

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования

**«Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет им. Н.И. Лобачевского»**

Е.А. Машкович

Методы терагерцового эксперимента

Учебно-методическое пособие

Рекомендовано научно-методическим советом исследовательской школы «Лазерная физика» для аспирантов ННГУ, обучающихся по направлению подготовки 03.06.01 - «Физика и астрономия», и для магистрантов ННГУ, обучающихся по направлению подготовки 03.04.03 - «Радиофизика»

Нижегород
2015

УДК 535.1
ББК 22.34
М-38

М-38 Машкович Е.А. МЕТОДЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ЭКСПЕРИМЕНТА: Учебное пособие. - Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2015. - 19 с.

Рецензент: кандидат физ.-мат. наук, доцент **А.П. Савикин**

В методическом пособии исследуются экспериментальные схемы и методы проведения спектроскопии в терагерцовом диапазоне частот.

Учебное пособие предназначено для магистрантов и аспирантов радиофизического факультета ННГУ, специализирующихся в области нелинейной оптики и лазерной физики, и также для слушателей спецкурса «Техника и методика терагерцового эксперимента».

Подготовлено в соответствии с Планом мероприятий по реализации программы повышения конкурентоспособности ННГУ среди ведущих мировых научно-образовательных центров на 2013-2020 годы.

Ответственный за выпуск:
учёный секретарь научно-методического совета
исследовательской школы «Лазерная физика»
к.ф.-м.н., **М.В. Царев**

УДК 535.1
ББК 22.34

В пособии описаны принципы построения экспериментальных схем для проведения терагерцовой спектроскопии во временной области. Найдена оптимальная геометрия генерации и детектирования терагерцового излучения (ТИ) фемтосекундными лазерными импульсами в кристалле ZnTe. Рассмотрена генерация ТИ в сэндвич-структуре, состоящей из пластины LiNbO₃ (LN) и кремниевой призмы, и генерация ТИ импульсами с наклонным фронтом интенсивности. Рассмотрено детектирование ТИ на основе обращённого эффекта Черенкова и гетеродинного метода. Описан принцип синхронного приёма.

Устройство терагерцового спектрометра во временной области

Рассмотрим одну из наиболее типичных схем терагерцового спектрометра во временной области (рис. 1), генерация терагерцового излучения в котором происходит в результате нелинейного преобразования фемтосекундного лазерного импульса в нелинейном кристалле а детектирование – измерение временной формы терагерцового импульса основано на методе электрооптического стробирования. В качестве нелинейного кристалла возьмём кристалл ZnTe, который обеспечивает выполнение условий фазового синхронизма с излучением фемтосекундного титан-сапфирового лазера, с центральной длиной волны 800 нм. Оптический пучок от фемтосекундного лазера разделяется делительной пластиной на два – пробный и накачку. Пучок накачки фокусируется в кристалл ZnTe и наводит в нём импульс нелинейной поляризации, который генерирует терагерцовое излучение. Сгенерированное ТИ коллимируется параболическим зеркалом с большой числовой апертурой. После параболического зеркала кремниевая пластина, прозрачная для ТИ, блокирует оптический пучок накачки. Далее два параболических зеркала создают область перетяжки терагерцового пучка в которую помещается исследуемый образец. После этого терагерцовый пучок фокусируется на кристалл ZnTe (детектор). В то же место фокусируют пробный пучок. Электрическое поле терагерцового импульса наводит в кристалле двойное лучепреломление (эффект Поккейса), что приводит к изменению поляризации пробного пучка. После выхода из кристалла пробный пучок проходит четвертьволновую пластину и разделяется призмой Волластона на два пучка ортогональной поляризации, разность интенсивностей которых регистрируются балансным фотоприёмником. В итоге, разностный сигнал на фотоприёмнике оказывается пропорциональным величине электрического поля в той точке терагерцового импульса, вместе с которой пробный импульс распространялся в кристалле. Путём изменения временной задержки между приходом в кристалл оптического пробного и терагерцового импульсов измеряются поля в различных точках терагерцового импульса. Для уменьшения шумов используется синхронный приём – терагерцовый пучок модулируется оптическим прерывателем, а сигнал с балансного фотоприёмника снимается синхронным детектором на частоте модуляции. Для устранения линий поглощения воды, которая присутствует в воздухе, область распространения терагерцового пучка закры-

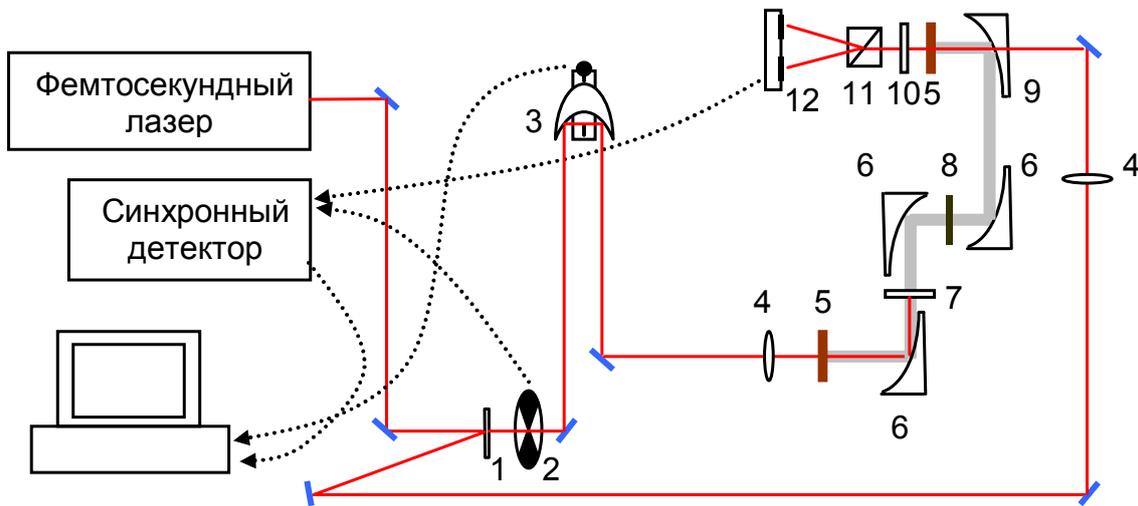


Рис. 1: Схема терагерцового спектрометра. 1 - делительная пластина, 2 - оптический прерыватель, 3 - линия задержки, 4 - линза, 5 - кристалл ZnTe, 6 - параболическое зеркало, 7 - кремниевая пластина, 8 - исследуемый образец, 9 - параболическое зеркало с отверстием для прохождения пробного пучка, 10 - четвертьволновая пластина, 11 - призма Волластона и 12 - балансный фотоприёмник.

вается герметичным коробом, в котором осушителем уменьшают влажность или напускают азот.

Найдём оптимальную ориентацию кристаллографических осей кристалла ZnTe при генерации ТИ. Рассмотрим кристалл срезанный перпендикулярно кристаллографической оси $\langle 110 \rangle$ облучаемый линейно поляризованным оптическим импульсом. Поляризация оптического импульса составляет угол φ с кристаллографической осью $\langle 001 \rangle$ (рис. 2а). В проекции на главные кристаллографические оси напряжённость электрического поля оптического импульса примет вид

$$\mathbf{E} = E_0 \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \varphi \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix}. \quad (1)$$

В результате нелинейного преобразования – оптической ректификации в кристалле возникает наведённая нелинейная поляризация на терагерцовой частоте, которую можно представить в виде

$$P_i = d_{ijk} E_j E_k, \quad (2)$$

где d_{ijk} - тензор нелинейной оптической восприимчивости второго порядка, E_k - проекция поля оптического импульса на основные кристаллографические оси (x - $\langle 100 \rangle$, y - $\langle 010 \rangle$ и z - $\langle 001 \rangle$). Вид тензора зависит от типа

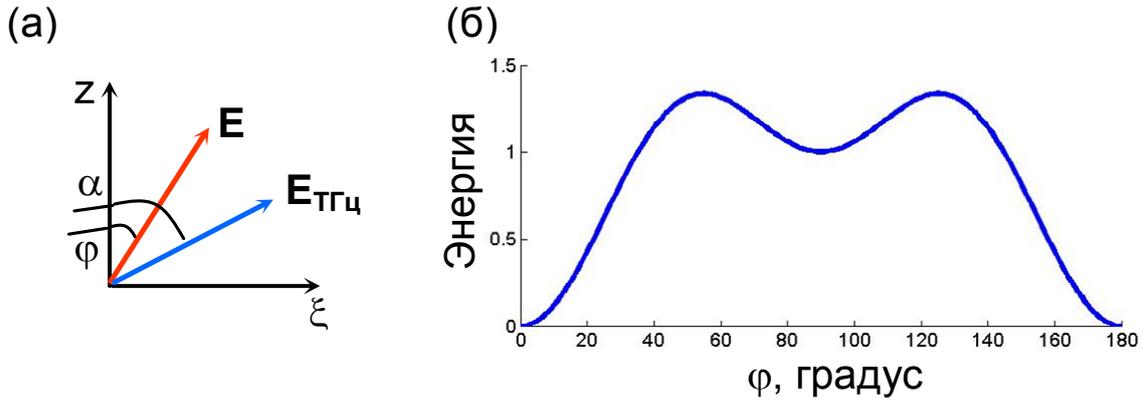


Рис. 2: (а) Геометрия генерации терагерцового излучения в кристалле ZnTe. Направление оси ξ совпадает с кристаллографической осью $[\bar{1}10]$. (б) Зависимость генерируемой терагерцовой энергии от угла φ .

симметрии кристалла и для кристалла ZnTe примет вид

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_z E_y \\ 2E_z E_x \\ 2E_x E_y \end{pmatrix}. \quad (3)$$

На выходе из кристалла вектор напряжённости терагерцового поля имеет две компоненты

$$\begin{pmatrix} E_\xi \\ E_z \end{pmatrix}_{THz} \propto \begin{pmatrix} \sin 2\varphi \\ \sin^2 \varphi \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Из выражения (4) видно, что поляризация терагерцового пучка составляет угол

$$\alpha = \arctan \left(\frac{2}{\tan \varphi} \right) \quad (5)$$

с осью z и энергия ТИ имеет угловую зависимость пропорциональную $\sin^2 2\varphi + \sin^4 \varphi$ (рис. 2б). При $\varphi = 90^\circ$, $\alpha = 0^\circ$ и поляризация терагерцового импульса ортогональна поляризации оптического импульса. При $\tan \varphi = \sqrt{2}$, направления поляризации совпадают $\alpha = \varphi = 54,7^\circ$ и генерируемая терагерцовая энергия достигает максимального значения.

Найдём оптимальную ориентацию кристаллографических осей кристалла ZnTe при детектировании ТИ. Рассмотрим кристалл срезанный перпендикулярно кристаллографической оси $\langle 110 \rangle$ и падающий на него линейно поляризованный терагерцовый импульс. Поляризация терагерцового импульса составляет угол α с кристаллографической осью $\langle \bar{1}10 \rangle$ (рис. 3а). Напряжённость электрического поля в проекции на главные кристаллографи-

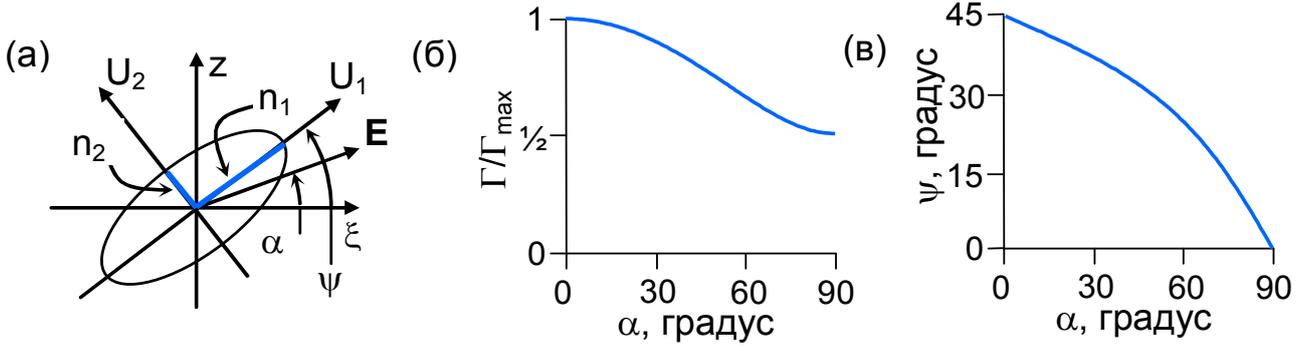


Рис. 3: (а) Геометрия детектирования терагерцового излучения в кристалле ZnTe. Направление оси ξ совпадает с кристаллографической осью $[\bar{1}10]$. (б) Зависимость поворота эллипсоида показателей преломления ψ от угла α . (в) Зависимость относительного сдвига фаз Γ от угла α .

ческие оси запишем как

$$\mathbf{E} = E_0 \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} \cos \alpha \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Присутствие внешнего электрического поля терагерцового импульса приведёт к изменению величины показателей преломления кристалла в оптическом диапазоне длин волн. Уравнение для эллипсоида показателей преломления примет вид

$$\mathbf{u}\eta(\mathbf{E})\mathbf{u} = 1, \quad (7)$$

где $\eta(\mathbf{E})$ - тензор непроницаемости и вектор \mathbf{u} имеет компоненты (x, y, z) . В случае кристалла ZnTe тензор

$$\eta(\mathbf{E}) = \frac{1}{n^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + r_{41} E_0 \begin{pmatrix} 0 & \sin \alpha & \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \alpha \\ \sin \alpha & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} \cos \alpha \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \alpha & -\frac{1}{\sqrt{2}} \cos \alpha & 0 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где n - оптический индекс преломления ZnTe в отсутствии внешнего электрического поля и r_{41} - электрооптический коэффициент. Направления новых основных кристаллографических осей соответствуют собственным векторам (7), а величина показателей преломления определяется через собственные числа тензора $n_i = 1/\sqrt{\lambda_i}$, где

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{n^2} - \frac{r_{41} E_0}{2} (\sin \alpha \pm \sqrt{1 + 3 \cos^2 \alpha}) \quad (9)$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{n^2} + r_{41} E_0 \sin \alpha. \quad (10)$$

Даже для достаточно сильных терагерцовых полей ~ 1 МВ/см величина $r_{41}E_0 \ll 1/n^2$ и выражения для индексов преломления могут быть записаны как

$$n_1 = n_0 + \frac{n^3 r_{41} E_0}{4} (\sin \alpha + \sqrt{1 + 3 \cos^2 \alpha}), \quad (11)$$

$$n_2 = n_0 + \frac{n^3 r_{41} E_0}{4} (\sin \alpha - \sqrt{1 + 3 \cos^2 \alpha}), \quad (12)$$

$$n_3 = n_0 + \frac{n^3 r_{41} E_0}{4} \sin \alpha. \quad (13)$$

Направление собственного вектора \mathbf{U}_3 совпадает с направлением распространения терагерцового импульса, вектор \mathbf{U}_2 лежит в плоскости $[110]$ и составляет угол ψ с осью $\langle \bar{1}10 \rangle$ (рис. 3а)

$$\cos 2\psi = \frac{\sin \alpha}{\sqrt{1 + 3 \cos^2 \alpha}}. \quad (14)$$

Таким образом, электрическое поле терагерцового импульса приводит к повороту эллипсоида показателей преломления на угол ψ .

При совместном распространении в кристалле оптического и терагерцового импульсов две компоненты поля оптического импульса вдоль собственных векторов \mathbf{U}_1 и \mathbf{U}_2 на выходе из кристалла приобретают относительный сдвиг фаз

$$\Gamma = \frac{\pi d}{\lambda_0} n^3 r_{41} E_0 \sqrt{1 + 3 \cos^2 \alpha}, \quad (15)$$

где λ_0 - длина волны оптического импульса в вакууме и d - толщина кристалла. На рис. 3б и 3в построена зависимость ψ и Γ от угла α . Ясно, что оптимальные условия детектирования достигаются при угле $\alpha = 0$, когда поляризация терагерцового излучения перпендикулярна кристаллографической оси $\langle 001 \rangle$. При этом поляризация оптического импульса должна быть перпендикулярна или параллельна данной оси.

Заметим, что существует связь между коэффициентами тензора нелинейной восприимчивости и линейными электрооптическими коэффициентами r_{ijk} [1, 2]

$$d_{nm} = -\frac{n^4}{4} r_{mn}. \quad (16)$$

Генераторы терагерцового излучения на основе неколлинеарных методов

В настоящее время наиболее эффективными являются два метода нелинейно-оптического преобразования фемтосекундных лазерных импульсов в ТИ – это черенковское излучение терагерцовых волн лазерным импульсом в электрооптическом кристалле LN и оптическое выпрямление лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности в специально вырезанных (в форме

призмы) кристаллах LN. Общим для этих схем является неколлинеарность распространения лазерного импульса накачки и генерируемой терагерцевой волны, что позволяет обеспечить их синхронизм в кристаллах, типа LN, с сильно (более чем в 2 раза для LN) отличающимися значениями оптического группового индекса и показателя преломления терагерцевых волн. Использование этих передовых методов терагерцевой генерации позволяет существенно повысить чувствительность терагерцевого спектрометра.

Рассмотрим черенковский механизм генерации на примере кристалла LN и титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 800 нм. Линейно поляризованный оптический пучок с поляризацией вдоль кристаллографической оси [001] фокусируется в кристалл LN. Поляризация ТИ согласно (2) также будет направлена вдоль этой оси. Для выполнения условий черенковского синхронизма размер перетяжки оптического пучка должен быть меньше длины терагерцевой волны в кристалле. В результате ТИ будет представлять собой расходящийся черенковский конус или клин в зависимости от фокусировки в линию или точку. Угол раскрыва – черенковский угол определяется как

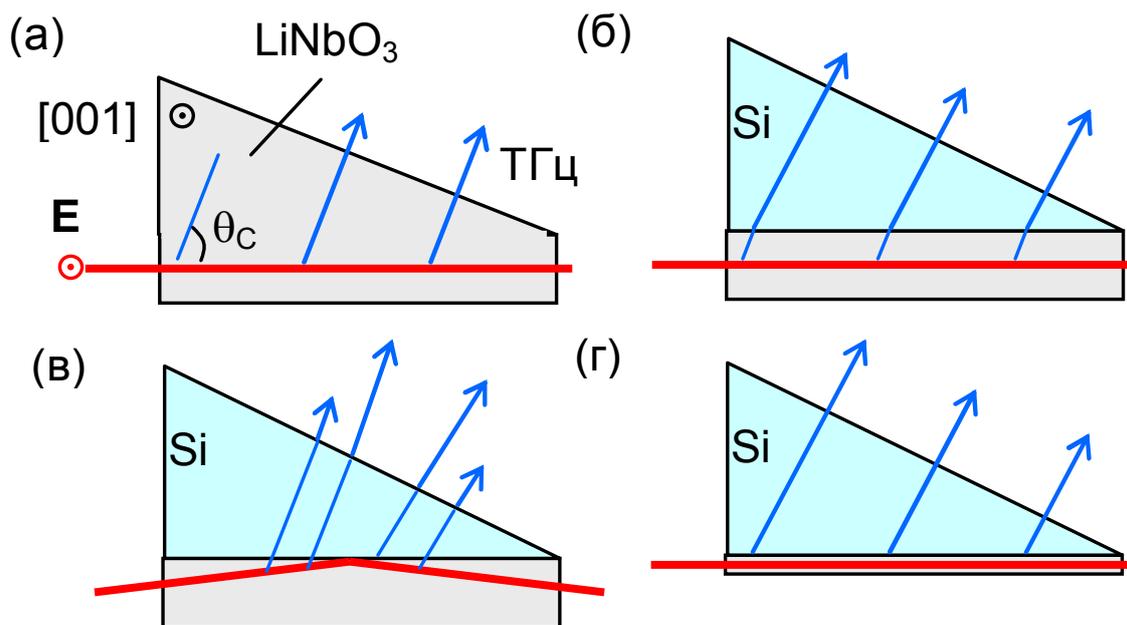


Рис. 4: (а) Особенности генерации терагерцевого излучения в кристалле LN срезанным под углом Черенкова, (б) в кристалле LN с призмой для вывода излучения, (в) в кристалле LN с призмой для вывода излучения, случай наклонного падения и (г) в сэндвич-структуре.

$$\Theta_C = \arccos\left(\frac{n_g}{n_{THz}}\right) \approx 65^\circ. \quad (17)$$

Для вывода излучения кристалл срезают под черенковским углом (рис. 4а). В виду сильного затухание ТИ при его распространении в кристалле генерируется преимущественно низкочастотное излучения (< 1 ТГц). Для генерации

более высокочастотного спектра используют схему с кремниевой или сапфировой призмой (рис. 4б), которая сокращает расстояние проходимое ТИ в кристалле и выводит его наружу. При распространении оптического пучка параллельно плоскости призмы дифракционное расплывание не позволяет прижать область генерации непосредственно к призме. Наклон оптического пучка существенно увеличивает эффективность генерации (рис. 4в), но приводит к образованию двух терагерцовых пучков, распространяющихся в разных направлениях. Современный дизайн оптико-терагерцового преобразователя на основе эффекта Черенкова состоит из тонкой пластины LN и кремниевой призмы (рис. 4г). Пластина выступает в роли волновода и позволяет прижать область генерации терагерцового излучения по всей длине призмы.

Использование сэндвич-структур обеспечивает рекордные значения эффективности оптико-терагерцового преобразования фемтосекундных лазерных импульсов с энергией в десятки микроджоулей. Так, в первых экспериментах [3] со структурой Si-LN-BK7 длиной 8 мм толщиной 50 мкм при накачке 40 мкДж были сгенерированы терагерцовые импульсы с шириной полосы ~ 3 ТГц и эффективностью конверсии более 0.1%. В этом эксперименте, детектор регистрировал терагерцовый пучок излучённый только от выходной кремниевой призмы, около половины терагерцовой энергии поглощалось в подложке из стекла BK7. Недавно был предложен улучшенный дизайн сэндвич-структуры с полностью отражающей подложкой – металлической пластинкой отделённой от пластины LN воздушным зазором [4]. Использование такой подложки позволяет сконцентрировать ТИ в одном направлении (в выводящую кремниевую призму) и, более того, перемещать положение максимума терагерцового спектра изменением ширины воздушного зазора. Рекордная эффективность конверсии 0.25% была получена при накачке титан-сапфировыми лазерными импульсами с энергией 15-20 мкДж в 1 см структуре Si-LN-воздух-метал с LN-сердцевинной 35 мкм толщины. Заметим, что на базе данной структуры компания Advantest выпустила терагерцовый спектрометр спектральный диапазон которого достигает 7 ТГц.

Выпрямление оптических импульсов со скошенным фронтом интенсивности [5] – наиболее эффективный метод оптико-терагерцового преобразования фемтосекундных лазерных импульсов с энергией в десятки и сотни миллиджоулей. В этом методе путем отражения лазерного импульса от дифракционной решетки формируют оптический импульс со скошенным – под определенным углом α по отношению к волновым фронтам – фронтом интенсивности. Такой импульс распространяется в электрооптическом кристалле с групповой скоростью V вдоль нормали к волновым фронтам. Проекция скорости V на перпендикулярное к фронту интенсивности направление равна $V \cos \alpha$ и путём выбора угла α может быть сделана равной фазовой скорости терагерцовой волны нужной частоты ω : $V \cos \alpha = v_{\text{THz}}(\omega)$. Таким образом, достигается фазовый синхронизм импульса накачки с квазиплоской те-

рагерцовой волной частоты ω , распространяющейся в направлении нормали к фронту интенсивности. Использование данного метода позволяет преодолеть большой разброс скоростей между оптическими импульсами и терагерцовыми волнами в материалах с высокой оптической нелинейностью, таких как LN и LiTaO₃. Также достоинством метода является возможность повышения генерируемой терагерцовой энергии путем одновременного увеличения энергии оптического импульса накачки и его поперечного размера при сохранении напряженности оптического поля ниже порога пробоя кристалла.

Рассмотрим генерацию терагерцового излучения импульсами со скошенным фронтом интенсивности в кристалле LN при накачке импульсами титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 800 нм. Поляризация оптического импульса параллельна кристаллографической оси $\langle 001 \rangle$. В этом случае, согласно выражению (2), в кристалле будет генерироваться ТИ с поляризацией направленной вдоль оси $\langle 001 \rangle$. Необходимый угол наклона достигается отражением оптического импульса от дифракционной решётки. При этом фазовый фронт импульса наклоняется по отношению к фронту интенсивности на угол γ

$$\tan \gamma = \omega_0 \frac{d\varepsilon}{d\omega}, \quad (18)$$

где ω_0 - частота оптического импульса и $d\varepsilon/d\omega$ - угловая дисперсия дифракционной решётки. После дифракционной решётки оптический пучок сильно

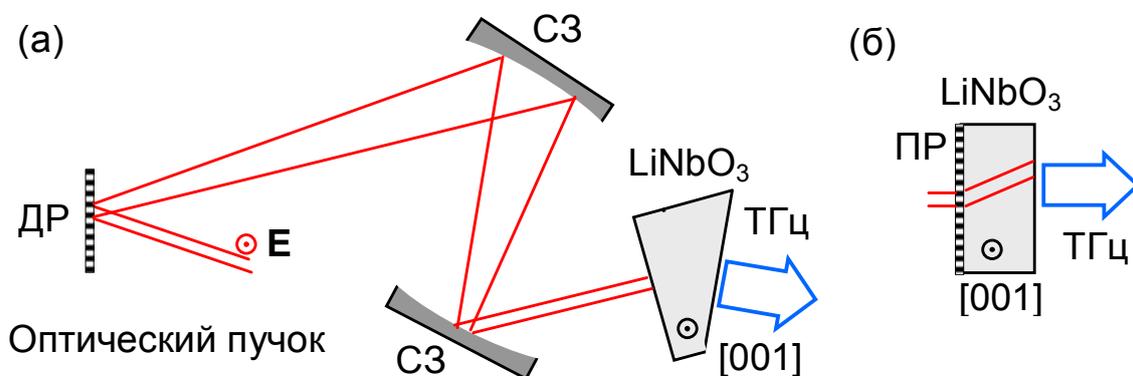


Рис. 5: (а) Схема генерации теаргерцового излучения импульсами с наклонным фронтом интенсивности. (б) Схема генерации терагерцового излучения с контактной дифракционной решёткой. ДР - дифракционная решётка на отражение, СЗ - сферическое зеркало и ПР - дифракционная решётка на прохождение.

расходится, поэтому для введения его в кристалл используют систему переноса изображения. Наименьшие искажения при переносе вносит телескоп, состоящий из двух сферических зеркал (рис. 5а). В работе [6] была предложена схема, где проекционная оптика не используется, а скос импульс создается в результате его прохождения через пропускающую дифракционную

решётку, помещённую непосредственно на входную границу кристалла (рис. 5б). В результате чего образуются плоские терагерцовые волновые фронты и симметричный профиль терагерцового пучка. Кроме того, не требуется специальная форма кристалла в отличие от стандартной схемы со скошенным фронтом.

Детекторы терагерцового излучения на основе обращённого эффекта Черенкова

В работе [7] был предложен новый метод детектирования терагерцового излучения на основе обращённого эффекта Черенкова. Идея метода заключается в увеличении длины когерентности между оптическим и терагерцовым импульсом за счёт их наклонного распространения, что приводит к увеличению величины электрооптического отклика. Рассмотрим схему на примере кристалла LN и оптического излучения от титан-сапфирового лазера (рис. 6). Линейно поляризованный терагерцовый пучок фокусируется в кристалл LN по нормали к кремниевой призме. Вектор поляризации направлен вдоль кристаллографической оси [001]. Угол кремниевой призмы подбирается так, чтобы обеспечить равенство проекции групповой скорости оптического импульса на направление распространения терагерцовой волны и её фазовой скорости. В место распространения ТИ в кристалле LN фокусируют проб-

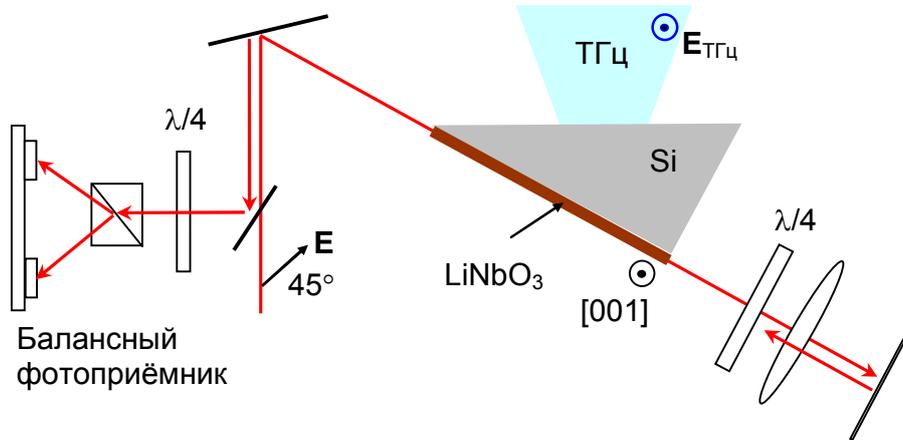


Рис. 6: Схема детектирования терагерцового излучения в кристалле LiNbO_3 .

ный оптический импульс. Чем острее фокусировка, тем шире спектральная полоса детектора. Поляризация пробного пучка составляет угол 45 градусов с осью [001]. Аналогично расчёту проведённому для ZnTe данная геометрия обеспечивает максимальный относительный сдвиг фаз

$$\Gamma = \frac{\pi d}{\lambda_0} \left((n_o - n_e) + E_0 \frac{n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}}{2} \right), \quad (19)$$

где n_o и n_e - обыкновенный и необыкновенный оптический показатель преломления LN. Направления собственных векторов совпадает с направлением основных кристаллографических осей. Для компенсации естественного двулучепреломления – первое слагаемое в скобках, пробный пучок проходит четвертьволновую пластину, отражается зеркалом, проходит пластину и кристалл ещё раз. Изменения поляризации измеряются балансным фотоприёмником. Схема позволяет работать в большом диапазоне длин волн пробного импульса, так как угол призмы практически не меняется при изменении длины волны.

При детектировании в изотропных кристаллах схема может быть значительно упрощена [8]. Рассмотрим детектирование на примере кристалла типа цинковой обманки. В отличие от коллинеарного случая поляризация оптического импульса может быть только параллельна кристаллографической оси $\langle 001 \rangle$ иначе направление поляризации при входе в кристалл будет изменено. Поляризация терагерцового импульса параллельна оси $\langle \bar{1}10 \rangle$. Подбором угла наклона γ обеспечивается выполнение условия фазового синхронизма в кристалле (см. рис. 7а).

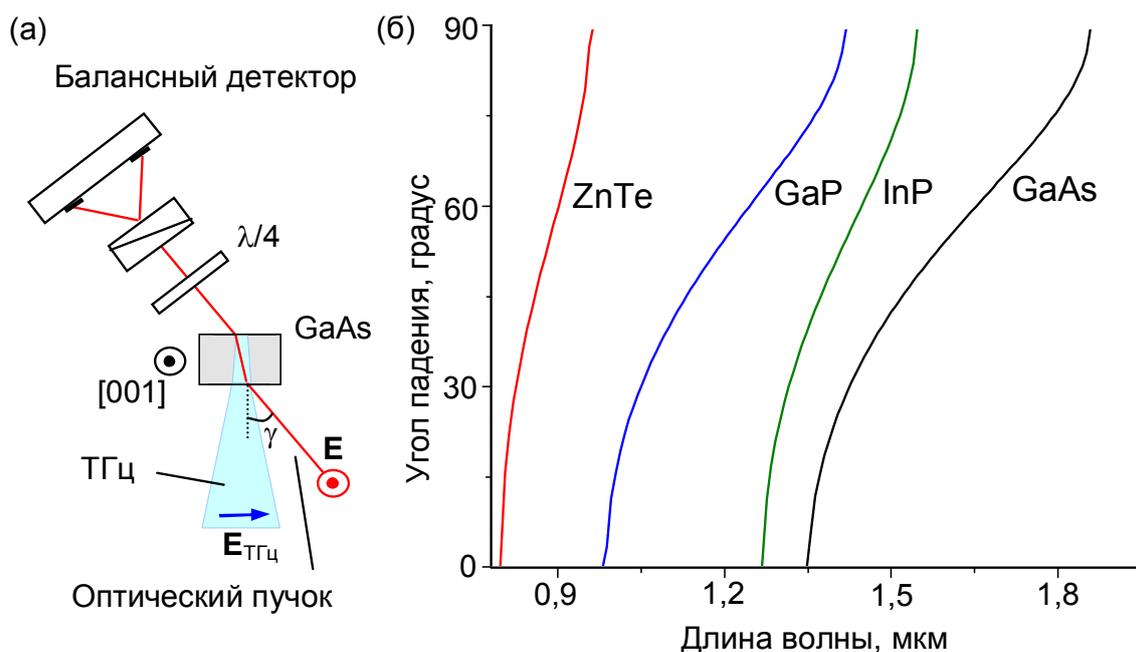


Рис. 7: (а) Геометрия схемы детектирования. (б) Угол наклона γ в зависимости от длины волны оптического импульса.

На рис. 7б построена зависимость угла наклона γ от длины волны оптического импульса при которой выполнено условие фазового синхронизма для частоты терагерцовой волны 1 ТГц для основных электрооптических кристаллов типа цинковой обманки.

Рассмотрим гетеродинный метод детектирования ТИ, который не требует поляризационной оптики при детектировании (рис. 8) [9]. Терагерцовый

пучок фокусируется в кристалл LN по нормали к кремниевой призме. Угол кремниевой призмы обеспечивает выполнение условия фазового синхронизма в кристалле. Поляризация терагерцового излучения и оптического импульса параллельны кристаллографической оси [001]. В результате нелинейного вза-

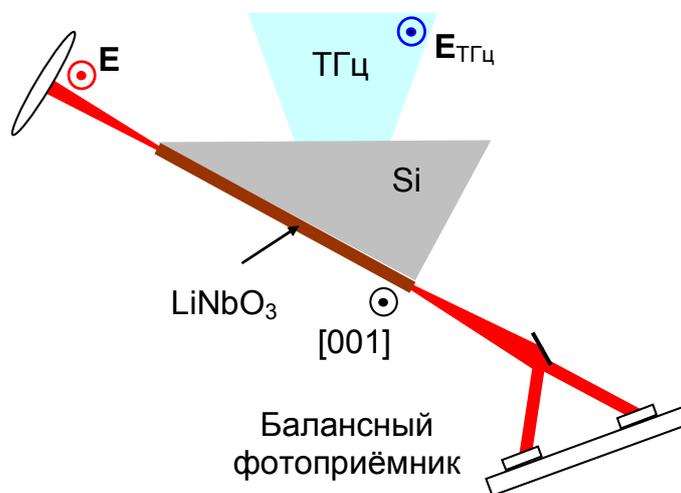


Рис. 8: Схема гетеродинного детектирования в кристалле LiNbO₃.

имодействия в кристалле возникнут две новые оптические волны – результат генерации суммарной и разностной частоты, которые распространяются в слегка разных направлениях. Интенсивность волн зависит от амплитуды терагерцового поля. Угол между направлениями распространения волн можно оценить как

$$2 \sin \beta \frac{\Omega n_{THz}}{\omega n_e}, \quad (20)$$

где β - угол черенковского синхронизма в кристалле LN, Ω и ω - терагерцовая и оптическая частота и n_{THz} - терагерцовый показатель преломления в кристалле LN. Таким образом, если разделить пробный пучок на две части и измерить разностный сигнал от временной задержки между импульсами этот сигнал будет пропорционален преобразованию Гильберта от напряженности электрического поля терагерцового импульса. Заметим, что спектр при преобразовании Гильберта не меняется.

Спектроскопия на основе одиночной терагерцовой гребёнки

Спектральное разрешение рассмотренных методов детектирования не может превышать частоту повторения импульсов и, более того, обратна пропорциональна длительности окна во временной области. Для реальных ситуаций длительность окна составляет несколько сотен пс, что соответствует разрешению в несколько ГГц. Существенно повысить разрешение позволяет схема на основе одиночной терагерцовой гребёнки, разрешение которой может достигать до нескольких герц. Рассмотрим идею данного метода [10, 11].

При воздействии на фотопроводящую антенну или нелинейный кристалл импульсами фемтосекундного лазера генерируется последовательность терагерцовых импульсов, спектр которой представляет собой частотный гребенчатый спектральный набор (частотную гребенку) с интервалом, равным частоте повторения лазерных импульсов f_r , (см. рис. 9а). Терагерцовая гребенка частот nf_r (n - целое число) подается на нелинейный смеситель (диод на основе квантовой полупроводниковой сверхрешетки), на который одновременно подается синусоидальный сигнал частоты f_s от синтезатора СВЧ частот. Сигнал синтезатора возбуждает в смесителе токи высоких гармоник mf_s , m - целое (рис. 9а). Каждая из гармоник mf_s может быть использована в качестве сигнала гетеродина для преобразования частот терагерцовой гребенки в радиочастотную область. А именно, смешивание частот nf_r с гармониками mf_s порождает биения на разностных частотах $f_b = |nf_r - mf_s|$ (рис. 9б). В результате смешивания с одной из таких гармоник получается реплика терагерцовой гребенки, перенесенная в радиодиапазон (рис. 9в). Эту реплику можно наблюдать с помощью анализатора спектра. Радиочастотная гребенка состоит из двух наборов спектральных линий, отвечающих условиям $nf_r - mf_s > 0$ и $nf_r - mf_s < 0$ (рис. 9в). Схема экспериментальной установки для реализации метода терагерцовой спектроскопии с одиночной частотной гребенкой (рис. 9г). Спектральное разрешение данного метода соответствует частоте повторения лазерных импульсов. Существенно повысить разрешение метода можно используя фемтосекундный лазер с перестраиваемой частотой повторения импульсов.

Рассмотрим метод прецизионной терагерцовой спектроскопии на основе перестраиваемой одиночной частотной гребенки. В этом методе для проведения спектроскопических измерений выбирается компонента терагерцовой гребенки nf_r , наиболее близкая к интересующей нас спектральной линии в исследуемом образце. После этого частота синтезатора f_s подстраивается таким образом, чтобы некоторая гармоника этой частоты mf_s давала при смешивании с компонентой nf_r сигнал биений на частоте f_b , попадающей примерно в центр амплитудно-частотной характеристики усилителя на выходе смесителя. Далее путём изменения частоты повторения лазерных импульсов (а значит, и шага терагерцовой гребенки) f_r с малым шагом Δf_r измеряемая спектральная линия сканируется с шагом $n\Delta f_r$. Для того, чтобы частота биений f_b оставалась при этом неизменной (это позволяет исключить искажения, связанные с неоднородностью амплитудно-частотной характеристики усилителя), в ходе сканирования одновременно перестраивается и частота гармоники mf_s путем изменения частоты непрерывного сигнала синтезатора с шагом $(n/m)\Delta f_r$. Спектроскопическая информация восстанавливается из измерений (в ходе сканирования) мощности радиочастотного сигнала на частоте f_b с помощью анализатора спектра.

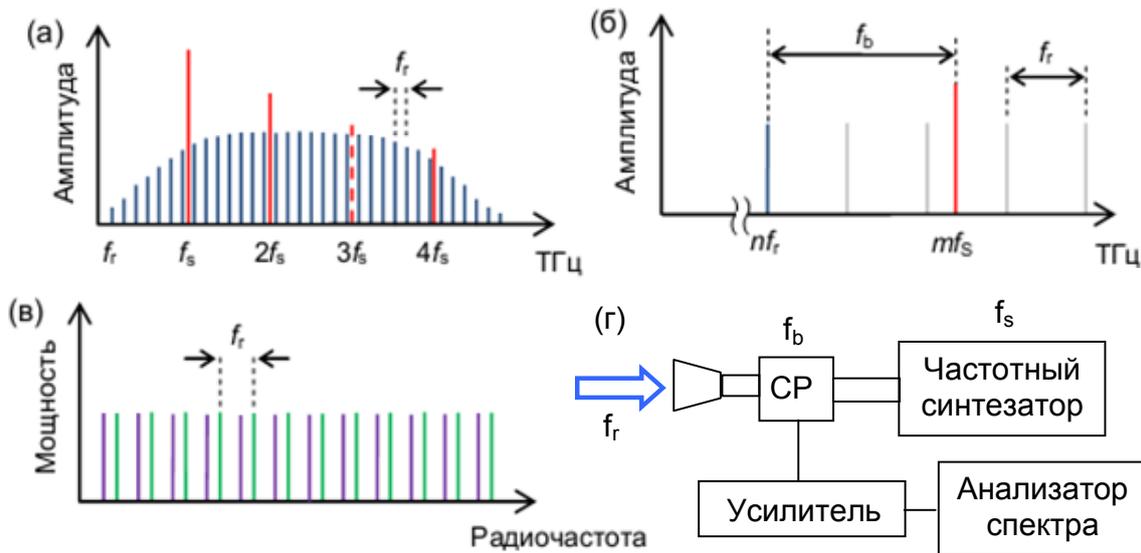


Рис. 9: (а) Гребенка терагерцовых частот nf_r и гармоники сигнала синтезатора частот mf_s . (б) Генерация разностной частоты f_b при смешивании компоненты терагерцовой гребенки с гармоникой синтезатора частот. (в) Радиочастотная реплика терагерцовой гребенки. (г) Схема экспериментальной установки для проведения терагерцовой спектроскопии на основе одиночной частотной гребенки. СП - сверхрешётка.

Терагерцовый спектрометр на основе фотопроводящей антенны

Существенно повысить мобильность терагерцового спектрометра позволяет схема на основе фотопроводящих антенн в которой оптическое излучение заводится в детектор и генератор посредством оптического волокна (рис. 10). Поглощение оптического импульса в антенне приводит к образованию свободных носителей, которые под действием внешнего электрического поля ускоряются и создают импульс тока фемтосекундной длительности, который приводит к генерации ТИ. Для увеличения направленности ТИ к выходу антенны крепится линза из прозрачного в терагерцовом диапазоне частот материала, например кремния, имеющего форму полусферы. После этого ТИ коллимируется параболическим зеркалом, пропускают через исследуемый образец и фокусируют на второй фотопроводящей антенне (детекторе) к которой также подводят оптическое излучение. Под воздействием внешнего электрического поля терагерцового импульса в антенне возникает ток пропорциональный величине напряженности терагерцового поля, который усиливают и принимают синхронным детектором. Форма терагерцового импульса измеряется изменением времени задержки между импульсами.

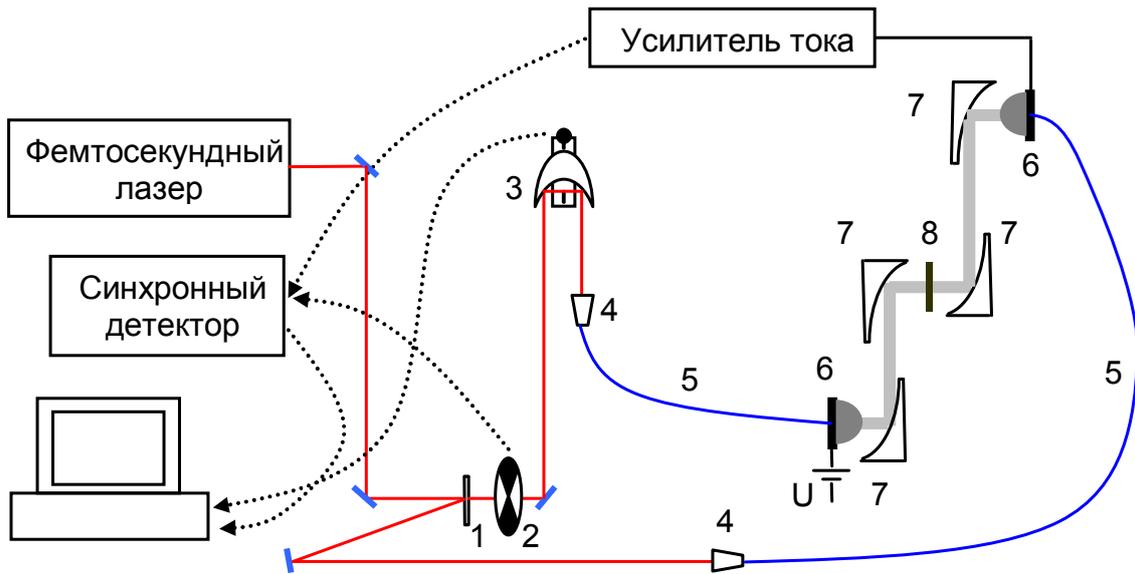


Рис. 10: Схема терагерцового спектрометра. 1 - делительная пластина, 2 - оптический прерыватель, 3 - линия задержки, 4 - волоконный коллиматор, 5 - оптическое волокно, 6 - фотопроводящая антенна, 7 - параболическое зеркало и 8 - исследуемый образец. U обозначает подводимое к антенне напряжение.

Синхронное детектирование

Основная идея синхронного детектирования – модулирование сигнала на частоте ω . Детектирование происходит на частоте модуляции в очень узкой спектральной полосе. Таким образом, шум на других частотах не попадает в полосу детектирования и не влияет на измерения. Представим сигнал с балансного фотоприёмника, поступающий на вход синхронного усилителя как

$$V_{sig} \sin(\omega t + \varphi_{sig}), \quad (21)$$

где V_{sig} и φ_{sig} - амплитуда и фаза сигнала. Синхронный усилитель генерирует свой опорный сигнал

$$V_L \sin(\omega_L t + \varphi_L). \quad (22)$$

Сигнал усиливается и умножается на опорный, используя фазочувствительный детектор (ФЧД). На выходе ФЧД сигнал – произведение двух синусоидальных волн, который можно представить как сумму сигналов на разностной и суммарной частоте. Низкочастотный фильтр оставляет только сигнал на разностной частоте. При установке опорной частоты синхронного усилителя, равной частоте сигнала, выходной сигнал с ФЧД будет постоянным и пропорциональным амплитуде исходного сигнала

$$V = \frac{1}{2} V_{sig} V_L \cos(\varphi_{sig} - \varphi_L). \quad (23)$$

Источник	Tsunami	FemtoPower	C-Fiber HP	GLX-200
Длина волны, нм	720-950	800	1560	1056
Частота повторений, МГц	80	0,003	100	80
Длительность импульса, фс	<100	<25	<90	<200
Средняя мощность, Вт	0,1-0,7	3	0,3	0,4

Таблица 1: Параметры фемтосекундных источников на кафедре общей физики ННГУ

Фемтосекундные источники на кафедре общей физики

Кафедра общей физики ННГУ располагает следующими фемтосекундными источниками:

1. Титан-сапфировый лазер «Tsunami» (Spectra-Physics, США)
2. Фемтосекундный лазерный комплекс «Rainbow» + «Femtopower» + «Kaledoscope» (FemtoLasers, Австрия)
3. Волоконный Er^{+3} лазер «C-Fiber HP» производства (Menlo Systems, Германия)
4. Лазер на неодимовом стекле «GLX-200» (Time-Bandwidth, Швейцария)

В таблице 1 приведены параметры источников.

Длительность импульса определяется на уровне половины интенсивности. Для титан-сапфирового лазера указана возможная перестройка длины волны излучения. Максимум мощности соответствует длине волны 790 нм. Для нахождения энергии в импульсе используем формулу: средняя мощность \div частоту повторения импульсов.

Список литературы

- [1] G. D. Boyd and D. A. Kleinmen, J. Appl. Phys. **39**, 3597 (1968).
- [2] A. Shcneider et al., J. Opt. Soc. Am. B **23**, 1822 (2006).
- [3] S. B. Bodrov et al., Opt. Express **17**, 1871 (2009).
- [4] M. I. Bakunov and S. B. Bodrov, Appl. Phys. B. **98**, 1 (2010).
- [5] J. Hebling et al., Opt. Express **10**, 1161 (2002).
- [6] L. Pálfalvi et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 171107 (2008).

- [7] M. Tani et al., *Opt. Express* **19**, 19901 (2011).
- [8] E. A. Mashkovich et al., *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **5**, 732 (2015).
- [9] M. Tani et al., *Opt. Express* **21**, 9277 (2013).
- [10] D. G. Pavelyev et al., *Opt. Lett.* **39**, 5669 (2014).
- [11] A. S. Skryl et al., *Opt. Express* **22**, 32276 (2014).

-

Методы терагерцового эксперимента

Автор:
Евгений Александрович **Машкович**

Методическое пособие

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования "Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского".
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.