

УДК 548.73

РАЗДЕЛЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ ДЕФОРМАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ С ПОМОЩЬЮ ВРЕМЯРАЗРЕШАЮЩЕЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ

© 2022 г. Ф. С. Пиляк^{1,*}, А. Г. Куликов^{1,2}, Ю. В. Писаревский^{1,2},
А. Е. Благоев^{1,2}, М. В. Ковальчук^{1,2}

¹ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Москва, Россия

² Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*E-mail: FPilyak@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.02.2022 г.

После доработки 25.03.2022 г.

Принята к публикации 25.03.2022 г.

Отмечено разнообразие эффектов, приводящих к деформации кристаллов при освещении. Предложен методический подход к исследованию процессов формирования фотоиндуцированных деформаций в кристаллах без центра симметрии, основанный на применении времяразрешающих рентгенодифракционных методик. С помощью экспериментальных измерений с миллисекундным временным разрешением, дополненных математическими расчетами, разделены вклады пьезофотовольтаического и пирозлектрического эффектов, теплового расширения и оптического выпрямления в общую картину деформаций кристалла при освещении. Определены ключевые параметры описанных деформационных вкладов для их эффективного применения.

DOI: 10.31857/S0023476122050125

ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных направлений в микроэлектронике является стрейнотроника, в основе которой лежит управление функциональными свойствами материалов при помощи деформаций [1]. Например, активно создаются прототипы энергоэффективных элементов компьютерной памяти, использующие пьезоэлектрическую деформацию в многослойных структурах для управления намагниченностью [2, 3].

В настоящее время разрабатываются и применяются различные способы создания деформаций, основанные на внешних электрических [4] и магнитных воздействиях [5]. Один из многообещающих подходов основан на создании деформаций с помощью оптического воздействия и позволяет добиться высокой степени локализации и скорости формирования деформаций [6].

Большой интерес вызывает возможность создания фотоиндуцированных деформаций с помощью комбинации фотовольтаического и пьезоэлектрического эффектов. Так, в [7, 8] по изменению рентгеновских дифракционных картин в кристаллах $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ при освещении регистрировались деформации величиной до $\sim 3 \times 10^{-4}$ со временем формирования в несколько десятков минут. Имеющиеся на тот момент методические

и инструментальные ограничения не позволили провести детальный анализ механизмов формирования деформаций. В [9] исследовано пространственное распределение фотоиндуцированных деформаций с минутным временным разрешением в том же кристалле с использованием синхротронного излучения. При этом временное разрешение применяемой методики не позволяет обнаружить возможное наличие более быстрых деформационных процессов. В [10] проведены исследования фотоиндуцированных деформаций в $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ с помощью времяразрешающих рентгенодифракционных методов, при этом удалось выделить сразу несколько быстропротекающих процессов секундной и субсекундной динамики. Полученные результаты показывают, что при освещении могут наблюдаться различные типы деформаций (по величине и времени формирования), каждый из которых может найти свое применение, однако более детального анализа механизмов формирования фотоиндуцированных деформаций проведено не было.

В настоящей работе отмечено разнообразие эффектов, способных вызывать деформации в нецентросимметричных кристаллах при воздействии лазерного излучения. Проведено разделение вкладов фотоиндуцированных эффектов в общую картину деформаций по времени протека-

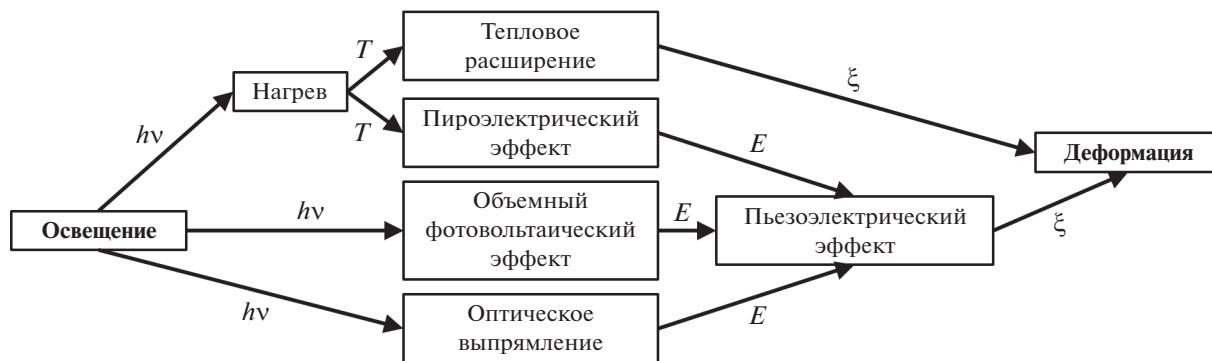


Рис. 1. Схематическое представление процессов формирования деформаций ξ в нецентросимметричных кристаллах при освещении; $h\nu$ – энергия квантов света, T – температура, E – электрическое поле.

ния. На примере $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ определена величина возникающих деформаций с помощью комбинации времязрешающей рентгеновской дифрактометрии, электрофизических измерений и теоретических оценок с учетом известных физических констант, определяющих фотовольтаические, пьезоэлектрические, пироэлектрические свойства, а также характеризующих тепловое расширение и эффект оптического выпрямления.

ОСНОВНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ ДЕФОРМАЦИЙ

Существует множество механизмов формирования фотоиндуцированных деформаций в кристаллических материалах (рис. 1). При высоких интенсивностях лазерное излучение способно приводить к разрушению кристалла. В настоящей работе рассмотрим случай, при котором интенсивность освещения много меньше порогового значения $J \ll J_{\text{порог}}$, характеризующего лучевую прочность материала [11].

Наиболее тривиальным фотоиндуцированным процессом является тепловое расширение кристаллической решетки. В результате нагрева кристалла на величину ΔT в его объеме возникает поле деформаций, характеризуемое тензором второго ранга ξ_{ij} . Тензорные компоненты деформаций в первом приближении определяются как [12]:

$$\xi_{ij} = \alpha_{ij} \Delta T = \alpha_{ij} \frac{J}{c_t} (1 - e^{-\mu l}) S t, \quad (1)$$

где α_{ij} – компоненты тензора линейного теплового расширения, J – интенсивность падающего на кристалл лазерного излучения, c_t – удельная теплоемкость кристалла, μ – коэффициент поглощения электромагнитного излучения веществом при данной длине волны освещения, l – толщина кристалла, S – площадь пятна засветки, t – время освещения.

В общем случае возникающее в нецентросимметричных кристаллах электрическое поле E приводит к возникновению деформаций за счет обратного пьезоэлектрического эффекта [12]:

$$\xi_{ij} = d_{ijk} E_k, \quad (2)$$

где d_{ijk} – тензор пьезоэлектрических коэффициентов.

В результате нагрева и теплового расширения в кристаллах некоторых классов симметрии возникает добавочное значение поляризации и, как следствие, электрическое поле E_{py} – пироэлектрический эффект (рис. 2):

$$E_{py} = -p \frac{\Delta T}{\epsilon \epsilon_0} = -p \frac{J (1 - e^{-\mu l}) S t}{c_t \epsilon \epsilon_0}, \quad (3)$$

где p – пироэлектрический коэффициент, ϵ – диэлектрическая проницаемость материала, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная.

Другой механизм формирования фотоиндуцированных деформаций в нецентросимметричных кристаллах связан с объемным фотовольтаическим эффектом (ОФЭ) [13]. Данный эффект обусловлен инжекцией носителей заряда (электронов) при поглощении лазерного излучения и формированием электрического поля высокой напряженности (до нескольких кВ/мм) вследствие миграции электронов вдоль полярного направления (рис. 3). При этом происходят термализация электронов и возникновение полярной проводимости, приводящей к деформации кристалла, которую также следует учитывать. Время термализации электронов составляет $\sim 10^{-14}$ с [14].

Напряженность электрического поля, формируемого в результате ОФЭ, определяется как

$$E_{sat} = \frac{I}{\sigma} = \frac{\mu G J}{\sigma_a + \sigma_{ph}(J)}, \quad (4)$$

где I – плотность фотоиндуцированного тока в кристалле, равная произведению коэффициента

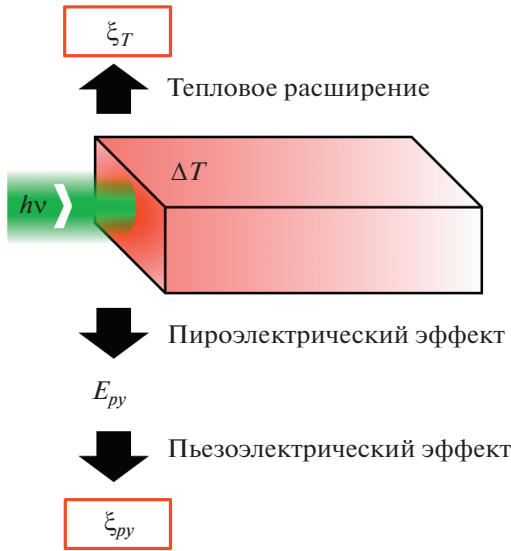


Рис. 2. Схема эффектов, вызываемых нагревом кристалла на ΔT за счет поглощения излучения. Тепловое расширение решетки вызывает деформацию ξ_T . В результате пироэлектрического эффекта возникает добавочное значение поляризации кристалла, формирующее электрическое поле E_{py} , которое в свою очередь вызывает пьезоэлектрическую деформацию ξ_{py} .

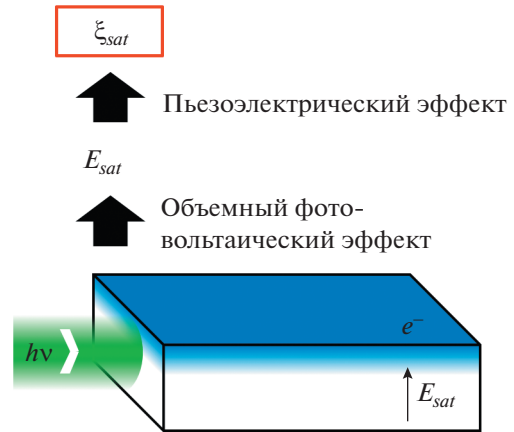


Рис. 3. Схема пьезофотовольтаического эффекта. В результате миграции инжектированных носителей заряда (термализованных e^-), обусловленной объемным фото-вольтаическим эффектом, возникает электрическое поле E_{sat} , приводящее к пьезоэлектрической деформации ξ_{sat} .

поглощения, константы Гласса G [15] и интенсивности освещения; σ – проводимость кристалла, являющаяся суммой темновой проводимости σ_d и фотопроводимости σ_{ph} , линейно зависящей от интенсивности освещения [16]. Из конечного выражения видно, что при последовательном повышении интенсивности лазерного излучения напряженность фотоиндуцированного электрического поля будет стремиться к конечному значению [17]. Данный процесс характеризуется временем релаксации Максвелла $\tau_M = \epsilon\epsilon_0/\sigma$.

Еще один механизм формирования фотоиндуцированных деформаций, наблюдаемый в нелинейных оптических кристаллах, обусловлен эффектом оптического выпрямления (англ. *optical rectification*), являющимся частным случаем эффекта сложения частоты (рис. 4) [18].

Напряженность электрического поля E_{OR} , образованного в результате эффекта оптического выпрямления, зависит от нелинейных свойств среды и интенсивности падающего излучения:

$$E_{OR} = \frac{\chi^{(0)} E^{(\omega)} E^{(\omega)}}{\epsilon - 1} = \frac{2J\chi^{(0)}}{cn\epsilon_0(\epsilon - 1)}, \quad (5)$$

где $\chi^{(0)}$ – нелинейная восприимчивость второго порядка для нулевой частоты, $E^{(\omega)}$ – напряженность поля электромагнитной волны с частотой ω , c – скорость света, n – показатель преломления. Время релаксации электронной поляризуемости, ответственной за оптическое выпрямление, связано с характерным временем взаимодействия

световой волны со средой и лежит в диапазоне $10^{-16} - 10^{-14}$ с [19].

Учет и разделение вкладов каждого из перечисленных выше эффектов могут быть реализованы совокупностью расчетов и экспериментальных измерений, что требует знания значений соответствующих физических констант и коэффициентов для исследуемого кристалла.

МЕТОДИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Методы рентгеновской дифрактометрии. Измерения при воздействии внешнего электрического поля и лазерного излучения были реализо-

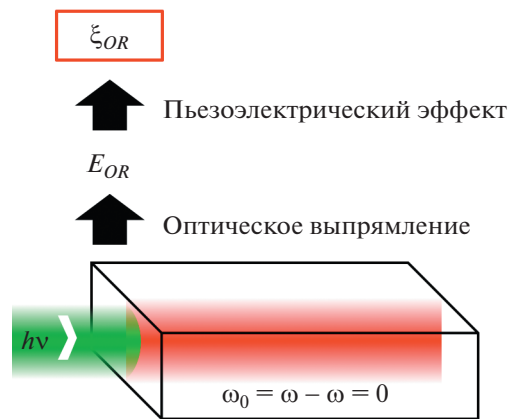


Рис. 4. Схема эффекта оптического выпрямления. В среде с нелинейным откликом оптическое излучение частотой ω приводит к формированию второй волны равной частоты. Взаимодействие этих двух волн приводит к образованию электрического поля с разностной частотой ($\omega_0 = 0$) – постоянного электрического поля E_{OR} . Это поле за счет пьезоэлектрического эффекта вызывает деформацию ξ_{OR} .

ваны с помощью метода высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии.

Рентгеновская дифрактометрия представляет собой эффективный инструмент для исследования динамики формирования деформаций в кристаллических материалах в условиях внешних воздействий за счет высокой чувствительности к смещению атомов кристаллической решетки, а также неразрушающего и бесконтактного способа получения информации об объекте. Ранее методы двух- и трехкристалльной рентгеновской дифрактометрии хорошо зарекомендовали себя при изучении пьезоэлектрических свойств функциональных кристаллов [20, 21], процессов, вызванных миграцией носителей заряда ионного типа в перспективных материалах [22–24], ультразвуковых нагрузок [25–27], статических и динамических механических воздействий [28, 29].

Метод высокоразрешающей дифрактометрии подразумевает измерение кривых дифракционного отражения (КДО) и их последующий анализ. Кривая дифракционного отражения определяется рядом параметров, характеризующих реальную структуру кристалла, таких как форма пика, интегральная интенсивность, полуширина, а также его угловое положение θ_B . Последний параметр, угол Брэгга, зависит от межплоскостного расстояния d .

Возникающие в кристалле деформации могут быть выражены через изменение Δd , измерены путем сканирования КДО соответствующего рефлекса по углу θ и затем количественно определены по смещению дифракционного пика $\Delta\theta$ с учетом известных значений d и длины волны рентгеновского излучения λ [30]:

$$\xi = \frac{\Delta d}{d} = -\operatorname{ctg} \theta_B \Delta\theta = -\Delta\theta \sqrt{\frac{4d^2}{\lambda^2} - 1}. \quad (6)$$

Для наблюдения динамики формирования деформаций требуется использование рентгенодифракционных методик с соответствующим временным разрешением. Данное временное разрешение достижимо при измерении серии временных зависимостей интенсивности $I(t)$ дифрагированного образцом излучения в условиях импульсного освещения кристалла. Такие временные зависимости записываются для каждого положения образца при угловом сканировании в окрестности угла Брэгга. Полученный трехмерный массив данных “интенсивность–угол–время” $I(\theta, t)$ обрабатывается путем аппроксимации дифракционных пиков для каждого момента времени заданной аналитической функцией, например псевдо-Войта. Полученный результат представляет собой динамику изменения параметров КДО при воздействии лазерного излучения. Данная методика реализуется за счет синхронизации оптической системы возбуждения с многока-

нальным анализатором детектора. Временное разрешение, достижимое в ходе эксперимента, ограничивается минимальной длительностью канала детектора и интенсивностью падающего рентгеновского пучка и может достигать субмикросекундных значений на лабораторном источнике [31]. Отметим, что описанная времяразрешающая методика применима только в случае, когда изучаемые процессы имеют полностью обратимый характер.

Частная вариация данной методики – измерение интенсивности в одной заданной точке на склоне дифракционного пика [32] – реализуется в режиме постоянной генерации лазерного излучения. Условием применимости такого подхода является стабильность формы КДО в ходе воздействия. Первоначально проводится измерение КДО методом традиционной рентгеновской дифрактометрии для определения ее профиля. Зная первоначальный профиль КДО, по интенсивности дифрагированного излучения в заданной точке кривой восстанавливается положение пика в процессе воздействия. Данная методика позволяет получить временную зависимость положения пика КДО за гораздо меньшее время, что дает преимущество в случае исследования длительных релаксационных процессов. В данной работе, исходя из характерной динамики наблюдаемых процессов и в связи с необходимостью накопления достаточной статистики сигнала, заданное временное разрешение составило 100 мс.

Схема измерений. Исследование процессов формирования фотоиндуцированных деформаций является сложной задачей, требующей ряда предварительных измерений. В первую очередь следует определить электрофизические характеристики экспериментального образца, а именно величины фотоиндуцированного тока и напряжения в исследуемом кристалле, а также его проводимость.

Далее проводятся исследования поведения кристалла при воздействии внешнего электрического поля. Полученные данные позволяют экспериментально определить влияние внешнего электрического воздействия на кристалл, в частности величину пьезоэлектрической деформации и возможные эффекты, вызванные перемещением заряженных дефектов.

Затем проводится ряд исследований при воздействии лазерного излучения методами рентгеновской дифрактометрии, в том числе с временным разрешением. Последующий анализ полученных данных с учетом математических оценок позволяет определить физические процессы, вызывающие деформацию кристаллической решетки, а также разделить их по кинетике протекания.

Рентгенодифракционные измерения были реализованы с помощью экспериментального стенда (рис. 5) на базе трехкристалльного рентгенов-

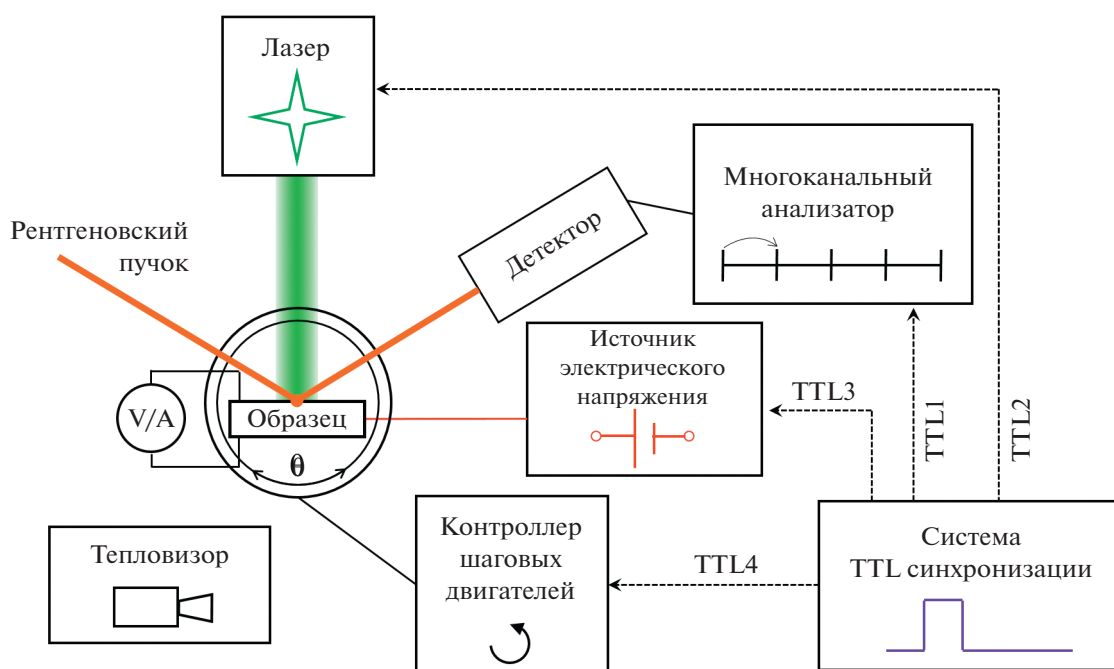


Рис. 5. Принципиальная схема экспериментального стенда для исследования процессов формирования фотоиндуцированных деформаций, включающая в себя основные инструменты для реализации времяразрешающей рентгенодифракционной методики и электрофизических измерений. TTL1–TTL4 – управляющие TTL-сигналы, подаваемые на модули экспериментального стенда для автоматизации экспериментальных измерений.

ского спектрометра (TPC-K) [33]. С помощью кристалла-монокроматора (высокосовершенный монокристалл кремния Si 220) выделяли наиболее интенсивную характеристическую линию с длиной волны $\lambda[\text{MoK}_{\alpha 1}] = 0.70932 \text{ \AA}$. Регистрацию рентгеновского излучения осуществляли с помощью детектора Radicon SCSD-4 со скоростью счета 5×10^5 имп/с, подключенного к быстродействующему многоканальному анализатору импульсов ORTEC Easy-MCS с минимальной длительностью канала $\tau_{\text{кан}} = 100$ нс. Измерения при воздействии внешнего электрического поля проводили с использованием высоковольтного источника Matsusada AU-5P30-L при напряженности поля $E = 2.00$ кВ/мм. Воздействие лазерным излучением осуществляли с помощью лазерного модуля Lasever LSR-520 (длина волны $\lambda = 520$ нм, интенсивность $J = 3.4$ Вт/см², площадь пятна засветки $S = 3 \times 4$ мм²). Измерительное оборудование синхронизировали посредством двухканального генератора электрических импульсов Tektronix AFG 3022B.

Проводимость кристалла определяли с помощью источника-измерителя малых величин Keithley 6587 в стандартной схеме измерений при воздействии постоянного электрического поля.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛЬНОГО ОБЪЕКТА ИССЛЕДОВАНИЙ

В качестве экспериментальных образцов использовали плоскопараллельные пластины среза (001) кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ с концентрацией примеси 0.02% размером 12×12 мм² и толщиной 1.33 мм. Синтез кристалла осуществляли по методу Чохральского в условиях воздействия внешнего электрического поля, благодаря чему образцы являлись монокристаллическими. Подготовленные кристаллические пластины были химически протравлены в 40%-ном растворе плавиковой кислоты при температуре 95°C для удаления нарушенного слоя. На лицевые стороны образцов нанесли токопроводящие серебряные контакты. На поверхности была предусмотрена свободная от напыления область диаметром 3 мм под размер лазерного пучка.

Кристалл LiNbO_3 обладает ярко выраженными пьезоэлектрическими свойствами. Значения пьезоэлектрических констант, ответственных за деформации по [001]: $d_{33} = 6.0$ пКл/Н, $d_{15} = d_{24} = 69.2$ пКл/Н [34]. Диэлектрическая проницаемость кристалла составляет $\epsilon_{33} = 28.5$ [35]. При комнатной температуре для кристалла LiNbO_3 характерен поляронный механизм проводимости [36]. Температура Кюри для данного кристалла составляет $T_C = 1157^\circ\text{C}$ [37]. Удельная электро-

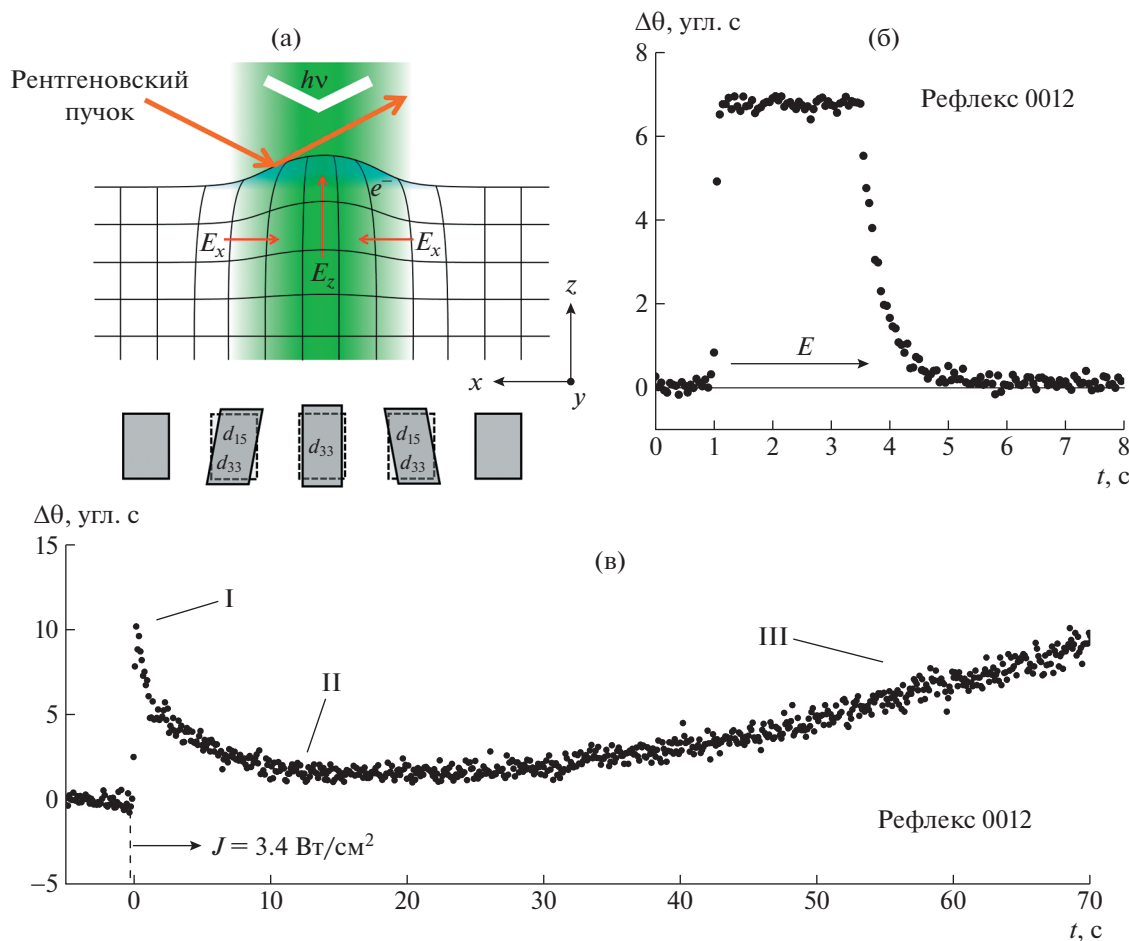


Рис. 6. Результаты измерений деформационного поведения кристалла $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ методами рентгеновской дифрактометрии: а – принципиальная схема наблюдаемых деформаций за счет компонент электрического поля E_z и E_x , возникающих в кристалле в результате его освещения и активации пьезоэлектрических модулей d_{33} и d_{15} ; б – относительное смещение КДО на угол $\Delta\theta$, измеренное методом времяразрешающей рентгеновской дифрактометрии при воздействии внешним импульсным электрическим полем напряженностью $E = 2.00$ кВ/мм; в – сложный профиль временной зависимости смещения КДО ($\Delta\theta$) в кристалле $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ при освещении с интенсивностью 3.4 Вт/см², вызванный комплексом процессов: I – миграцией носителей заряда (фототоком) и оптическим выпрямлением; II – объемным пьезофото voltaическим эффектом; III – температурными эффектами (тепловым расширением и пироэлектрическим эффектом).

проводность чистого LiNbO_3 составляет 10^{-13} – 10^{-12} (Ом м)⁻¹, а теплоемкость – $c_t = 628$ Дж/К [38]. Добавление примеси Fe с концентрацией 0.02% не влияет существенно на электропроводность [39]. Коэффициент поглощения $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ (с концентрацией Fe 0.02%) для излучения с длиной волны 520 нм составляет $\mu = 92.5$ м⁻¹ [17]. Константа Гласса равна $G = 1.1 \times 10^{-11}$ м/В [40]. Добавочная компонента проводимости в данном случае зависит от освещения как $\sigma_{ph}(J) = 2.0 \times 10^{-16} J$ [16]. Величина пироэлектрического коэффициента составляет $p = -95.4$ мкКл/(м² К) [41]. Коэффициент теплового расширения $\alpha_{33} = 4 \times 10^{-6}$ К⁻¹ [42]. Нелинейная восприимчивость второго порядка для направления [001], равная электрооптическому коэффициенту r_{33} , имеет значение $\chi^{(0)} = r_{33} = 31.4$ пм/В [43].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Предварительно измеренная удельная темновая проводимость кристалла составила $\sigma_d = 6.0 \times 10^{-12}$ (Ом м)⁻¹.

На рис. 6 представлены временные зависимости положения пика КДО образца. Измерения проведены с использованием рефлекса 0012 с углом Брэгга $\theta_B = 17.878^\circ$ и глубиной экстинкции рентгеновского излучения 3.9 мкм. В ходе измерений поверхность кристалла в области освещения существенно нагревалась. Температура в точке наибольшего нагрева повышалась на $\Delta T = 28^\circ\text{C}$ за 90 с, выходя на плато.

Воздействие лазерного излучения приводит к сложному деформационному поведению $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$. Помимо неоднородного распределения тепла за счет локального нагрева и яркого проявления

Таблица 1. Сводные оценки вкладов в величины деформаций различных фотоиндуцированных эффектов, полученные из эксперимента и расчетов, а также характерные времена формирования деформаций

Эффект	Деформация ξ_{33}	Характерное время, с
Оптическое выпрямление + пьезоэлектрический эффект	7.4×10^{-17} [19]	10^{-16} – 10^{-14}
Фотоиндуцированный ток поляронов	3.5×10^{-5} *	$<10^{-3}$ [42]
Пьезофотовольтаический эффект	1.3×10^{-5}	19.8
	1.4×10^{-5} *	20–25*
Тепловое расширение	1.12×10^{-4}	
	1.50×10^{-4} **	>30 **
Пироэлектрический + пьезоэлектрический эффект	6.3×10^{-5}	
	1.50×10^{-4} **	>30 **

Примечания. Деформации указаны для направления [001] (компонента ξ_{33}). Значения без звездочек являются расчетными.

* Значения, определенные экспериментально.

** Экспериментальные значения являются суперпозицией теплового расширения и пироэлектрического эффекта и неотделимы друг от друга.

температурных эффектов при освещении имеет место сложное распределение электрического поля в объеме кристалла вследствие ОФЭ, пироэлектрического эффекта и поля оптического выпрямления, а также градиентное распределение объемного заряда по глубине (рис. 6а). Это вызывает активацию всех имеющихся компонент пьезоэлектрического тензора (в том числе сдвиговых) и сложную неоднородную пьезоэлектрическую деформацию в направлении [001], регистрируемую методами рентгеновской дифракции. Смещение КДО за счет пьезоэлектрической деформации при воздействии внешнего электрического поля напряженностью 2.00 кВ/мм определялось экспериментально (рис. 6б). Наблюдаемую динамику фотодформаций можно разбить на три участка (рис. 6в): I – скачкообразное мгновенное изменение положения пика; II – более медленное (порядка 20–25 с) смещение пика в сторону меньших углов; III – последующее длительное релаксационное (>100 с) смещение пика в сторону больших углов. Быструю скачкообразную деформацию, согласно проведенным оценкам, может вызывать фототок поляронов. Электрическая поляризация, вызванная поляронным током смещения, связана с деформацией кристаллической решетки посредством сильного пьезоэлектрического взаимодействия [44]. Угловое смещение на участке II обусловлено пьезофотовольтаической деформацией, на что указывает характерное время ~ 20 – 25 с [10]. Напряженность фотоиндуцированного электрического поля ОФЭ, ответственного за наблюдаемую пьезофотовольтаическую деформацию, составляет $E_{sat} \approx 2.8$ кВ/мм. Последующее смещение в область больших углов (участок III, рис. 6в) связано с неоднородным распределением тепловых деформаций.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Поскольку тепловое расширение кристаллической решетки и пироэлектрический эффект являются взаимосвязанными эффектами, их не удастся разделить по временам протекания. Однако из величины нагрева кристалла можно оценить деформации, вызываемые каждым из эффектов. Исходя из (1) и измеренного приращения температуры, величина деформации, возникающей в результате теплового расширения кристалла, составляет $\xi_{33} = 1.12 \times 10^{-4}$. Экспериментально измеренное характерное время нагрева поверхности кристалла составляет более 30 с. Отметим, что точный расчет скорости нагрева кристалла является нетривиальной задачей, поскольку требует учета множества факторов (теплопроводности, рассеяния излучения внутри кристалла, распределения интенсивности лазерного пучка и т.д.), что выходит за рамки данной работы.

Электрическое поле, возникающее в результате пироэлектрического эффекта при нагреве, в соответствии с (3) достигает $E_{py} = 10.6$ кВ/мм. Напряженность поля, возникающего в результате оптического выпрямления при заданных параметрах освещения, с учетом (5) составляет всего $E_{OR} = 1.2 \times 10^{-5}$ В/м.

Проведенные в соответствии с (4) оценки поля насыщения в результате ОФЭ дают значение $E_{sat} = 2.6$ кВ/мм. Расчетное максвелловское время пьезофотовольтаической деформации за счет ОФЭ составляет $\tau_M = 19.8$ с.

Значения деформаций оценивали с учетом (2). Обработку экспериментальных данных проводили согласно (6). Сводные математические оценки и экспериментальные данные о величинах деформаций, создаваемых фотоиндуцированными процессами, и характерных временах их формирования представлены в табл. 1.

Из полученных результатов видно, что вклад деформаций за счет оптического выпрямления оказывается намного меньше остальных. Отметим, что данный эффект может проявляться сильнее в случае тонких слоев и пленок и при фокусировке лазерного пучка высокой мощности. Наиболее быстрый из экспериментально зарегистрированных процессов предположительно связан с фотоиндуцированным током поляронов, амплитуда которого зависит от фотопроводимости. Экспериментальные и расчетные значения пьезофотовольтаических деформаций хорошо соотносятся между собой. Наибольший вклад в деформационную картину вносят самые медленные тепловые эффекты.

В реальных кристаллах существуют также иные механизмы формирования деформаций, однако их учет выходит за рамки настоящей работы. Так, деформации могут возникать в результате миграции носителей заряда в случае ионной или вакансионной проводимости [45]. Воздействие лазерного излучения на сегнетоэлектрические кристаллы также способно приводить к перестройке доменной структуры [46].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен методический подход для исследования фотоиндуцированных деформаций в кристаллах на основе комбинации математических оценок и экспериментальных измерений методами времяразрешающей рентгеновской дифрактометрии.

На примере сегнетоэлектрического кристалла $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ продемонстрирована эффективность данного подхода для выделения из общей деформационной картины вкладов независимых составляющих. Впервые проведено разделение нескольких деформационных процессов, обусловленных различными механизмами (тепловыми, электрическими, фотовольтаическими). Определены характерные времена и величины фотоиндуцированных деформаций конкурирующих эффектов. С учетом пространственной локализации и топологии засветки можно выбрать наиболее подходящий эффект для решения соответствующих задач стрейнтроники при разработке электромеханических устройств.

Возможности предлагаемого подхода могут быть существенно расширены при его использовании на высокоинтенсивных источниках синхротронного излучения и лазерах на свободных электронах. В частности, это позволит достичь фемтосекундного временного разрешения и разделить сверхбыстрые деформационные процессы с высокой чувствительностью.

Авторы выражают благодарность Т.Р. Волк за ценные комментарии.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках Государственного задания ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН в части подготовки образцов кристаллов и в части разработки методического подхода и проведения исследований (грант № 075-15-2021-1362), а также при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-29-12037 мк) в части обработки экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П. и др. // Успехи физ. наук. 2018. Т. 188. № 12. С. 1288. <https://doi.org/10.3367/UFN.2018.01.038279>
2. Yan H., Feng Z., Shang S. et al. // Nat. Nanotechnol. 2019. V. 14. P. 131. <https://doi.org/10.1038/s41565-018-0339-0>
3. Lei N., Devolder T., Agnus G. et al. // Nat. Commun. 2013. V. 4. P. 1378. <https://doi.org/10.1038/ncomms2386>
4. Ковальчук М.В., Благов А.Е., Куликов А.Г. и др. // Кристаллография. 2014. Т. 59. № 6. С. 950. <https://doi.org/10.7868/S0023476114060149>
5. Hunter D., Osborn W., Wang K. et al. // Nat. Commun. 2011. V. 2. P. 518. <https://doi.org/10.1038/ncomms1529>
6. Lejman M., Vaudel G., Infante I.C. et al. // Nat. Commun. 2014. V. 5. P. 4301. <https://doi.org/10.1038/ncomms5301>
7. Zhukov S.G., Fetisov G.V., Aslanov L.A. // J. Appl. Cryst. 1991. V. 24. P. 74. <https://doi.org/10.1107/S0021889890010160>
8. Abramov N.A., Voronov V.V., Kuzminov Y.S. // Ferroelectrics. 1978. V. 22. P. 649. <https://doi.org/10.1080/00150197808237356>
9. Calamitoutou M., Chrysanthakopoulos N., Papaioannou G. et al. // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. P. 083527. <https://doi.org/10.1063/1.2798636>
10. Pilyak F.S., Kulikov A.G., Fridkin V.M. et al. // Phys. B: Condens. Matter. 2021. V. 604. P. 412706. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2020.412706>
11. Meng Q., Zhang B., Zhong S., Zhu L. // Appl. Phys. A. 2016. V. 122. P. 582. <https://doi.org/10.1007/s00339-016-0120-x>
12. Шакольская М.П. Кристаллография. Учебное пособие для вузов. М.: Высшая школа, 1984. 376 с.
13. Sturman B.I., Fridkin V.M. The Photovoltaic and Photorefractive Effects in Noncentrosymmetric Materials. Philadelphia: Gordon and Breach Sci. Publ., 1992. 238 p.
14. Gu Z., Imbrenda D., Bennett-Jackson A.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 096601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.096601>
15. Glass A.M., von der Linde D., Negran T.J. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 25. P. 233. <https://doi.org/10.1063/1.1655453>
16. Gerson R., Kirchhoff J.F., Halliburton L.E. et al. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. P. 3553. <https://doi.org/10.1063/1.337611>

17. *Grousson R., Henry M., Mallick S. et al.* // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 3012.
<https://doi.org/10.1063/1.332504>
18. *Mirzaee S.M.A., Nunzi J.-M.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2019. V. 36. P. 53.
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.36.000053>
19. *Морозов Б.Н., Айвазян Ю.М.* // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. С. 5.
<https://doi.org/10.1070/QE1980v010n01ABEH009843>
20. *Благов А.Е., Марченков Н.В., Писаревский Ю.В. и др.* // Кристаллография. 2013. Т. 58. № 1. С. 51.
<https://doi.org/10.7868/S0023476113010050>
21. *Irzhak D., Roshchupkin D.* // AIP Adv. 2013. V. 3. P. 102108.
<https://doi.org/10.1063/1.4824636>
22. *Kulikov A.G., Blagov A.E., Ilin A.S. et al.* // J. Appl. Phys. 2020. V. 127. P. 065106.
<https://doi.org/10.1063/1.5131369>
23. *Куликов А.Г., Благов А.Е., Марченков Н.В. и др.* // ФТТ. 2020. Т. 62. Вып. 12. С. 2120.
<https://doi.org/10.21883/FTT.2020.12.50216.087>
24. *Марченков Н.В., Куликов А.Г., Аткин И.И. и др.* // Успехи физ. наук. 2019. Т. 189. № 2. С. 187.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.06.038348>
25. *Благов А.Е., Писаревский Ю.В., Таргонский А.В. и др.* // ФТТ. 2017. Т. 59. Вып. 5. С. 947.
<https://doi.org/10.21883/FTT.2017.05.44385.367>
26. *Mkrtychyan A.R., Blagov A.E., Kocharyan V.R. et al.* // J. Contemp. Phys. (Armenian Acad. Sci.). 2019. V. 54. P. 210.
<https://doi.org/10.3103/S1068337219020142>
27. *Куликов А.Г., Марченков Н.В., Благов А.Е. и др.* // Акуст. журн. 2016. Т. 62. С. 675.
<https://doi.org/10.7868/S0320791916050087>
28. *Элиович Я.А., Аккуратов В.И., Таргонский А.В., Благов А.Е.* // Кристаллография. 2018. Т. 63. № 5. С. 708.
<https://doi.org/10.1134/S1063774518050097>
29. *Элиович Я.А., Аккуратов В.И., Таргонский А.В. и др.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исследования. 2020. № 8. С. 3.
<https://doi.org/10.31857/S1028096020080075>
30. *Bowen D.K., Tanner B.K.* High resolution X-ray diffraction and topography. London: CRC press, 1998. 252.
31. *Marchenkov N.V., Kulikov A.G., Petrenko A.A. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. P. 095105.
<https://doi.org/10.1063/1.5036955>
32. *Annaka S., Nemoto A.* // J. Appl. Cryst. 1977. V. 10. P. 354.
<https://doi.org/10.1107/S0021889877013624>
33. *Ковальчук М.В., Ковьев Э.К., Пинскер З.Г.* // Кристаллография. 1975. Т. 20. Вып. 1. С. 42.
34. *Smith R.T., Welsh F.S.* // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 2219.
<https://doi.org/10.1063/1.1660528>
35. *Kushibiki J., Takanaga I., Arakawa M. et al.* // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 1999. V. 46. P. 1315.
<https://doi.org/10.1109/58.796136>
36. *Schmidt F., Kozub A.L., Gerstmann U. et al.* // Crystals. 2021. V. 11. P. 542.
<https://doi.org/10.3390/cryst11050542>
37. *Smolenskii G.A., Krainik N.N., Khuchua N.P. et al.* // Phys. Status Solidi. B. 1966. V. 13. P. 309.
<https://doi.org/10.1002/pssb.19660130202>
38. *Wong K.K.* Properties of lithium niobate. London: IET, 2002. 429 p.
39. *Brands K., Falk M., Haertle D. et al.* // Appl. Phys. B. 2008. V. 91. P. 279.
<https://doi.org/10.1007/s00340-008-2989-3>
40. *Glass A.M., von der Linde D., Auston D.H. et al.* // J. Electron. Mater. 1975. V. 4. P. 915.
<https://doi.org/10.1007/BF02660180>
41. *Popescu S.T., Petris A., Vlad V.I.* // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. P. 043101.
<https://doi.org/10.1063/1.4788696>
42. *Блистанов А.А.* Акустические кристаллы. М.: Наука, 1982. 632 с.
43. *De Toro J.A., Serrano M.D., Gabanes A.G. et al.* // Opt. Commun. 1998. V. 154. P. 23.
[https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(98\)00298-3](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(98)00298-3)
44. *Holtz M., Hauf C., Salvador A.A.H. et al.* // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 104302.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.104302>
45. *Куликов А.Г., Писаревский Ю.В., Благов А.Е. и др.* // ФТТ. 2019. Т. 61. Вып. 4. С. 671.
<https://doi.org/10.21883/FTT.2019.04.47411.250>
46. *Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А., Калимуллин Р.И.* // Успехи физ. наук. 2000. Т. 170. № 7. С. 697.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0170.200007a.0697>