

06,07

Релаксация поляризации при статическом прямом флексоэлектрическом эффекте в монокристалле SrTiO₃

© В.Г. Залесский, Е.Д. Обозова, А.Д. Полушина, П.П. Сырников

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия
E-mail: nsh@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 16 мая 2021 г.
В окончательной редакции 16 мая 2021 г.
Принята к публикации 31 мая 2021 г.

Представлены результаты исследования диэлектрической поляризации, индуцированной сферическим изгибом тонких монокристаллических пластин SrTiO₃, и произведена оценка флексоэлектрических коэффициентов. Исследованы процессы релаксации неоднородной деформации и индуцированной поляризации.

Ключевые слова: флексоэлектрический эффект, поляризация, механические свойства, релаксация, титанат стронция.

DOI: 10.21883/FTT.2021.10.51406.116

1. Введение

Взаимосвязь между неоднородной деформацией и поляризацией диэлектрической среды получила название флексоэлектрического эффекта. Этот электромеханический эффект малозаметен в кристаллах макроскопического размера, однако в объектах микронного и субмикронного масштаба, например, в тонких пленках, он становится существенным, внося заметный вклад в ее поляризацию и деформацию. Поэтому эффект представляет интерес для практического применения в области интегральной электроники и в разработке микроэлектромеханических систем. Для описания связи между поляризацией и градиентом деформации используются флексоэлектрические коэффициенты, тензоры четвертого ранга [1,2]:

$$P_i = \mu_{klij} \frac{\partial u_{kl}}{\partial x_j}. \quad (1)$$

Порядок величины флексоэлектрических коэффициентов можно оценить по следующей формуле [1,2]:

$$\mu \sim \chi \frac{e}{a}, \quad (2)$$

где χ — диэлектрическая восприимчивость, e — заряд электрона, a — параметр кристаллической ячейки. Поскольку в формуле (2) фигурирует диэлектрическая восприимчивость, то для исследования эффекта наиболее интересными объектами являются диэлектрики с большой диэлектрической проницаемостью, к которым относятся сегнетоэлектрики и родственные материалы. Для многих известных активных диэлектриков уже были проведены расчеты флексоэлектрических коэффициентов *ab initio* др. методами [2]. В большинстве случаев, за исключением кристаллов SrTiO₃, между теоретическими и экспериментально измеренными величинами наблюдается большое расхождение вплоть до нескольких порядков [2,3].

Виртуальный сегнетоэлектрик SrTiO₃ (далее ST) рассматривается как модельный флексоэлектрический материал, поскольку обладает большой поляризуемостью ($\chi = 300$ при 20°C), а centrosymmetric кубическая фаза $Pm\bar{3}m$ в широком температурном диапазоне не маскирует флексоэлектрический эффект пьезоэлектричеством. Кроме того, кристаллическая структура перовскита относительно проста для теоретических расчетов. Опубликованные в [4] теоретические расчеты давали следующие величины продольного и поперечного тензора $\mu_{11} = -0.264$ и $\mu_{12} = -3.75$ нС/м. В работе [5] по исследованию прямого флексоэлектрического эффекта в ST, было получено соответствие с точностью до порядка величины расчетных и экспериментально измеренных тензоров $\mu_{11} = 0.2$ и $\mu_{12} = 7$ нС/м. В другой работе [6] методом обратного эффекта был измерен эффективный тензор $\tilde{\mu}_{12} = 4.6$ нС/м. Можно отметить, что в этих двух работах для измерения тензора μ_{12} использовались переменные по времени внешние механические и электрические поля. Однако в экспериментах, где применялись статические или квазистатические поля, коэффициенты превышали расчетные на несколько порядков. Например, в работе [7] эффективный поперечный флексоэлектрический тензор $\tilde{\mu}_{12}$ достигал величины 3.7–4.6 мС/м при исследовании обратного эффекта с использованием длительных импульсов высокого напряжения. В другой публикации [8] тот же тензор, измеренный по изгибу кристаллической поверхности около планарных электродов под высоким напряжением, был еще на три порядка больше и оценивался величиной $\tilde{\mu}_{12} = 6.334$ мС/м.

Согласно авторам статьи [4], причиной расхождения теоретических и экспериментальных оценок может быть чрезвычайно большая чувствительность поведения мягкой оптической моды к температуре и др. внешним воздействиям в сегнетоэлектрических перовскитах, которая, в свою очередь, должна сказываться на величине

флексоэлектрических коэффициентов. При этом расчеты коэффициентов по динамике решетки предполагают нулевую температуру. Согласно этим расчетам для титанатов бария и титаната стронция флексоэлектрические коэффициенты имеют один и тот же порядок величины. Тем не менее, оба кристалла различаются диэлектрической восприимчивостью в сотни раз, что предполагает большую разницу и в величине флексоэлектрического отклика.

Другим подходом для оценки величин флексоэлектрических коэффициентов является введение в формулу (2) эмпирического размерного фактора λ , который зависит от геометрии образца (отношения толщины и длины образца), упругих свойств, фазового состава и технологии изготовления [1,2,9–11]:

$$\mu \sim \lambda \chi \frac{e}{a}. \quad (3)$$

Для коэффициентов, рассчитанных в работе [4], величина λ оценивается порядком 10^{-2} , в то время как экспериментальные работы по титанату бария и соединений на его основе для поперечного флексоэлектрического тензора μ_{12} дают величины $\lambda \sim 1-10$ [10,11].

Расхождение в оценках флексоэлектрического коэффициента также может быть связано с вкладом различных ионных и электронных механизмов. Со стороны высоких частот возможен вклад собственных механических резонансов в образце, как это было показано в [6]. При низких частотах должны проявляться релаксационные и гистерезисные явления, например, за счет транспорта и перераспределения носителей заряда (электронов, ионов или кислородных вакансий) в объеме кристалла [12], а также за счет механической пластичности образца, которая, в свою очередь, обусловлена движением дислокаций и их взаимодействием с точечными дефектами [13].

В наших предыдущих работах сообщалось о наблюдении релаксационных и гистерезисных явлений, которые были причиной ряда экспериментальных сложностей при исследовании статического обратного флексоэлектрического эффекта в тонких монокристаллических пластинах ST [14]. В настоящей работе предлагается детальное исследование релаксационных процессов и оценка флексоэлектрических тензоров в условиях статического прямого эффекта. При этом предполагается использование деформации только сферического изгиба, что упрощает сравнение полученных данных с результатами исследования деформации того же типа при обратном эффекте [14]. Результаты сравнения могут дать дополнительную информацию о симметрии прямого и обратного флексоэлектрического эффекта.

2. Эксперимент

Образцами для исследования служили высококачественные монокристаллы ST, выращенные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе методом Чохральского. После определения кристаллографических направлений рентгеновским

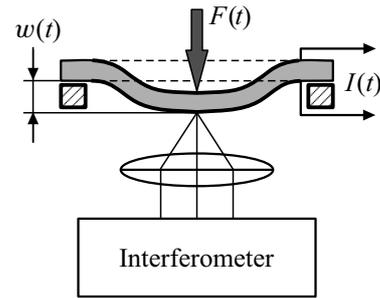


Рис. 1. Схема установка для исследования прямого флексоэлектрического эффекта.

дифрактометром ДРОН-3 монокристаллы были вырезаны в виде пластин толщиной $140 \mu\text{m}$ с наибольшей поверхностью типа (001), площадь которой $11 \times 11 \text{mm}^2$. На отполированную до оптического качества поверхность методом термического напыления наносились золотые электроды диаметром 8mm .

Пластины были закреплены по краям к неподвижному круговому контуру с диаметром 10mm . Сферический изгиб производился механической нагрузкой с помощью иглообразного зонда из сапфира с острием диаметром 0.3mm , направленным в центр рабочей поверхности пластины (рис. 1). Электромеханический привод зонда обеспечивал периодическую механическую нагрузку F в диапазоне от 0 до 1.5N и длительностью от 1s до десятков минут. Нагрузка 2N была предельной и приводила к раскалыванию пластин. Скорость сближения или удаления острия от поверхности образца составляла 0.6cm/s . В результате формировались импульсы механического напряжения $F(t)$ прямоугольной формы с периодом $5-6 \text{s}$ и длительностью переднего и заднего фронта не больше $5 \cdot 10^{-4} \text{s}$.

Величина прогиба пластин w измерялась микроскопом-интерферометром с разрешением до 10nm [15]. Установка также позволяла отслеживать изменения в деформации за минимальный промежуток времени 0.05s . Индуцированный неоднородной деформацией ток поляризации измерялся с помощью электрометрического усилителя у5-11 с чувствительностью 10^{-15}A и временным разрешением не меньше 0.05s . Интегрирование плотности тока дает величину индуцированной поляризации.

3. Результаты

3.1. Механические свойства

Для исследования прямого флексоэлектрического эффекта необходимы предварительные измерения упругих и пластических свойств кристаллических пластин. Нагрузка иглообразным механическим зондом в диапазоне $F = 0-1.5 \text{N}$ вызывала сферический изгиб с величиной прогиба центра пластины w от 0 до $3.0 \mu\text{m}$. Проверка

соответствия экспериментальных данных с расчетными проводилась с помощью формулы сферического изгиба из теории деформации тонких пластин [16]:

$$w = \frac{qr^4}{64D}, \tag{4}$$

где: r — радиус поверхности, свободной для изгиба, $q = F/S$ — механическое напряжение ($S = \pi r^2$ — площадь поверхности), $D = \frac{h^3 E_Y}{12(1-\nu^2)}$ — упругость на изгиб, h — толщина кристаллической пластины, E_Y — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона. Для расчетов использовались приведенные в предыдущем параграфе данные по размерам пластин, а параметры упругости $E_Y = 228$ ГПа и $\nu = 0.237$ взяты из базы данных [17]. В частности, расчет прогиба по формуле (4) для механической нагрузки $F = 0.5$ N давал величину $w = 0.9 \mu\text{m}$. Этот расчет хорошо согласуется с экспериментом, в котором нагрузка той же величины обеспечивала максимальный прогиб $w_{\text{max}} = 1.05 \pm 0.50 \mu\text{m}$ (рис. 2).

После снятия нагрузки наблюдалась релаксация деформации, сначала быстрым темпом, а затем более медленным. Временная зависимость величины прогиба $w(T)$, построенная в полулогарифмическом масштабе (рис. 2), позволила по линейным участкам выделить три процесса релаксации, которые можно описать следующим выражением:

$$w = w_{01} \exp(-t/\tau_1^{\text{relax}}) + w_{02} \exp(-t/\tau_2^{\text{relax}}) + w_{03} \exp(-t/\tau_3^{\text{relax}}), \tag{5}$$

где w_{01} , w_{02} , и w_{03} — величины вкладов каждого процесса, а τ_1^{relax} , τ_2^{relax} и τ_3^{relax} — соответствующие характерные времена, равные 1.3, 6.5 и 12.5 s.

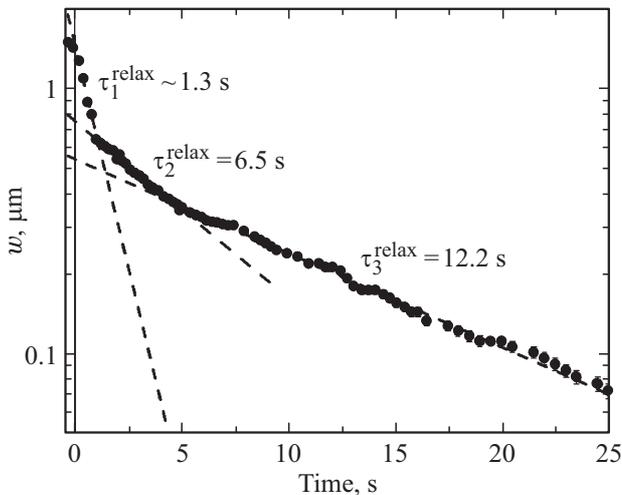


Рис. 2. Релаксация деформации изгиба (прогиб) пластины SrTiO₃, после снятия нагрузки 0.5 N. Тонкими пунктирными линиями показан результат соответствия формулы (5) с экспериментом.

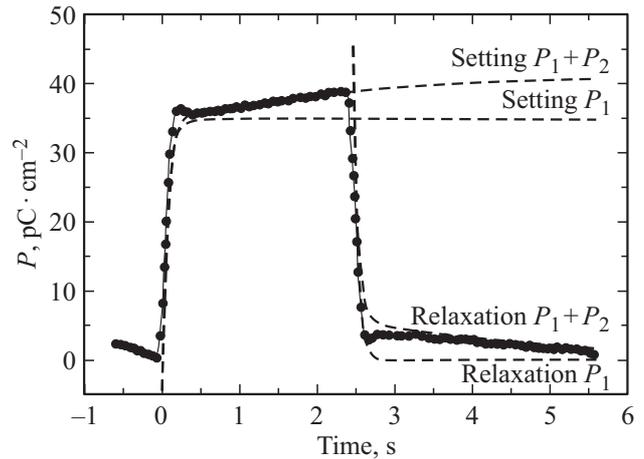


Рис. 3. Импульс поляризационного отклика на механический импульс с нагрузкой 0.5 N. Тонкими пунктирными линиями показано соответствие формул (6) и (7) с экспериментом.

3.2. Поляризация, индуцированная сферическим изгибом и процессы ее установления и релаксации

На втором этапе производилось измерение зависимости наведенной поляризации от величины деформации. Импульс механической нагрузки, временная зависимость которого имеет прямоугольную форму, индуцировал импульс поляризации, изображенный на рис. 3. В момент включения механической нагрузки наблюдается процесс установления поляризации, состоящий из быстрого и более медленного возрастания величины поляризации. Зависимость поляризации от времени можно описать следующим экспоненциальным выражением:

$$P = P_{01} [1 - \exp(-t/\tau_1^{\text{set}})] + P_{02} [1 - \exp(-t/\tau_2^{\text{set}})], \tag{6}$$

где P_{01} и P_{02} — величины вкладов от быстрого и медленного процессов установления поляризации, τ_1^{set} и τ_2^{set} — соответствующие им характерные времена. Выключение механической нагрузки сопровождается процессом релаксации поляризации, который также состоит из быстрого и более медленного уменьшения величины поляризации. Временная зависимость процесса релаксации также может быть описана как:

$$P = P_{01} \exp(-t/\tau_1^{\text{relax}}) + P_{02} \exp(-t/\tau_2^{\text{relax}}), \tag{7}$$

где τ_1^{relax} и τ_2^{relax} — характерные времена релаксации быстрого и медленного процессов.

Из рис. 3 видно, что уравнения (6) и (7) в хорошем согласии с экспериментальной временной зависимостью поляризации $P(t)$, за исключением небольших всплесков в момент окончания быстрых процессов и начала медленных процессов установления/релаксации. Эти всплески связаны с динамическим отскоком пластин, характерной реакцией упругих твердых тел на короткие по времени импульсы механических нагрузок.

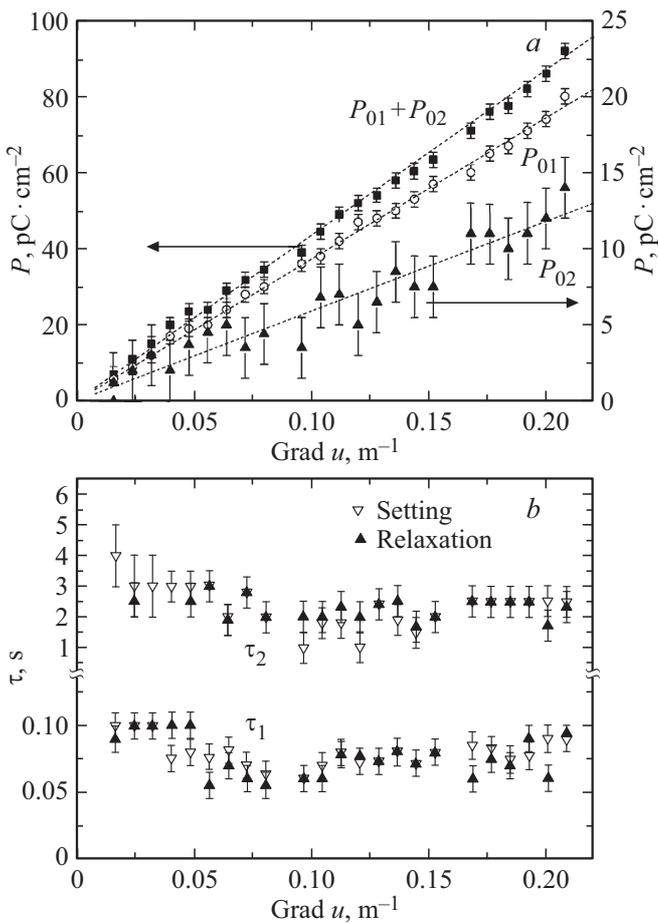


Рис. 4. Зависимости от градиента деформации *a*) поляризации и *b*) характерных времен установления и релаксации поляризации.

На рис. 4 представлены отдельные зависимости вкладов P_{01} , P_{02} и их суммы P от градиента деформации $\text{grad } u$, который, в свою очередь, получен из величины прогиба (см. [15]). Из рисунка 4 видно, что зависимости $P(\text{grad } u)$ и $P_{01}(\text{grad } u)$ и $P_{02}(\text{grad } u)$ являются линейными. По коэффициентам наклона легко найти эффективные флексоэлектрические коэффициенты: $\tilde{\mu}_{12}^0 = 4.3$, $\tilde{\mu}_{12}^{01} = 3.7$ и $\tilde{\mu}_{12}^{02} = 0.6 \mu\text{C}/\text{m}$, соответственно. Характерные времена установления и релаксации примерно одинаковы и оцениваются величинами $\tau_1^{\text{set/relax}} = 0.06\text{--}0.1 \text{ s}$ и $\tau_2^{\text{set/relax}} = 1\text{--}4 \text{ s}$ для быстрого и медленного процесса, соответственно. Эти величины мало зависят от величины деформации, однако, возможно, существует тенденция к их росту при малых деформациях.

3.3. Зависимость поляризации от температуры

Температурные зависимости основных параметров импульса полярного отклика P_{01} , P_{02} , τ_1^{set} , τ_2^{set} и τ_1^{relax} , τ_2^{relax} на импульс нагрузки амплитудой 0.5 N представлены на рис. 5. Поляризация P_{01} для быстрого процесса монотонно возрастает при понижении температуры от

300 до 200 К (рис. 5, *a*). На врезке этого рисунка видно, что зависимость обратной величины этой поляризации хорошо описывается выражением $1/P_{01} = (T - T_{Cf})/C_f$ со следующими параметрами: $C_f = 9 \cdot 10^{-5} \text{ K} \cdot \text{m}^2/\text{C}$ и $T_{Cf} = 74 \text{ K}$. В случае медленного процесса, для величины P_{02} наблюдается немонотонный рост с понижением температуры (рис. 5, *b*). Ниже 200 К оба процесса сопровождаются резким возрастанием величин P_{01} и P_{02} и заметным разбросом от импульса к импульсу.

На рис. 5, *c* и *d* показаны температурные зависимости характерных времен установления и релаксации поляризации. Для быстрого процесса времена установления и релаксации поляризации, τ_1^{set} и τ_1^{relax} возрастают с уменьшением температуры и, в рамках погрешности измерений, хорошо описываются соотношением Аррениуса $\tau_1 = \tau_{01} \exp(E_a/kT)$ (рис. 5, *c* врезка),

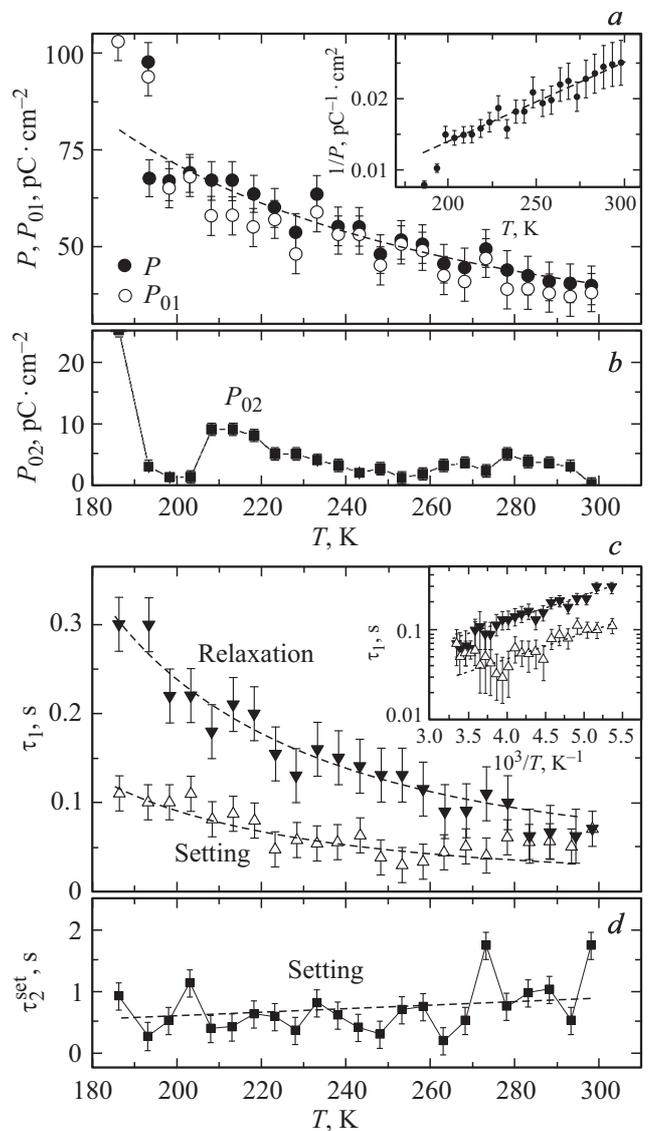


Рис. 5. Температурная зависимость *a*, *b*) индуцированной поляризации и *c*, *d*) характерных времен процессов установления/релаксации поляризации.

где τ_{01} — константа, E_a — энергия активации, k — постоянная Больцмана. Для процесса установления поляризации получены следующие параметры: $E_a = 650$ К (56 meV) и $\tau_{01}^{\text{set}} = 3.5 \cdot 10^{-3}$ s, а для процесса релаксации: $E_a = 650$ К (56 meV), $\tau_{01}^{\text{relax}} = 9.2 \cdot 10^{-3}$ s. Что касается медленного процесса поляризации, то характерное время $\tau_2(T)$ варьируется около величины 1 s с разбросом от 0.5 до 1.5 s и мало зависит от температуры, однако, возможно, имеется тенденция к возрастанию этой величины в области высоких температур (рис. 5, d).

4. Обсуждение результатов

Эффективный поперечный флексоэлектрический тензор $\tilde{\mu}_{12} = 4.3 \mu\text{C}/\text{m}$ совпадает с величинами $\tilde{\mu}_{12}^+ = 4.6$ и $\tilde{\mu}_{12}^- = 3.7 \mu\text{C}/\text{m}$, которые были получены при исследовании обратного флексоэлектрического эффекта [7,14]. Из эффективного поперечного тензора $\tilde{\mu}_{12}$ можно вычислить величины продольного μ_{11} и поперечного μ_{12} тензоров (см. [4–6]), связанных между собой следующим уравнением $\tilde{\mu}_{12} = -\nu\mu_{11} + (1 - \nu)\mu_{12}$ [18]. Оценки дают следующие величины: $\mu_{12} = 5.8$ и $\mu_{11} = 0.4 \mu\text{C}/\text{m}$. С помощью формулы (3) можно оценить величину размерного фактора: для продольного коэффициента $\lambda = 4.6$, а для поперечного — 67. Полученные величины λ того же порядка, что и для титаната бария и соединений на его основе [10,11] и свидетельствуют в пользу применимости эмпирического соотношения (3).

Величина флексоэлектрического эффекта, согласно (3) и ранее опубликованным данным [5,7], должна коррелировать с диэлектрической проницаемостью, которая, в свою очередь, в интервале температур выше 110 К следует закону Кюри–Вейсса. Зависимость $P_{01}(T)$ для быстрого процесса установления/релаксации поляризации на рис. 5, a действительно следует этому закону в интервале температур 200–300 К. Более того, параметр $T_{Cf} = 74$ К почти совпадает с параметром $T_{Cf} = 70$ К, который был получен для случая обратного флексоэлектрического эффекта в интервале температур 120–300 К [7]. Из этого следует, что поляризация P_{01} с более коротким временем установления/релаксации имеет флексоэлектрическое происхождение. Ниже 200 К резкое возрастанием величин P_{01} и P_{02} и их заметный разброс можно отнести к началу процесса образования доменов (см. [5]) вследствие неоднородного механического напряжения и резкого его изменения в момент контакта механического зонда с поверхностью кристалла.

Полученные тензоры на три порядка больше величин $\mu_{11} = -0.26$ nC/m и $\mu_{12} = -3.74$, теоретически рассчитанных в [4] и экспериментально измеренных $\mu_{11} = 0.2$ и $\mu_{12} = 7$ nC/m по данным прямого [5] и $\tilde{\mu}_{12} \approx 4.6$ nC/m обратного метода [6]. В перечисленных экспериментах использовалась переменная по времени механическая нагрузка частотой 30–40 Hz, а во втором эксперименте переменное электрическое поле частотой 10 kHz.

При таких частотах многие релаксационные механизмы оказываются выключенными, например, механическая релаксация с временным параметром $\tau_{w1}^{\text{relax}} = 1.3$ s и другие процессы, к которым можно отнести медленные релаксационные вклады в диэлектрическую восприимчивость ионного и электронного происхождения. Более того, в работах [19,20] уже сообщалось о значительном усилении флексоэлектрического эффекта в кристаллах за счет большой концентрации кислородных вакансий и за счет увеличения числа фотоиндуцированных носителей заряда. Поэтому можно говорить о том, что релаксация флексоэлектрического отклика может быть связана с транспортом и перераспределением носителей заряда (электронов, ионов и вакансий) [12].

Рассмотрим наиболее вероятные механизмы влияния носителей заряда и дефектов кристаллической решетки на флексоэлектрический эффект. С одной стороны, перераспределение заряда можно отнести к действию химического давления вследствие неоднородного искажения кристаллической решетки при неоднородном механическом напряжении (эффект Вегарда) [12]. Другой причиной может быть дрейф носителей заряда: электронов, ионов и заряженных вакансий во внутреннем поле флексоэлектрического происхождения E_{Flex} . Известно, что кислородные вакансии отвечают за пластичность кристалла ST. В нашем случае, релаксация механического напряжения за счет пластичности кристалла характеризуется временами 1.3, 6.5 и 12.5 s (рис. 2). По-видимому, релаксация, обусловленная пластичностью, также определяет и время $\tau_2 = 1-4$ s для медленной релаксации поляризации P_{02} . Это характерное время мало зависит от температуры, что может быть связано с тем, что энергия термоактивации миграции кислородных вакансий оценивается величиной порядка 0.6–0.7 eV [21], а энтальпия для активации дислокаций — величиной 2–6 eV [22]. Что касается быстрого процесса установления/релаксации поляризации, то его характерное время τ_1 на порядок меньше релаксации механического напряжения и имеет термоактивационный характер с энергией 56 meV. По данным работ [23,24] в ST такая величина энергии порядка 10–70 meV характерна для ионизации кислородных вакансий по схеме $V_{\text{O}}^{\bullet\bullet} + 2e^-$. В таком случае, релаксация поляризации P_{01} обусловлена движением электронов во внутреннем поле E_{Flex} и захватом электронов ловушками, связанных с вакансиями кислорода.

Перераспределение электронов и их взаимодействие с центрами V_{O} в объеме кристалла также может объяснить небольшую биполярность в величинах $\tilde{\mu}_{12}^+ = 4.6$ и $\tilde{\mu}_{12}^- = 3.7 \mu\text{C}/\text{m}$, которая наблюдалась при обратном флексоэлектрическом эффекте [7,14]. Эта биполярность проявляется в том, что около положительно заряженного электрода поверхность испытывает большую деформацию, чем около электрода отрицательной полярности. Из [25] известно, что дважды ионизованная кислородная вакансия $V_{\text{O}}^{\bullet\bullet}$ увеличивает расстояние между соседними катионами до 4% в силу кулоновского отталкивания.

С другой стороны, электроны, захваченные вакансией, должны уменьшать это отталкивание, вызывая сокращение этого расстояния. Отсюда следует, что приповерхностные области с повышенной концентрацией электронов около положительного электрода должны вызывать больший изгиб поверхности, чем поверхность около отрицательного электрода с вогнутой стороной, что и наблюдалось в ряде экспериментов [14,20].

5. Выводы

Проведено исследование статического прямого флексоэлектрического эффекта, при котором измерялась величина поляризации, индуцированной сферическим изгибом тонких пластин монокристаллов SrTiO₃.

Измерен эффективный поперечный флексоэлектрический тензор $\tilde{\mu}_{12} = 4.3 \mu\text{C/m}$, из которого определены продольный и поперечный тензоры $\mu_{11} = 0.4$ и $\mu_{12} = 5.8 \mu\text{C/m}$.

Исследованы процессы релаксации неоднородной деформации и индуцированной поляризации и получены характерные времена этих процессов. Приведены результаты сравнения прямого и обратного эффекта.

Благодарности

Авторы благодарят В.А. Трепакова за полезную консультацию.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.K. Tagantsev, P.V. Yudin. Flexoelectricity in solids. World Scientific Publishing Co., Singapore (2017). 396 p.
- [2] P. Zubko, G. Catalan, A. Tagantsev. *Ann. Rev. Mater. Res.* **43**, 387 (2013).
- [3] B. Wang, Y. Gao, Sh. Zhang, L.-Q. Chen. *Prog. Mater. Sci.* **106**, 100570 (2019).
- [4] R. Maranganti, P. Sharma. *Phys. Rev. B* **80**, 054109 (2009).
- [5] P. Zubko, G. Catalan, A. Buckley, P. Welche, J. Scott. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 167601 (2007).
- [6] U.K. Bhaskar, N. Banerjee, A. Abdollahi, Z. Wang, D.G. Schlom, G. Rijnders, G. Catalan. *Nature Nanotechnology* **11**, 263 (2016).
- [7] В.Г. Залесский, Е.Д. Румянцева. *ФТТ* **56**, 7, 1301 (2014).
- [8] Ch. Wang, Sh. Wang, W. Huang, H. Xie, L. Cai, F.M. Zhang, X.S. Wu. *Appl. Phys. Lett.* **113**, 242903 (2018).
- [9] А.К. Таганцев. *ЖЭТФ* **88**, 2108 (1985).
- [10] W.H. Ma, L.E. Cross. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 3440 (2002).
- [11] W.H. Ma, L.E. Cross. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 232902 (2006).
- [12] A.N. Morozovska, E.A. Eliseev, G.S. Svechnikov, S.V. Kalinin. *Phys. Rev. B* **84**, 045402 (2011).
- [13] A. Nakamura, K. Yasufuku, Y. Furushima, K. Toyoura, K. Peter D. Lagerlöf, K. Matsunaga. *Crystals* **7**, 351 (2017).
- [14] Е.Д. Обозова, В.Г. Залесский, Письма в ЖЭТФ **103**, 11, 792 (2016).
- [15] Е.Д. Обозова, П.П. Сырников, В.Г.Залесский. Приборы и техника эксперимента **6**, 90 (2019).
- [16] S. Timoshenko, S. Woinowsky-Krieger. Theory of plates and shells, Mc Graw-Hill Co, N. Y. (1959), 580 p.
- [17] R. Gaillac, P. Pullumbi, F.-X. Coudert. *J. Phys.: Condens. Matter.* **28**, 275201 (2016).
- [18] Э.В. Бурсиан, Н.Н. Трунов. *ФТТ* **16**, 1187 (1974).
- [19] J. Narvaez, F. Vasquez-Sancho, G. Catalan. *Nature* **538**, 219 (2016).
- [20] Y. Jin, F. Zhang, K. Zhou, Ch.H. Suen, X.Y. Zhou, J.-Y. Dai, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 164101 (2021).
- [21] R.A. De Souza. *Adv. Funct. Mater.* **25**, 6326 (2015).
- [22] S. Taeri, D. Brunner, W. Sigle, M. Rühle. *Z. Metallkd.* **95**, 433 (2004).
- [23] V.V. Laguta, M.D. Glinchuk, I.P. Bykov, A. Cremona, P. Galinetto, E. Giolotto, L. Jastrabik, J. Rosa. *J. Appl. Phys.* **93**, 6056 (2003).
- [24] В.А. Трепаков, В.С. Вихнин, П.П. Сырников, Ф. Смутный, М. Савинов, Л. Ястрабик. *ФТТ* **39**, 11, 2040, (1997).
- [25] T. Hoshina, R. Sase, J. Nishiyama, H. Takeda, T. Tsurumi. *J. Ceram. Soc. Jpn* 126 [5], 263 (2018).

Редактор Д.В. Жуманов