

06,10

THz-индуцированная динамика поляризации в тонких пленках $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$

© Е.Д. Мишина¹, В.Р. Билык², Н.Э. Шерстюк¹, В.М. Мухортов³, К.П. Шаранов^{1,¶},
М.Б. Агранат⁴, А.В. Овчинников⁴, А.С. Сигов¹

¹ Российский технологический университет — МИРЭА,
Москва, Россия

² Radboud University, Nijmegen,
The Netherlands

³ Южный научный центр РАН,
Ростов-на-Дону, Россия

⁴ Объединенный институт высоких температур РАН,
Москва, Россия

¶ E-mail: sharanov@mirea.ru

Поступила в Редакцию 7 августа 2023 г.

В окончательной редакции 27 сентября 2023 г.

Принята к публикации 24 октября 2023 г.

Представлены результаты экспериментального исследования методом терагерцевой накачки — нелинейно-оптического зондирования пикосекундной динамики сегнетоэлектрической поляризации, индуцированной воздействием терагерцевого импульса в сегнетоэлектрической пленке $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ на кремниевой подложке в широком диапазоне напряженности электрического поля THz-импульса. Численное моделирование на основе уравнения Ландау–Халатникова зависимости интенсивности второй оптической гармоники от электрического поля показывает наличие порогового THz-поля с амплитудой $E_{\text{th}} = 4.5 \text{ MV/cm}$. Показано, что при малых полях $E < E_{\text{th}}$ поляризация колеблется в пределах некоторого минимума двухминимума потенциала, хотя во времени сигнал второй гармоники следует за терагерцевым импульсом. При $E > E_{\text{th}}$ происходит переключение поляризации и временная зависимость интенсивности второй гармоники усложняется. На основании сравнения теоретических и экспериментальных данных проанализированы условия переключения поляризации сильным электрическим полем пикосекундного THz-импульса.

Ключевые слова: сверхбыстрая динамика, переключение поляризации, терагерцевое излучение, сегнетоэлектрические пленки, титанат висмута, генерация второй гармоники.

DOI: 10.61011/FTT.2023.12.56773.174

1. Введение

Терагерцевое излучение и индуцированные им эффекты обладают большим потенциалом практического применения как для разработки фотонных и электронных устройств нового поколения, так и для фундаментальных исследований, направленных на выявление новых свойств известных функциональных материалов [1–3]. В частности, преимущество использования THz-излучения для сегнетоэлектриков заключается в возможности безэлектродного приложения электрического поля к сегнетоэлектрику и, таким образом, воздействия на его поляризацию в пико(фемто)секундном временном диапазоне.

Для сверхкоротких временных диапазонов регистрация изменений, вызванных электрическим полем лазерного (THz) импульса, является достаточно сложной задачей, которая зачастую не может быть решена традиционными электрофизическими методами. В этом случае используются методы рентгеновской дифракции с временным разрешением [4,5] и оптические (нелинейно-оптические) методы [6,7], позволяющие зафиксировать нестационарный сдвиг ионов, приводящий к модуля-

ции диэлектрической поляризации. Рентгеновские методы позволяют получить прямое доказательство сдвига ионной подрешетки в кристалле под действием электрического поля THz-импульса. Однако рентгеновская дифракция с временным разрешением доступна в основном на синхротронных источниках. Методика генерации второй гармоники (ГВГ) обеспечивает гораздо менее дорогой, но очень быстрый и информативный метод изучения поведения поляризации, основанный на общей пропорциональности поля ВГ вектору сегнетоэлектрической поляризации [8–11]. С другой стороны, зависимость интенсивности ГВГ от электрического поля может иметь чисто электронную природу, например, в полупроводниках при малых полях (индуцированная электрическим полем ГВГ или EFISH). Таким образом, прямое доказательство движения ионов чрезвычайно важно для интерпретации результатов ГВГ.

За последнее десятилетие THz-индуцированные эффекты были исследованы в наиболее распространенных сегнетоэлектриках, как в модельных кристаллах (кристаллы SrTiO_3 [12], LiNbO_3 [13], BaTiO_3 [7]) так и в технологических материалах, широко применяемых в устройствах электроники (тонкие пленки

BaSrTiO₃ [14,15], гетероструктуры PbTiO₃/SrTiO₃ [16]), а также различных структурах на их основе (например, в сегнетоэлектрических фотонных кристаллах BST/PZT [17]). В подобных экспериментах электрическое поле ориентировано в плоскости образца. Такая конфигурация используется для модуляторов, фазовращателей, перестраиваемых фильтров, фазированных антенных решеток, датчиков и некоторых видов элементов памяти. Тем не менее, доменные структуры с вектором поляризации, лежащим в плоскости пленки, мало изучены, несмотря на то, что потенциально они могут быть полезны в элементах памяти на основе FeFET-транзисторов, а также в устройствах фотоники, в которых можно манипулировать доменами с вертикальными доменными стенками при помощи оптического излучения.

Титанат висмута Bi₄Ti₃O₁₂ (BiTO) рассматривается как один из наиболее перспективных материалов для элементов памяти FeFET в структуре металл — сегнетоэлектрик-полупроводник из-за высокой остаточной поляризации и температуры Кюри [18]. Механизм поляризации в BiTO связан с наклоном октаэдра TiO₆ в элементарной ячейке относительно оси *c* и смещением атомов висмута вдоль оси *a* [19–21]. При этом спонтанная поляризация вдоль оси *a* (55 μC/cm²) в пленках BiTO значительно выше, чем вдоль оси *c* (4 μC/cm²). Однако эпитаксиальные пленки BiTO имеют сильную тенденцию к росту с предпочтительной ориентацией (001) (ось *c*) [22–24], и, как ожидается, будут демонстрировать значительную поляризацию при переключении в планарной геометрии.

В настоящей работе представлены экспериментальные исследования динамики сегнетоэлектрического параметра порядка, инициируемой мощным пикосекундным THz-импульсом в пленках BiTO. Для доказательства динамического переключения диэлектрической поляризации в пленке под действием THz-импульса изучены и подтверждены компьютерным моделированием зависимости интенсивности ГВГ от переходных, а также амплитудных значений электрического поля в пределах THz-импульса.

2. Описание образцов

Пленки титаната висмута толщиной 450 nm были осаждены методом ВЧ распыления керамических мишеней (установка „Плазма 50СЭ“, температура подложки ~ 650°C, давление кислорода в камере 0.7 Torr) на подложки монокристаллического кремния (100)Si с изолирующим подслоем (Ba_{0.6}Sr_{0.4})TiO₃ (BST) толщиной 4 nm. Использование BST в качестве изолирующего подслоя уменьшает несоответствие решеток сегнетоэлектрика и кремниевой подложки, что, в свою очередь, предотвращает деградацию поляризационного состояния на границе раздела [25,26] и повышает структурное качество пленки.

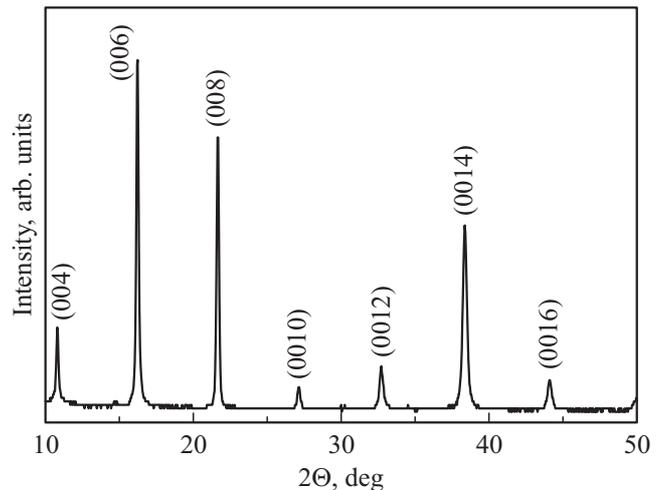


Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма структуры Si/BST/BiTO.

Структурное совершенство образца, параметры элементарной ячейки, а также эпитаксиальные соотношения между слоями измерялись при комнатной температуре методом рентгеновской дифракции (ДРОН-4-07, Cu K_α-излучение). Как видно на рис. 1, $\Theta-2\Theta$ дифрактограмма образца содержит только пики (00L), соответствующие BiTO. Это свидетельствует о том, что плоскость (001) пленки BiTO параллельна плоскости подложки, пленка является монокристаллической, а оси *a* и *b* направлены в плоскости подложки. Вертикальная разориентация составляет приблизительно 4 градуса. Параметры решетки структуры составляют $a = 0.5448$ nm, $b = 0.5411$ nm и $c = 3.289$ nm. Значение параметра элементарной ячейки по нормали к подложке выше, чем у объемного образца [27,28], что свидетельствует о наличии двумерных напряжений в пленке в плоскости подложки. Принимая во внимание данные рентгеноструктурного анализа, можно утверждать, что пленка BiTO содержит 180-градусную доменную структуру в плоскости пленки, что совпадает с результатами работы [29].

3. Эксперимент

Экспериментальные исследования THz-индуцированной динамики сегнетоэлектрической поляризации в структурах Si/BST/BiTO проводились методом THz-накачки — нелинейно-оптического зондирования в геометрии „на отражение“ [14]. THz-импульсы накачки формировались методом оптического выпрямления в нелинейно-оптическом кристалле ОН1. Для увеличения диапазона прикладываемого терагерцового электрического поля использовались две лазерные системы с длиной волны 1240 nm и длительностью импульса 100 fs („Авеста-Проект“, Россия). Лазерная система ЛС1 обеспечивает амплитуду электрического поля до 1.3 MV/cm при частоте следования импульсов 100 Hz и энергии

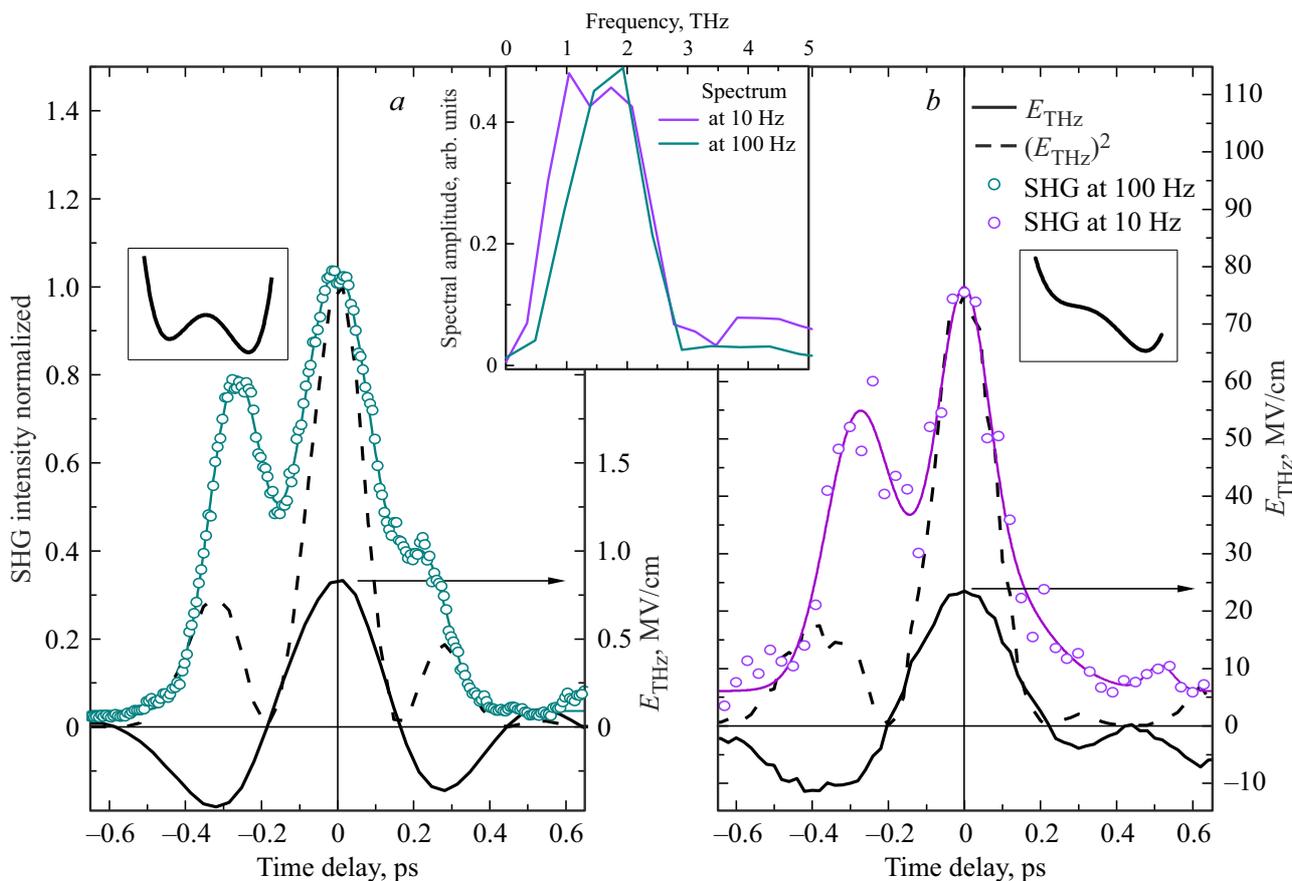


Рис. 2. Временные зависимости напряженности электрического поля терагерцового импульса $E_{\text{THz}}(t)$ и квадрата напряженности $(E_{\text{THz}}(t))^2$, нормированные на максимум, и временные зависимости интенсивности ГВГ (точки относятся к эксперименту, тонкие сплошные линии — ориентиры для глаз) для лазерных источников с частотой следования импульсов: (a) 100 Hz („слабые“ поля), (b) 10 Hz („сильные“ поля). На рисунках приведены соответствующие формы двухъямного потенциала. За пределами указанного временного диапазона величина сигнала ВГ не превышает уровень шума. Вставка: Фурье-спектры соответствующих THz-импульсов.

в импульсе порядка $2\ \mu\text{J}$. Далее будем называть область значений, полученных при использовании ЛС1, областью „слабых“ полей. На лазерной системе ЛС2 максимальная амплитуда электрического поля составляла до $23\ \text{MV}/\text{cm}$ (далее — „сильные“ поля) при частоте следования импульсов 10 Hz и энергии в импульсе $105\ \mu\text{J}$. Все измерения проводились в сухом воздухе с влажностью менее 2% для исключения поглощения THz-излучения парами воды.

Временные зависимости электрической компоненты поля THz импульса, измеренные методом электрооптического стробирования [30] на установках ЛС1 и ЛС2, показаны на рис. 2 (правая шкала). Согласно Фурье-спектрам, полученным для обеих временных зависимостей (вставка на рис. 2), центральная частота генерации составляет 1.7 THz для установки „слабых“ полей и 1.5 THz для установки „сильных“ полей при ширине спектра (FWHM) порядка 1.23 и 1.5 THz соответственно.

Для формирования зондирующего пучка 10% ИК-излучения в каждой лазерной системе направлялось на поверхность образца с помощью светоделиителя и

автоматизированной линии задержки. Угол падения на поверхность образца составлял 45 градусов. Интенсивность ГВГ, как мера сегнетоэлектрической поляризации, измерялась при помощи фотоэлектронного умножителя. Детали методики регистрации можно найти в работе [15]. На рис. 2 приведены характерные временные зависимости интенсивности ВГ, измеренные для установок ЛС1 и ЛС2 (левая шкала). Измерения интенсивности ВГ до момента воздействия THz-импульса (область вблизи $-0.6\ \text{ps}$ на рис. 2) показали, что величина сигнала не превышает уровень шума, что может объясняться неполяризованным исходным состоянием образца. Таким образом, приведенные экспериментальные кривые обусловлены только вкладом THz-индуцированной ВГ.

Так как интенсивность ВГ должна быть пропорциональна квадрату сегнетоэлектрической поляризации, которая, в свою очередь, зависит от электрического поля $E_{\text{THz}}(t)$ THz импульса, на рис. 2 приведены также временные зависимости $(E_{\text{THz}}(t))^2$. Качественно интенсивность ВГ $I^{\text{SHG}}(t)$ повторяет вид зависимости $(E_{\text{THz}}(t))^2$.

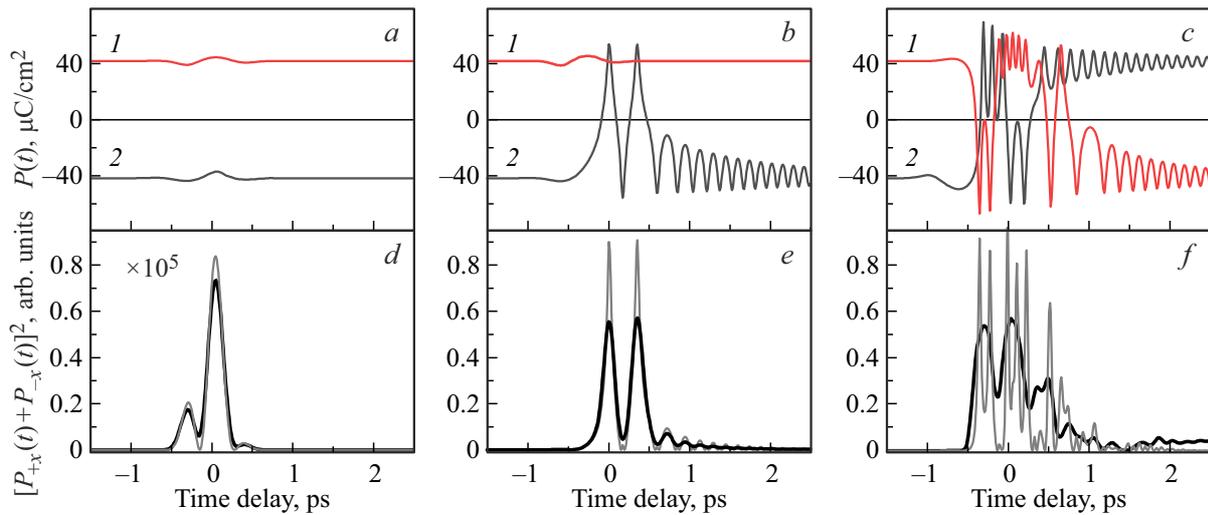


Рис. 3. (a–c): Рассчитанные на основании формулы (2) временные зависимости THz-индуцированной поляризации для „слабых“ и „сильных“ полей THz-импульса с амплитудой: $E_{\text{THz}} = 0.5 \text{ MV/cm}$ (a); 5.3 MV/cm (b); 22 MV/cm (c). Кривые 1 и 2 относятся к различным исходным полярным позициям ионов. (d–f) Временные зависимости квадрата суммы поляризаций, полученные на основе верхних панелей для каждого значения THz-поля (тонкие линии) и результат, полученный сверткой по формуле (3) временных форм квадрата поляризации и зондирующего импульса (п/ж линии).

4. Результаты и обсуждение

Источником ГВГ в сегнетоэлектрической пленке является диэлектрическая поляризация P_{THz} , индуцированная воздействием THz-поля

$$I^{(2\omega)} \propto (P_{\text{THz}})^2 = (P(E_{\text{THz}}))^2. \tag{1}$$

В соответствии с уравнением Ландау–Халатникова [31,32], зависимость от времени THz-индуцированной поляризации может быть представлена в виде

$$\mu \frac{d^2 \mathbf{P}(t)}{dt^2} + \gamma \frac{d \mathbf{P}(t)}{dt} + \alpha_1 \mathbf{P}(t) + \alpha_{11} \mathbf{P}^3(t) + \alpha_{111} \mathbf{P}^5(t) = E_{\text{THz}}(t). \tag{2}$$

Феноменологические константы в уравнении (2) однозначно характеризуют форму двухъямного потенциала и равновесные состояния поляризации при фиксированной температуре T . Так как измерения проводились при комнатной температуре, значения феноменологических констант для ВiТО приняты равными [33]: $\alpha_1 = \alpha_T(T - T_c)$, $\alpha_T = 0.25 \cdot 10^6$, $T_c = 948 \text{ K}$, $\alpha_{11} = -0.8586 \cdot 10^9$ и $\alpha_{111} = 6.9 \cdot 10^9$. Положения минимумов, рассчитанные для выбранных параметров, составляют $|r| = 5.7 \text{ nm}$. Параметры μ и γ в уравнении (2) представляют собой кинетические константы и константы демпфирования, соответственно, и являются подгонными параметрами, которые выбираются в соответствии с наилучшим совпадением с экспериментальными результатами.

При расчете принималось, что электрическое поле E_{THz} и латеральная (в плоскости образца) компонента поляризации направлены вдоль оси X лабораторной

системы координат, поэтому уравнение (2) рассматривалось как одномерная задача, для решения которой уравнения Ландау–Халатникова записывались для каждой пары элементарных ячеек с начальными полярными позициями ионов $x_0 = \pm 5.7 \text{ nm}$. Далее динамический отклик интенсивности ВГ может быть представлен как $I^{(2\omega)} \propto (P_{+x} + P_{-x})^2$, где $P_{\pm x}$ — решения уравнения (2), полученные для двух граничных условий. Эта зависимость, где алгебраическая сумма поляризаций по сути является разностью откликов, возникающих при противоположных смещениях, приводит к тому, что временные зависимости сигнала ВГ, приведенные на рис. 2, менее „растянуты“ во времени, чем квадрат напряженности THz-поля. На рис. 3 показаны рассчитанные на основании уравнения (2) временные зависимости THz-индуцированной поляризации для „слабых“ и „сильных“ терагерцовых полей.

В рамках предложенной модели на основе двухъямного потенциала начальное состояние сегнетоэлектрика деполаризовано, т.е. вклады ионов, находящихся в различных полярных позициях ($P_{\pm x} = \pm 42 \mu\text{C/cm}^2$) одинаковы. Для переключения поляризации требуется, чтобы напряженность внешнего поля превышала некоторое пороговое значение E_{th} , достаточное для преодоления потенциального барьера между минимумами. Для потенциала, заданного уравнением (2), с учетом приведенных выше значений феноменологических констант пороговая величина поля составляет $E_{\text{th}} = 4.5 \text{ MV/cm}$. В области полей, меньших E_{th} , переключение поляризации не происходит, и дипольный момент колеблется относительно своего равновесного значения (рис. 3, a). Поскольку такое движение в поле терагерцового импульса когерентно, то оно приводит к модуляции поляризации (рис. 3, d).

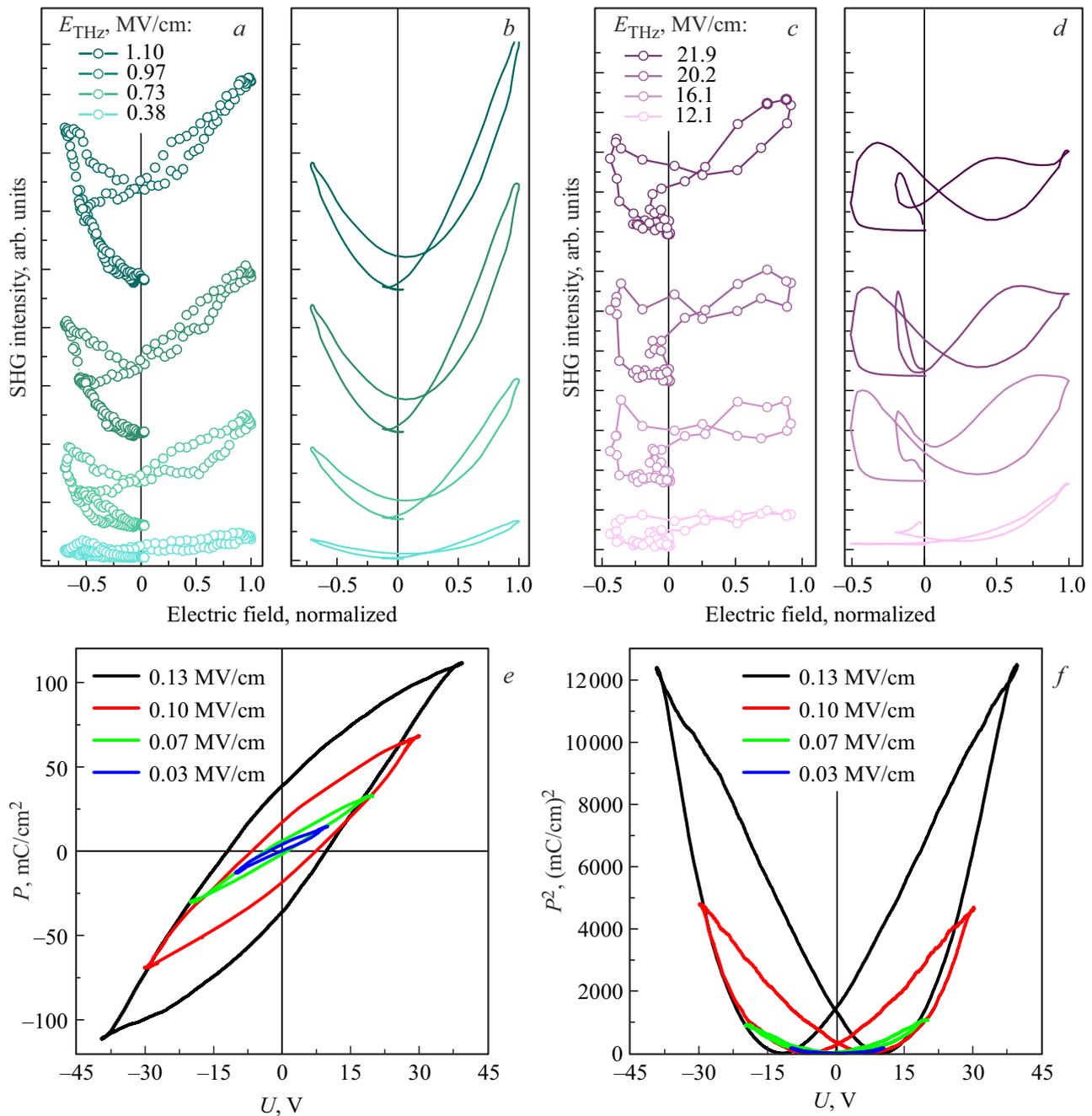


Рис. 4. (a–d) Петли гистерезиса ГВГ $I^{2\omega}(E_{\text{THz}})$ для различных значений напряженности электрического поля THz-импульса для „слабых“ (a, b) и „сильных“ (d, c) полей; (a, c) — эксперимент, (b, d) — расчет в соответствии с уравнениями (2) и (3) при $\mu = 2 \cdot 10^{-19} \text{ Jm/A}^2$, $\gamma = 10^{-7} \text{ Jm/A}^2 \cdot \text{s}$. Начальная точка при измерении соответствует $I^{2\omega} = 0$. Кривые смещены друг относительно друга по вертикали для наглядности. (e) Диэлектрический гистерезис структуры MgO/BST/BiTO (450 nm), измеренный в планарной геометрии электродов при частоте внешнего напряжения 32 Hz при различных амплитудах электрического поля. (f) Соответствующая зависимость квадрата диэлектрической поляризации от внешнего напряжения.

При приближении величины возбуждающего поля к критическому, состояния ионов, занимающих противоположные минимумы в двухъямном потенциале, становятся неэквивалентными по отношению к внешнему полю. Если внешнее поле направлено так, что вызванное им смещение ионов происходит в направлении к потенциальному барьеру, то для данной группы ионов проис-

ходит переход в противоположный минимум, т.е. переключение. Это же воздействие для группы ионов, находящаяся в противоположном состоянии, переключения не вызывает. Таким образом, наблюдается различное колебательное поведение вблизи положения равновесия ионов с противоположными начальными положениями (рис. 3, b). При дальнейшем увеличении поля ионы из

обоих положений минимума преодолевают потенциальный барьер и, совершив колебания с переходом из минимума в минимум, могут оказаться в положениях, противоположных начальным (рис. 3, *c*). В рамках данной работы результаты моделирования представлены только для двух ячеек с противоположными начальными позициями ионов, т.е. для единственной комбинации начальных и граничных условий. Очевидно, что, с учетом теплового движения, и начальные положения ионов, и их начальные скорости будут различаться. Усреднение по различным комбинациям начальных и граничных условий приведет к „размыванию“ временной формы сигнала ВГ.

Таким образом, расчеты показывают, что только начиная с некоторого значения ТГц-поля E_{THz} возможен перескок иона в соседнюю потенциальную яму. При меньших полях, тем не менее, происходит когерентное смещение ионов в направлении поля ТГц-импульса, что вызывает модуляцию поляризации. По виду экспериментальных зависимостей интенсивности ВГ невозможно различить область модуляции без динамического переключения и область, где такое переключение (перескок иона в соседний минимум) происходит.

Квадрат суммарной поляризации, определяющий интенсивность второй гармоники, представлен на рис. 3, *d–f* (тонкие линии). Очевидно, что полученные таким образом кривые для случая больших полей не совпадают (рис. 3, *f*) с экспериментальными, приведенными на рис. 2. Для корректного сравнения необходимо учесть длительность зондирующего импульса, т.е. выполнить временную свертку этого импульса с импульсом генерируемой ВГ. Тогда экспериментальная временная зависимость интенсивности ВГ будет иметь вид

$$I^{2\omega}(t) \propto \left(\int_0^{\tau_{\text{THz}}} (P_{+x}(t-\tau) + P_{-x}(t-\tau)) E^{\omega}(\tau) E^{\omega}(\tau) d\tau \right)^2. \quad (3)$$

Полученная таким образом зависимость для $E_{\text{THz}} = 22 \text{ MV/cm}$, представленная на рис. 3, *f* (толстая линия), качественно совпадает с зависимостями, наблюдаемыми в эксперименте (рис. 2). Для значений поля $E_{\text{THz}} = 0.5 \text{ MV/cm}$ и $E_{\text{THz}} = 5.3 \text{ MV/cm}$ свертка не приводит к изменению формы кривой.

Независимые измерения электрического поля ТГц-импульса и отклика ГВГ позволяют параметрически получить гистерезис ГВГ, который фактически представляет собой гистерезис квадрата поляризации. Это можно сделать как по экспериментальным данным, так и по результатам моделирования. Соответствующие кривые, демонстрирующие изменение динамических петель гистерезиса при увеличении напряженности поля ТГц-импульса, показаны на рис. 4, *a–d*.

Во всем исследованном диапазоне полей динамические гистерезисы ГВГ нелинейны, а зависимость

$I^{2\omega}(E_{\text{THz}})$ носит квадратичный характер. При этом отклик на воздействие полей противоположных знаков существенно отличается: помимо различия амплитуд, в области отрицательных полей петли гистерезиса ВГ обладают характерным искажением (боковой изгиб).

Для оценки эффективности воздействия поля ТГц импульса на состояние поляризации в сегнетоэлектрической пленке ВiТО было проведено сравнение полученных петель ГВГ с низкочастотными (32 Hz) гистерезисами диэлектрической поляризации, измеренными в планарной геометрии электродов при различных значениях внешнего поля методом Сойера–Тауэра [29] в аналогичных структурах на подложке MgO (рис. 4, *e*). Несмотря на различные свойства подложек такое сравнение допустимо, так как при электрофизических измерениях полупроводниковая подложка вовлекается в процессы перераспределения зарядов в структуре при приложении внешнего поля (например, за счет формирования обогащенной/обедненной области основных носителей в приповерхностном слое кремния [24], барьера Шоттки и др.), тогда как диэлектрическая подложка MgO практически не влияет на переключение поляризации при той же толщине сегнетоэлектрика.

Для электрофизических измерений на поверхность пленки ВiТО в структуре MgO/BST/ViТО наносились планарные электроды со структурой встречно-штыревого преобразователя и зазором между электродами $3 \mu\text{m}$. Сформированное при помощи данной структуры электрическое поле в зазоре между электродами при приложении напряжения амплитудой $U = \pm 40 \text{ V}$ не превышает 0.13 MV/cm , т.е. для получения полей, сравнимых с терагерцевыми, необходимо использование значительно более высокого напряжения. Можно отметить, что для электрофизических зависимостей также наблюдается пороговое значение, ниже которого остаточная поляризация близка к нулю (рис. 4, *e*), т.е. внешнее напряжение не переключает сегнетоэлектрическую пленку между двумя устойчивыми состояниями, а зависимость $[P(U)]^2$ имеет форму параболы (рис. 4, *f*). Выше критического значения наблюдается выраженный гистерезис зависимости $P(U)$ с величиной остаточной поляризации $P_r(U = 40 \text{ V}) = 38 \mu\text{C/cm}^2$.

Интенсивность сигнала ГВГ в зависимости от величины ТГц поля в максимумах временной зависимости (см. рис. 2) показана на рис. 5. Режим „слабых“ полей, полученный при моделировании в диапазоне от -5 до 5 MV/cm , соответствует неперекрывающемуся случаю, когда модуляция поляризации, описываемая квадратичным членом плотности свободной энергии и полярным ионом, происходит в гармоническом потенциале. В заданном диапазоне терагерцевых электрических полей кривые экспериментальных и расчетных результатов совпадают (вставка на рис. 5). В области „сильных“ полей ($10–20 \text{ MV/cm}$) наблюдается заметное рассогласование экспериментальных данных с результатами моделирования.

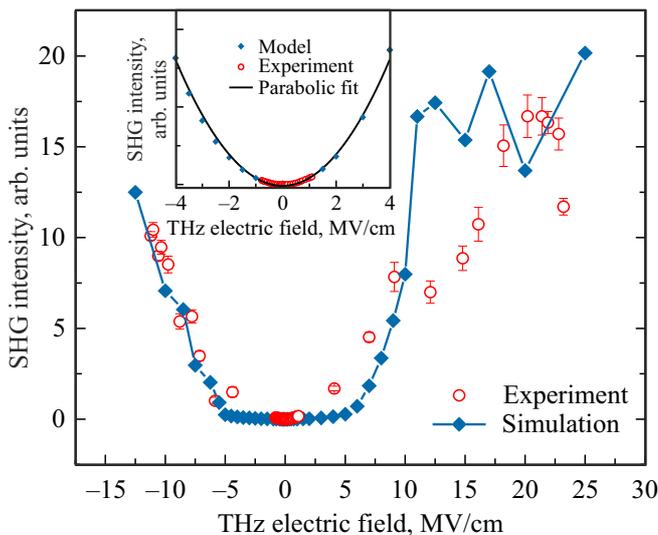


Рис. 5. Экспериментальные (открытые символы) и расчетные (закрытые символы) зависимости интенсивности ГВГ от электрического поля THz-импульса в области „сильных“ полей. На вставке: сравнение экспериментальных и расчетных результатов для „слабых“ полей в области ± 1 MV/cm.

Обе зависимости описываются степенной функцией с квадратичным членом $I^{(2\omega)} \propto (\chi^{(3)} E_{\text{THz}})^2$. Выше поля ~ 5 MV/cm („сильные“ поля) поведение структуры соответствует динамическому переключению, сопровождающемуся резким увеличением интенсивности ГВГ. Такое поведение описывается в терминах движения ионов, когда полярный ион проходит потенциальный барьер к противоположным минимумам двухъямного потенциала [14]. При значении поля порядка 18 MV/cm интенсивность ВГ выходит на насыщение в пределах погрешности измерений. Область насыщения мала, поскольку при дальнейшем увеличении поля наблюдается уменьшение сигнала, обусловленное нагревом образца.

5. Заключение

Полученные методом THz-накачки — нелинейно-оптического зондирования результаты воздействия мощного THz-импульса на тонкие сегнетоэлектрические пленки $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ показывают, что это воздействие приводит только к динамическому переключению поляризации, т.е. после окончания воздействия THz-импульса система возвращается в начальное состояние.

Динамический отклик интенсивности ГВГ, полученный в результате решения уравнения Ландау–Халатникова, для всего набора начальных состояний и напряженностей полей возбуждающего THz-импульса пропорционален квадрату суммарной поляризации $I^{(2\omega)} \propto \sum_i (P_i)^2$.

Качественно расчетные зависимости интенсивности ВГ для различных напряженностей полей накачки имеют вид квадрата напряженности поля THz-импульса и по

своему характеру совпадают с экспериментальными результатами. Такой вид зависимости появляется, когда отклик ГВГ от невозмущенного образца относительно низок по сравнению с сигналом, индуцированным THz-излучением, и в интенсивности ГВГ нет вклада интерференционного члена.

Несмотря на то, что экспериментальные результаты не выявили устойчивого переключения в одно из стабильных состояний, тем не менее, теоретические расчеты показывают, что такое переключение возможно при достижении определенных условий эксперимента, которые в настоящее время не реализованы. К факторам, оказывающим влияние на динамический нелинейно-оптический отклик, относится, в первую очередь, величина напряженности THz-импульса.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 22-12-00334. Эксперимент выполнен на уникальной научной установке „Лазерный тераваттный фемтосекундный комплекс (ЛТФК)“, Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Y. Zhou, Y. Huang, X. Xu, Z. Fan, J.B. Khurgin, Q. Xiong. *Appl. Phys. Rev.* **7**, 041313 (2020).
- [2] D.S. Rana, M. Tonouchi. *Adv. Opt. Mater.* **8**, 1900892 (2020).
- [3] М.А. Кик, Г.Д. Богомолов, А.С. Сигов, А.А. Шилиев, В.В. Завьялов, С.С. Вербицкий, А.Н. Целебровский. *Рос. технол. журн.* **7**, 122 (2020).
- [4] M. Kozina, M. Pancaldi, C. Bernhard, T. van Driel, J.M. Glowina, P. Marsik, M. Radovic, C.A.F. Vaz, D. Zhu, U. Staub, M.C. Hoffmann. *Appl. Phys. Lett.* **110**, 8, 081106 (2017).
- [5] M. Kozina, T. van Driel, M. Chollet, T. Sato, J.M. Glowina, S. Wandel, M. Radovic, U. Staub, M.C. Hoffmann. *Struct. Dyn.* **4**, 5, 054301 (2017).
- [6] T. Miyamoto, H. Yada, H. Yamakawa, H. Okamoto. *Nature Commun.* **4**, 2586 (2013).
- [7] F. Chen, Y. Zhu, S. Liu, Y. Qi, H.Y. Hwang, N.C. Brandt, J. Lu, F. Quirin, H. Enquist, P. Zalden, T. Hu, J. Godfellow, M.-J. Sher, M.C. Hoffmann, D. Zhu, H. Lemke, J. Glowina, M. Chollet, A.R. Damodaran, J. Park, Z. Cai, I.W. Jung, M.J. Highland, D.A. Walko, J.W. Freeland, P.G. Evans, A. Vailionis, J. Larsson, K.A. Nelson, A.M. Rappe, K. Sokolowski-Tinten, L.W. Martin, H. Wen, A.M. Lindenberg. *Phys. Rev. B* **94**, 180104 (2016).
- [8] G. Dolino, J. Lajzerowicz, M. Vallade. *Phys. Rev. B* **2**, 2194 (1970).
- [9] O.A. Aktsipetrov, A.A. Fedyanin, D.A. Klimkin, A.A. Nikulin, E.D. Mishina, A.S. Sigov, K.A. Vorotilov, M.A.C. Devillers, Th. Rasing. *Ferroelectrics* **190**, 143 (1997).

- [10] M. Fiebig, T. Lottermoser, D. Fröhlich, A.V. Goltsev, R.V. Pisarev. *Nature* **419**, 818 (2002).
- [11] K.A. Grishunin, N.A. Ilyin, N.E. Sherstyuk, E.D. Mishina, A. Kimel, V.M. Mukhortov, A.V. Ovchinnikov, O.V. Chefonov, M.B. Agranat. *Sci. Rep.* **7**, 687 (2017).
- [12] X. Li, T. Qiu, J. Zhang, E. Baldini, J. Lu, A.M. Rappe, K.A. Nelson. *Science*, **364**, 1079 (2019).
- [13] R. Mankowsky, A. von Hoegen, M. Först, A. Cavalleri. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 197601 (2017).
- [14] V. Bilyk, N. Ilyin, E. Mishina, A. Ovchinnikov, O. Chefonov, V. Mukhortov. *Scr. Mater.* **214**, 114687 (2022).
- [15] K. Grishunin, V. Bilyk, N. Sherstyuk, V. Mukhortov, A. Ovchinnikov, O. Chefonov, M. Agranat, E. Mishina, A.V. Kimel. *Sci. Rep.* **9**, 1, 697 (2019).
- [16] J. Ji, S. Zhou, J. Zhang, F. Ling, J. Yao. *Sci. Rep.* **8**, 2682 (2018).
- [17] Y. Zeng, W. Wang, F. Ling, J. Yao. *Photon. Res.* **8**, 6, 1002 (2020).
- [18] А.С. Анохин, С.В. Бирюков, Ю.И. Головкин, В.М. Мухортов. *ФТТ* **61**, 278 (2019).
- [19] D. Urushihara, M. Komabuchi, N. Ishizawa, M. Iwata, K. Fukuda, T. Asaka. *J. Appl. Phys.* **120**, 142117 (2016).
- [20] S.H. Shah, P.D. Bristowe. *J. Phys. Condens. Matter* **22**, 385902 (2010).
- [21] Yu Chen, J. Xu, Sh. Xie, Zh. Tan, R. Nie, Zh. Guan, Q. Wang, J. Zhu. *Materials (Basel)*. **11**, 821 (2018).
- [22] R. Ramesh, K. Luther, B. Wilkens, D.L. Hart, E. Wang, J.M. Tarascon, A. Inam, X.D. Wu, T. Venkatesan. *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1505 (1990).
- [23] Z. Cheng, C.V. Kannan, K. Ozawa, H. Kimura, X. Wang. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 032901 (2006).
- [24] А.С. Анохин, Ю.И. Головкин, В.М. Мухортов, Д.В. Стрюков. *ФТТ* **61**, 11, 2178 (2019).
- [25] S.-H. Baek, C.-B. Eom. *Acta Mater.* **61**, 2734 (2013).
- [26] Z. Yu, J. Ramdani, J.A. Curless, C.D. Overgaard, J.M. Finder, R. Droopad, K.W. Eisenbeiser, J.A. Hallmark, W.J. Ooms, V.S. Kaushik. *J. Vac. Sci. Technol. B* **18**, 2139 (2000).
- [27] L.G. Van Uitert, L. Egerton. *J. Appl. Phys.* **32**, 959 (1961).
- [28] R. Ramesh, K. Luther, B. Wilkens, D.L. Hart, E. Wang, J.M. Tarascon, A. Inam, X.D. Wu, T. Venkatesan. *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1505 (1990).
- [29] В.М. Мухортов, Д.В. Стрюков, С.В. Бирюков, Ю.И. Головкин. *ЖТФ* **90**, 1, 128 (2020).
- [30] P.C.M. Planken, H.-K. Nienhuys, H.J. Bakker, T. Wenckebach. *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 313 (2001).
- [31] J.-G. Caputo, E.V. Kazantseva, A.I. Maimistov. *Phys. Rev. B* **75**, 014113 (2007).
- [32] V. Bilyk, E. Mishina, N. Sherstyuk, A. Bush, A. Ovchinnikov, M. Agranat. *Phys. Status Solidi RRL* **15**, 2000460 (2021).
- [33] L.E. Cross, R.C. Pohanka. *Mater. Res. Bull.* **6**, 939 (1971).

Редактор Т.Н. Василевская