислены основные результаты работы:

1. Предложен способ повышения эффективности преобразования лазерного излучения в терагерцовое в узкозонных полупроводниках, основанный на применении аналога структуры Киттеля, состоящей из двух доменов со встречно направленной намагниченностью и создающей высококонцентрированное магнитное поле в малой области пространства за счет полей рассеяния.
2. Показано, что без магнитного поля полупроводник p -InAs является наиболее эффективным преобразователем первой и второй гармоники

излучения фемтосекундного эрбиевого лазера в терагерцовое, в сравнении с полупроводниками и нелинейными кристаллами: GaAs, InSb и ZnTe; при плотности энергии лазерного излучения до $0,2 \text{ мкДж/см}^2$ для первой гармоники и до $0,16 \text{ мкДж/см}^2$ для второй.

3. Установлено, что эффекты оптического выпрямления и поверхностного фототока смещения обладают одинаковой симметрией относительно азимутальной ориентации кристаллов полупроводников InAs, InSb.
4. Показано, что магнитное поле индукцией $\sim 0,8 \text{ Тл}$ обеспечивает повышение эффективности генерации терагерцового излучения (до двух порядков по мощности) в полупроводниках InAs, InSb.
5. Показано, что в магнитном поле индуктивностью $\sim 0,8 \text{ Тл}$ полупроводник *n*-InSb является наиболее эффективным материалом для преобразования излучения первой гармоники волоконного лазера в терагерцовое, а *n*-InAs для преобразования второй.
6. Методами широкополосной спектроскопии в частотном диапазоне $0,4 - 1,2 \text{ ТГц}$ экспериментально исследована зависимость изменения спектра поглощения кристаллов германата свинца ($\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$) с ростом температуры. Показано уширение и сдвиг по частоте фононных мод кристалла с ростом температуры и их исчезновение при приближении к фазовому переходу второго рода.
7. Методами широкополосной терагерцовой спектроскопии экспериментально исследованы свойства нелинейных кристаллов калий-титанил фосфата (KTiOPO_4) в диапазоне $0,2 - 2,2 \text{ ТГц}$. Установлено, что поглощение на частоте $1,74$ слабо зависит от температуры и проводимости кристаллов, в отличие от поглощения на $2,73 \text{ ТГц}$, связанного с фононной модой калиевой подрешетки.

Список цитируемой литературы

1. Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology // *Nat. Photonics*. 2007. Vol. 1, № 2. P. 97–105.
2. Ulbricht R. et al. Carrier dynamics in semiconductors studied with time-resolved terahertz spectroscopy // *Rev. Mod. Phys.* 2011. Vol. 83, № 2. P. 543–586.
3. Wilmink G.J., Grundt J.E. Current state of research on biological effects of terahertz radiation // *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*. 2011. Vol. 32. P. 1074–1122.
4. Federici J.F. et al. THz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs // *Semicond. Sci. Technol.* 2005. Vol. 20, № 7. P. S266–S280.
5. Kemp M.C. Explosives Detection by Terahertz Spectroscopy - A Bridge Too Far? // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* 2011. Vol. 1, № 1. P. 282–292.
6. Ashworth P.C. et al. Terahertz pulsed spectroscopy of freshly excised human breast cancer // *Opt. Express*. 2009. Vol. 17, № 15. P. 12444.
7. Rubens H., von Baeyer O. LXXX. On extremely long waves, emitted by the quartz mercury lamp // *Philos. Mag. Ser. 6*. 1911. Vol. 21, № 125. P. 689–695.
8. Glagolewa-Arkadiewa A. Short Electromagnetic Waves of Wave-length up to 82 Microns // *Nature*. 1924. Vol. 113, № 2844. P. 640–640.
9. Bründermann E. et al. Spectroscopic methods // *Terahertz Tech. Springer Berlin / Heidelberg*, 2012. Vol. 151. P. 247–300.
10. Jacquinot P. New developments in interference spectroscopy // *Rep. Prog. Phys.* 1960. Vol. 23, № 1. P. 267–312.
11. Zernike F., Berman P.R. Generation of Far Infrared as a Difference Frequency // *Phys. Rev. Lett.* 1965. Vol. 15, № 26. P. 999–1001.
12. Гершензон Е.М. et al. Лампы обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн // *Радио И Связь*. 1985. P. 135.
13. Gunn J.B. Microwave oscillations of current in III–V semiconductors // *Solid State Commun.* 1963. Vol. 1, № 4. P. 88–91.
14. Maiwald F. et al. 2.7 THz waveguide tripler using monolithic membrane diodes // *Microw. Symp. Dig. 2001 IEEE MTT- Int.* 2001. Vol. 3. P. 1637–1640 vol.3.
15. Вакс В.Л. Прецизионная спектрометрия терагерцового частотного диапазона: методы, подходы и приложения // *Вестник НГУ Серия Физика*. 2010. Vol. 5, № 4. P. 130.
16. Faist J. et al. Quantum cascade laser // *Science*. 1994. Vol. 264, № 5158. P. 553–556.
17. Madey J. Stimulated emission of radiation in periodically deflected electron beam: pat. US Patent 38 22 410 USA.
18. Fattinger C., Grischkowsky D. Terahertz beams // *Appl. Phys. Lett.* 1989. Vol. 54, № 6. P. 490–492.

19. Beard M.C., Turner G.M., Schmuttenmaer C.A. Transient photoconductivity in GaAs as measured by time-resolved terahertz spectroscopy // *Phys. Rev. B*. 2000. Vol. 62, № 23. P. 15764.
20. Ippen E.P., Shank C.V., Dienes A. Passive mode locking of the cw dye laser // *Appl. Phys. Lett.* 1972. Vol. 21, № 8. P. 348–350.
21. Cook D.J., Hochstrasser R.M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air // *Opt. Lett.* 2000. Vol. 25, № 16. P. 1210–1212.
22. Dai J., Xie X., Zhang X.C. Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 97, № 10. P. 103903.
23. Stepanov A.G. et al. Generation of 30 uJ single-cycle terahertz pulses at 100 Hz repetition rate by optical rectification // *Opt. Lett.* 2008. Vol. 33, № 21. P. 2497–2499.
24. Bass M. et al. Optical rectification // *Phys. Rev. Lett.* 1962. Vol. 9, № 11. P. 446–448.
25. Yang K.H., Richards P.L., Shen Y.R. Generation of far-infrared radiation by picosecond light pulses in LiNbO₃ // *Appl. Phys. Lett.* 1971. Vol. 19, № 9. P. 320–323.
26. Chen Q. et al. Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2001. Vol. 18, № 6. P. 823.
27. Schneider A. et al. Generation of terahertz pulses through optical rectification in organic DAST crystals: theory and experiment // *JOSA B*. 2006. Vol. 23, № 9. P. 1822–1835.
28. Hebling J. et al. Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* 2004. Vol. 78, № 5. P. 593–599.
29. Rice A. et al. Terahertz optical rectification from <110> zinc-blende crystals // *Appl. Phys. Lett.* 1994. Vol. 64, № 11. P. 1324–1326.
30. Zhang X.C. et al. Terahertz optical rectification from a nonlinear organic crystal // *Appl. Phys. Lett.* 1992. Vol. 61, № 26. P. 3080–3082.
31. Hashimoto H. et al. Characteristics of the terahertz radiation from single crystals of N-substituted 2-methyl-4-nitroaniline // *J. Phys. Condens. Matter*. 2001. Vol. 13, № 23. P. L529–L537.
32. Carey J.J. et al. Terahertz pulse generation in an organic crystal by optical rectification and resonant excitation of molecular charge transfer // *Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 81. P. 4335.
33. Денисюк И., Бурункова Ю., Смирнова Т. Электрооптические материалы на основе тонких пленок молекулярных кристаллов. Преимущества и перспективы использования // *Оптический Журнал*. 2007. Vol. 74, № 2. P. 63–69.
34. McLaughlin C.V. et al. Wideband 15 THz response using organic electro-optic polymer emitter-sensor pairs at telecommunication wavelengths // *Appl. Phys. Lett.* 2008. Vol. 92. P. 151107.
35. Zheng X. et al. Organic broadband terahertz sources and sensors // *J. Nanoelectron. Optoelectron.* 2007. Vol. 2, № 1. P. 58–76.

36. Vodopyanov K.L. et al. Terahertz-wave generation in quasi-phase-matched GaAs // *Appl. Phys. Lett.* 2006. Vol. 89. P. 141119.
37. Lee Y.S. et al. Generation of narrow-band terahertz radiation via optical rectification of femtosecond pulses in periodically poled lithium niobate // *Appl. Phys. Lett.* 2000. Vol. 76. P. 2505.
38. Vodopyanov K.L. Optical generation of narrow-band terahertz packets in periodically inverted electro-optic crystals: conversion efficiency and optimal laser pulse format // *Opt. Express.* 2006. Vol. 14, № 6. P. 2263–2276.
39. Auston D.H., Cheung K.P., Smith P.R. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles // *Appl. Phys. Lett.* 1984. Vol. 45, № 3. P. 284–286.
40. Takazato A. et al. Terahertz wave emission and detection using photoconductive antennas made on low-temperature-grown InGaAs with 1.56 μm pulse excitation // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 91. P. 011102.
41. Mangeney J. et al. Emission characteristics of ion-irradiated In_{0.53}Ga_{0.47}As based photoconductive antennas excited at 1.55 μm // *Appl Phys Lett.* 2005. Vol. 86. P. 1104–1106.
42. Schwagmann A. et al. Terahertz emission characteristics of ErAs: InGaAs-based photoconductive antennas excited at 1.55 μm // *Appl. Phys. Lett.* 2010. Vol. 96. P. 141108.
43. Sartorius B. et al. All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5 μm telecom wavelengths // *Opt Express.* 2008. Vol. 16, № 13. P. 9565–9570.
44. Zhang X.-C. et al. Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces // *Appl. Phys. Lett.* 1990. Vol. 56, № 11. P. 1011–1013.
45. Krotkus A. Semiconductors for terahertz photonics applications // *J. Phys. Appl. Phys.* 2010. Vol. 43, № 27. P. 273001.
46. Gu P. et al. Study of terahertz radiation from InAs and InSb // *J. Appl. Phys.* 2002. Vol. 91, № 9. P. 5533–5537.
47. Liu L. et al. Experimental comparison of characteristics of magnetic-field-enhanced InAs and InSb Dember terahertz emitters pumped at 1550 nm wavelength // *J. Opt.* 2012. Vol. 14, № 4. P. 045204.
48. Mönch W. Semiconductor surfaces and interfaces. Softcover reprint of hardcover 3rd ed. 2001. Springer, 2010. 564 p.
49. Sarukura N. et al. High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics // *J. Appl. Phys.* 1998. Vol. 84, № 1. P. 654.
50. Альперович В.Л. et al. Поверхностный фотогальванический эффект в арсениде галлия // *Письма В ЖЭТФ.* 1980. Vol. 31, № 10. P. 581–584.
51. Ziaziulia P.A., Malevich V.L., Manak I.S. Terahertz emission from semiconductors due to the lateral surface photocurrent. Kazan, Russian Federation, 2010. P. 799322–799322–8.
52. Suzuki M., Tonouchi M., Fujii K. THz-TDS systems for 1560-nm-wavelength-laser operation // *Infrared Millim. Waves 13th Int. Conf. Terahertz Electron. 2005 IRMMW-THz 2005 Jt. 30th Int. Conf. On.* 2005. Vol. 1.

53. Bonvalet A. et al. Generation of ultrabroadband femtosecond pulses in the mid-infrared by optical rectification of 15 fs light pulses at 100 MHz repetition rate // *Appl. Phys. Lett.* 1995. Vol. 67, № 20. P. 2907–2909.
54. Exter M., Fattinger C., Grischowsky D. Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor // *Opt. Lett.* 1989. Vol. 14, № 20. P. 1128–1130.
55. Johnston M. et al. Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces // *Phys. Rev. B.* 2002. Vol. 65, № 16.
56. Ohtake H. et al. Anomalous power and spectrum dependence of terahertz radiation from femtosecond-laser-irradiated indium arsenide in high magnetic fields up to 14 T // *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 82, № 8. P. 1164.
57. Bloch F. et al. Approches novatrices à la génération de champs magnétiques intenses: optimisation d'une source de flux à aimants permanents // *Eur. Phys. J. - Appl. Phys.* 1999. Vol. 5, № 01. P. 85–89.
58. Il'yashenko E.I. et al. Permanent magnet systems with strong stray magnetic fields and very high gradients for material separation // *Phys. Status Solidi A.* 2006. Vol. 203, № 7. P. 1556.
59. Самофалов В.Н. Сильные поля рассеяния в системах магнитов с гигантской магнитной анизотропией. Харьков: Харьковский Национальный Университет им. В.Н. Каразина, 2009. 280 p.
60. Faure J. et al. Modelling laser-based table-top THz sources: optical rectification, propagation and electro-optic sampling // *Opt. Quantum Electron.* 2004. Vol. 36, № 8. P. 681–697.
61. Hanyo M., Migita M., Nakayama K. Magnetic field and temperature dependence of terahertz radiation from InAs surfaces excited by femtosecond laser pulses // *J. Appl. Phys.* 2001. Vol. 90, № 7. P. 3409.
62. Мамрашев А.А., Потатуркин О.И. Исследование характеристик системы поляризационно-оптической регистрации импульсного терагерцового спектрометра // *Автометрия.* 2011. Vol. 47, № 4. P. 16–22.
63. Wu Q., Zhang X.C. Free-space electro-optic sampling of terahertz beams // *Appl. Phys. Lett.* 1995. Vol. 67. P. 3523.
64. Wu Q., Zhang X.C. Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses // *Appl. Phys. Lett.* 1997. Vol. 71, № 10. P. 1285–1286.
65. Estacio E. et al. Magnetic-field-induced fourfold azimuthal angle dependence in the terahertz radiation power of (100) InAs // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 90. P. 151915.
66. Zhang X.-C., Auston D.H. Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces with femtosecond optics // *J. Appl. Phys.* 1992. Vol. 71, № 1. P. 326.
67. Suzuki M. et al. Excitation wavelength dependence of terahertz emission from semiconductor surface // *Appl. Phys. Lett.* 2006. Vol. 89, № 9. P. 091111.
68. Adomavičius R. et al. Spectral dependencies of terahertz emission from InAs and InSb // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 87, № 26. P. 261101.
69. Kono S. et al. Temperature dependence of terahertz radiation from n-type InSb and n-type InAs surfaces // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* 2000. Vol. 71. P. 901–904.

70. Molis G., Adomavicius R., Krotkus A. Temperature-dependent terahertz radiation from the surfaces of narrow-gap semiconductors illuminated by femtosecond laser pulses // *Phys. B Condens. Matter*. 2008. Vol. 403, № 19-20. P. 3786–3788.
71. Klatt G. et al. Terahertz emission from lateral photo-Dember currents // *Opt. Express*. 2010. Vol. 18, № 5. P. 4939–4947.
72. Yim J.-H. et al. Nexus between directionality of THz waves and structural parameters in groove-patterned InAs // *ArXiv E-Prints*. 2012. Vol. 1208. P. 5209.
73. Barnes M.E. et al. Terahertz emission by diffusion of carriers and metal-mask dipole inhibition of radiation // *Opt. Express*. 2012. Vol. 20, № 8. P. 8898–8906.
74. Reid M., Fedosejevs R. Terahertz emission from (100) InAs surfaces at high excitation fluences // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 86, № 1. P. 011906.
75. Lang L. et al. Influence of two-photon absorption and optical excitation size on the THz radiation via optical rectification. 2007. Vol. 6279. P. 62796I–62796I–6.
76. Zumsteg F.C., Bierlein J.D., Gier T.E. $K_xRb_{1-x}TiOPO_4$: A new nonlinear optical material // *J. Appl. Phys.* 1976. Vol. 47, № 11. P. 4980–4985.
77. Koseva I., Nikolov V., Peshev P. Effect of germanium doping on the morphology of flux grown Nb:KTiOPO₄ single crystals // *J. Alloys Compd.* 2003. Vol. 353, № 1–2. P. L1–L4.
78. Bierlein J.D., Arweiler C.B. Electro-optic and dielectric properties of KTiOPO₄ // *Appl. Phys. Lett.* 1986. Vol. 49, № 15. P. 917–919.
79. Tordjman P.I., Masse E., Guitel J.C. Structure cristalline du monophosphate KTiPO₅ // *Z. Für Krist.* 1974. Vol. 139, № 1-2. P. 103–115.
80. Wyncke B. et al. Infrared reflectivity spectrum of KTiOPO₄ single crystal // *Phase Transit.* 1987. Vol. 9, № 2. P. 179–183.

Результаты работы изложены в следующих публикациях:

Статьи в журналах ВАК:

1. В. Д. Анцыгин, А. А. Мамрашев, Н. А. Николаев, О. И. Потатуркин. Малогабаритный терагерцовый спектрометр с использованием второй гармоники фемтосекундного волоконного лазера // Автометрия. 2010. Т. 46. № 3. С. 110–117.
2. В. Д. Анцыгин, Н. А. Николаев. Об эффективности генерации терагерцового излучения в кристаллах GaAs, InAs и InSb // Автометрия. 2011. Т. 47. № 4. С. 23–30.
3. Мамрашев А.А., Наливайко В.И., Николаев Н.А. Оптические свойства халькогенидных стекол в терагерцовой области спектра // Известия РАН. Серия физическая. 2013. Т. 76. № 3.
4. Antsygin V. D., Mamrashev A.A., Nikolaev N.A., Potaturkin O.I., Bekker T.V., Solntsev V. P. Optical properties of borate crystals in terahertz region // Optics Communications. 2013. V. 309. P. 333–337.

Патенты:

5. В. Д. Анцыгин, А. А. Мамрашев, Н. А. Николаев, О. И. Потатуркин. Малогабаритный терагерцовый спектрометр // Патент на полезную модель № 105738 РФ. Приоритет: заяв. 11.01.2011, опубл. 20.06.2011 Бюл. №17.

Публикации в тезисах и трудах конференций:

6. Анцыгин В. Д., Кобцев С. М., Кукарин С. В., Мамрашев А. А., Николаев Н. А., Потатуркин О.И. Особенности создания портативных широкополосных терагерцовых спектрометров // Тезисы докладов всероссийского семинара по физике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Нижний Новгород, 2009. С. 66–67.
7. V. D. Antsygin, A. A. Mamrashev, N. A. Nikolaev, O. I. Potaturkin. Compact terahertz spectrometers: principles and applications // Proceeding of ISMTII-2009, June, 29th — July, 2nd, 2009, Saint-Petersburg, Russia, — V. 2 — P. 351—355.
8. Анцыгин В. Д., Мамрашев А. А., Николаев Н. А., Потатуркин О. И. Терагерцовая спектроскопия на базе двухканальной волоконной лазерной системы // Тезисы российского семинара по волоконным лазерам. Ульяновск, 19 – 22 апреля 2010.
9. V. D. Antsygin, A. A. Mamrashev, N. A. Nikolaev. Table top terahertz spectrometer based on fiber laser // Proceedings of IASTED Conference on

- Automation, Control, and Information Technology: Optical Information Technology, June 15–18, 2010, Novosibirsk, Russia. P. 300–302.
10. V. D. Antsygin, A. A. Mamrashev, N. A. Nikolaev, O. I. Potaturkin. Ferroelectric phase transition in lead germanate studied by terahertz spectroscopy // Digest Reports of International Symposium “Terahertz Radiation: Generation and Application”, July 26–29, 2010, Novosibirsk, Russia, P.61.
 11. Н. А. Николаев. Исследование генерации терагерцового излучения в полупроводнике // Материалы молодежной конкурс-конференции «Фотоника и оптические технологии 2011», 9–11 февраля 2011, Новосибирск, Россия, С. 86.
 12. Н. А. Николаев. Генерация терагерцового излучения в полупроводнике под действием фемтосекундных лазерных импульсов // Материалы 49 международной научной студенческой конференции «Студент и научно-технический прогресс», секция «Физика», 16–20 апреля 2011, Новосибирск, Россия, С. 125.
 13. В. Д. Анцыгин, А. А. Мамрашев, Н. А. Николаев, О. И. Потатуркин. Эффективность генерации импульсного терагерцового излучения в полупроводниках A_3B_5 // Тезисы докладов конференции «Фотоника-2011», 22–26 августа 2011, Новосибирск, Россия.
 14. Анцыгин В. Д., Мамрашев А. А., Николаев Н. А., Потатуркин О. И. Широкополосная терагерцовая спектроскопия на основе взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с полупроводниками A_3B_5 // Сборник научных трудов всероссийской конференции по фотонике и информационной оптике. Москва, 2012. С. 13 – 14.
 15. V. D. Antsygin, A. A. Mamrashev, N. A. Nikolaev, O. I. Potaturkin Study of potassium titanyl phosphate nonlinear optical crystals by the method of wideband terahertz spectroscopy // Technical digest of The sixth international symposium Modern Problems Of Laser Physics MPLP 2013, August 25—31, 2013, Novosibirsk, Russia, P.120.