

Российская академия наук
Дальневосточное отделение

Институт автоматики и процессов управления

УДК 535.331, 538.9
ВГК ОКП
№ госрегистрации:
Инв. №

УТВЕРЖДАЮ
Директор ИАПУ ДВО РАН,
д.ф.-м.н., член-корр. РАН
_____ Кульчин Ю.Н.
« 27 » сентября 2010 г.

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

по теме:

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В
НЕПОЛЯРНЫХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКАХ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ
УЛЬТРАКОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

(заключительный)

этап третий

«Анализ и обобщение полученных результатов»

2009-1.5-508-008-016

Государственный контракт от 20 июля 2009 г. № 02.740.11.5073 с
дополнительным соглашением от 28 июля 2010 г. № 1 в рамках ФЦП
«Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-
2013 годы

Научный руководитель,
д.ф.-м.н., профессор
Камшилин А.А.

27.09.2010 г.

Владивосток 2010

СПИСОК ОСНОВНЫХ ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Научный руководитель, д.-ф.-м. наук, профессор	_____	А.А. Камшилин (введение, разделы 1, 4, 5, заключение)
	27.09.2010	
Исполнители темы		
д.ф.-м. н., чл.-корр. РАН	_____	Ю.Н. Кульчин (разделы 1, 2, 5)
	27.09.2010	
в.н.с., д.ф.-м. н.	_____	О.Т. Каменев (разделы 2,3,6)
	27.09.2010	
зав. лаб., к.т.н.	_____	С.С. Вознесенский (раздел 2)
	27.09.2010	
с.н.с., к.ф.-м. н.	_____	Р.В. Ромашко (разделы 1, 2, 5, 6)
	27.09.2010	
м.н.с., к.ф.-м. н.	_____	А.Д. Ланцов (раздел 3, 7)
	27.09.2010	
н.с., к.ф.-м. н.	_____	А.В. Дышлок (раздел 7)
	27.09.2010	
аспирант	_____	А.М. Буруруев (разделы 1, 2, 3)
	27.09.2010	
аспирант	_____	М.Н. Безрук (раздел 6)
	27.09.2010	
инженер-программист	_____	А.А. Сергеев (раздел 1)
	27.09.2010	
студент	_____	М.А. Андреев (раздел 1)
	27.09.2010	
студент	_____	Т.А. Ефимов (раздел 1)
	27.09.2010	

студент

Р.В. Лагуткин
(раздел 1)

27.09.2010

студент

Е.В. Стексов
(раздел 1)

27.09.2010

Нормоконтролер

С.Б. Змеу

27.09.2010

РЕФЕРАТ

Отчет 80 с., 70 рис., 4 источника.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ,
УЛЬТРАКОРОТКИЕ СВЕТОВЫЕ ИМПУЛЬСЫ,
НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫЕ КРИСТАЛЛЫ, НЕПОЛЯРНЫЕ
ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКИ

Целью выполнения НИР является экспериментальное обнаружение и исследование фотогальванического эффекта, индуцированного ультракороткими световыми импульсами в нецентросимметричных кристаллах, разработка физических принципов создания детектора ультракоротких импульсов, а также обеспечение развития устойчивого и эффективного взаимодействия с российскими учеными, работающими за рубежом, закрепление их в российской науке и образовании, использование их опыта, навыков и знаний для развития отечественной системы науки, образования и высоких технологий.

На третьем этапе НИР проведены дополнительные экспериментальные исследования фотогальванического эффекта, возникающего в неполярных пьезоэлектрических кристаллах ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) при их освещении лазерными импульсами нано- и фемтосекундной длительности с различными типами поляризации, с целью уточнения физико-математической модели эффекта. Найдено оптимальное соотношение параметров светового пучка и параметров кристалла. Показано, что оптимальным является соотношение, при котором диаметр светового пятна на кристалле совпадает с межэлектродным расстоянием или превышает его в $1 \div 1,7$ раза, при этом ФГ ток составляет не менее 90% от максимального значения. Введен параметр M_s , учитывающий основные параметры конкретного образца кристалла: геометрические размеры, показатель преломления $n_0(\lambda)$, коэффициент поглощения $\alpha(\lambda)$, оптическую активность $\rho(\lambda)$; при этом параметр M_s фактически представляет собой фотогальванический ток. Рассчитана зависимость оптимального угла входной

плоскости поляризации от длины волны излучения для используемого образца, что позволило оптимально настроить кристалл. Исследовано влияние дисперсии показателя преломления кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ на точность измерений ФГЭ, при этом было установлено, что дисперсией показателя преломления можно пренебречь.

Экспериментально исследованы формы сигналов с ФГ кристаллов при их освещении нано- и фемтосекундными лазерными импульсами, при этом установлено, что кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ позволяет добиться наилучшего соотношения сигнал-шум. Экспериментально исследованы спектральные характеристики коэффициента матрицы линейного ФГЭ и постоянной Гласса. Измерена люкс-амперная характеристика кристалла при работе с излучением фемтосекундного лазера, которая подтвердила линейность в диапазоне от 0 до 0,36 мДж. Проведено исследование поляризационных зависимостей кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при его освещении фемтосекундными импульсами с длиной волны 800 нм. Установлено, что облучение кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ излучением из ИК области спектра приводило к устойчивым изменениям свойств кристалла, связанным, по всей видимости, с фотовольтаическим эффектом. Определено, что эти изменения могут быть сняты длительным облучением кристалла излучением из сине-зеленой области спектра.

Реализован макет автокоррелятора, построенного с использованием фотогальванического эффекта. Работа макета апробирована для исследований импульсов фемтосекундного лазера. С помощью реализованного детектора впервые была измерена длительность фемтосекундного импульса на длине волны 400 нм. Экспериментальное значение длительности импульса составило 95 фс.

Проведен анализ и обобщение полученных результатов. Отмечено, что в рамках НИР впервые обнаружен фотогальванический эффект в кристаллах силленитов ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) при их освещении наносекундными (3 нс) и

фемтосекундными (100 фс) импульсами. Выработаны рекомендации по дальнейшему развитию работ данного направления.

Разработаны научно-методические материалы для лекционных и практических занятий по теме «Явление оптической ориентации дипольных центров, ФГЭ и их применение». Подготовлено руководство по выполнению курсового проекта по теме «Расчет электрооптического модулятора на основе эффекта Поккельса» для учебно-методического пособия «Взаимодействие лазерного излучения с веществом». Разработана программа внедрения результатов НИР в образовательный процесс.

Полученные результаты могут быть использованы для создания детекторов ультракоротких импульсов, сверхвысокоскоростных систем связи, а также сверхбыстродействующих систем обработки оптической информации. Кроме того, полученные результаты могут стать основой создания методик исследования новых перспективных нелинейно-оптических материалов, предназначенных для использования в оптоэлектронных системах.

Результаты НИР использовались при подготовке лекционных курсов «Нелинейная оптика», «Материалы и элементы квантовой и оптической электроники», «Взаимодействие лазерного излучения с веществом», при организации преддипломной и производственной практики студентов базовых кафедр ДВГУ и ДВГТУ, а также в процессе подготовки 2 дипломных, 2 кандидатских и 1 докторской диссертационных работ.

СОДЕРЖАНИЕ

стр.

Введение	10
1 Проведение дополнительных экспериментальных исследований фотогальванического эффекта, возникающего в неполярных пьезоэлектрических кристаллах при их освещении ультракороткими лазерными импульсами, с целью уточнения физико-математической модели эффекта.....	12
1.1 Анализ фотогальванического эффекта в неполярном пьезоэлектрическом кристалле.....	12
1.2 Экспериментальное исследование формы импульса ФГ-тока	22
1.3 Дополнительные экспериментальные исследования фотогальванического эффекта при освещении кубических кристаллов лазерным излучением фемтосекундной длительности	29
1.4 Дополнительное исследование схемы автокорреляции интенсивности на основе фотогальванического эффекта	35
2 Анализ и обобщение полученных результатов	40
3 Выработка рекомендаций по дальнейшему развитию работ данного направления	43
4 Разработка научно-методических материалов для лекционных и практических занятий по теме «Явление оптической ориентации дипольных центров, ФГЭ и их применение»	45
5 Подготовка статей для публикации в ведущих российских и зарубежных изданиях	72
6 Подготовка научно-методических материалов для учебно-методического пособия по курсу «Взаимодействие лазерного излучения с веществом»	73
7 Разработка программы внедрения результатов НИР в образовательный процесс	75

Заключение	77
Список использованных источников	80

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

В настоящем отчете о НИР применяют следующие обозначения и сокращения:

УКИ – ультракороткий импульс

ФГ – фотогальванический

ФГЭ – фотогальванический эффект

ПСД – поляризационный светоделитель

ПВРФ – полнволновой ромб Френеля

РФ – ромб Френеля

Введение

Современные измерительные системы и компьютеры, а также и системы телекоммуникаций требуют использования все более быстродействующих оптоэлектронных приборов для передачи, приема, и обработки информации. В то время как быстрое развитие технологии лазеров уже сейчас позволяет генерировать фемтосекундные импульсы, детектирование таких сверхкоротких импульсов является намного более сложной задачей. Быстродействие обычных фотоприемников ограничено рядом фундаментальных причин, таких как время жизни и скорость дрейфа фотовозбужденных носителей тока. Негативное влияние на быстродействие оказывает также RC-параметр детектора и усилительных цепей. Поэтому для измерения параметров сверхкоротких импульсов используют косвенные авто- и кросскорреляционные методы, основанные на различных нелинейно-оптических явлениях (например, генерация высших гармоник, оптический эффект Керра, двухфотонная фотопроводимость и флуоресценция, и другие).

В рамках данной НИР проводится поиск и исследование новых нелинейных фотоэлектрических эффектов, которые могли бы использоваться для измерения параметров сверхкоротких импульсов. Среди таких явлений особое внимание уделяется фотогальваническим эффектам, возникающим вследствие асимметрии по импульсу электронных процессов в нецентросимметричных пьезоэлектрических кристаллах. Поскольку времена релаксации импульса нетермализованных электронов намного короче, чем фотовозбужденных носителей в обычных фотопроводящих материалах, то фотогальванический ток может быть потенциально использован для измерения ультракоротких импульсов. Вместе с тем, в настоящее время практически отсутствуют данные об экспериментальных исследованиях фотогальванических токов при освещении нецентросимметричных кристаллов сверхкороткими световыми импульсами. В свою очередь, проведение таких исследований

может дать импульс и физическую основу для разработки нового класса сверхбыстродействующих оптоэлектронных приборов.

В рамках третьего (заключительного) этапа данной НИР проводятся дополнительные экспериментальные исследования фотогальванического эффекта при освещении образцов кристаллов типа силленитов лазерным излучением фемтосекундной и наносекундной длительностями. С целью уточнения физико-математической модели эффекта продолжены исследования спектральных и поляризационных характеристик образцов, что позволило определить оптимальные образцы кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ с точки зрения использования в автокорреляторе ультракоротких импульсов. Помимо этого, продолжено исследование схемы автокорреляции интенсивности на основе фотогальванического эффекта. Проводятся анализ и обобщение полученных в рамках данной НИР результатов. Предлагаются рекомендации по дальнейшему развитию работ данного направления.

1 Проведение дополнительных экспериментальных исследований фотогальванического эффекта, возникающего в неполярных пьезоэлектрических кристаллах при их освещении ультракороткими лазерными импульсами, с целью уточнения физико-математической модели эффекта

1.1 Анализ фотогальванического эффекта в неполярном пьезоэлектрическом кристалле

С целью уточнения физико-математической модели эффекта проведен расчет фотогальванического эффекта в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ с учетом дисперсии оптического поглощения, дисперсии угла плоскости поляризации падающего луча и дисперсии показателя преломления.

Геометрия наблюдения ФГЭ показана на рисунке 1.1. Предполагается, что освещается плоскость (110) образца, электроды нанесены на грани, перпендикулярные оси $[\bar{1}\bar{1}0]$ и межэлектродное пространство образца освещено световым пятном круговой формы с распределением интенсивности по закону Гаусса.

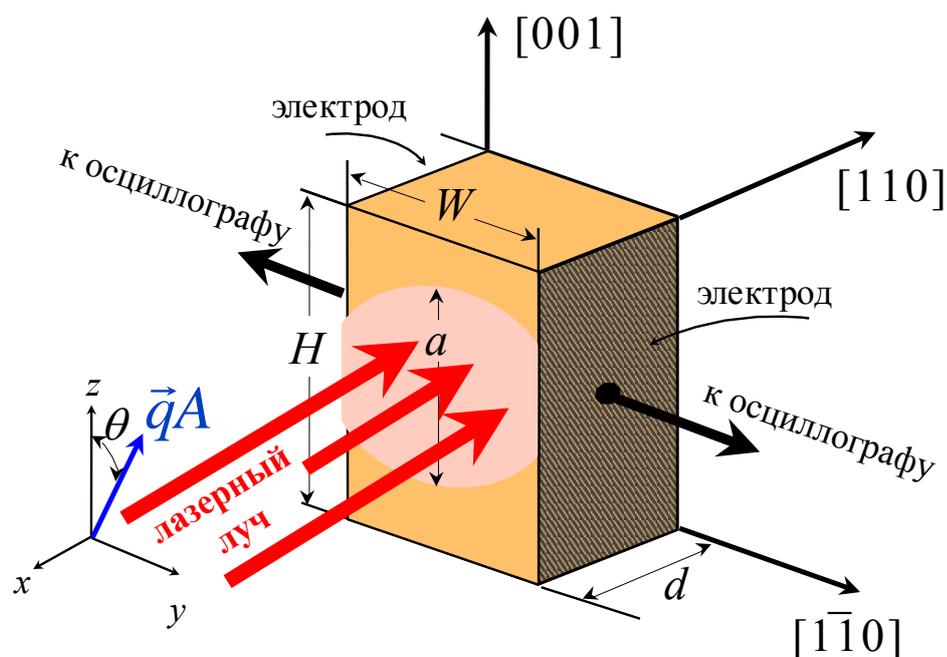


Рисунок 1.1 – Поперечная геометрия наблюдения ФГЭ в кристаллах BSO.

Энергия падающего на кристалл импульса света $E_0(\lambda)$ измерялась одновременно с измерением тока через образец. С учетом отражения света от передней грани, плотность энергии S_E внутри кристалла на его переднем слое будет:

$$S_E(\lambda) = \frac{E_0(\lambda)}{\pi a^2} \frac{2n_0(\lambda)}{[n_0(\lambda)+1]^2}. \quad (1.1)$$

Здесь πa^2 - площадь светового пятна, а второй сомножитель равен коэффициенту $(1 - \mathcal{R}^2)$, где \mathcal{R} - амплитудный коэффициент отражения света от кристалла. Мощность светового потока рассчитаем в виде

$$P(\lambda) = \frac{S_E(\lambda)}{\tau_p} = \frac{E_0(\lambda)}{\pi a^2 \tau_p} \frac{2n_0(\lambda)}{[n_0(\lambda)+1]^2}, \quad (1.2)$$

где τ_p - длительность светового импульса, $n_0(\lambda)$ - показатель преломления образца. В первом приближении будем считать, что интенсивность светового луча распределена по его сечению в соответствии с законом Гаусса:

$$I(y, z) = \frac{E_0(\lambda)}{\pi a^2 \tau_p} \frac{2n_0(\lambda)}{[n_0(\lambda) + 1]^2} \exp(-4y^2/a^2) \exp(-4z^2/a^2). \quad (1.3)$$

Расходимость луча в кристалле считаем малой настолько, чтобы можно было пренебречь изменениями размера луча по толщине образца в направлении $[1\bar{1}0]$.

Для расчета генерируемого тока для фотогальванического эффекта обозначим тензор фотогальванического тока как $\hat{\beta}^L$. Для кристаллов со структурой силленита этот тензор имеет только три равных между собой, недиагональных и ненулевых коэффициента, записываемых в виде:

$$\hat{\beta}^L = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \beta_{14}^L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{14}^L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{14}^L \end{bmatrix}. \quad (1.4)$$

В наших экспериментах использовалась линейная поляризация лазерного луча, плоскость которой составляла угол θ , отсчитываемый от оси $[001]$. Обозначим единичный вектор поляризации световой волны как \vec{q} , а её амплитуду как \mathcal{A} . В геометрии образца, показанного на рисунке 1.1, проекции электрического поля \mathcal{E} световой волны на принципиальные оси кристалла записываются в виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{100} &= -\mathcal{A} \sin(\theta + \rho x)/\sqrt{2}; \quad \mathcal{E}_{010} = \mathcal{A} \sin(\theta + \rho x)/\sqrt{2}; \\ \mathcal{E}_{001} &= \mathcal{A} \cos(\theta + \rho x); \end{aligned} \quad (1.5)$$

Плотность фотогальванического тока вычисляется по известной формуле как результат свёртки тензора ФГЭ (1.4) с соответствующими комбинациями векторов поляризации [1]:

$$j_i = \beta_{ijl} q_j q_l^* \mathcal{A} \mathcal{A}^*. \quad (1.6)$$

После подстановки выражения (1.6) в выражение (1.5), плотность фотогальванического тока $d\vec{j}$ в тонком слое толщиной dx , расположенном перпендикулярно оси распространения света на расстоянии x от входной грани кристалла, будет иметь две компоненты:

$$\begin{aligned} dJ_{1\bar{1}0} &= \beta_{14}^L \sin(2\theta + 2\rho x) I_{\min}(x, z); \\ dJ_{001} &= \beta_{14}^L \sin^2(\theta + \rho x) I_{\min}(x, z). \end{aligned} \quad (1.7)$$

С помощью электродов, нанесенных так, как показано на рисунке 1.1, мы измеряем только ток вдоль оси $[1\bar{1}0]$ после его интегрирования по всей толщине образца. При этом интегрировании надо учесть, что ток в слое толщиной dx определяется минимальной интенсивностью света I_{\min} на линии, соединяющей электроды по направлению $[1\bar{1}0]$. Величину I_{\min} можно рассчитать с помощью выражения (1.3) для тонкого умозрительного стержня размерами dx на dz , центр которого имеет координаты x и z :

$$I_{\min}(x, z) = \frac{E_0(\lambda)}{\pi a^2 \tau_p} \frac{2n_0(\lambda)}{[n_0(\lambda) + 1]^2} \exp\left(-\frac{W^2}{a^2}\right) \exp\left(-\frac{4z^2}{a^2}\right) \exp(-\alpha x) \quad (1.8)$$

При выводе выражения (1.8) предполагалось, что центр светового пятна на входе в кристалл совпадает с центром передней грани образца. Используя выражения (1.7) и (1.8), полный фотогоальванический ток J через электроды можно записать в виде:

$$J = \beta_{14}^L \frac{E_0(\lambda)}{\pi a^2 \tau_p} \frac{2n_0(\lambda)}{[n_0(\lambda) + 1]^2} \exp\left(-\frac{W^2}{a^2}\right) \int_{-H/2}^{H/2} dz \exp\left(-\frac{4z^2}{a^2}\right) \int_0^d dx \sin(2\theta + 2\rho x) \exp(-\alpha x) \quad (1.9)$$

Здесь β_{14}^L - единственный ненулевой коэффициент матрицы линейного ФГЭ, который связан с коэффициентом Гласса G следующим образом: $\beta_{14}^L = \alpha G$, где $\alpha(\lambda)$ - коэффициент поглощения света. Интегрирование по x можно выполнить аналитически:

$$\begin{aligned} \int_0^d dx \sin(2\theta + 2\rho x) \exp(-\alpha x) &= \\ &= \frac{\alpha \sin(2\theta) + 2\rho \cos(2\theta) - [\alpha \sin(2\theta + 2\rho d) + 2\rho \cos(2\theta + 2\rho d)] \exp(-\alpha d)}{\alpha^2 + 4\rho^2} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Обозначим множитель в выражении (1.9), отвечающий за геометрические параметры образца как $G(W, H)$:

$$G(W, H) = \frac{1}{\pi a^2} \exp\left(-\frac{W^2}{a^2}\right) \int_{-H/2}^{H/2} dz \exp\left(-\frac{4z^2}{a^2}\right). \quad (1.11)$$

Тогда окончательное выражение для ФГЭ тока будет:

$$\begin{aligned} J &= \beta_{14}^L \frac{E_0(\lambda)}{\tau_p} \frac{2n_0(\lambda)}{[n_0(\lambda) + 1]^2} G(W, H) \times \\ &\times \frac{\alpha \sin(2\theta) + 2\rho \cos(2\theta) - [\alpha \sin(2\theta + 2\rho d) + 2\rho \cos(2\theta + 2\rho d)] \exp(-\alpha d)}{\alpha^2 + 4\rho^2}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Зависимость $G(W, H)$, рассчитанная для образца BSO-14, показана на рисунке 1.2. Как видно, изменение диаметра пятна от 5 до 8.5 мм, уменьшает ток всего на 10%. Выражение (1.12) позволяет вычислить ФГЭ параметр β_{14}^L после измерения тока J и энергии импульса E_0 . При этом надо также знать: τ_p , $n_0(\lambda)$, $\alpha(\lambda)$, $\rho(\lambda)$ и угол θ .

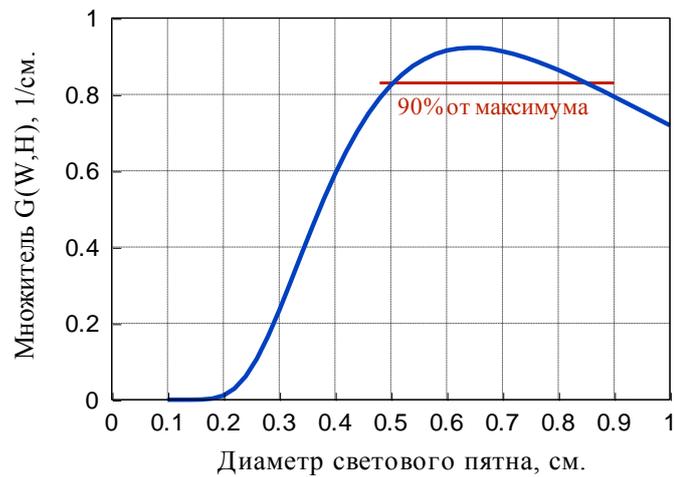


Рисунок 1.2 - Зависимость множителя $G(W, H)$, отвечающего за геометрические параметры образца, от диаметра светового пятна на кристалле.

Используя выражение (1.10), мы можем определить оптимальную ориентацию плоскости поляризации падающего света, для чего продифференцируем его по углу θ и приравняем полученное выражение нулю:

$$\begin{aligned}
 & [\alpha - \alpha \cos(2\rho d) \exp(-\alpha d) + 2\rho \sin(2\rho d) \exp(-\alpha d)] \cos(2\theta_0) = \\
 & = [2\rho - \alpha \sin(2\rho d) \exp(-\alpha d) - 2\rho \cos(2\rho d) \exp(-\alpha d)] \sin(2\theta_0).
 \end{aligned}
 \tag{1.13}$$

Из выражения (1.13) легко найти оптимальный угол входной поляризации, при которой ток ФГЭ максимален:

$$\tan(2\theta_0) = \frac{\alpha - [\alpha \cos(2\rho d) - 2\rho \sin(2\rho d)] \exp(-\alpha d)}{2\rho - [\alpha \sin(2\rho d) + 2\rho \cos(2\rho d)] \exp(-\alpha d)}.
 \tag{1.14}$$

Для нахождения оптимального угла входной поляризации θ_0 необходимо знание оптической активности и коэффициента поглощения света используемого образца в зависимости от длины волны.

В данной работе использовались экспериментальные данные по измерению спектральной зависимости оптической активности в кристаллах BSO, опубликованные в статье Тассева и др.[2] Численные значения можно хорошо аппроксимировать аналитической функцией следующего вида:

$$\rho(\lambda) = \frac{13193}{\lambda - \lambda_G} - 13.93. \quad (1.15)$$

Здесь длина волны λ задаётся в нанометрах, а оптическая активность $\rho(\lambda)$ измеряется в град/мм. Граничная длина волны $\lambda_G = 270$ нм определялась из условий подгонки выражения (1.15) и экспериментальных данных Тассева. Результаты аппроксимации аналитической функцией (1.15) показаны на рисунке 1.3, где аналитическая зависимость (1.15) показана сплошной синей линией, а экспериментальные данные Тассева показаны красными квадратами.

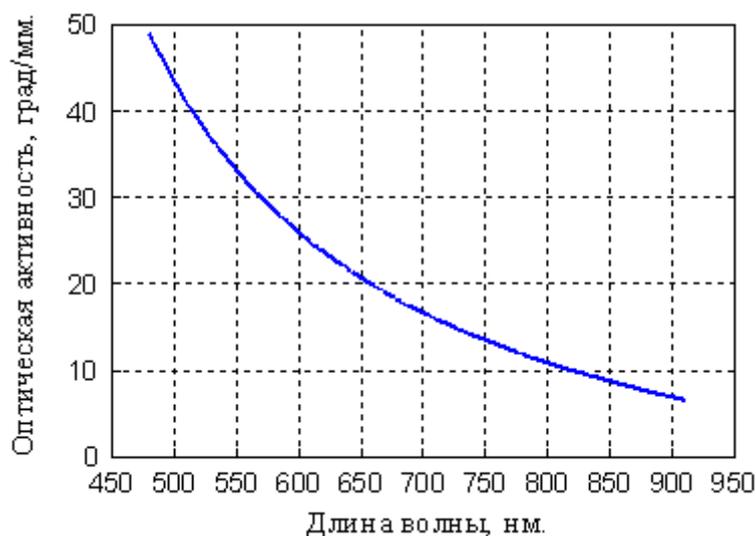


Рисунок 1.3 – Спектральная зависимость оптической активности в кристалле BSO. Сплошная синяя линия – аналитическое выражение (1.15).

Выражение (1.15) позволяет определить $\rho(\lambda)$ во всем диапазоне длин волн, используемом для измерения фотогальванического тока.

Данная зависимость была измерена экспериментально на используемом образце BSO-14. С помощью спектрофотометра измерялся коэффициент пропускания $\mathcal{T}(\lambda)$, из которого затем был рассчитан коэффициент поглощения света $\alpha(\lambda)$ без учета дисперсии показателя преломления. В этих расчетах использовали $n_0 = 2.6$, а коэффициент α вычислялся по формуле:

$$\alpha(\lambda)d = -\ln \left\{ \mathcal{T}(\lambda) / \left[1 - \left(\frac{n_0 - 1}{n_0 + 1} \right)^2 \right]^2 \right\}. \quad (1.16)$$

Зависимость $\alpha(\lambda)$ показана на рисунке 1.4.

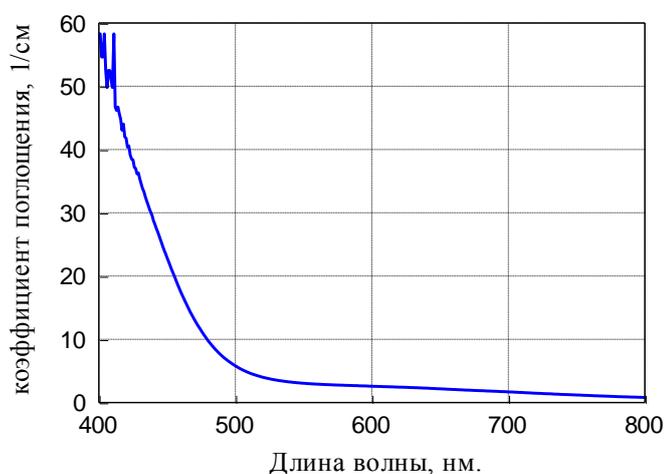


Рисунок 1.4 – Спектральная зависимость оптического поглощения в образце BSO-14, рассчитанная из спектров пропускания без учета дисперсии коэффициента преломления.

Как только мы определили поглощение и оптическую активность исследуемого образца, с помощью выражения (1.14) можно вычислить оптимальную поляризацию светового импульса, при которой ток ФГЭ достигает своего максимума. Оптимальный угол входной плоскости поляризации как функция длины волны показан на рисунке 1.5.

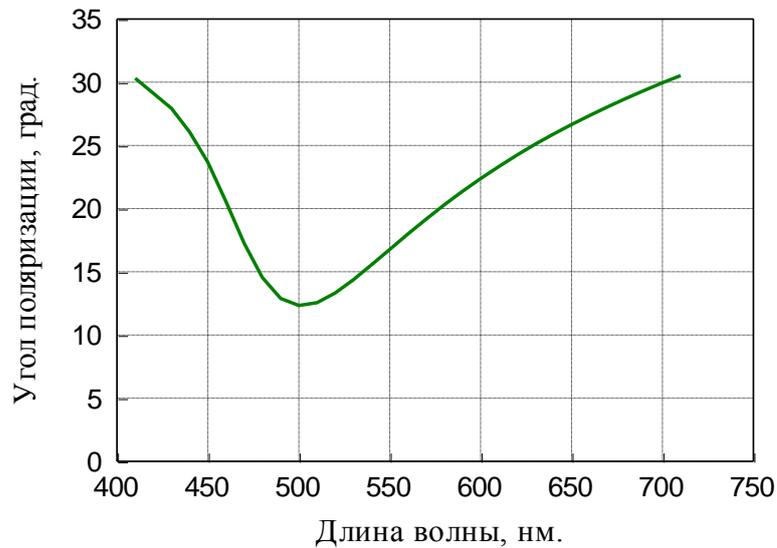


Рисунок 1.5 – Угол плоскости поляризации падающего луча для получения максимума тока ФГЭ.

Как видно из рисунка 1.5, оптимальный угол для нашего образца изменяется всего лишь от 12 до 30 градусов. Оценим, насколько изменится ток ФГЭ, если при снятии спектра поляризацию не менять, а выставить её на средний уровень в 22° относительно оси [001].

Перепишем выражение (1.12) для полного тока ФГЭ, обозначив коэффициент, зависящий от параметров конкретного образца, как M_S :

$$J = \beta_{14}^L \frac{E_0(\lambda)}{\tau_p} M_S. \quad (1.17)$$

где M_S – безразмерный коэффициент, который записывается в виде:

$$M_S = G(W, H) \frac{2n_o(\lambda)}{[n_o(\lambda)+1]^2} \frac{\alpha \sin(2\theta) + 2\rho \cos(2\theta) - [\alpha \sin(2\theta + 2\rho d) + 2\rho \cos(2\theta + 2\rho d)] \exp(-\alpha d)}{\alpha^2 + 4\rho^2}. \quad (1.18)$$

Расчет коэффициента M_S проведем в 2-х вариантах: (а) когда на каждой длине волны поляризация входного луча выставлена оптимально в соответствии с выражением (1.14); и (б) когда поляризация неизменна и составляет угол в 22° с осью [001] образца. Результаты расчета показаны на рисунке 1.6, где сплошная синяя линия соответствует кривой, полученной при

оптимальной настройке поляризации на каждой длине волны, а красные квадраты – при неизменной поляризации.

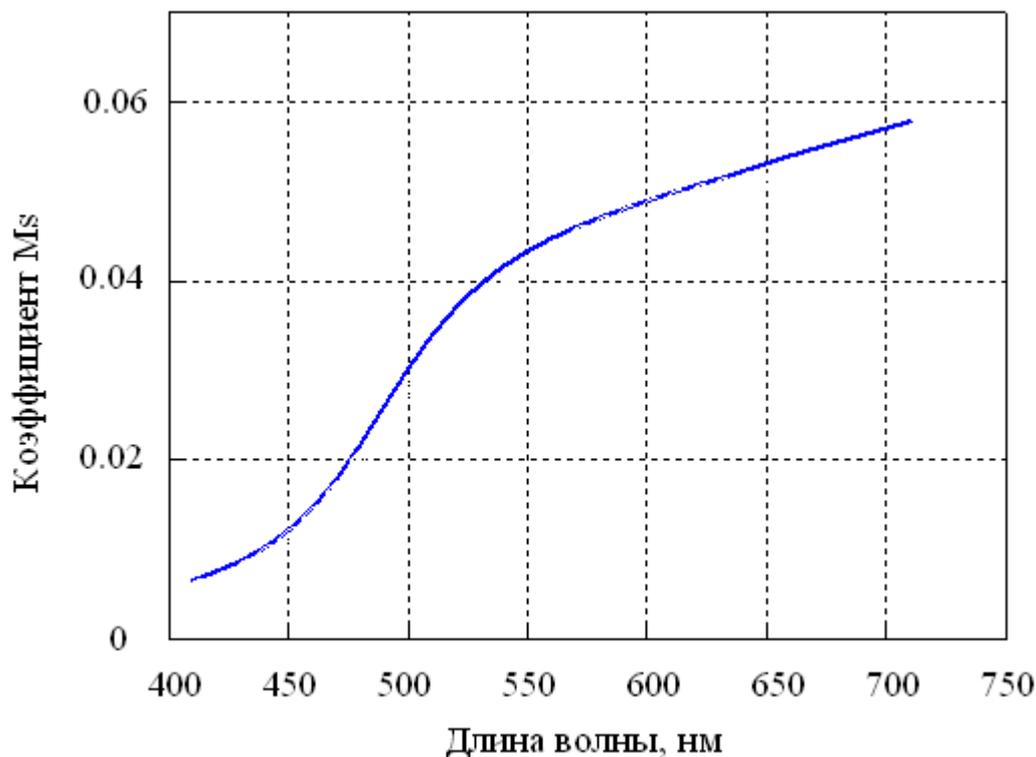


Рисунок 1.6 – Зависимость коэффициента M_S от длины волны для образца BSO-14.

Как следует из рисунка 1.6, разница в величине тока ФГЭ, измеренного различными способами, меньше, чем погрешность его измерения. Поэтому эксперимент по измерению спектральных зависимостей тока ФГЭ на образце BSO-14 можно проводить в упрощенном виде, не меняя входную поляризацию луча.

Все предыдущие расчеты (включая вычисление коэффициента поглощения) были выполнены с показателем преломления $n_0 = 2.6$, не зависящим от длины волны света. Для оценки влияния дисперсии показателя преломления были использованы данные, опубликованные в работе Одрича и др. [3] согласно которым n_0 кристаллов BSO в диапазоне длин волн от 400 до 700 нм меняется от 2.5 до 2.86. Спектральная зависимость показателя преломления приведена на рисунке 1.7. Расчеты показали, что пересчет коэффициента поглощения с учетом дисперсии n_0 изменяет его не более, чем

на 0.8%, чем вполне можно пренебречь. Для примера на рисунке 1.8 показана относительная разница в коэффициентах M_S , рассчитанных с учетом дисперсии n_0 и без неё.

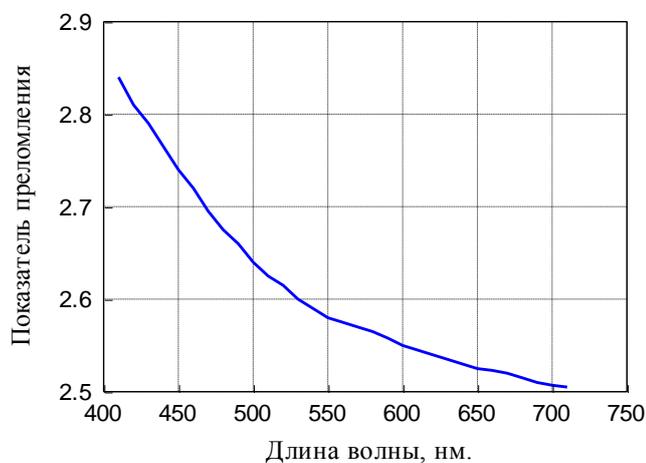


Рисунок 1.7 – Дисперсия показателя преломления BSO по данным Одрича.

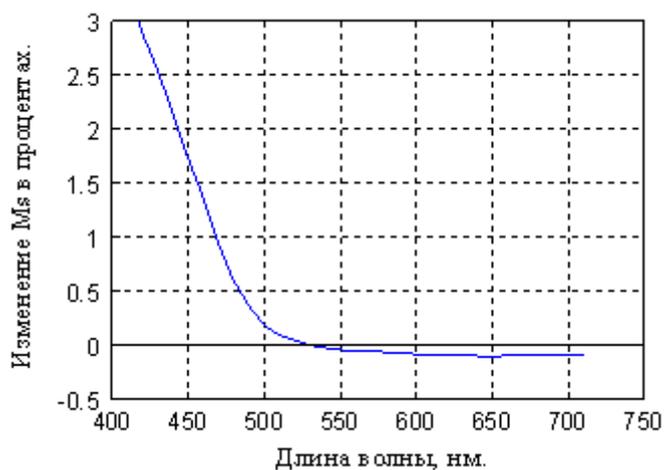


Рисунок 1.8 – Изменение величины коэффициента M_S при его расчете для образца BSO-14 с учетом дисперсии показателя преломления и без такового.

1.2 Экспериментальное исследование формы импульса ФГ-тока

На рисунке 1.9 приведена осциллограмма полученного с кристалла BSO-14 отклика на лазерный импульс длительностью 3 нс. Как видно, форма импульса тока имеет колебательный характер, т.е. сигнал дифференцирован. С целью выяснения причины такого дифференцирования были проведены дополнительные эксперименты.



Рисунок 1.9 – Осциллограмма наблюдаемого ФГ-отклика с кристалла BSO-14.

Схема электрического соединения кристалла с осциллографом показана на рисунке 1.10. Два кабеля *A* и *B*, соединяющие кристалл с осциллографом, имели одинаковую длину 1 м. Кристалл соединен с кабелями *A* и *B* с помощью тонких проводников длиной 6 см каждый. Фотодиод был расположен в 2 см от кристалла, и в него попадала боковая часть лазерного излучения. Фотодиод

служит для синхронизации развертки осциллографа. Он соединен с осциллографом кабелем *C*, имеющим электрическое сопротивление 50 Ом и длину 0.45 м.

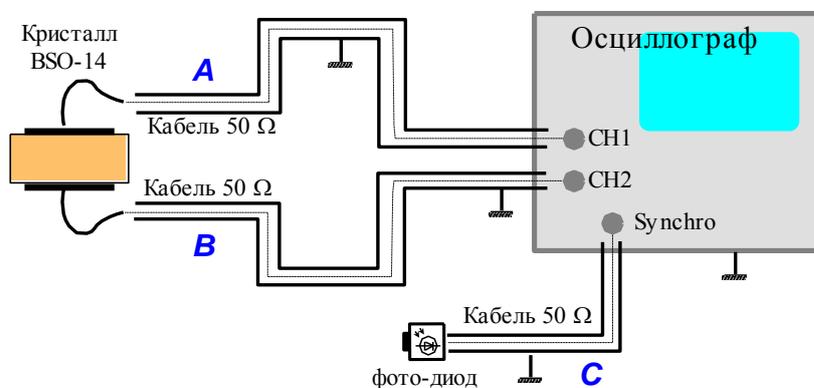


Рисунок 1.10 – Схема подключения образца к измерительной цепи.

При таком подключении кристалла максимум импульса тока ФГЭ оказывался задержанным на 3 нс по отношению к переднему фронту лазерного импульса. Удлинение кабеля *C* на 1 м приводило к тому, что импульс тока опережал лазерный импульс на 1.5 нс. Отсюда можно сделать вывод, что задержка определяется в основном разницей в длине соединительных кабелей. Удлинение кабеля *A* еще на 1 м не влияло на форму импульса тока, а только сдвигало его ещё на 4 нс по отношению к переднему фронту лазерного импульса. Следует отметить, что оба импульса тока (в каналах *CH1* и *CH2*) при этом смещались синхронно. Никаких «хвостов» у импульсов не появлялось, что можно объяснить тем, что кабели согласованы по волновому сопротивлению с осциллографом.

При отключении кабеля *B* от осциллографа, импульс тока в канале *CH1* уменьшался примерно на 20%, но форма его оставалась прежней. При этом сигнал в канале *CH2* исчезал. При заземлении второго контакта кристалла сигнал в канале *CH1* восстанавливался до прежнего уровня. Можно сделать вывод, что для наносекундных импульсов ёмкость кабеля работает как небольшое дополнительное сопротивление. Эти манипуляции с соединениями проводились, когда кристалл освещался лучом с диаметром меньше 5 мм. При

этом форма импульса тока в канале *CH2* при коротком замыкании контакта *A* заметно отличалась от формы импульса в *CH1* с короткозамкнутым контактом *B*. Это свидетельствует либо о неравнозначности контактов, либо о неравномерности освещения. С целью уточнения этого предположения было увеличено расстояние между лазером и кристаллом от 85 см до 155 см, что привело к увеличению диаметра луча на кристалле в 1.82 раза. Это привело к более равномерному освещению кристалла, и, как следствие, сигналы в обоих каналах *CH1* и *CH2* стали практически идентичными.

Из представленной на рисунке 1.11 осциллограммы наблюдаемого отклика видно, что сигналы в каналах *CH1* и *CH2* практически идентичны и отличаются только знаком. Поэтому их разность даёт удвоенный сигнал. Здесь и далее для измерения величины ФГЭ использовался разностный сигнал.

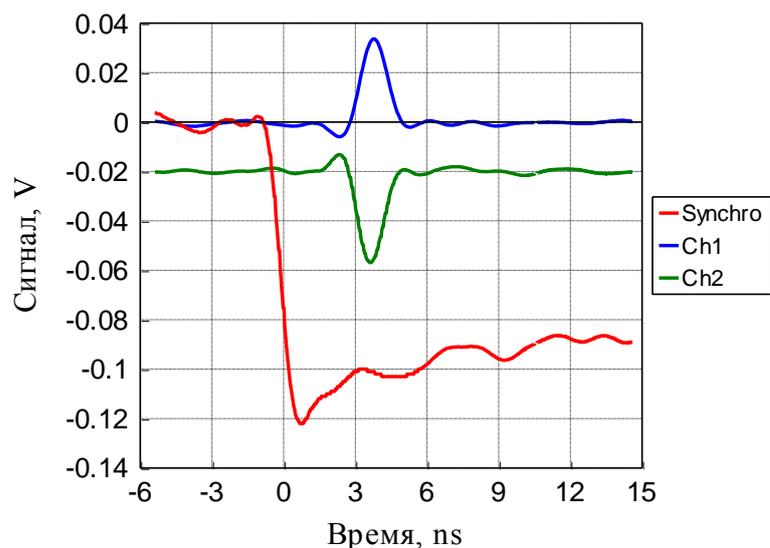


Рисунок 1.11 – Осциллограммы сигналов в кристалле BSO-14 на наносекундные импульсы с длиной волны 532 нм с обоих каналов вместе с синхроимпульсом, снятые при угле поляризации в 20° относительно оси [001].

На рисунке 1.12 представлены измеренные поляризационные зависимости в кристалле BSO-14 на длинах волн 440, 532 и 600 нм. Из рисунка 1.12 видно, что смещение максимального отклика кристалла составляет 20° при 440 нм, 13° при 532 нм, 25° при 600 нм, что соответствует расчету (см. рисунок 1.5).

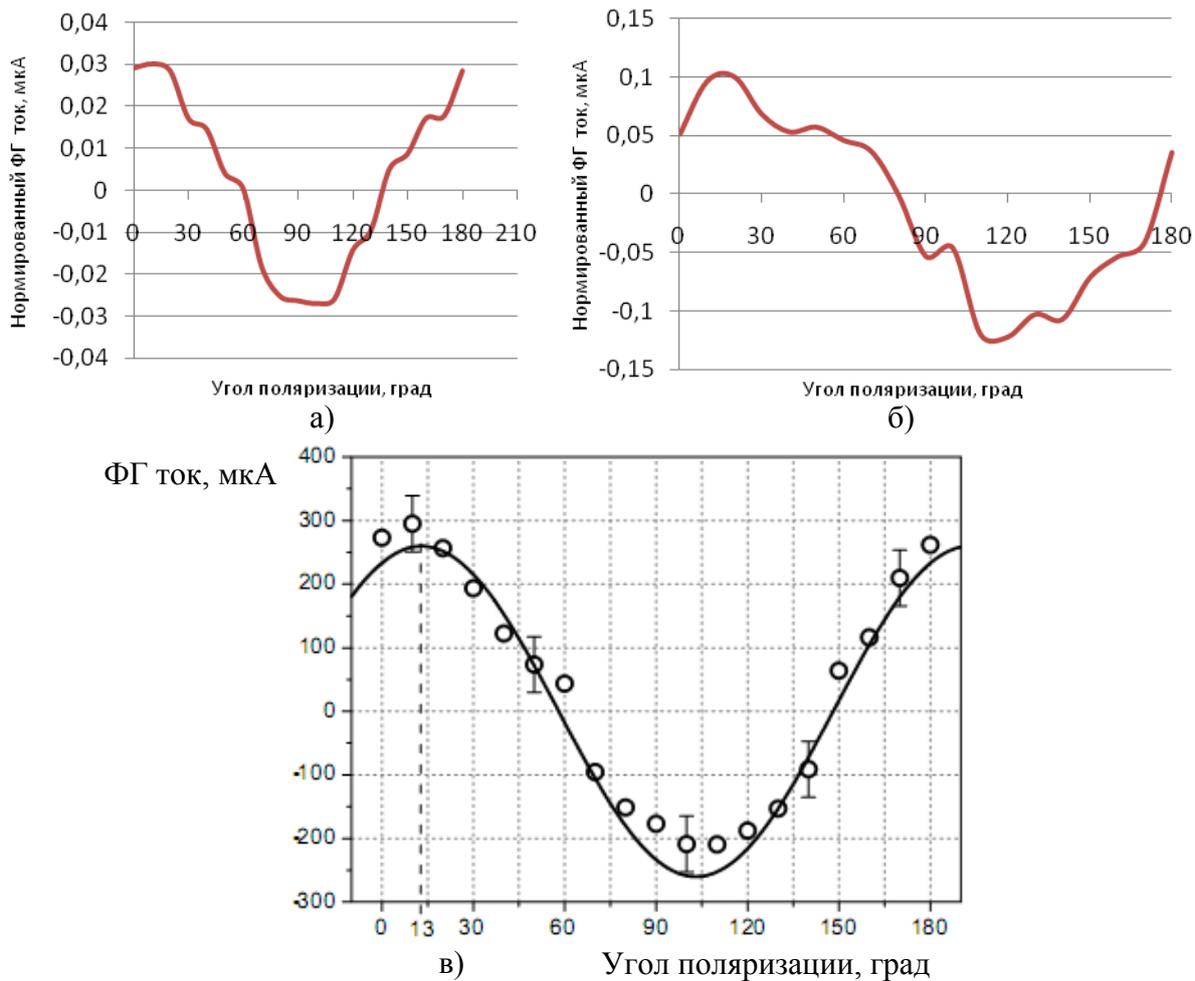


Рисунок 1.12 – Поляризационные зависимости ФГ тока, нормированного на энергию импульса, в кристалле BSO-14 на разных длинах волн излучения: а) 440 нм; б) 600 нм; в) 532 нм: точки – экспериментальные данные, линия – теоретические расчеты.

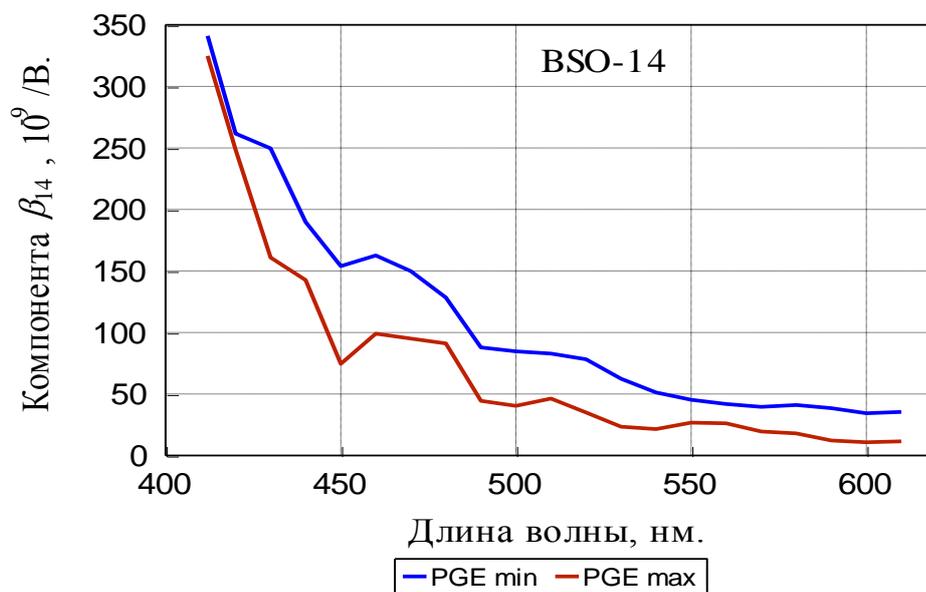


Рисунок 1.13 – Спектральная зависимость значений компоненты β_{14} .

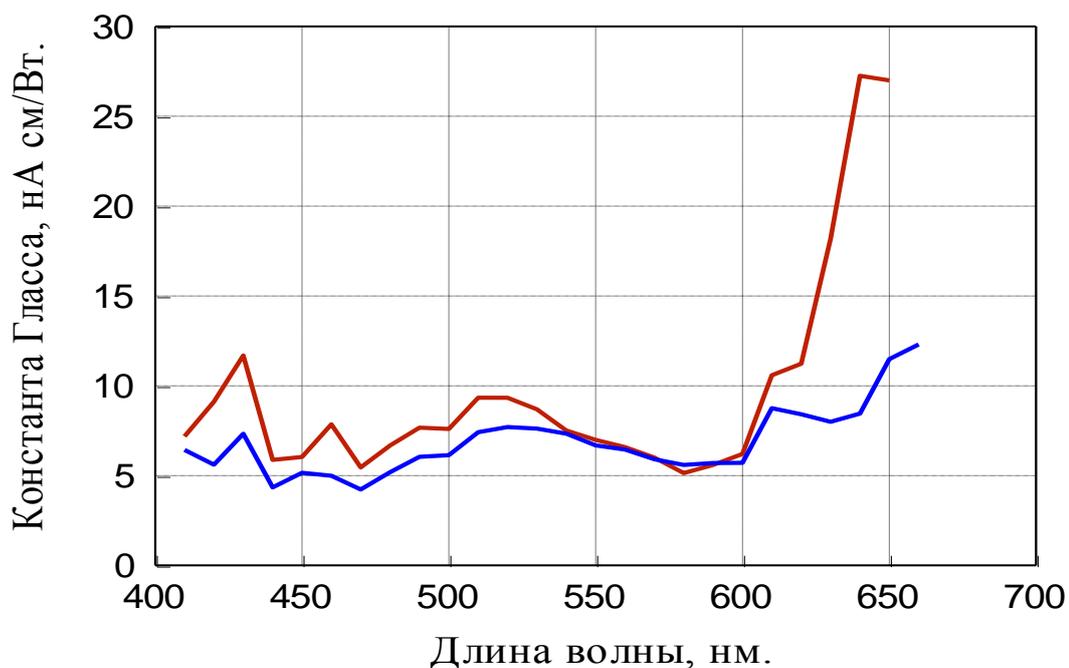


Рисунок 1.14 – Спектральная зависимость значений константы Гласса.

На рисунках 1.13 и 1.14 приведены измеренные спектральные зависимости значений фотогальванической компоненты β_{14} и константы Гласса в образце BSO-14, причем эти величины связаны между собой соотношением $\beta_{14}^L = \alpha G$. Синяя кривая, представленная на рисунках 1.13 и 1.14, была снята, когда поляризация света соответствовала максимуму отрицательного отклика (PGE min), а красная - максимуму положительного отклика (PGE max).

Если построить на одном графике отклики быстрого фотодиода и кристалла на наносекундный импульс света, что показано на рисунке 1.15, то видно, что длительность отклика фотодиода всегда больше длительности отклика кристалла. Это связано с параметрами фотодиода, которые затягивают задний фронт. На этом рисунке относительное положение во времени откликов фотодиода и кристалла выставлено произвольно. Однако задержки между записью положительного и отрицательного откликов кристалла не было, поскольку их запись всегда была синхронизована с лазером. Так что их относительное положение во времени соответствует реальности. На других длинах волн импульс тока также короче, чем световой импульс. Это показано на рисунке 1.15 для длин волн 600 нм и 470 нм.

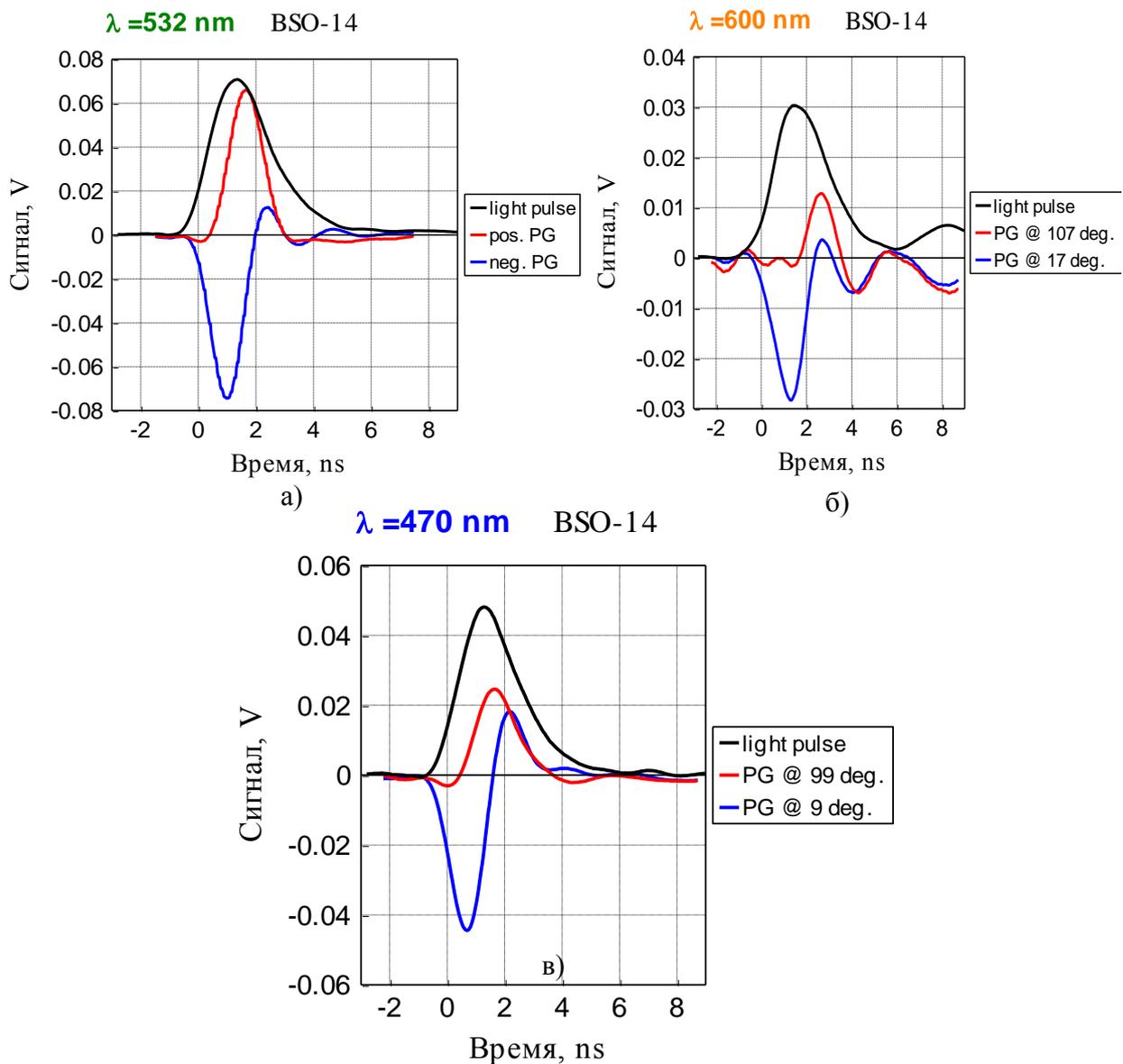


Рисунок 1.15 – Отклики фотоприемника (light pulse) и кристалла на наносекундный лазерный импульс с разной длиной волны: а) 532 нм; б) 600 нм; в) 470 нм.

На рисунке 1.16 показаны импульсы тока ФГЭ для различных входных поляризаций. Для удобства восприятия нулевой уровень сигнала смещён на 0.01 V при изменении угла. Для акцентирования смещения положения максимума тока в зависимости от угла поляризации построен рисунок 1.17, на котором показан разностный сигнал каналов *CH1* и *CH2*.

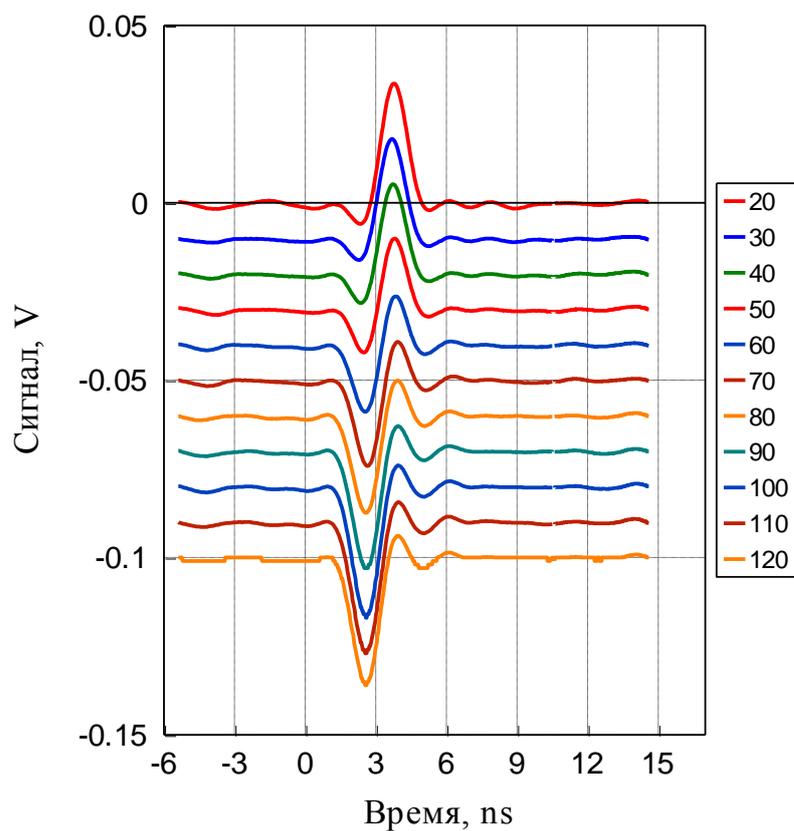


Рисунок 1.16 – Осциллограммы тока на канале *CH1* при разных θ .

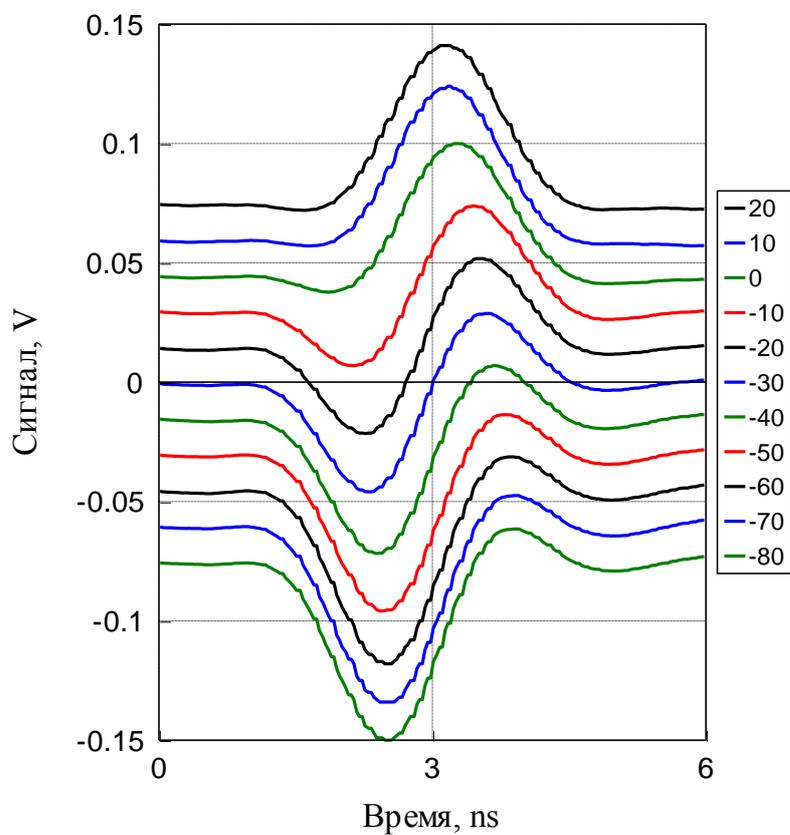


Рисунок 1.17 – Эволюция осциллограмм разности *CH1-CH2* при изменении угла полярizations θ .

На рисунках 1.16 и 1.17 видно, что положительный отклик кристалла наблюдается во времени всегда позже, чем отрицательный. Следует отметить, что кристалл всегда начинает откликаться в момент 1.1 нс по временной шкале на данных рисунках. Абсолютное время начала отклика неизвестно, поскольку длина кабелей до лазера (для синхроимпульса) и до кристалла была разной, но относительное начало для разных поляризаций можно считать стабильным. Положительный отклик кристалла всегда меньше по амплитуде, чем отрицательный. Это хорошо видно как на поляризационных (рисунки 1.16 и 1.17), так и на спектральных зависимостях (рисунки 1.13 и 1.14).

Из вышесказанного можно сделать вывод, что наблюдается комбинация по крайней мере двух сигналов: один зависит от поляризации света, а другой – нет. Первый - это ФГЭ, а второй предположительно возникает из-за фотовольтаического эффекта за счет разного потенциального барьера на контактах. Возможно, что в наблюдаемый сигнал вносит вклад поле пространственного заряда вследствие фоторефрактивного эффекта и внутренние напряжения в кристалле, причем оба наводят двулучепреломление.

1.3 Дополнительные экспериментальные исследования фотогальванического эффекта при освещении кубических кристаллов лазерным излучением фемтосекундной длительности

С целью дальнейшего исследования ФГЭ были проведены дополнительные экспериментальные исследования при освещении кубических кристаллов лазерным излучением фемтосекундной длительности. В качестве объектов исследования были выбраны образцы ВТО-61 и BSO-14 на основании результатов, полученных на предыдущих этапах. Исследования проводились на экспериментальной установке, схема которой приведена на рисунке 1.18.

Лазерная установка Spitfire Pro XP Ultrafast Ti:Sapphire Amplifier генерировала световые импульсы с длиной волны 400 нм с длительностью ~ 100 фс. Профиль интенсивности в световом луче с длиной волны 400 нм, падающем на кристалл, приведен на рисунке 1.19.

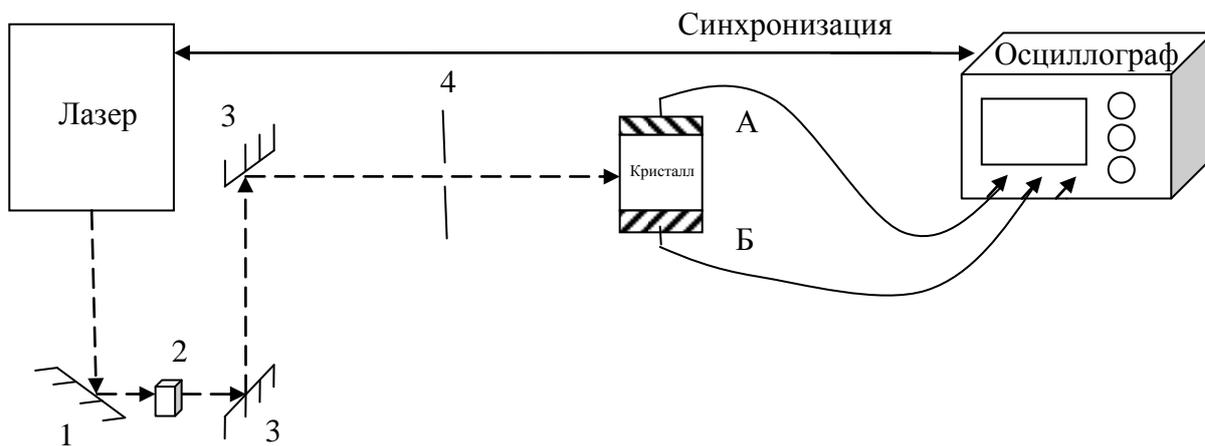


Рисунок 1.18 – Схема экспериментальной установки исследования фотогальванического эффекта при освещении образцов лазерным излучением фемтосекундной длительностью: 1 – зеркало с максимальным коэффициентом отражения на длине волны 800 нм; 2 – KDP-кристалл, генерирующий вторую гармонику длиной волны 400 нм; 3 – зеркало с максимальным коэффициентом отражения на длине волны 400 нм; 4 – диафрагма.

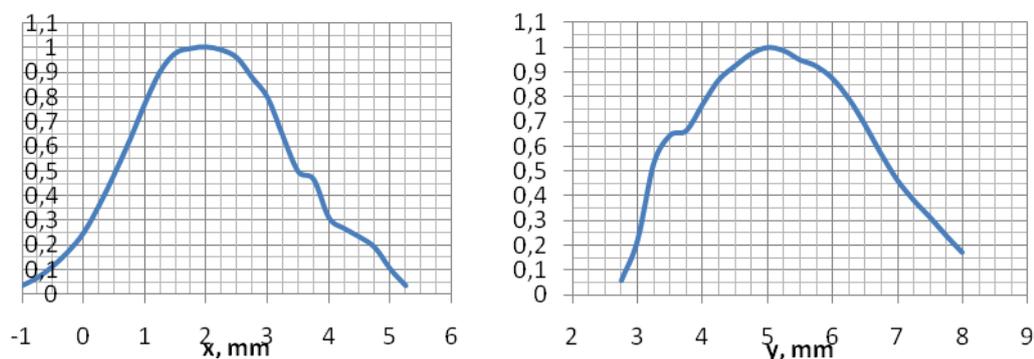


Рисунок 1.19 – Профиль интенсивности в световом луче с длиной волны 400 нм по горизонтали (x) и по вертикали (y).

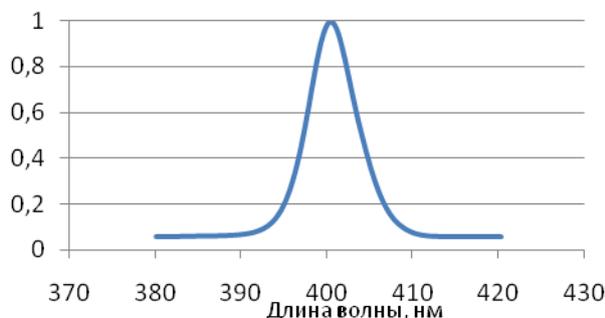


Рисунок 1.20 – Спектр фемтосекундного импульса, падающего на ФГ кристалл.

Из рисунка 1.20, на котором представлен спектр излучения, падающего на кристалл, видно, что ширина спектральной линии по уровню 0,5 равна 7 нм.

Был получен фотогоальванический отклик кристалла BSO-14 на единичный лазерный импульс с длиной волны 400 нм и длительностью 100 фс, осциллограммы этого отклика для разных углов поляризаций приведены на рисунке 1.21. Видно, что когда угол поляризации равен 160° , что соответствует нулевому положению между максимумом и минимумом тока, сигнал не исчезает. На рисунке 1.22 приведена измеренная поляризационная зависимость ФГ-тока в образце BSO-14 на длине волны 400 нм. Ориентация плоскости поляризации изменялась вращением кристалла. Энергия в импульсе была равна 0,11 мДж. В положениях кристалла, где ФГ ток должен исчезать, а именно при повороте плоскости поляризации на 60 и 150 градусов, наблюдается сравнительно большой сигнал. Как отмечалось в разделе 1.2, это возможно связано с наличием в кристалле других токов, поэтому значение соотношения сигнал-шум ($SNR=6$) очень малое, что не позволяет использовать образец BSO-14 на практике.

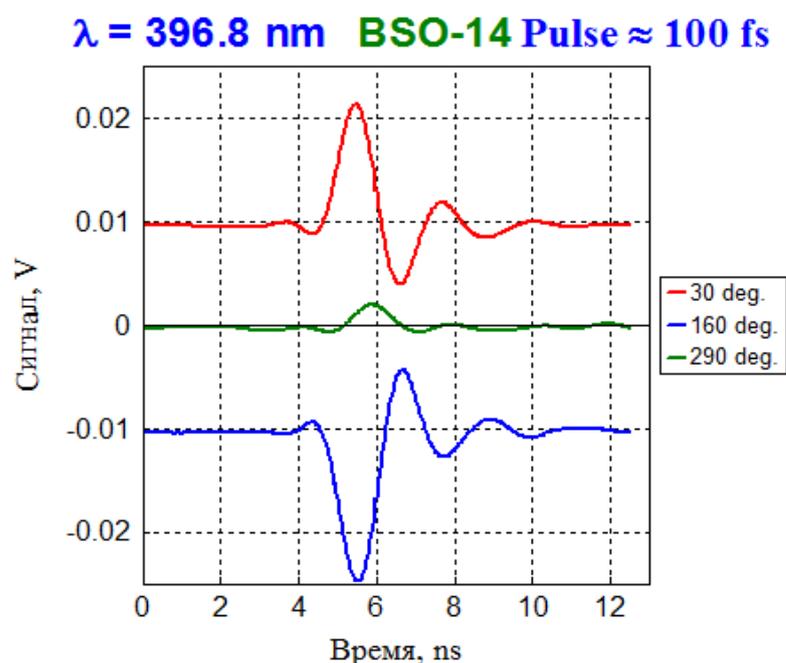


Рисунок 1.21 – ФГ-ток в образце BSO-14 при разных поляризациях падающего импульсного излучения длительностью 100 фс.

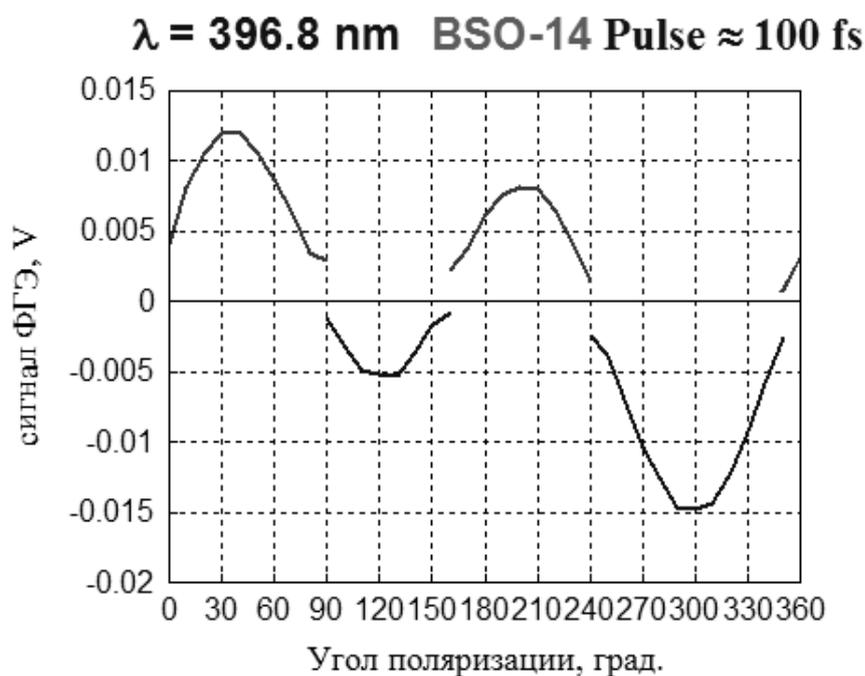


Рисунок 1.22 – Поляризационная зависимость ФГ-тока в образце BSO-14.

Среди образцов кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ для исследований на фемтосекундных импульсах был выбран образец ВТО-61. Была исследована энергетическая зависимость ФГ отклика (люкс-амперная характеристика) в этом образце. Из рисунка 1.23 видно, что люкс-амперная характеристика образца ВТО-61 линейная в диапазоне энергии в импульсе от 0 до 0,36 мДж.

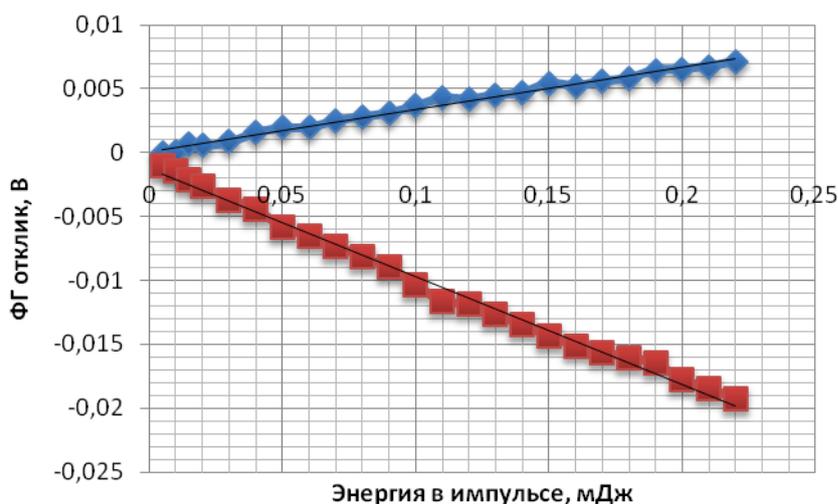


Рисунок 1.23 – Люкс-амперная характеристика образца ВТО-61: 1 – максимум отклика, 2 – минимум отклика.

Был получен ФГ-отклик на лазерные импульсы длительностью около 90 фс и длиной волны 400 нм, осциллограммы этого отклика для разных углов поляризаций приведены на рисунке 1.24.

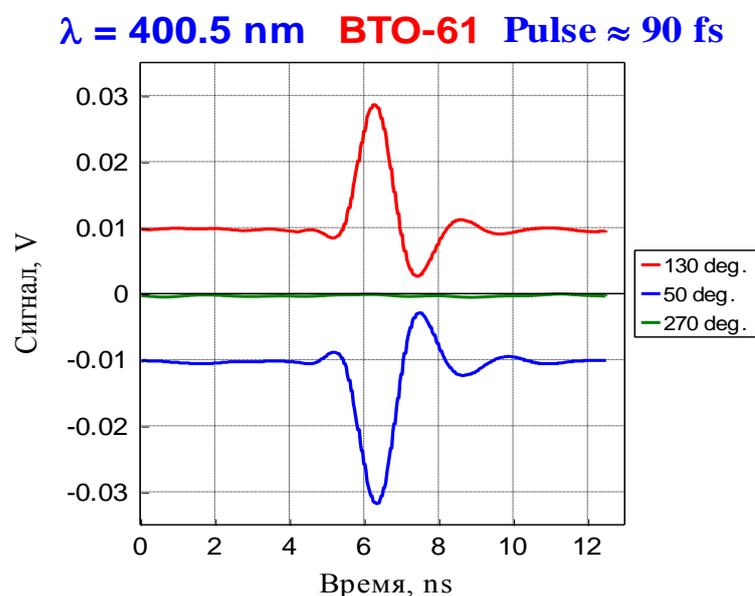


Рисунок 1.24 – ФГ-ток в образце ВТО-61 при разных поляризациях падающего импульсного излучения длительностью 100 фс.

Из рисунка 1.24 видно, что при 270° ФГ-сигнал практически исчезает, что является условием для обеспечения высокого соотношения сигнал-шум ($SNR=100$). Это обусловило использование образца ВТО-61 для создания автокоррелятора. Были измерены поляризационные зависимости ФГ-тока в образце ВТО-61 на длинах волн 400 нм и 800 нм. На рисунке 1.25 представлена поляризационная зависимость, полученная на длине волны 400 нм. Длительность импульса, падающего на кристалл, в этом эксперименте равнялась порядка 90 фс.

На рисунке 1.26 представлены поляризационные зависимости, полученные на длине волны 800 нм, причем при разных значениях энергии в импульсе. Энергия изменялась посредством нейтральных светофильтров: $E \approx 0.36 \text{ мДж}; 0.2 \text{ мДж}; 0.1 \text{ мДж}$. В этом опыте длительность импульса была порядка $40 \div 50 \text{ фс}$, при этом ширина пучка $FWHM \approx 3.3 \text{ мм}$.

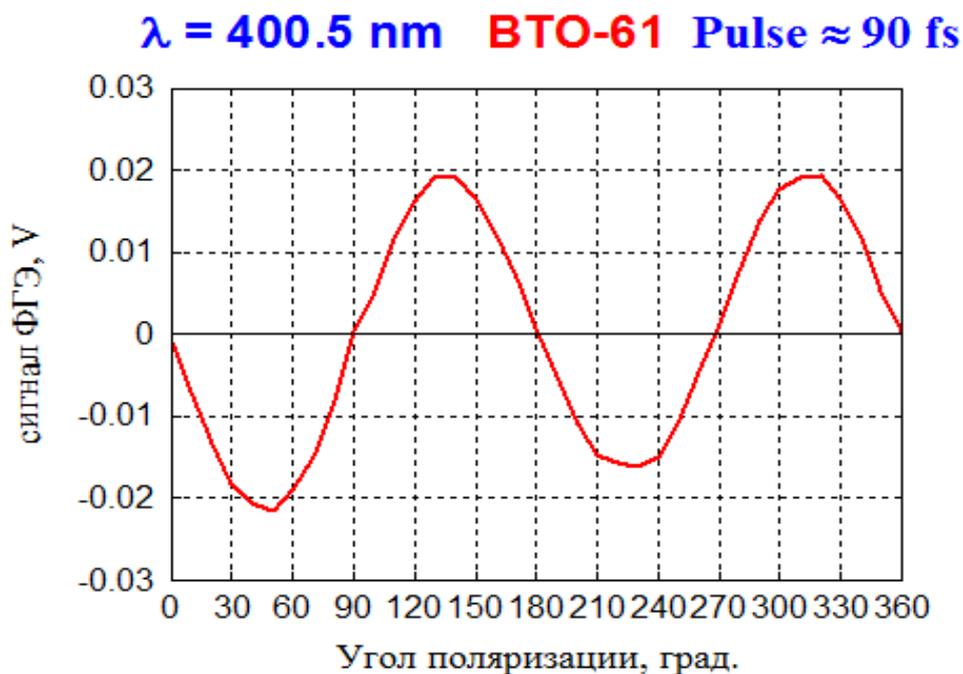


Рисунок 1.25 – Поляризационная зависимость ФГЭ в кристалле ВТО-61 при освещении его световыми импульсами с длиной волны 400 нм и длительностью 90 фс.

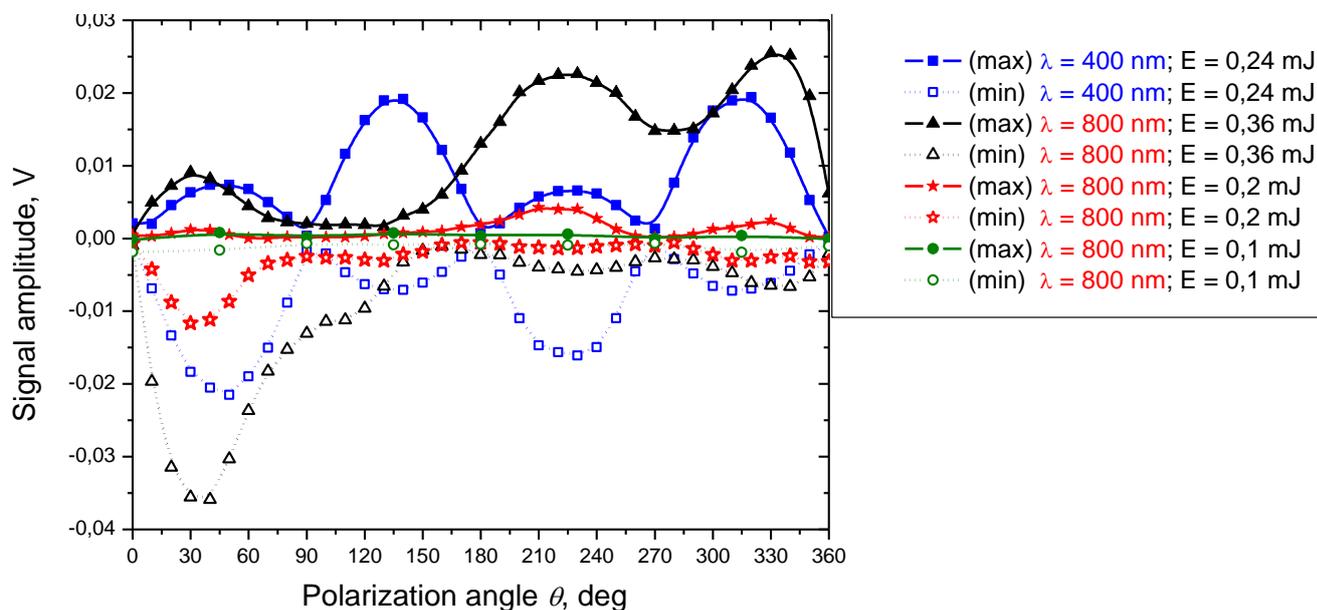


Рисунок 1.26 – Зависимость амплитуды регистрируемого сигнала от угла между плоскостью поляризации и осью кристалла [001] в кристалле ВТО-61 при различных энергиях в импульсе.

Из рисунка 1.26 видно, что в ИК излучении поляризационные зависимости имеют неравномерный характер, зависимости при различных энергиях в импульсе слабо между собой коррелируют. При этом было замечено, что облучение кристалла ВТО-61 излучением из ИК области спектра приводило к устойчивым изменениям кристалла, которые проявились в том, что измеренные ранее зависимости на 800 нм не повторились. Однако после длительного (около 30 минут) облучения кристалла импульсным излучением на длине волны 532 нм с частотой 10 Гц, при этом длительность импульса равна 3 нс, кристалл восстанавливался. Можно предположить, что неравномерный характер поляризационных зависимостей, полученных на инфракрасном излучении, связан именно с наведением фотовольтаического эффекта в кристалле в начале работ с излучением на 800 нм.

1.4 Дополнительное исследование схемы автокорреляции интенсивности на основе фотогальванического эффекта

На данном этапе НИР усовершенствована схема автокоррелятора интенсивности на основе фотогальванического эффекта. Новая схема автокоррелятора, в основе которой лежит интерферометр Майкельсона, приведена на рисунке 1.27. Фотография схемы приведена на рисунке 1.28. Выходящее из лазерной установки на основе фемтосекундного лазера Spitfire Pro XP Ultrafast Ti:Sapphire Amplifier импульсное излучение имеет длину волны 800 нм, при этом имеет вертикальную поляризацию. В нелинейном кристалле ВВО, в который направляется излучение, происходит генерация второй гармоники, и зеркалами 3, имеющими максимальный коэффициент отражения на длине волны 400 нм, излучение с длиной волны 400 нм направляется в автокоррелятор. Перед поляризационным светоделителем (ПСД) находится полуволновой ромб Френеля (ПВРФ), который поворачивает поляризацию входной световой волны под 45° относительно вертикали. Поляризованная таким образом волна в ПСД делится пополам, причем луч с р-поляризацией проходит через ПСД, а луч с s-поляризацией отражается. Далее лучи попадают

на зеркала, которые формируют два плеча интерферометра. При этом в каждое плечо установлен четвертьволновой ромб Френеля (РФ), ориентированный таким образом, что двойной проход через него световой волны приводит к повороту поляризации волны на 90 градусов. Прошедшие таким образом лучи снова попадают в ПСД; имеющие низменную (повернутую на 90 градусов) поляризацию лучи выходят из ПСД в одном направлении без потерь и далее попадают на ФГ кристалл.

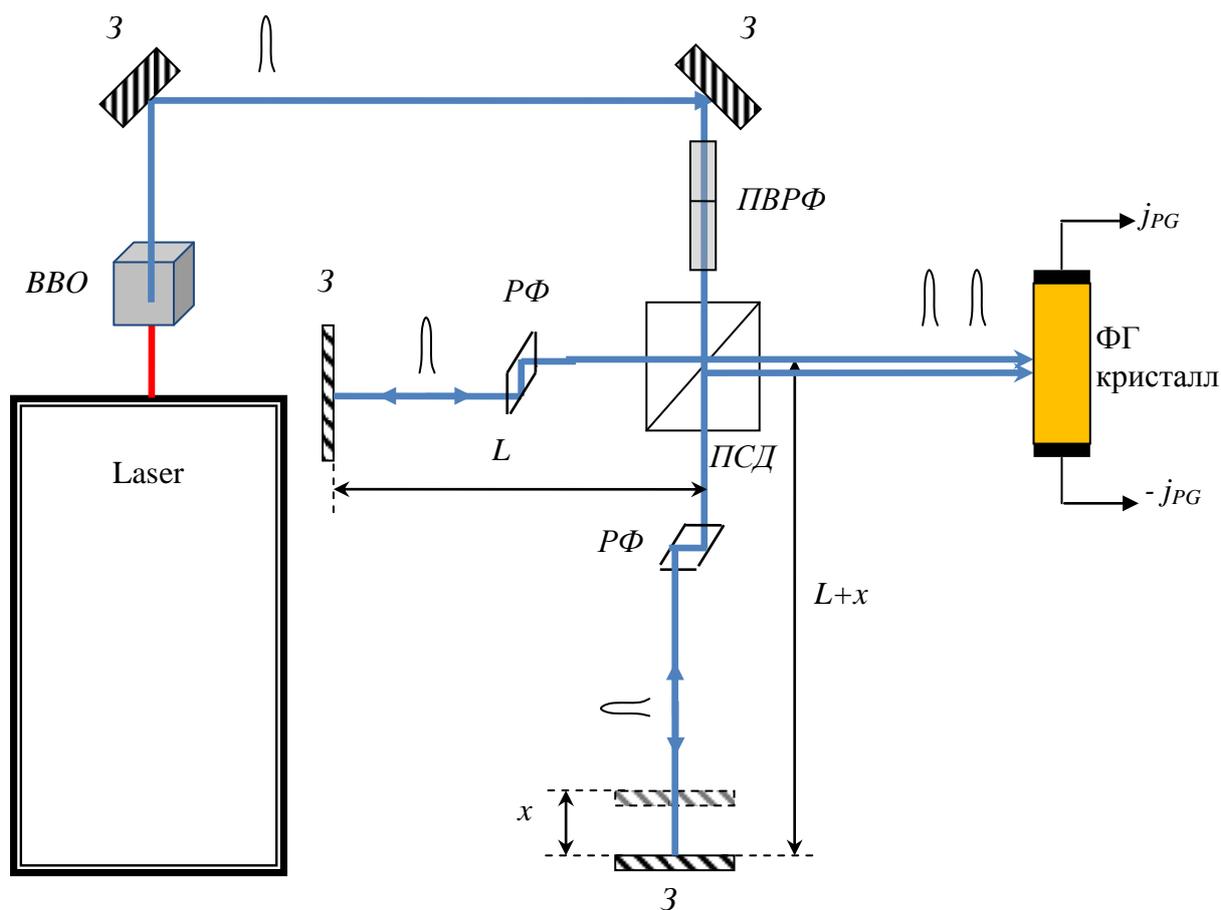


Рисунок 1.27 - Схема автокоррелятора: ПСД – поляризационный светоделитель; З-зеркала; ПВРФ – полуволновой ромб Френеля; РФ – четвертьволновые ромбы Френеля.

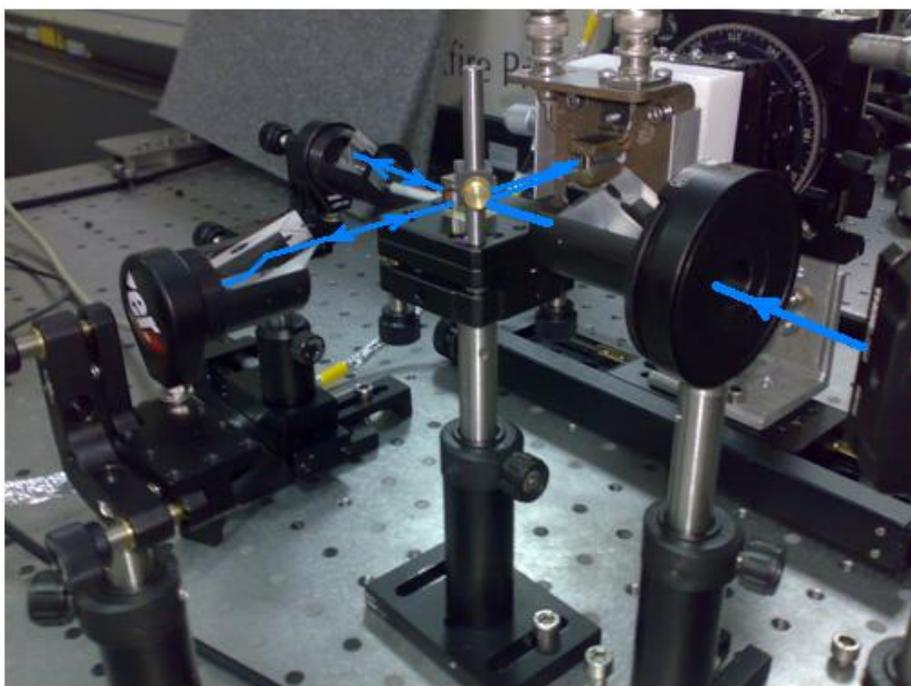


Рисунок 1.28 – Внешний вид автокоррелятора.

Одно из зеркал (вместе с РФ) закреплено на комбинированном трансляторе, сочетающем в себе два позиционера, причем один из них служит для настройки положения зеркала и имеет диапазон перемещения от 1 до 30 мм, а другой используется для измерения параметров импульса и позволяет смещать зеркало в диапазоне от 1 до 100 мкм с шагом в 14 нм. Электрические сигналы с электродов на кристалле подаются на осциллограф, с помощью которого осуществляется регистрация и измерение ФГ тока. Развертка осциллографа синхронизована с управляющим сигналом от лазера.

Лазерный пучок на входе в автокоррелятор имеет профиль интенсивности, показанный на рисунке 1.29.

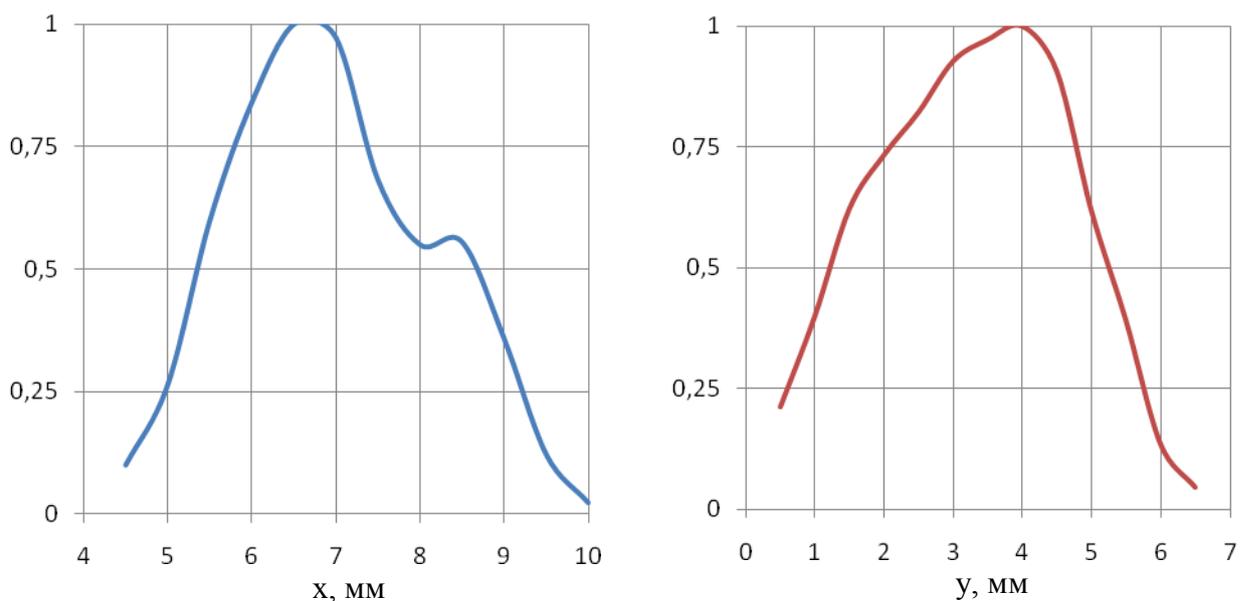


Рисунок 1.29 - Профиль интенсивности в световом луче с длиной волны 400 нм на входе в автокоррелятор по горизонтали (x) и по вертикали (y).

ФГ кристалл ориентирован в соответствии с поляризационной зависимостью (рисунок 1.25) таким образом, что каждый из пучков в отдельности (т.е. световой пучок поляризованный вертикально или горизонтально) не вызывает фотогальванического тока: вертикальный составляет с осью $[001]$ угол 0 градусов, а горизонтальный – 90 градусов. При одновременном попадании в кристалл обоих пучков поляризация результирующего светового поля изменится (повернется на угол близкий к 45 градусам), что приведет в общем случае к появлению ФГ тока, отличного от нуля.

Была измерена зависимость ФГ тока в кристалле при попадании в него обоих пучков от смещения x зеркала. Результат измерения представлен на рисунке 1.30, при этом он фактически дает представление о форме импульса в пространстве.

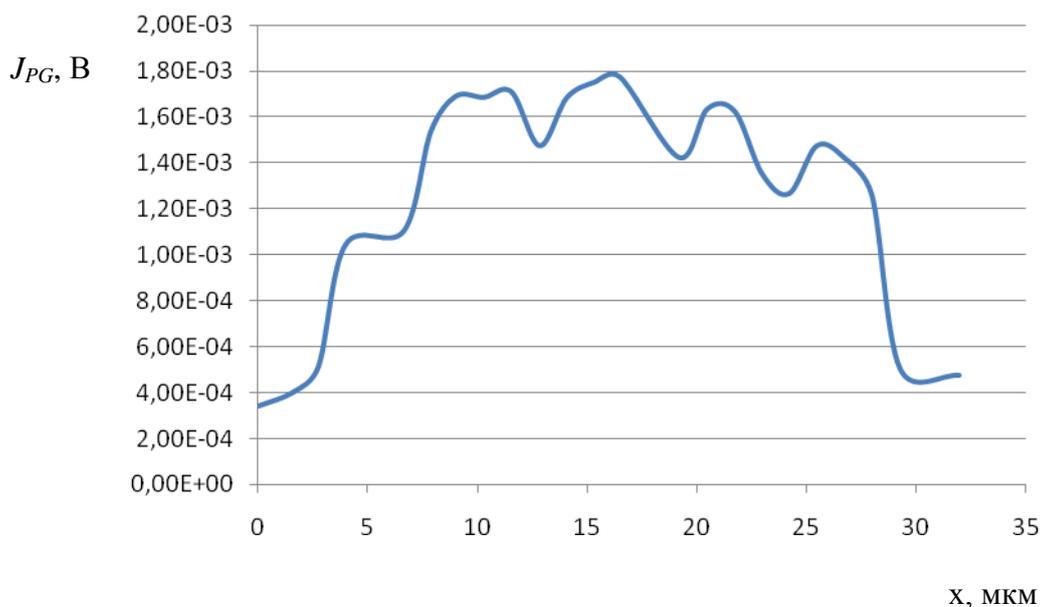


Рисунок 1.30 – Зависимость ФГ тока в кристалле от смещения зеркала в автокорреляторе.

Из рисунка 1.30 видно, что длина импульса в пространстве по уровню 0,2 от максимума составляет 30 мкм. Отсюда длительность импульса может быть найдена как: $\tau_{и} = L_{и}/c = 93$ фс, что соответствует ожидаемой длительности импульса в 100 фс. Таким образом, впервые экспериментально реализован автокоррелятор на основе ФГЭ на кристалле $\text{Вi}_{12}\text{TiO}_{20}$, с помощью которого впервые измерена длительность импульса фемтосекундного лазера на длине волны 400 нм.

2 Анализ и обобщение полученных результатов

В ходе работ в рамках данной НИР выполнен аналитический обзор имеющихся методик измерения ультракоротких световых импульсов, а также патентный поиск, результаты которых позволяют заключить о перспективности выбранного подхода в создании детектора фемтосекундных импульсов на основе фотогальванического эффекта (ФГЭ) в нецентросимметричных кристаллах кубической симметрии.

Поскольку времена релаксации импульса нетермализованных электронов намного короче, чем фотовозбужденных носителей в обычных фотопроводящих материалах, то фотогальванический ток может быть потенциально использован для измерения ультракоротких импульсов. Вместе с тем, аналитический обзор и патентный поиск свидетельствуют о том, что в настоящее время практически отсутствуют данные об экспериментальных исследованиях фотогальванических токов при освещении нецентросимметричных кристаллов сверхкороткими световыми импульсами. В свою очередь, проведение таких исследований может дать импульс и физическую основу для разработки нового класса сверхбыстродействующих оптоэлектронных приборов. Это говорит о несомненной новизне выбранного направления и позволит в дальнейшем обеспечить приоритет в данной области на мировом уровне.

Проведен теоретический анализ величины фотогальванического отклика в кристаллах класса силленитов с учетом их оптической активности и оптического поглощения. На основе полученных результатов определена оптимальная геометрия автокоррелятора на основе ФГЭ. Показано, что в продольной геометрии наблюдения ФГЭ оптимальной является толщина кристалла, обратная коэффициенту оптического поглощения материала. В поперечной геометрии максимальный фотогальванический ток должен наблюдаться в случае, когда диаметр Гауссова луча превышает

межэлектродное расстояние на 40%, при этом размер луча вдоль электродов не должен превышать 0,9 от высоты образца.

Разработана экспериментальная методика, позволившая впервые обнаружить фотогальванический эффект при облучении кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ импульсным излучением наносекундной длительности. Исследованы поляризационная и спектральная зависимости величины фотогальванического отклика в указанных кристаллах. При этом форма наблюдаемого на осциллографе электрического отклика кристалла заставляет предположить о том, что регистрируемые сигналы есть суперпозиция из поляризационно-независимой и поляризационно-зависимой компонент.

Разработана и исследована схема автокорреляции интенсивности на основе фотогальванического эффекта. Изготовлен макет детектора ультракоротких импульсов на основе фотогальванического эффекта в нецентросимметричных кристаллах кубической симметрии.

Найдено оптимальное соотношение параметров светового пучка и параметров кристалла. Показано, что оптимальным является соотношение, при котором диаметр светового пятна на кристалле совпадает с межэлектродным расстоянием или превышает его в $1 \div 1,7$ раза, при этом ФГ ток составляет не менее 90% от максимального значения. Введен параметр M_s , учитывающий основные параметры конкретного образца кристалла: геометрические размеры, показатель преломления $n_o(\lambda)$, коэффициент поглощения $\alpha(\lambda)$, оптическую активность $\rho(\lambda)$; при этом параметр M_s фактически представляет собой фотогальванический ток. Рассчитана зависимость оптимального угла входной плоскости поляризации от длины волны излучения для используемого образца, что позволило оптимально настроить кристалл. Исследовано влияние дисперсии показателя преломления кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ на точность измерений ФГЭ, при этом было установлено, что дисперсией показателя преломления можно пренебречь.

Экспериментально исследованы формы сигналов с ФГ кристаллов при их освещении нано- и фемтосекундными лазерными импульсами, при этом установлено, что кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ позволяет добиться наилучшего соотношения сигнал-шум. Экспериментально исследованы спектральные характеристики коэффициента матрицы линейного ФГЭ и постоянной Гласса. Измерена люкс-амперная характеристика кристалла при работе с излучением фемтосекундного лазера, которая подтвердила линейность в диапазоне от 0 до 0,36 мДж. Проведено исследование поляризационных зависимостей кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при его освещении фемтосекундными импульсами с длиной волны 800 нм. Установлено, что облучение кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ излучением из ИК области спектра приводило к устойчивым изменениям свойств кристалла, связанным, по всей видимости, с фотовольтаическим эффектом. Определено, что эти изменения могут быть сняты длительным облучением кристалла излучением из сине-зеленой области спектра.

Реализован макет автокоррелятора, построенного с использованием фотогальванического эффекта. Работа макета апробирована для исследований импульсов фемтосекундного лазера. С помощью реализованного детектора впервые была измерена длительность фемтосекундного импульса на длине волны 400 нм. Экспериментальное значение длительности импульса составило 95 фс.

3 Выработка рекомендаций по дальнейшему развитию работ данного направления

В ходе выполнения проекта на основании анализа полученных в нем результатов выработаны следующие рекомендации по дальнейшему развитию методов регистрации ультракоротких импульсов на основе фотогальванического (ФГ) эффекта в нецентросимметричных пьезоэлектрических кристаллах кубической симметрии.

Рекомендуется выполнить:

1. Проведение НИОКР по созданию прототипа детектора ультракоротких импульсов на основе фотогальванического эффекта.
2. Разработку и создание автоматизированной системы обработки ФГ сигналов, регистрируемых на ФГ кристалле при его облучении световыми импульсами, способной выделять импульс ФГ тока в фиксированном временном интервале или по уровню сигнала.
3. Исследование возможности организации детектора ультракоротких импульсов на основе набора из нескольких ФГ кристаллов (или одного ФГ кристалла с множеством электродов), способного регистрировать параметры импульса (длительность и форму) за один импульс без сканирования времени задержки.
4. Исследование фотогальванического эффекта, возникающего в нецентросимметричных полупроводниковых кристаллах кубической симметрии (группа 43m) – CdTe, GaP, GaAs и др. – при их облучении лазерными импульсами нано-, пико- и фемтосекундной длительности.
5. Исследование возможности построения автокоррелятора интенсивностей на основе указанных кристаллов, способного регистрировать ультракороткие импульсы на длинах волн ближнего ИК диапазона.
6. Поиск ФГ материалов, способных работать на длинах волн среднего и дальнего ИК диапазонов.

7. Проведение поисковых исследований с целью разработки технологии роста кристаллов и их последующей технологической обработки, позволяющей снизить концентрацию внутренних напряжений в кристалле, наличие которых приводит к появлению фотовольтаического тока, и как следствие к снижению уровня сигнал/шум в автокорреляторе на основе ФГ эффекта.
8. Исследование влияния электрофизических параметров кристалла (электрическое сопротивление, электроёмкость и др.), в том числе с учетом их зависимости от освещенности кристалла, а также геометрических размеров кристалла на эффективность согласования кристалла, как источника фотогальванического тока, с электрическими цепями регистрирующей электроники. Поиск условий, при которых кристалл, находящийся под действием излучения, будет согласован по волновому сопротивлению с регистратором.
9. Исследование температурной зависимости фотогальванического тока, а также электрических токов другой природы (фотовольтаического, диффузионного, барьерного и пр.), возникающих в ФГ кристалле при облучении последнего ультракороткими световым импульсами с целью определения наиболее оптимального температурного режима работы ФГ кристалла, в котором ФГ ток будет преобладающим, что позволит повысить эффективность работы (отношение сигнал/шум, чувствительность и пр.) устройств на основе ФГЭ.
10. Проведение поисковых исследований, направленных на усовершенствование оптической схемы автокоррелятора на основе ФГЭ с целью уменьшения (сведения к предельно возможному минимуму) возникающих в нем оптических потерь, что позволит повысить отношение сигнал/шум в автокорреляторе.

4 Разработка научно-методических материалов для лекционных и практических занятий по теме «Явление оптической ориентации дипольных центров, ФГЭ и их применение»

В ходе выполнения третьего этапа НИР были разработаны научно-методические материалы для лекционных занятий по теме «Явление оптической ориентации дипольных центров, ФГЭ и их применение». В содержании лекционного курса представлены следующие главы:

1. Особенности фотогальванического эффекта
2. Оптимизация эксперимента в поперечной геометрии
3. Экспериментальное обнаружение ФГЭ на наносекундном лазере
4. Оценки величины эффекта
5. Причины ненулевого отклика
6. ФГЭ в $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ на фемтосекундном импульсе
7. Эффект оптической ориентации дипольных центров (ООДЦ)

Материалы лекций разбиты на разделы, тезисное содержание которых приведено ниже.

4.1 Основы фотогальванического эффекта

Направление фототока в кристалле обычно определяется либо электрическим или магнитным полем, световым давлением; либо неоднородностью (градиент концентрации, температуры, интенсивности) (рисунок 4.1).

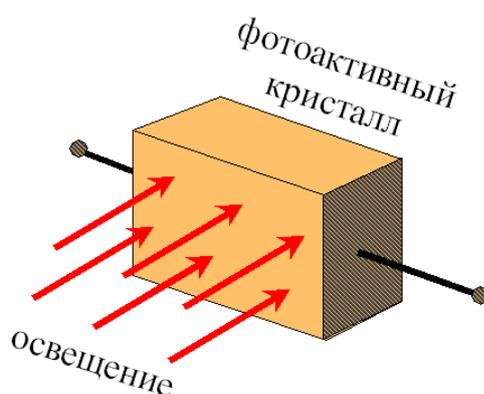


Рисунок 4.1 – Исследование ФГЭ в кристалле.

Допустим, что есть однородный кристалл, при этом внешние и внутренние поля отсутствуют, а освещение однородное и стационарное. Возникает вопрос: потечет ли ток в такой системе? А если потечет, то в каком направлении? Оказывается, ток потечет только в кристаллах с симметрией без центра инверсии.

Вывод: ФГЭ отличается тем, что направление тока задаётся не внешним воздействием, а внутренними свойствами симметрии среды.

4.2 Особенности ФГЭ

1. Эффект достаточно сильный.
2. Возникающий ток зависит от поляризации света.
3. При отсутствии поглощения света фотогальванический ток отсутствует.
4. Как правило, ток создаётся нетермализованными носителями заряда.

Вывод: ФГЭ обладает потенциалом для очень высокого быстродействия.

4.3 Феноменологическое описание ФГЭ

Электромагнитная волна в кристалле напрямую преобразуется в электрический ток:

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \vec{q} \mathcal{A} \exp[-i\omega t + i\vec{k}\vec{r}] + c. c.$$

При этом интенсивность света $I = |\vec{E}(\vec{r}, t)|^2 = |A|^2$, \vec{q} - единичный вектор поляризации света. Выражение для плотности тока, возникающего за счет фотогальванического эффекта:

$$j_i = \beta_{ijk} q_j q_k^* I$$

Важная особенность ФГЭ при импульсной засветке: ток прямо пропорционален интенсивности света, т.е. он должен повторять временную форму импульса.

4.4 Сравнение с другими эффектами

1. Эффект оптического выпрямления

Наведение поляризации среды ΔP под действием света описывается выражением $\Delta P = d_{ijk} q_j q_k^* I$, причем ФГЭ описывается выражением

$j_i^{PG} = \beta_{ijk} q_j q_k^* I$. При этом d_{ij} и β_{ij} имеют одинаковую структуру (тензоры 3 ранга) и одинаковые пространственные свойства симметрии. Изменение поляризации кристалла приводит к возникновению тока:

$$j_i^{OR} = \frac{dP}{dt}_i = d_{ijk} q_j q_k^* \frac{dI}{dt}$$

Направление тока задано поляризацией света.

- Оптическое выпрямление даёт только переходной ток, но постоянный ток не возможен.
- Оптическое выпрямление существует и без поглощения света

2. Оптическая ориентация дипольных центров (ООДЦ)

Теоретически предсказан в 2005 г. [А. I. Grachev and A. A. Kamshilin, Opt. Express 13, 8565 (2005)]. Экспериментально обнаружен в 2007 г. [А. I. Grachev, E. Nippolainen, and A. A. Kamshilin, Opt. Express 15, 11500 (2007)]. Наведение поляризации кристалла под действием света вследствие переориентации дипольных центров:

$$\Delta P_i = b_{ijk} q_j q_k^* I$$

Направление тока также задано поляризацией света

- В отличии от ОВ существует только при поглощении света
- Дифференцирует световой импульс, когда $\tau_P > \tau_{rel}$, но повторяет форму импульса при $\tau_P \ll \tau_{rel}$.

В кристалле BSO-14, где был обнаружен ООДЦ, $\tau_{rel} = 3.5 \cdot 10^{-6}$ с при $I = 0.26$ Вт/см².

4.5 Тензор ФГЭ

Ненулевые компоненты для кристаллов типа GaAs, CdTe, Bi₁₂SiO₂₀, и Bi₁₂TiO₂₀.

$$\hat{\beta}^L = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \beta_{14}^L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{14}^L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{14}^L \end{bmatrix}; \quad \hat{\beta}^C = \begin{bmatrix} \beta_{11}^C & 0 & 0 \\ 0 & \beta_{11}^C & 0 \\ 0 & 0 & \beta_{11}^C \end{bmatrix}.$$

Линейный фотогальванический ток в этих кристаллах:

$$j_x = 2I\beta_{14}^L q_y q_z \quad j_y = 2I\beta_{14}^L q_x q_z \quad j_z = 2I\beta_{14}^L q_x q_y$$

Замечание: Эффект ООДЦ наблюдается только в кристаллах с кубической симметрией, но без центра инверсии.

4.6 Геометрия эксперимента

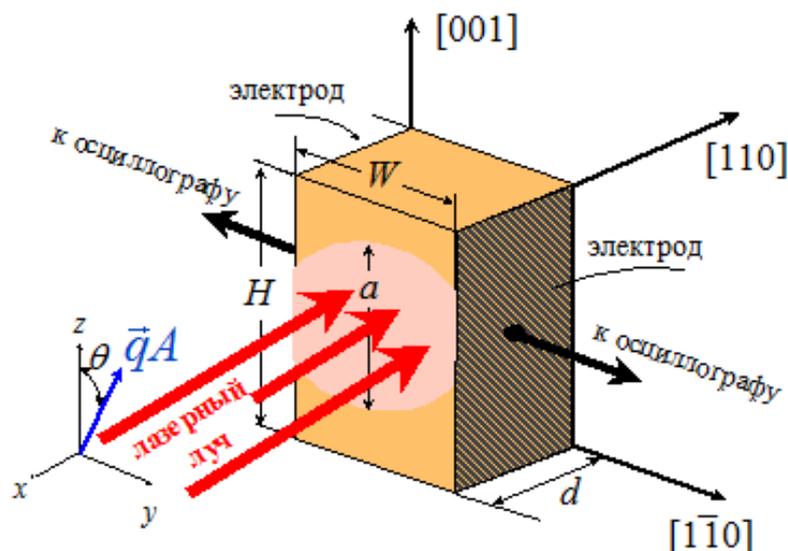


Рисунок 4.2 – Геометрия эксперимента в кубических кристаллах.

Расчет оптимального освещения

$$P(\lambda) = \frac{S_E(\lambda)}{\tau_p} = \frac{E_0(\lambda)}{\tau_p \pi a^2} \frac{2n_0(\lambda)}{[n_0(\lambda) + 1]^2},$$

где S_E - плотность световой энергии внутри кристалла, E_0 – энергия импульса.

Интенсивность света в луче предполагается распределенной по Гауссу:

$$I(y, z) = \frac{E_0(\lambda)}{\pi a^2 \tau_p} \frac{2n_0(\lambda)}{[n_0(\lambda) + 1]^2} e^{-\frac{4y^2}{a^2}} e^{-\frac{4z^2}{a^2}}$$

Кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ обладают оптической активностью (поворот плоскости поляризации), ρ град/мм.

Плотность тока в слое толщиной dx на расстоянии x от передней грани вдоль оси $[001]$:

$$dJ_{001} = \beta_{14}^L \sin^2(\theta + \rho x) I_{min}(x, z)$$

Ток вдоль оси $[1\bar{1}0]$ $dj_{1\bar{1}0} = \beta_{14}^L \sin(2\theta + 2\rho x) I_{min}(x, z)$.

ФГЭ ток меняет своё направление на противоположное при повороте
поляризации на 90°

4.7 Зависимость от диаметра луча

Полный ток через электроды

$$I = \beta_{14}^L \frac{E_0(\lambda)}{\pi a^2 \tau_p} \frac{2n_0(\lambda)}{[n_0(\lambda) + 1]^2} \exp\left(-\frac{W^2}{a^2}\right) \int_{-H/2}^{H/2} dz e^{-\frac{4z^2}{a^2}} \int_0^d dx \sin(2\theta + 2\rho x) e^{-\alpha x}$$

или $I = \beta_{14}^L \frac{E_0(\lambda)}{\tau_p} M_S$, где M_S – безразмерный коэффициент.

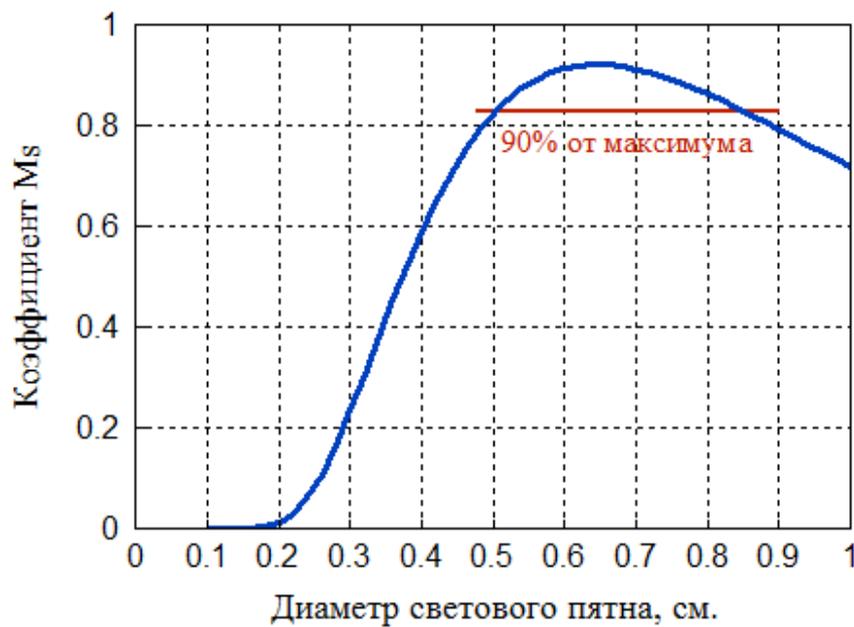


Рисунок 4.3 – Зависимость сигнала от диаметра светового пятна.

4.8 Оптимальная поляризация

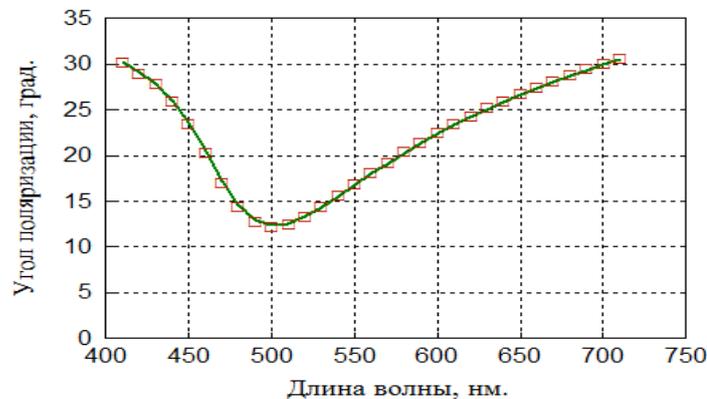


Рисунок 4.4 – Оптимальная поляризация для кристалла BSO-14.

$$\tan(2\theta_0) = \frac{\alpha - [\alpha \cos(2\rho d) - 2\rho \sin(2\rho d)]e^{-\alpha d}}{2\rho - [\alpha \sin(2\rho d) + 2\rho \cos(2\rho d)]e^{-\alpha d}}$$

4.9 Эксперимент: ФГЭ ток на кристалле BSO

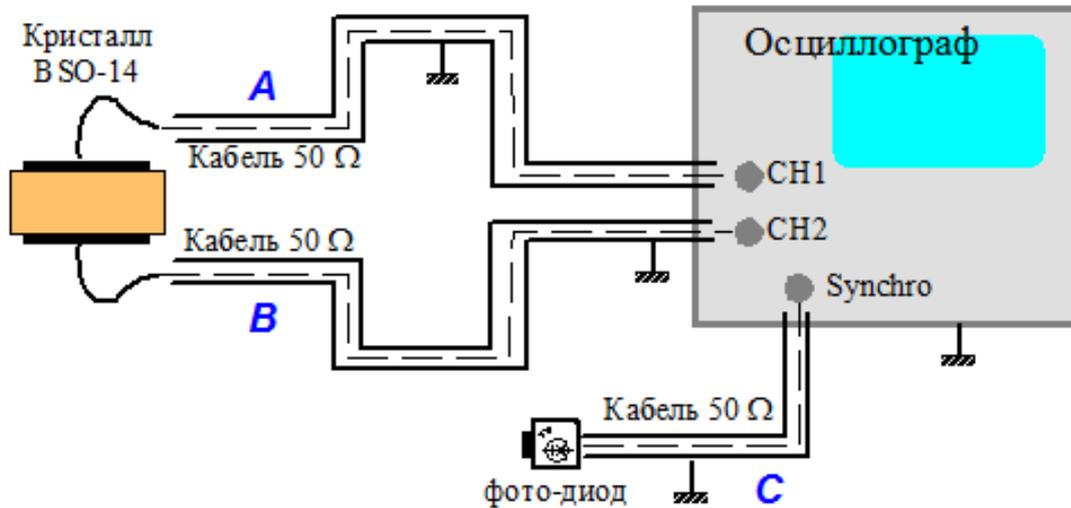


Рисунок 4.5 – Схема включения образца в измерительную цепь.

Световое излучение генерируется перестраиваемым лазером *Vibrant LD -533*, длина волны 410 – 670 нм.

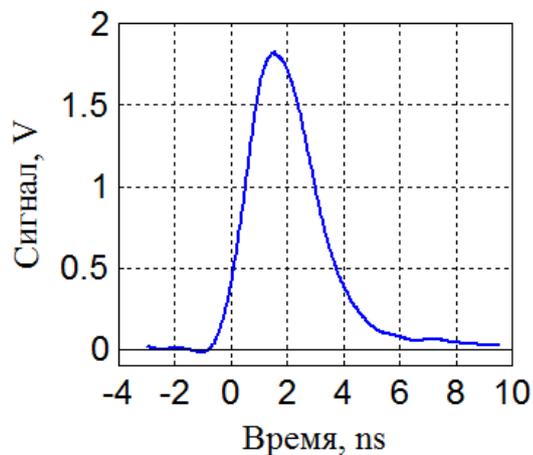


Рисунок 4.6 – Длительность лазерного импульса: 3.5 нс на полувысоте.

4.10 Ток ФГЭ

$\lambda = 532$ нм

Длительность отклика примерно в 2 раза короче длительности импульса

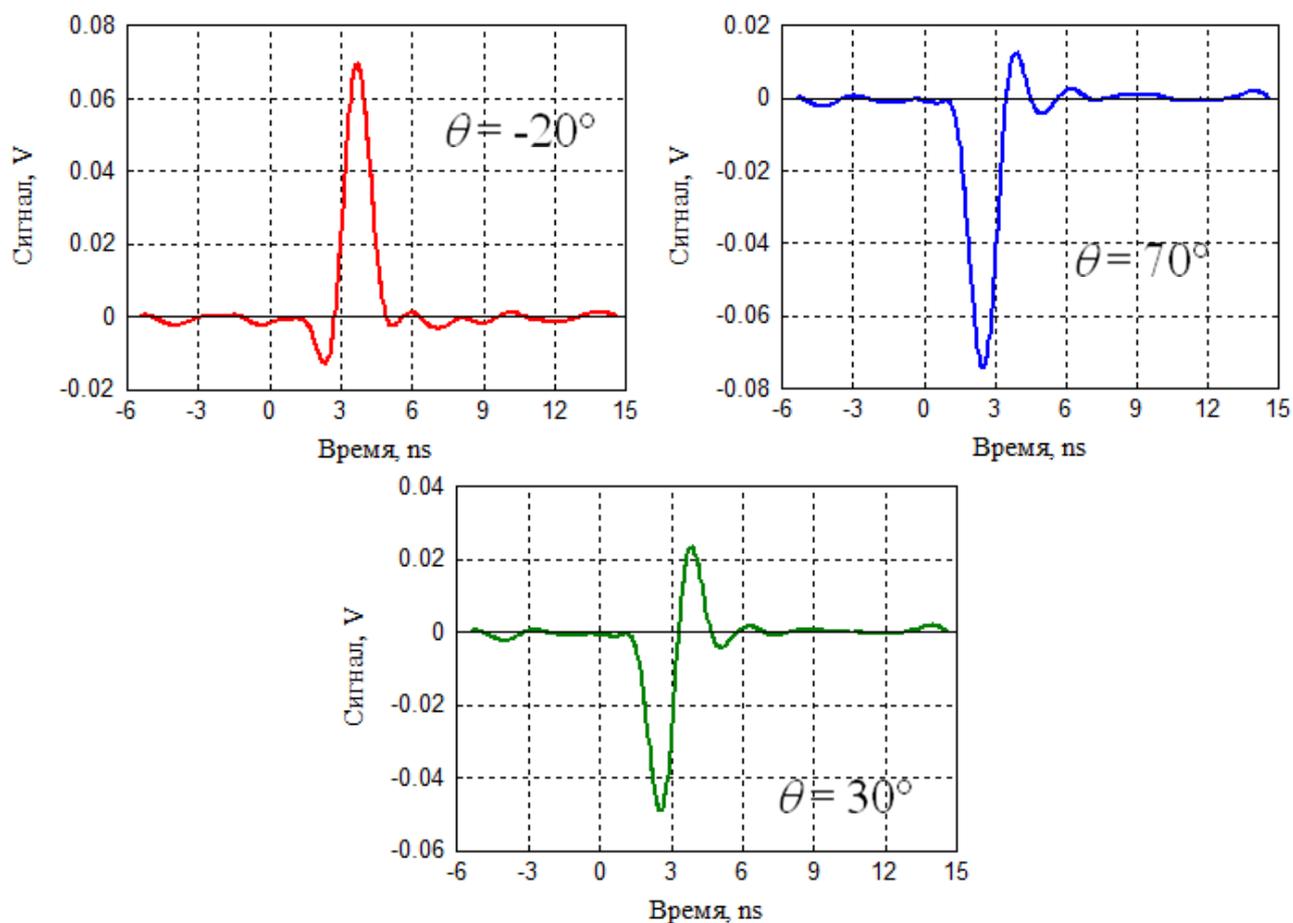


Рисунок 4.7 – Фотогальванический отклик на наносекундный импульс кристалла BSO-14 при разных поляризациях.

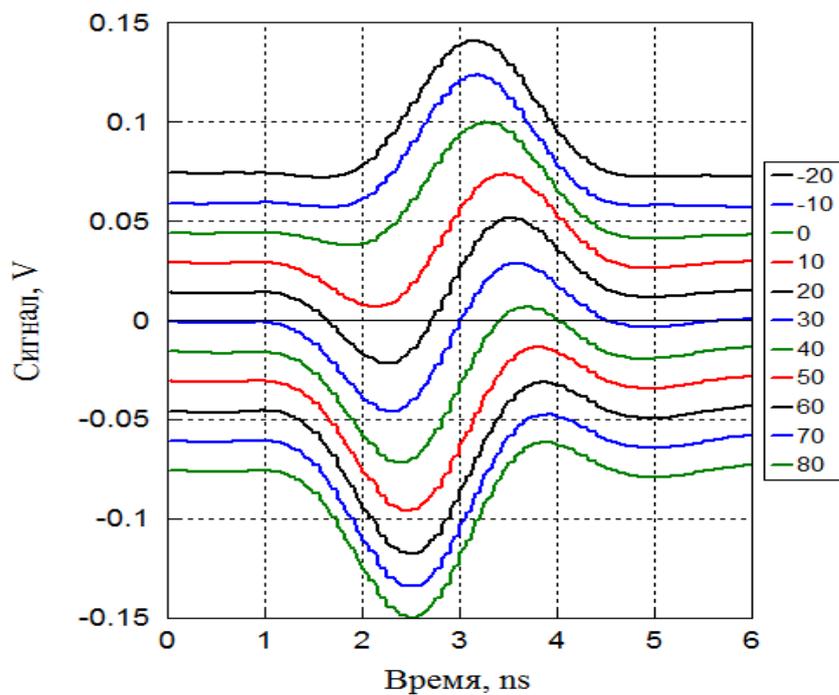


Рисунок 4.8 – Осциллограммы ФГ-отклика с кристалла BSO-14 при линейной поляризации входящего в кристалл излучения.

4.11 Отклик на круговую поляризацию

Эллиптичность поляризации падающего луча $< 10\%$

При этом линейный фотогальванический ток должен отсутствовать

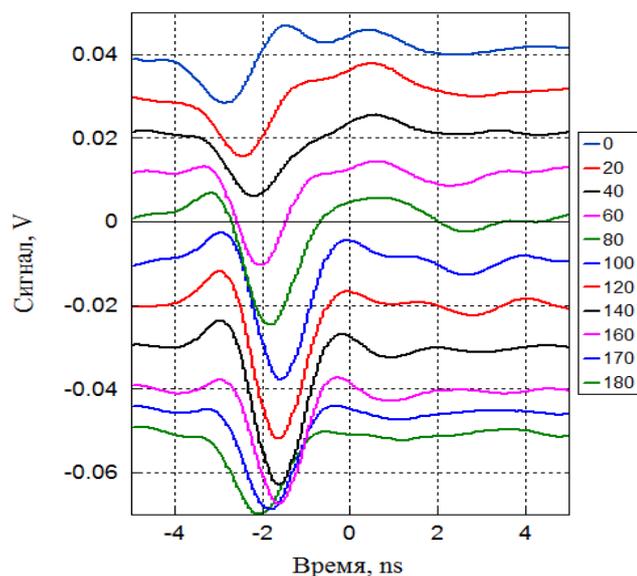


Рисунок 4.9 – Отклик на круговую поляризацию.

Тем не менее, сигнал значительный и зависящий от угла поворота кристалла.

4.12 Форма отклика от длины волны

На каждой длине волны выставляли линейную поляризацию из условия, чтобы $J_{PGE} = 0$. На красном свете, где фотопроводимость слабая, переколебания делятся > 6 ns. На сине-зеленом свете с высокой фотопроводимостью они уменьшаются до 4 ns.

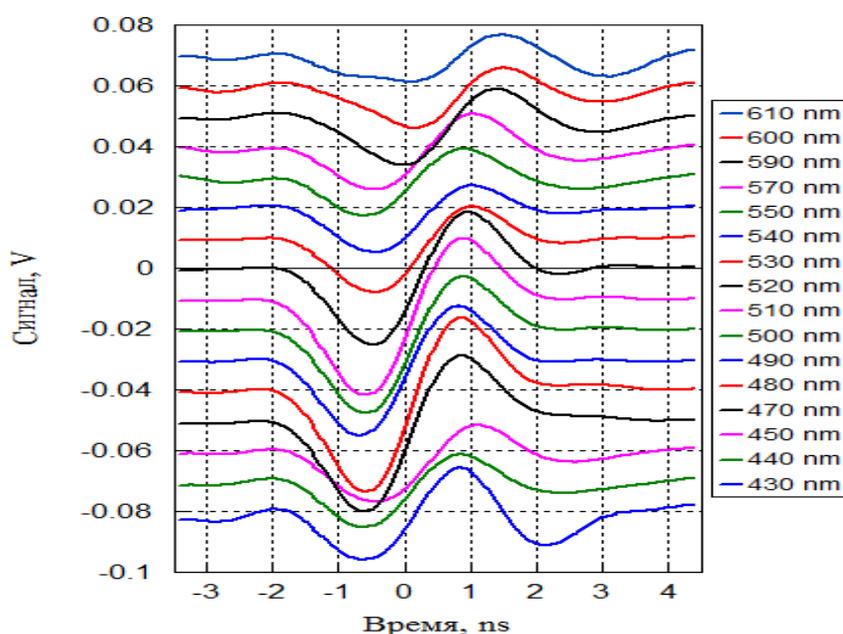


Рисунок 4.10 – Зависимость формы отклика от длины волны.

Форма отклика меняется при смещении луча по поверхности образца.

4.13 Причины ненулевого отклика

1. RC образца. $C \approx 3$ pF, $R \approx 200$ Ω при $I = 1.5$ MW/cm², что даёт $t_{RC} = 6 \times 10^{-10}$ ns. Наш образец не согласован с 50-Ом кабелем и впрыскивание в него заряда вызывает затухающие колебания.
2. Внутренние неоднородные напряжения в образце, которые приводят к эллиптичности поляризации светового луча при его прохождении через кристалл.
3. Оптическая активность кристалла, которая меняет поляризацию по толщине кристалла.
4. Наведенные электрические поля за счет фоторефрактивного эффекта, которые наводят двупреломление, особенно заметные при малых размерах пятна.

4.14 Спектральная зависимость ФГЭ

Для кристалла BSO-14. Диаметр луча на образце 4 мм.

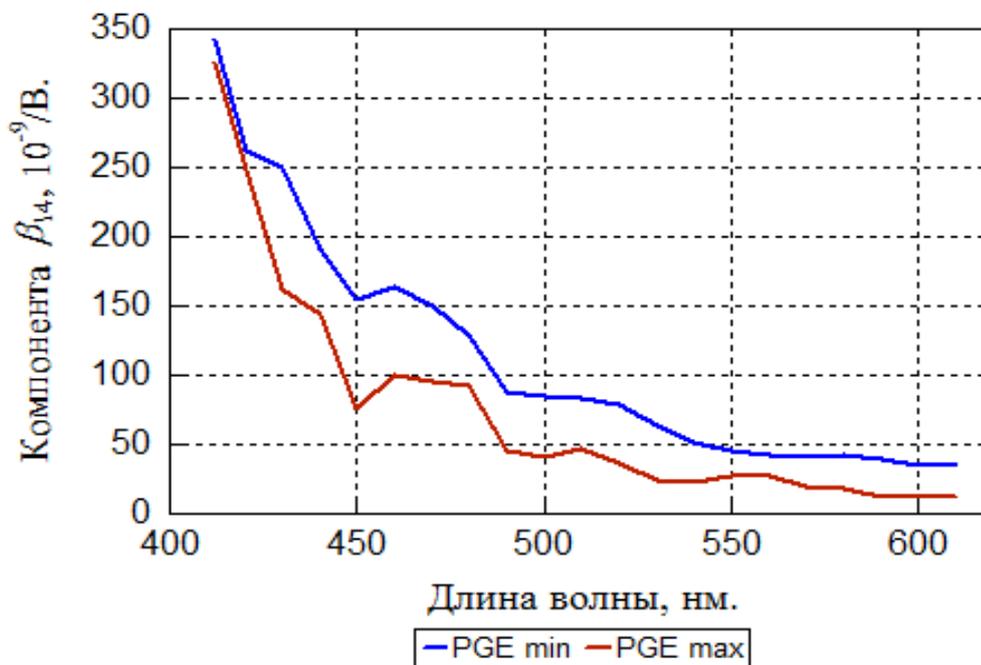


Рисунок 4.11 – Спектральная зависимость ФГЭ в образце BSO-14.

4.15 Сравнение с ФГЭ при непрерывном освещении

A. I. Grachev, "Spectrum of linear photogalvanic effect in reduced $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$,"
Sov. Phys. -Solid State, vol. 29, no. 8, pp.
2519-2520, 1987.

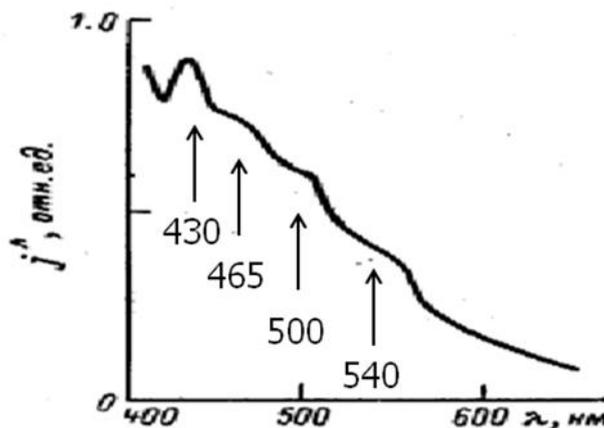
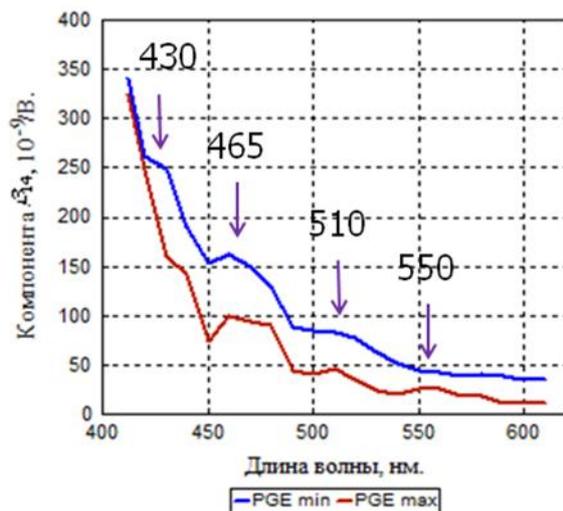


Рисунок 4.12 – Сравнительный анализ ФГЭ при импульсном и непрерывном освещении.

4.16 Спектральная зависимость поглощения света в восстановленном BSO

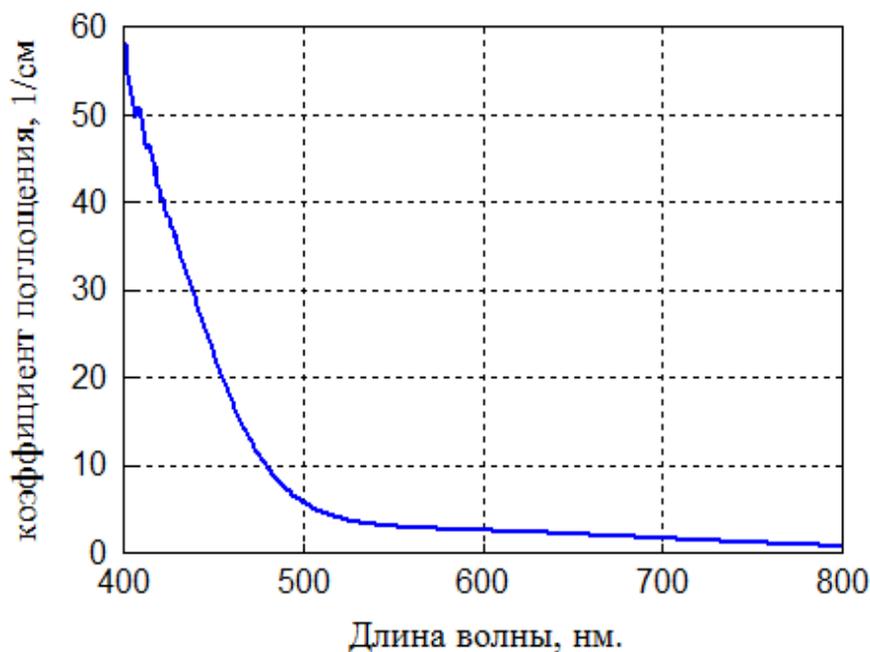


Рисунок 4.13 – Спектральная зависимость поглощения света в восстановленном BSO.

Никаких особенностей на кривой поглощения не наблюдается, что доказывает, что наблюдаемый нами эффект действительно фотогальванический.

И его быстродействие лучше, чем 3 наносекунды

4.17 Как измерить фемтосекундные импульсы?

На осциллографе невозможно, т.к. нужна полоса частот в 2 ТГц

Обычно используют корреляционные и автокорреляционные методы на различных нелинейно-оптических эффектах:

1. Генерация второй гармоники (SHG)
2. Оптический эффект Керра
3. Двухфотонная проводимость
4. Двухфотонная флуоресценция

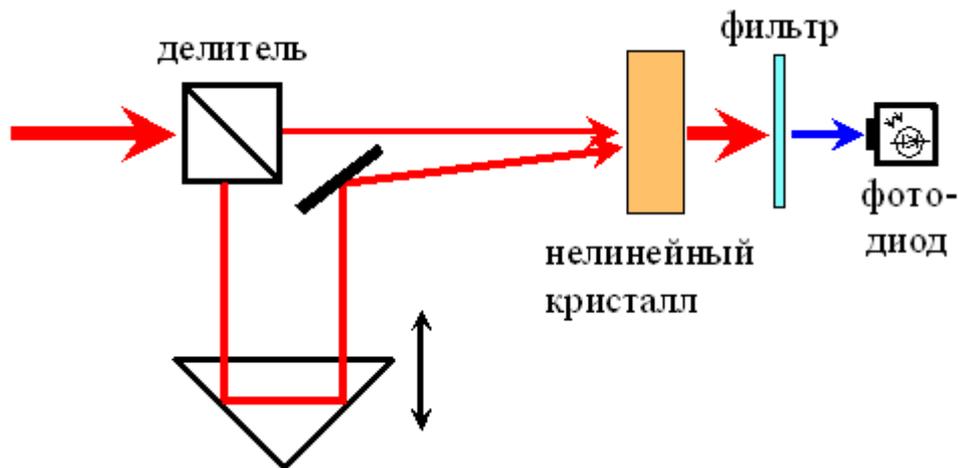


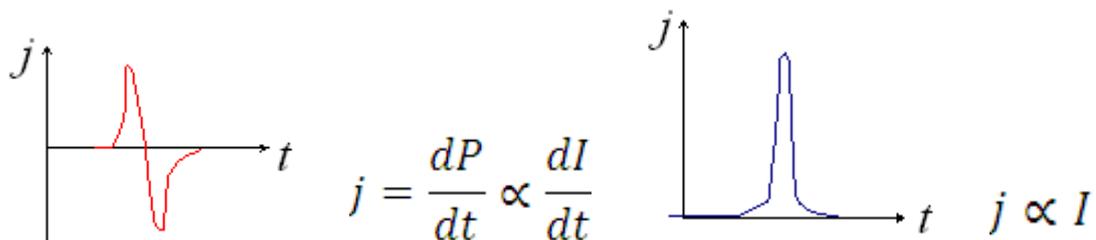
Рисунок 4.14 – SHG-коррелятор.

Эффект должен быть либо пороговый, либо зависящий от поляризации света.

Непрямое преобразование: сначала в свет, а затем в электрический сигнал.

4.18 Прямая регистрация коротких импульсов

Эффект оптического выпрямления не позволяет, несмотря на его сверхбыстродействие, поскольку после дифференцирования положительный импульс равен отрицательному и их интегрирование даёт нуль.



Можно ожидать прямую регистрацию только за счёт ФГЭ или ООДЦ. Насколько известно, о такой регистрации прежде нигде не сообщалось.

4.19 Отклик на фемтосекундный импульс в BSO

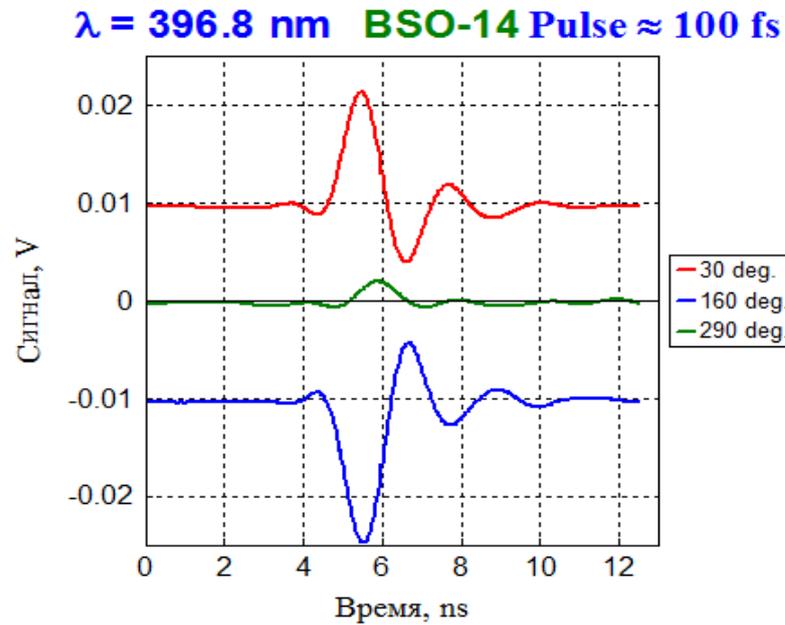


Рисунок 4.15 – Отклик на единичный фемто-импульс в BSO.

4.20 Поляризационная зависимость ФГЭ в BSO

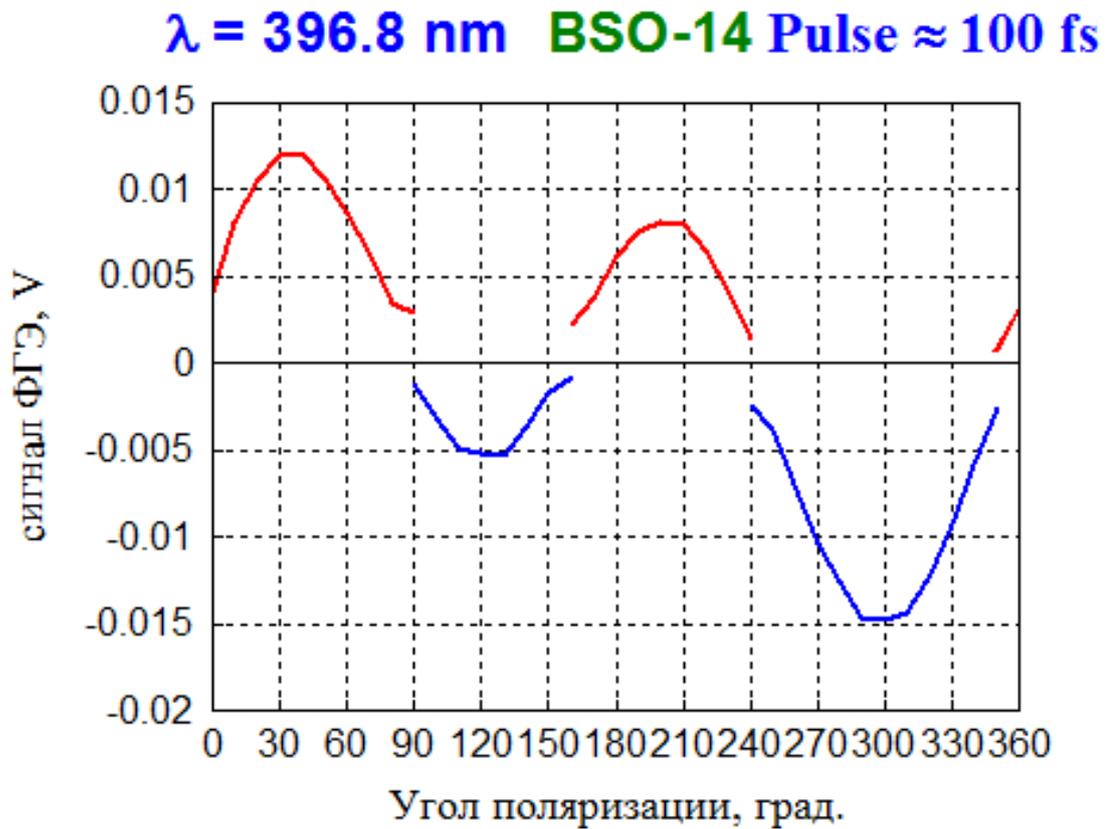


Рисунок 4.16 – Поляризационная зависимость ФГЭ в BSO.

Диаметр луча 3.6 мм. Кристалл вращался, но луч не подстраивался. Энергия в импульсе = 0.11 мДж. SNR = 6 для BSO.

4.21 Отклик на фемтосекундный импульс в ВТО

$\lambda = 400.5 \text{ nm}$ ВТО-61 Pulse $\approx 90 \text{ fs}$

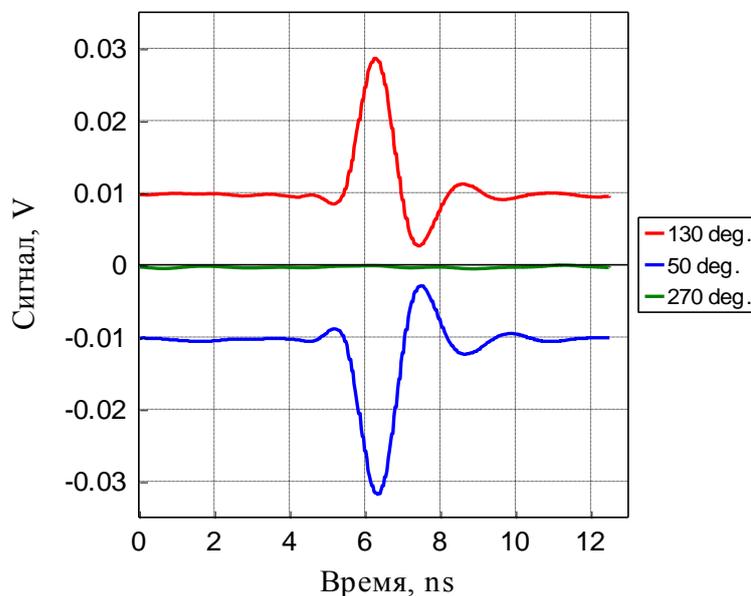


Рисунок 4.17 – Отклик на единичный фемто-импульс в ВТО.

Межэлектродное расстояние = 2 мм. Диаметр луча = 1.9 мм. Энергия в импульсе = 0.23 мДж.

4.22 Поляризационная зависимость ФГЭ в ВТО

$\lambda = 400.5 \text{ nm}$ ВТО-61 Pulse $\approx 90 \text{ fs}$

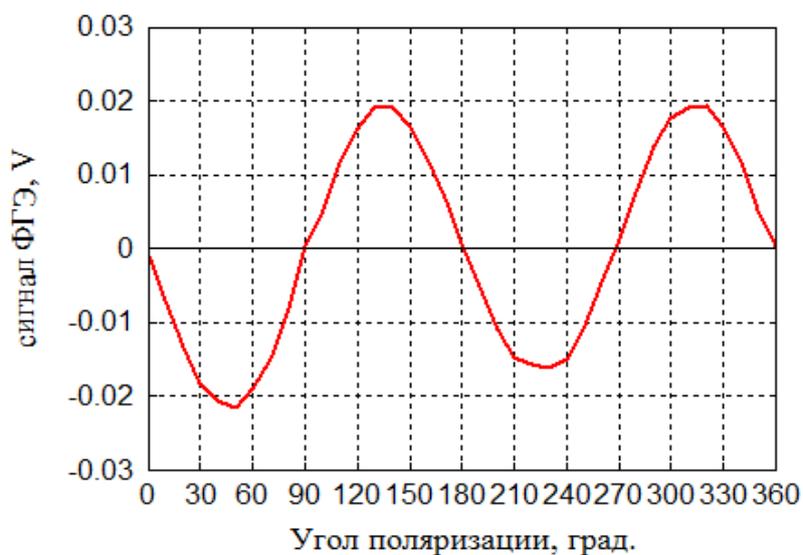


Рисунок 4.18 – Поляризационная зависимость ФГЭ в ВТО.

Межэлектродное расстояние = 2 мм. Диаметр луча = 1.9 мм. Энергия в импульсе = 0.23 мДж. При вращении кристалла луч подстраивали под максимальный отклик. SNR = 100 для ВТО.

4.23 Предлагаемый коррелятор

Взаимодействующие лучи ортогонально поляризованы. Ток возникает только в момент корреляции обоих световых импульсов.

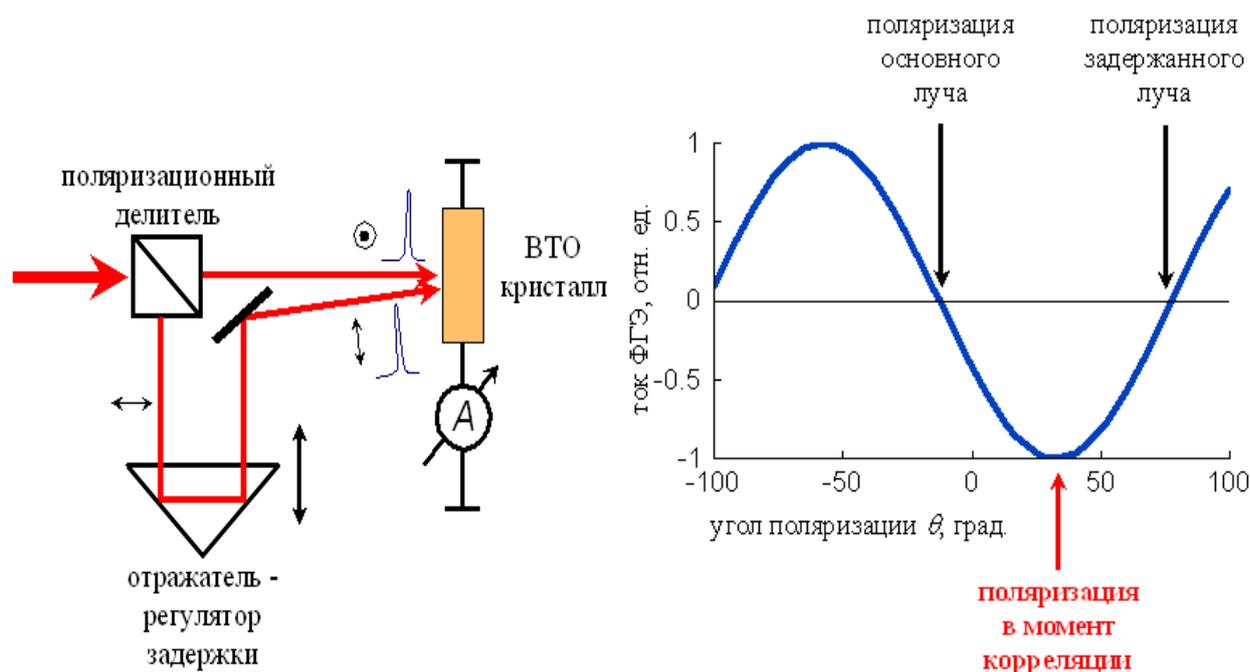


Рисунок 4.19 – Схема работы предлагаемого автокоррелятора.

4.24 Эффект ООДЦ

Ключевые слова:

- Дипольные центры
- Неполярные пьезоэлектрические кристаллы

Пьезоэлектрики – кристаллы, обладающие симметрией без центра инверсии, например LiNbO_3 или BaTiO_3 . Неполярные пьезоэлектрики – кристаллы кубической симметрии типа GaAs , CdTe , $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. *Общая черта: наличие ненулевых компонент в тензорах третьего ранга (наличие эффекта Поккельса)*

4.25 Дипольные центры

Примеси, обладающие электрическим дипольным моментом

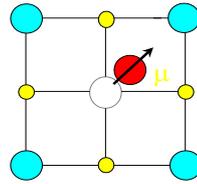


Рисунок 4.20 – Примесь, смещённая относительно центра

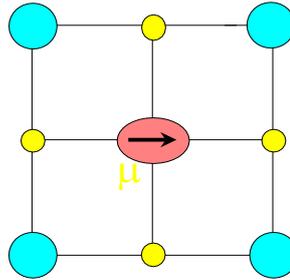


Рисунок 4.21 – Молекулярная примесь с перманентным моментом

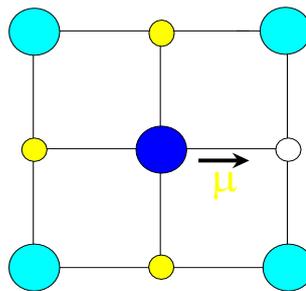


Рисунок 4.22 – Дипольные комплексы.

Дипольные комплексы:

- Две примеси с противоположными зарядами
- примесь + дефект решётки

4.26 Симметрия дипольных центров

Зависит от следующих параметров:

- локальной симметрии ионов основной решетки (рисунки 4.20 и 4.21)
- ... + координатной сферой положения одного центра относительно другого (рисунок 4.22)

4.27 Решетка кубической симметрии.

Эквивалентные позиции дипольных центров. Направление [110].

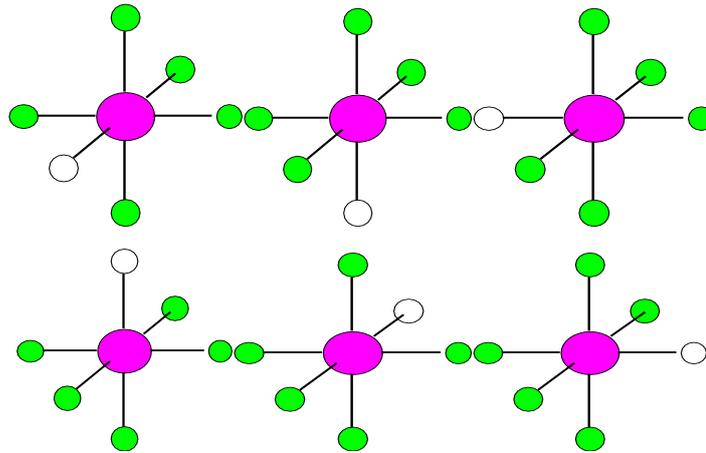


Рисунок 4.23 – Решетка кубической симметрии: симметричная ориентация.

Направление [111].

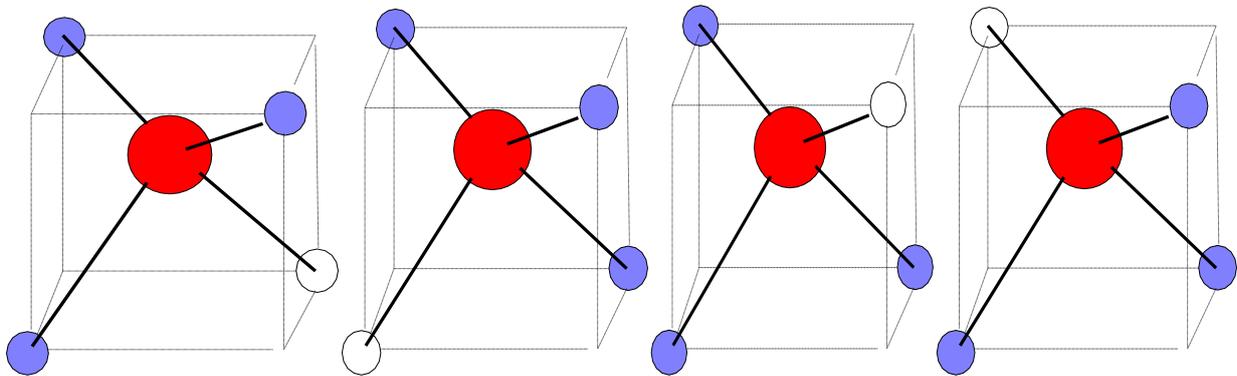


Рисунок 4.24 – Решетка кубической симметрии: асимметричная ориентация.

4.28 Переориентация дипольных центров

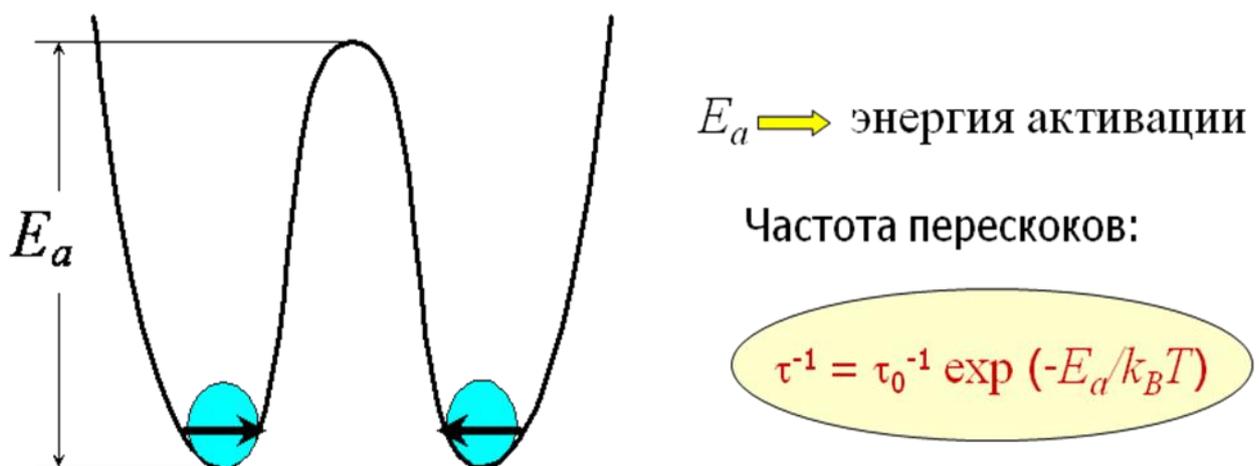


Рисунок 4.25 – Реальная переориентация в пространстве за счет термически активированных перескоков.

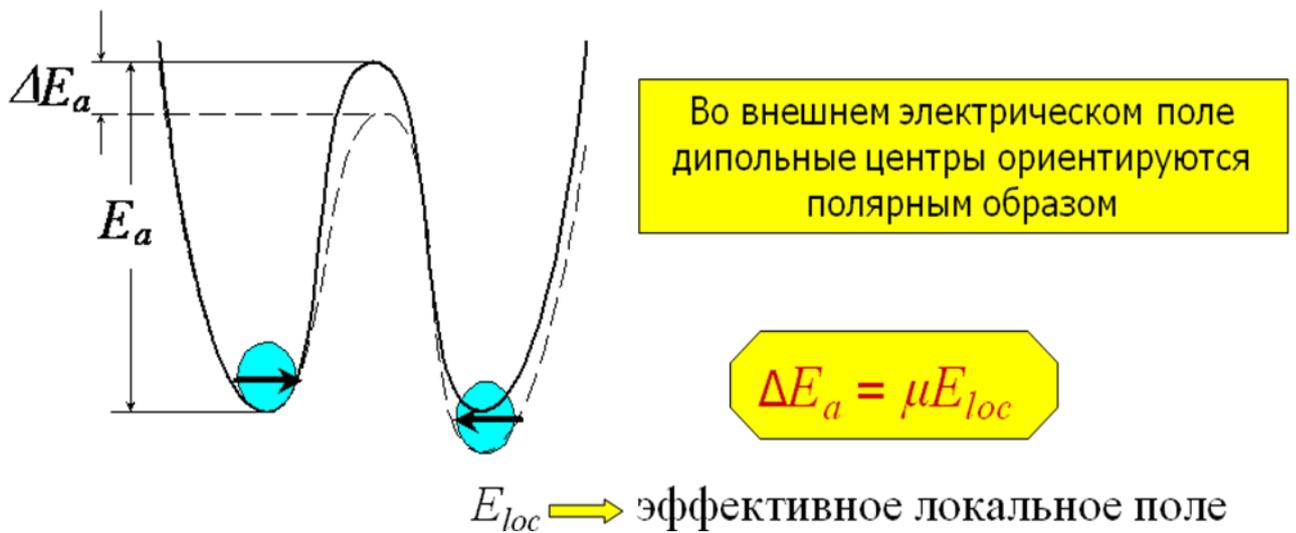


Рисунок 4.26 – Реальная переориентация в пространстве за счет приложения внешнего электрического поля

4.29 Оптическая ориентация

- Дипольный центр можно возбудить линейно-поляризованным светом
- Эффективное сечение возбуждения обычно анизотропно: оно зависит от состояния поляризации света

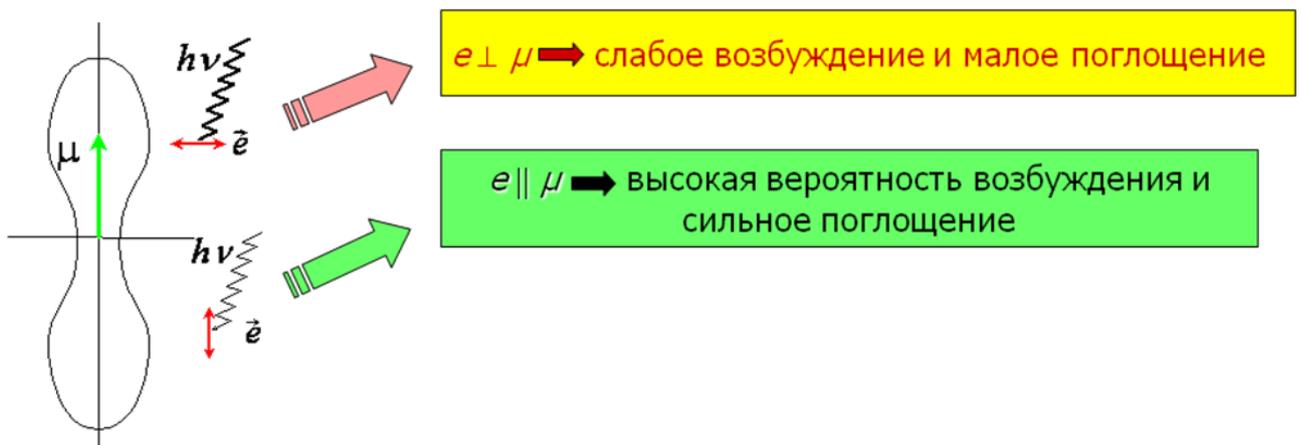


Рисунок 4.27 – Оптическая ориентация.

После освещения такого кристалла поляризованным светом, выстраивание диполей в одном направлении можно достичь, но как при этом изменится поляризация кристалла?

4.30 Физический механизм выравнивания диполей

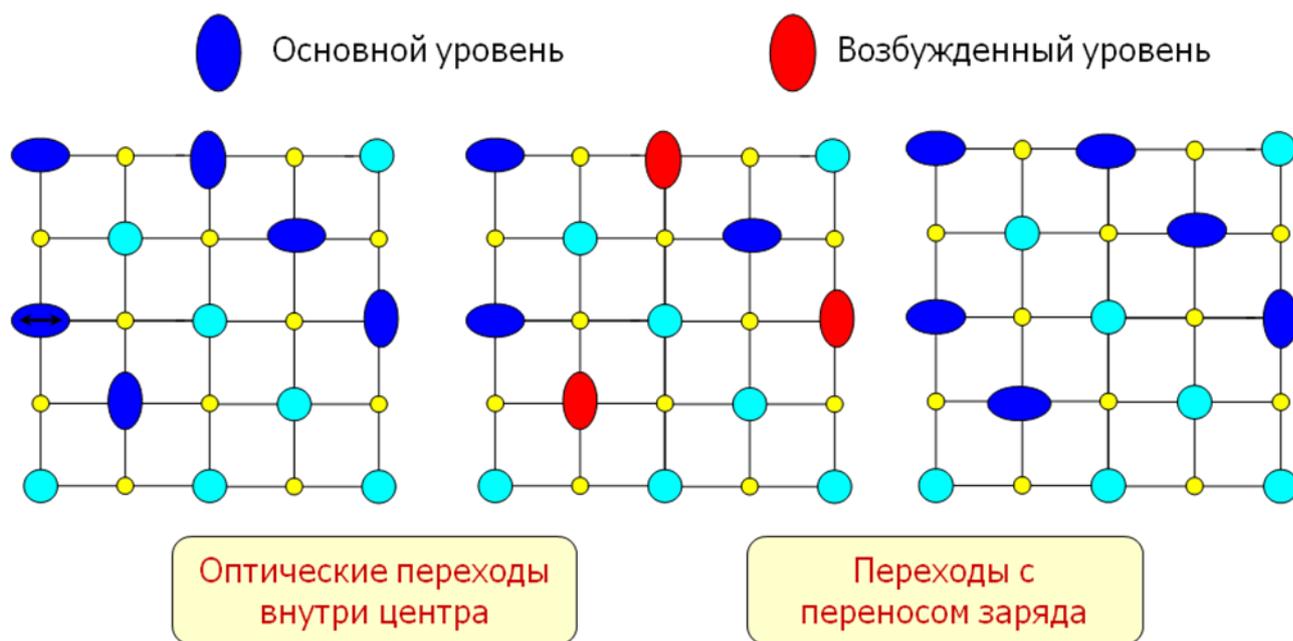


Рисунок 4.28 – Перескок центров.

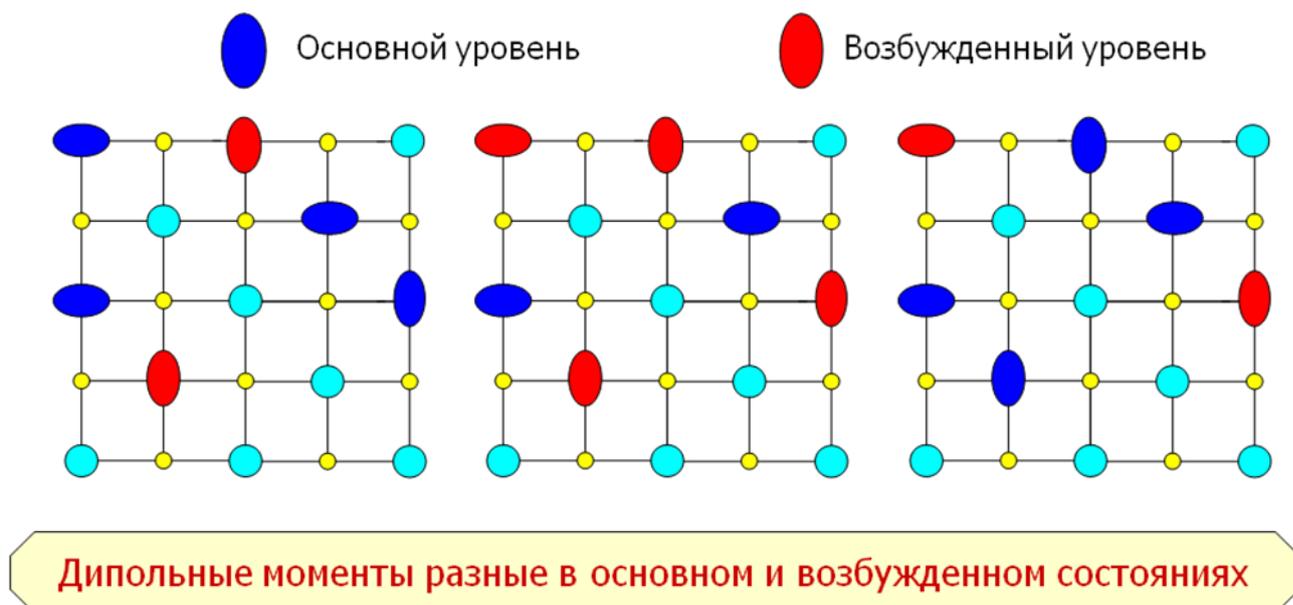
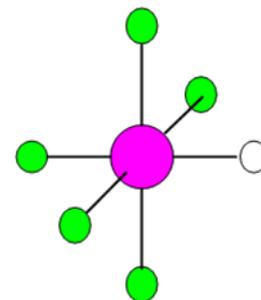


Рисунок 4.29 – Разница в сечении фотовозбуждения в предположении равновероятной рекомбинации.

4.31 Выстраивание полярным образом

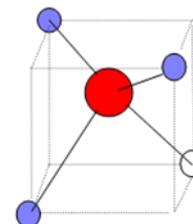
А. Симметричные дипольные центры [110]

Отсутствие поляризации кристалла потому что концентрация центров с $+\mu$ равна концентрации с $-\mu$



В. Асимметричные центры [111]

Кристалл будет поляризован, т.к. концентрация центров с $+\mu$ будет выше, чем с $-\mu$



При прохождении света вдоль оси [001] с линейной поляризацией вдоль [110]:

$$\begin{aligned} \sigma_+ &= \sigma_{\parallel} \\ \sigma_- &= \frac{2}{3}\sigma_{\parallel} + \frac{1}{3}\sigma_{\perp} \end{aligned}$$

Рисунок 4.30 – Выстраивание полярным образом.

4.32 Оптическая ориентация дипольных центров (ООДЦ)

Выстраивание дипольных центров полярным образом в кристаллах с симметрией без центра инверсии приводит к появлению макроскопической поляризации образца.

Макро-поляризация кристалла

Тензор 3-го ранга

Феноменологически этот эффект похож на эффект оптического выпрямления (ОВ)

$$P_i = d_{ijk} (e_j e_k^* + e_j^* e_k) I$$

Интенсивность света

Компоненты вектора поляризации световой волны

Отличие ООДЦ от ОВ состоит в том, что реальные оптические переходы и релаксационные процессы вовлечены в ООДЦ

Рисунок 4.31 – Оптическая ориентация дипольных центров.

4.33 Микроскопическая модель

- Примесные комплексы также могут быть переориентированы. Их время релаксации примерно такое же как для А- и D- центров.
- Освещение кристалла приводит к фото-возбуждению электронов из ионизованного А- центра с зарядовым состоянием -1.
- D- центры являются основной компенсирующей примесью.
- Время жизни фотовозбужденных электронов определяется в основном концентрацией нейтральных А- центров.
- Предполагается, что дипольный момент пары с нейтральным А- центром много меньше, чем пары с заряженным центром.

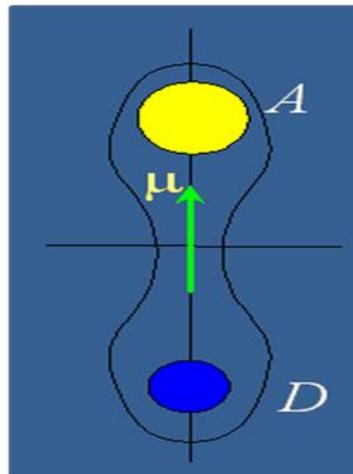


Рисунок 4.32 – Пояснение микроскопической модели.

4.34 Геометрия наблюдения ООДЦ эффекта

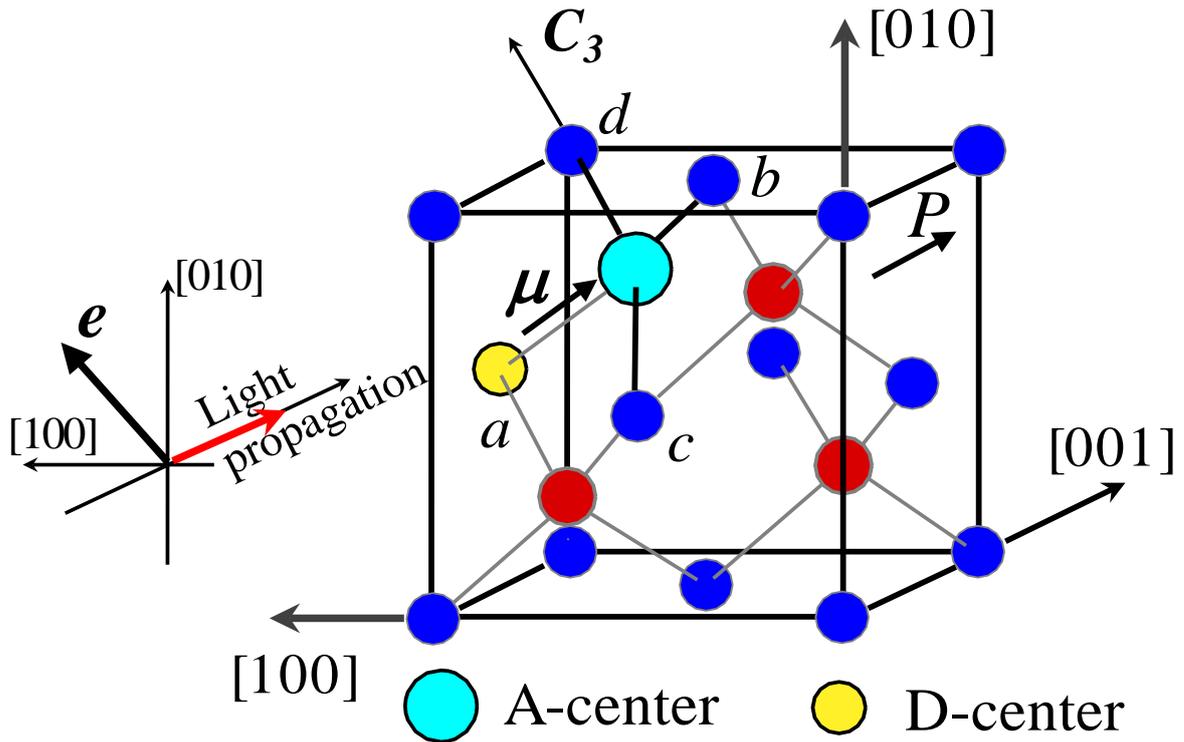


Рисунок 4.33 – Геометрия наблюдения ООДЦ эффекта.

4.35 Кинетические уравнения

Концентрация "положительных" A-D пар	"положительное" сечение захвата	Коэффициент рекомбинации и	Частота перескоков
--------------------------------------	---------------------------------	----------------------------	--------------------

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\sigma_1 N_1 I / h\nu + \gamma(N - 2N_1) / 2 - \Gamma(N_1 - N_2) \\ \frac{dN_2}{dt} &= -\sigma_2 N_2 I / h\nu + \gamma(N - 2N_2) / 2 + \Gamma(N_1 - N_2) \\ \frac{dn}{dt} &= (\sigma_1 N_1 + \sigma_2 N_2) I / h\nu - \gamma N_A^0 \\ N_1 + N_2 &\geq N - (N_A^0 + n) \end{aligned}$$

Концентрация свободных электронов	Концентрация "отрицательных" A-D пар	Общая концентрация	"отрицательное" сечение захвата
-----------------------------------	--------------------------------------	--------------------	---------------------------------

Рисунок 4.34 – Кинетические уравнения.

4.36 Решение кинетических уравнений

$$\Delta N_{ST} \cong N \Delta \sigma \tau_{rel} I / h \nu$$

$$\tau_{rel} = \left(2\Gamma + \sigma_0 N I / N_A^0 h \nu \right)^{-1}$$

Индукцированная поляризация: $P_{ST} = \mu \Delta N_{ST} / \sqrt{3} = b_{14} I$

Оценки ООДЦ:

Для оптического выпрямления:

with $\mu = 1.6 \times 10^{-29}$ Cm
we get $b_{14} = 1.5 \times 10^{-16}$ V⁻¹s

$$d_{14}^* = 10^{-19} \text{ V}^{-1}\text{s}$$

Рисунок 4.35 – Решение кинетических уравнений.

4.37 ООДЦ при импульсном освещении

Генерируется переходной ток: $J_d = dP/dt$. Изменение поляризации света приводит к изменению знака тока через кристалл.

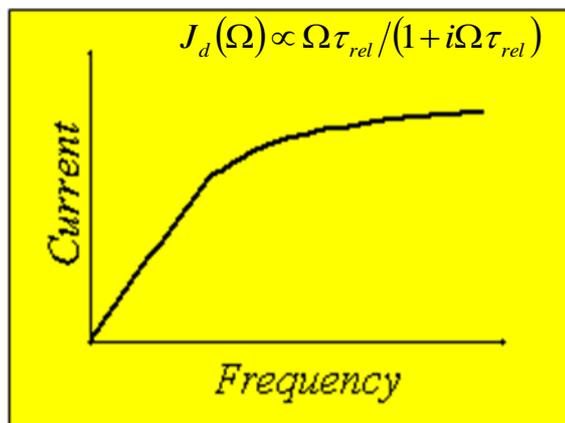


Рисунок 4.36 – Частотная характеристика.

Форма электрического тока повторяет форму ультракороткого светового импульса. ООДЦ может быть использован для измерения ультракоротких светового импульсов.

$$I = 10^{10} \text{ W/cm}^2 + \Delta t = 10^{-12} \text{ s} \Rightarrow J = 4 \times 10^2 \text{ A/cm}^2$$

4.38 Экспериментальное наблюдение ООДЦ

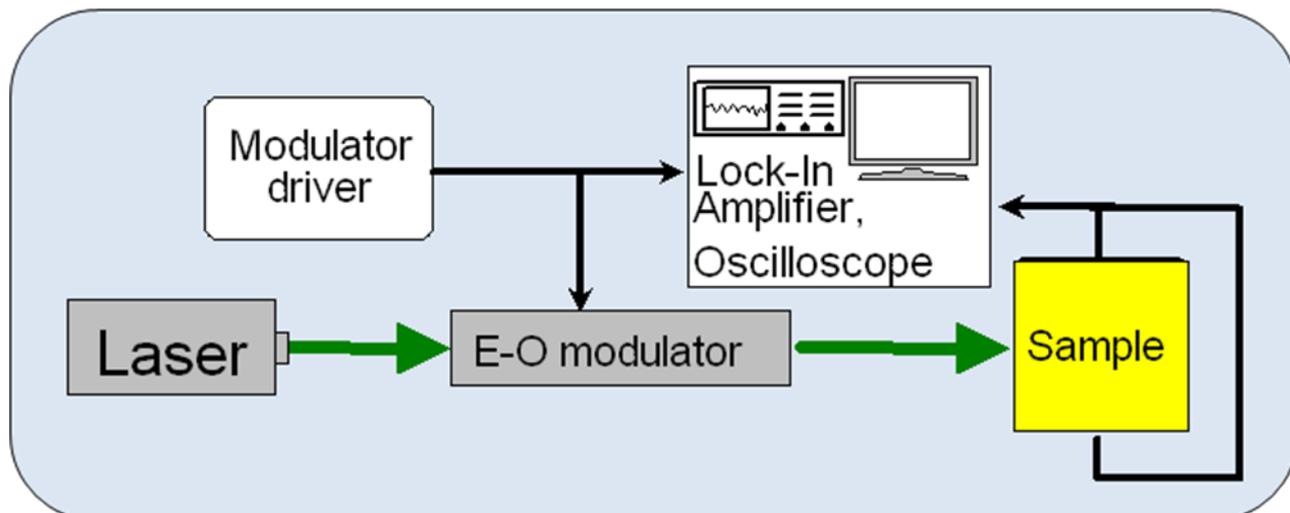


Рисунок 4.37 – Схема для наблюдения ООДЦ.

- Кристалл освещался непрерывным CW Nd:YVO₄ лазером на длине волны 532 нм с выходной мощностью до 2Вт.
- Поляризация лазерного луча переключалась с частотой 40 Гц – 40 кГц с помощью электрооптического модулятора. При этом мощность луча оставалась неизменной.
- Исследованные образцы: Bi₁₂SiO₂₀, Bi₁₂TiO₂₀
- Ток измерялся селективным усилителем или осциллографом.

4.39 Геометрия эксперимента

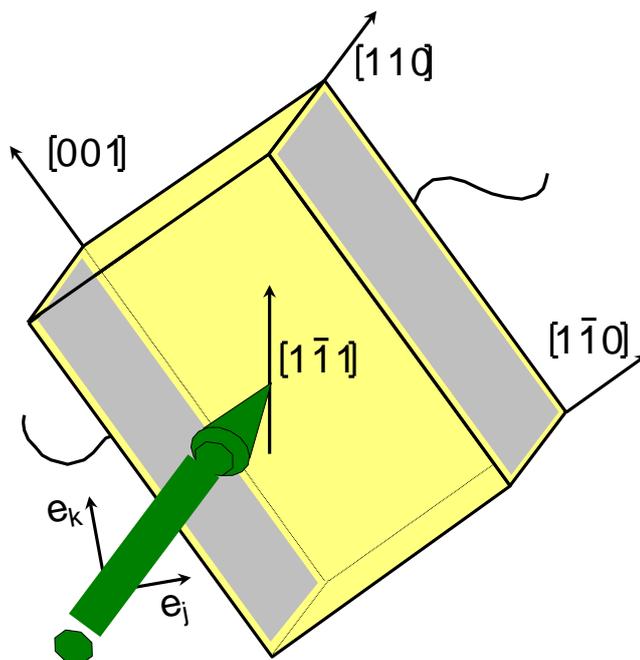


Рисунок 4.38 – Геометрия эксперимента.

- Кристалл, в котором был обнаружен ООДЦ эффект: $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, выращенный в атмосфере, не содержащей кислорода (BSO-14).
- Размеры образца: $1.9 \times 5 \times 6.4 \text{ мм}^3$.
- Когда плоскость поляризации лазерного луча составляла угол в 33 градуса с осью [001], вектор поляризации параллелен оси [111].

4.40 Частотная зависимость тока через кристалл

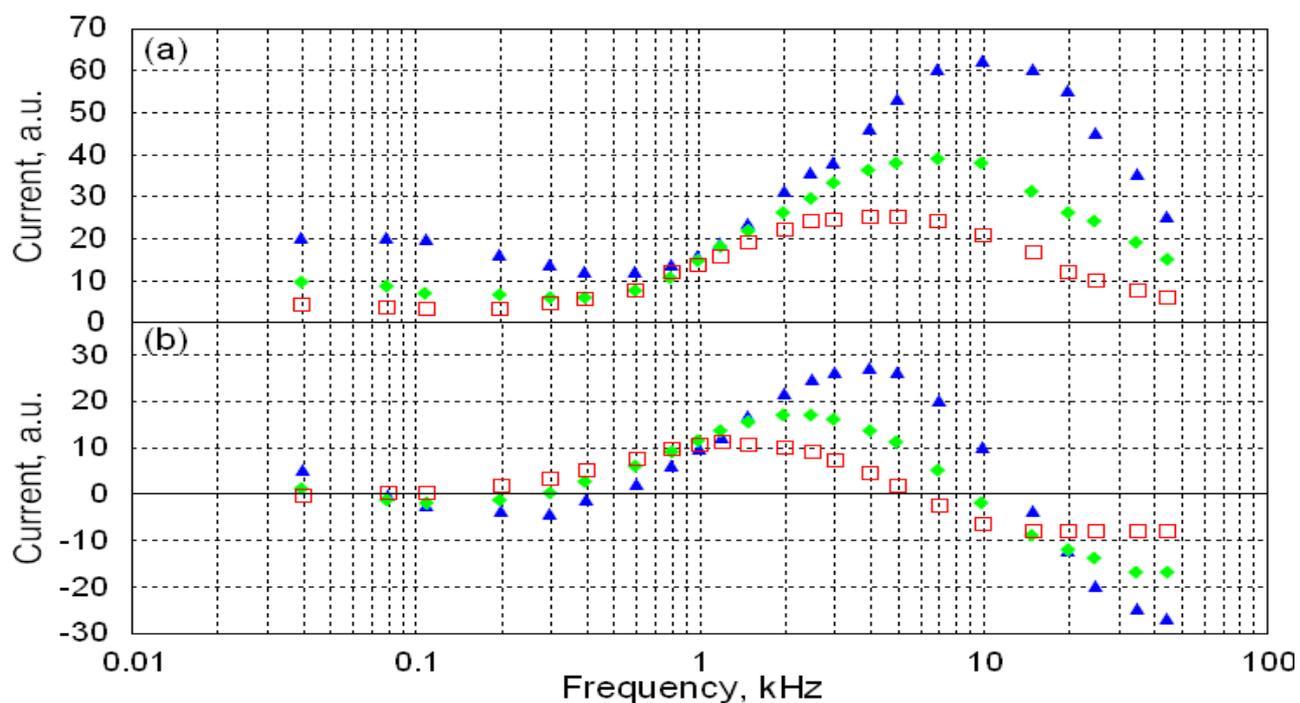


Рисунок 4.39 – Частотная зависимость тока через кристалл. Красные квадраты – 0.065 Вт/см^2 ; Зеленые ромбы – 0.13 Вт/см^2 ; Голубые треугольники – 0.26 Вт/см^2 .

4.41 Обсуждение эксперимента

1. Свето-индуцированный ток через кристалл наблюдается при модуляции состояния поляризации падающего луча. Важно подчеркнуть, что мощность лазерного луча оставалась неизменной благодаря использованию электро-оптического модулятора.
2. В таких условиях ток может возникать за счет только трех физических эффектов:
 - А. Фотогальванический эффект (ФГ)
 - В. Эффект оптического выпрямления (ОВ)
 - С. Эффект оптической ориентации дипольных центров (ООДЦ)

3. Эффекты ФГ и ОВ не могут иметь резонансов на частотах 0.1 – 10 кГц.
4. **Резонансный характер частотной зависимости является доказательством обнаружения ООДЦ эффекта.**
5. На частотах < 400 Гц вероятнее всего наблюдается ФГ-ток, поскольку ООДЦ-ток должен падать до нуля на низких частотах.

4.42 Релаксация поляризации кристалла

При гармонической модуляции состояния поляризации света на частоте ω ($\propto \sin \omega t$) ток смещения $J_d(\omega)$, вызванный изменением макрополяризации кристалла, зависит от частоты как:

$$J_d(\omega) = I \frac{d}{\tau_d} \left(\frac{\omega \tau_d}{1 + \omega^2 \tau_d^2} \cos \omega t - \frac{\omega^2 \tau_d^2}{1 + \omega^2 \tau_d^2} \sin \omega t \right)$$

Интенсивность света
Компонента тензора 3-го ранга

Время релаксации поляризации

В нашем образце наблюдается 3 типа дипольных центров с различными временами релаксации:

$\tau_d^{(1)} \sim 530$ мкс	при $I = 0.26$ Вт/см ²
$\tau_d^{(2)} \sim 40$ мкс	
$\tau_d^{(3)} \sim 3.5$ мкс	

Время релаксации определяется как величина, обратная частоте в экстремумах на квадратурной кривой частотной зависимости тока (см. стр. 27)

4.43 Дополнительные доказательства обнаружения ООДЦ эффекта

Для существования ООДЦ эффекта требуется наличие разного сечения захвата фотонов для ортогональных состояний поляризаций (линейный дихроизм).

Эксперименты по измерению линейного дихроизма были проведены на том же самом образце. Наблюдаемый свето-индуцированный линейный дихроизм свидетельствует о возможности оптической переориентации дипольных центров в данном кристалле.

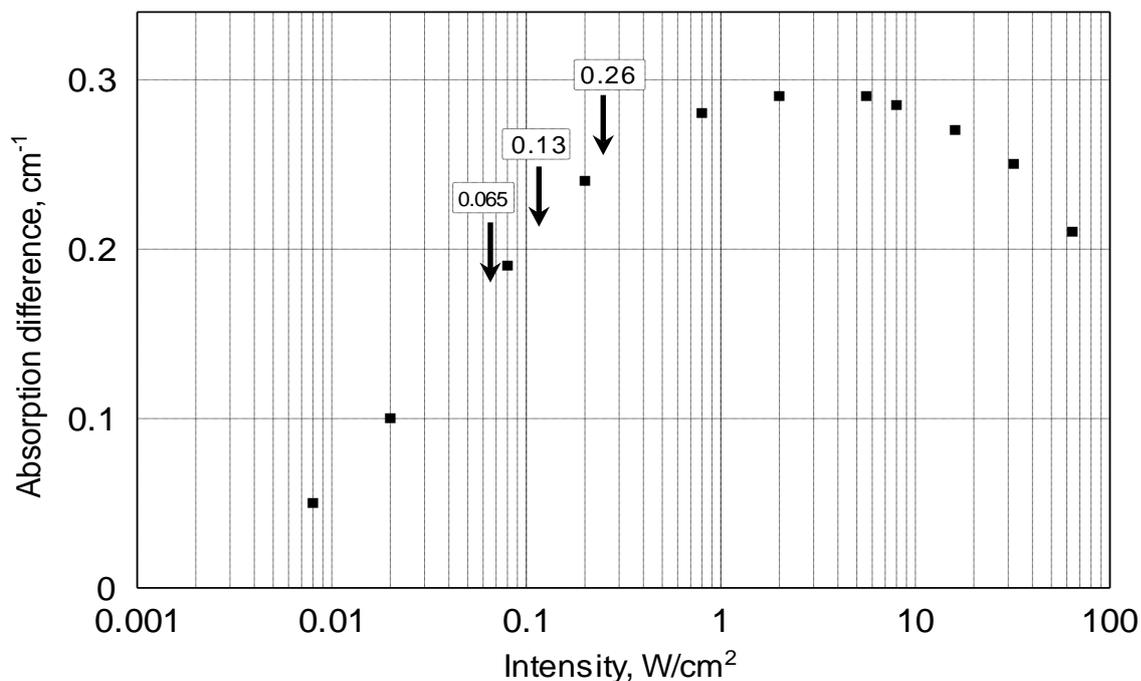


Рисунок 4.40 – Обнаружение линейного дихроизма.

4.44 Выводы и ближайшие перспективы

Выводы:

- Впервые обнаружен фотогальванический эффект в кристаллах силленитов ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) при их освещении наносекундными импульсами.
- Впервые обнаружен электрический отклик кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, зависящий от поляризации света, при их освещении одиночным импульсом в 100 фемтосекунд.
- Поляризации образца, индуцированные вследствие ООДЦ эффекта, могут значительно превышать те, которые возникают за счет эффекта оптического выпрямления.
- Электрический отклик кристаллов на сверхкороткие световые импульсы может быть вызван как эффектом ФГЭ, так и эффектом ООДЦ.

Перспективы:

- Создание коррелятора фемтосекундных импульсов света на кристалле ВТО-61.

- Поиск других кристаллов из той же группы симметрии (к примеру, CdTe или GaP) на предмет обнаружения в них электрического отклика на фемтосекундный импульс.
- Оптимизация формы образца и его соединения с измерительным устройством.

5 Подготовка статей для публикации в ведущих российских и зарубежных изданиях

По результатам выполненных работ подготовлена статья к публикации в журнале Optics Express [4] (копия научной публикации приложена отдельным документом).

6 Подготовка научно-методических материалов для учебно-методического пособия по курсу «Взаимодействие лазерного излучения с веществом»

В ходе выполнения проекта подготовлены научно-методические материалы для учебно-методического пособия «Взаимодействие излучения с веществом» – разработано руководство по выполнению курсового проекта по теме «Расчет электрооптического модулятора на основе эффекта Погкельса», выполняемого в рамках одноименного курса «Взаимодействие излучения с веществом». Целью выполнения курсового проекта является систематическое изучение эффектов, сопровождающих взаимодействие излучения с нелинейными оптическими средами и освоение методики расчета параметров электрооптического модулятора света на основе одноосного двулучепреломляющего кристалла. В руководстве по выполнению курсового проекта ставится четкая задача по расчету электрооптического модулятора, задаются исходные физические параметры, значения которых определяются из таблицы вариантов. Руководство содержит теоретическую часть, излагающую суть физических явлений, сопровождающих распространение света в анизотропной диэлектрической среде на основе формализма тензорного анализа. Рассматриваются понятия оптических осей кристалла, нормальной поверхности, главных значений показателя преломления, эллипсоида показателя преломления (оптической индикатрисы). Дается подробный теоретический анализ распространения света в одноосных кристаллах. В общем виде рассмотрен электрооптический эффект; вводятся электрооптические коэффициенты в тензорном виде. Подробно рассмотрен линейный электрооптический эффект. Приводятся примеры расчета электрооптического эффекта в кристаллах дигидрофосфата калия KH_2PO_4 (KDP) (группа симметрии $-42m$) и ниобата лития LiNbO_3 (группа симметрии $3m$). Дана методика расчета электрооптического модулятора на основе одноосного электрооптического кристалла. Руководство сопровождается обширным справочным материалом, представляющим подробную информацию о сопутствующих классах и группах

оптической симметрии кристаллов, соответствующих им тензорам электрооптических коэффициентов, а также значениях линейных электрооптических постоянных и показателей преломления для широкого спектра электрооптических материалов. Кроме того, в руководстве приводится перечень рекомендуемой дополнительной литературы. Учебное пособие, как и руководство по выполнению курсового проекта, предназначено для студентов, обучающихся по специальности 210103 «Квантовая и оптическая электроника», а также для аспирантов и инженеров соответствующих специальностей.

Руководство по выполнению курсового проекта по теме «Расчет электрооптического модулятора на основе эффекта Поккельса» приложено к отчету отдельным документом.

7 Разработка программы внедрения результатов НИР в образовательный процесс

Программа внедрения результатов НИР в образовательный процесс включает в себя следующие мероприятия:

1. Модернизация образовательных программ.

а) Разработка нового учебного плана подготовки бакалавров по направлению 210100 «Электроника и нанoeлектроника».

б) Разработка нового учебного плана подготовки магистров по направлению 210100 «Электроника и нанoeлектроника».

в) Корректировка учебного плана подготовки инженеров по специальности 210103 «Квантовая и оптическая электроника».

г) Введение в программу подготовки магистров по направлению 210100 «Электроника и нанoeлектроника» новой учебной дисциплины «Взаимодействие излучения с веществом».

2. Модернизация учебных программ дисциплин.

а) Включение результатов НИР в учебную программу дисциплины «Оптика твердого тела».

б) Включение результатов НИР в учебную программу дисциплины «Приемники оптического излучения и фотоприемные устройства».

3. Создание высококачественных учебников и учебных пособий.

а) Издание учебного пособия по курсу «Взаимодействие лазерного излучения с веществом».

б) Издание нового учебного пособия по курсу «Оптика твердого тела».

в) Издание нового учебного пособия по курсу «Приемники оптического излучения и фотоприемные устройства».

г) Издание нового учебного пособия по курсу «Материалы и элементы квантовой и оптической электроники».

4. Развитие материальной базы учебного процесса

Создание новой лабораторной работы «Фотогальванический эффект, индуцированный ультракороткими световыми импульсами в

нецентросимметричных кристаллах» для лабораторного практикума по курсу «Оптика твердого тела»

5. Развитие фундаментальных исследований и важнейших прикладных работ по тематике учебно-научных центров

а) Формирование новой тематики исследований научно-образовательного центра «Лазерная физика» при Институте автоматики и процессов управления ДВО РАН направленных на дальнейшее развитие методик исследования новых перспективных нелинейно-оптических материалов, предназначенных для использования в оптоэлектронных системах, а также создание детекторов ультракоротких импульсов, сверхвысокоскоростных систем связи, а также сверхбыстродействующих систем обработки оптической информации.

б) Организация дипломного проектирования студентов направления 210100 «Электроника и микроэлектроника» Дальневосточного государственного технического университета (ДВПИ имени В.В.Куйбышева), выполняемому в рамках НИР, посвященным дальнейшему исследованию фотогальванического эффекта в фоторефрактивных кристаллах.

6. Повышение квалификации преподавателей вуза в научных организациях

а) Использование результатов НИР для организации стажировок преподавателей кафедры квантовой и оптической электроники Дальневосточного государственного технического университета в ИАПУ.

б) Привлечение преподавателей к работе научных семинаров по результатам исследования фотогальванического эффекта, возникающего в неполярных пьезоэлектрических кристаллах при их освещении ультракороткими лазерными импульсами.

Заключение

Таким образом, в ходе выполнения настоящего этапа НИР получены следующие основные результаты.

Проведены дополнительные экспериментальные исследования фотогальванического эффекта, возникающего в неполярных пьезоэлектрических кристаллах ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) при их освещении лазерными импульсами нано- и фемтосекундной длительности с различными типами поляризации, с целью уточнения физико-математической модели эффекта. Найдено оптимальное соотношение параметров светового пучка и параметров кристалла. Показано, что оптимальным является соотношение, при котором диаметр светового пятна на кристалле совпадает с межэлектродным расстоянием или превышает его в $1 \div 1,7$ раза, при этом ФГ ток составляет не менее 90% от максимального значения. Введен параметр M_s , учитывающий основные параметры конкретного образца кристалла: геометрические размеры, показатель преломления $n_o(\lambda)$, коэффициент поглощения $\alpha(\lambda)$, оптическую активность $\rho(\lambda)$; при этом параметр M_s фактически представляет собой фотогальванический ток. Рассчитана зависимость оптимального угла входной плоскости поляризации от длины волны излучения для используемого образца, что позволило оптимально настроить кристалл. Исследовано влияние дисперсии показателя преломления кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ на точность измерений ФГЭ, при этом было установлено, что дисперсией показателя преломления можно пренебречь.

Экспериментально исследованы формы сигналов с ФГ кристаллов при их освещении нано- и фемтосекундными лазерными импульсами, при этом установлено, что кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ позволяет добиться наилучшего соотношения сигнал-шум. Экспериментально исследованы спектральные характеристики коэффициента матрицы линейного ФГЭ и постоянной Гласса в

диапазоне длин волн от 410 до 670 нм. Определено, что постоянная Гласса исследуемого кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (выращенного в бескислородной среде) больше чем у типичных кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ($0,5 \cdot 10^{-9}$ см/В), но меньше, чем для BSO кристаллов, отожженных в вакууме ($50 \cdot 10^{-9}$ см/В). Измерена люкс-амперная характеристика кристалла при работе с излучением фемтосекундного лазера, которая подтвердила линейность в диапазоне от 0 до 0,36 мДж. Проведено исследование поляризационных зависимостей кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при его освещении фемтосекундными импульсами с длиной волны 800 нм. Установлено, что облучение кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ излучением из ИК области спектра приводило к устойчивым изменениям свойств кристалла, связанным, по всей видимости, с фотовольтаическим эффектом. Определено, что эти изменения могут быть сняты длительным облучением кристалла излучением из сине-зеленой области спектра.

Реализован макет автокоррелятора, построенного с использованием фотогальванического эффекта. Работа макета апробирована для исследований импульсов фемтосекундного лазера. С помощью реализованного детектора впервые была измерена длительность фемтосекундного импульса на длине волны 400 нм. Экспериментальное значение длительности импульса составило 95 фс.

Проведен анализ и обобщение полученных результатов. Отмечено, что в рамках НИР впервые обнаружен фотогальванический эффект в кристаллах силленитов ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) при их освещении наносекундными (3 нс) и фемтосекундными (100 фс) импульсами. Выработаны рекомендации по дальнейшему развитию работ данного направления.

Разработаны научно-методические материалы для лекционных и практических занятий по теме «Явление оптической ориентации дипольных центров, ФГЭ и их применение». Подготовлено руководство по выполнению курсового проекта по теме «Расчет электрооптического модулятора на основе эффекта Поккельса» для учебно-методического пособия «Взаимодействие

лазерного излучения с веществом». Разработана программа внедрения результатов НИР в образовательный процесс.

Все задачи настоящего этапа НИР выполнены полностью.

По результатам выполненных работ подготовлена статья к публикации в журнале Optics Express [4] (копия научной публикации приложена отдельным документом).

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Стурман Б. И., Фридкин В. М. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1992. – 208 с.
2. V. Tassev, G. Diankov, and M. Gospodinov. Optical activity of doped and codoped $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystal// J. Opt. Soc. Am. B. – 1997. – V. 14. – P. 1761-1764.
3. R. E. Aldrich, S. L. Hou, and M. L. Harvill. Electrical and optical properties of $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ // J. Appl. Phys. – 1971. – V.42. – P. 493-494.
4. Roman V. Romashko, Alexander I. Grachev, Yuri N. Kulchin, and Alexei A. Kamshilin. Fast photogalvanic response of a $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystal// Optics Express, 2010 (to be published).