

# Тонкие сегнетоэлектрические пленки: получение и перспективы интеграции

© А.С. Сигов, Е.Д. Мишина, В.М. Мухортов\*

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики  
(Технический университет),  
Москва, Россия

\* Южный научный центр РАН,  
Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: mishina\_elena57@mail.ru

(Поступила в Редакцию 27 июля 2009 г.)

Рассматриваются свойства тонких пленок  $(\text{Ba,Sr})\text{TiO}_3$  и  $\text{BiFeO}_3$  и наноструктур на их основе. Пленки изготавливаются методом высокочастотного распыления в атмосфере кислорода с повышенным давлением, наноструктуры — методом фокусированного ионного травления; электрическое поле прикладывается в планарной структуре встречно-штыревых электродов. Исследуются структура, диэлектрические, электрооптические и нелинейно-оптические свойства полученных образцов в широком диапазоне толщин и частот электрического поля. Показана высокая эффективность планарного переключения и его влияния на оптические свойства полученных структур. Наноструктурирование позволяет изменять диэлектрические и оптические свойства исследуемых материалов и таким образом увеличивать диапазон переключения функциональных параметров.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 09-02-00254, 09-02-01403, 08-02-12031) и Министерством образования и науки РФ (АВЦП проекты № 2.1.1/587, 2.1.2/494).

## 1. Введение

В большинстве сегнетоэлектрических устройств используется переключение поляризации в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, что позволяет при малых толщинах пленок управлять поляризацией весьма малыми напряжениями (единицами вольт). В то же время для оптических и многих СВЧ-приложений более удобной является планарная геометрия, поскольку она обеспечивает более эффективное взаимодействие электромагнитной волны и сегнетоэлектрической поляризации, а также широкие возможности для интегрирования элементов и создания монолитных оптических интегральных схем нового поколения.

В настоящее время при разработке на основе сегнетоэлектрических пленок функциональных устройств микроэлектроники, таких как электронно-перестраиваемые СВЧ-компоненты в интегральном исполнении (фазовращатели, фильтры, резонаторы, фазированные антенные решетки), микрополосковые модуляторы для оптических систем связи, микроэлектромеханические системы (акселерометры, микропомпы, датчики давления, резонаторы), планарная топология электродов становится основой их конструктивной базы. Поэтому изучение особенностей проявления сегнетоэлектрического состояния при такой топологии электродов становится актуальной задачей.

Совершенно новым направлением является использование планарных сегнетоэлектрических структур в фотонике — для создания активных волноводов, электрооптических модуляторов, в том числе фотонно-кристаллических.

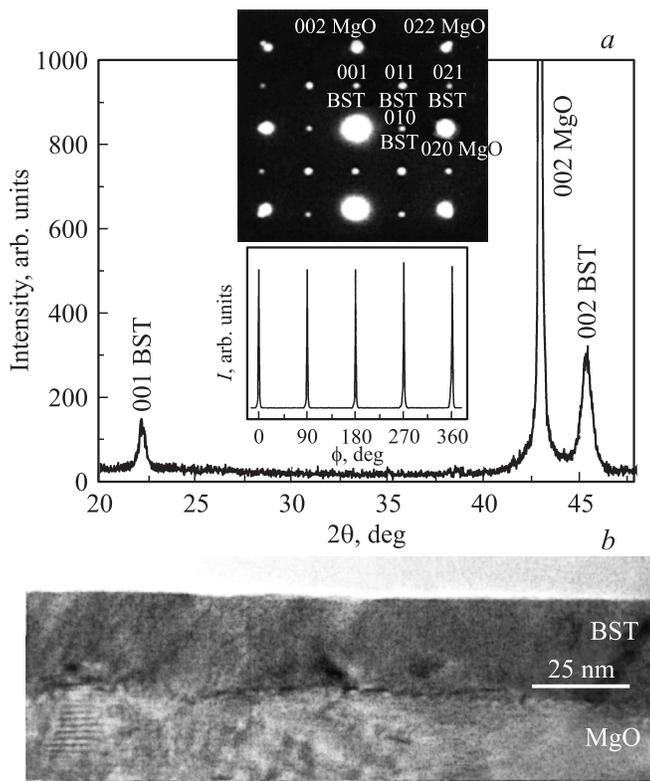
В настоящей работе рассмотрены особенности проявления сегнетоэлектрического состояния в гетероструктурах на основе наноразмерных сегнетоэлектриков и мультиферроиков при планарной топологии электродов, а также свойства упорядоченных наноструктур (фотонных кристаллов (ФК)) на их основе.

## 2. Эксперимент

### 2.1. Изготовление образцов и структурные исследования.

#### 2.1.1. Эпитаксиальные пленки BST.

Одна из главных задач при создании гетероструктур на основе наноразмерных сегнетоэлектрических пленок — обеспечение слоевого механизма роста сегнетоэлектрических пленок. Такие пленки обладают высоким структурным совершенством, а также нанометровой шероховатостью, что позволяет наносить планарные электроды с субмикронными диэлектрическими зазорами и, следовательно, устанавливать рабочие напряжения также в диапазоне единиц вольт. Нами разработан новый способ создания монокристаллических пленок оксидов в режиме слоевого роста, принципиальное отличие которого от известных аналогов состоит в том, что рост пленок происходит из наночастиц сложного оксида, образующихся в плазме сильнооточного высокочастотного разряда (давление кислорода  $\sim 133$  Па, ВЧ-мощность  $70\text{--}100$  Вт/см<sup>2</sup>). При таких режимах слоевой механизм, обеспечивающий рост пленок с атомарно-гладкой поверхностью, был подтвержден исследованиями поверхности пленок методами электронной микроскопии, просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения и элек-



**Рис. 1.** Дифрактограмма (а) и поперечный срез (b) эпитаксиальной пленки BST толщиной 6 нм на монокристаллической подложке (001) MgO. На верхней вставке — электронно-дифрактометрическая картина, наблюдаемая в  $\langle 100 \rangle$ -зоне пленки BST на Mg, на нижней вставке —  $\phi$ -скан отражения (024) от пленки BST.

тронной дифракции. Это позволило провести исследование гетероструктур  $(\text{Ba,Sr})\text{TiO}_3/\text{MgO}$  в интервале толщин сегнетоэлектрических пленок 4–1000 нм при диэлектрическом зазоре во встречно-штыревой системе электродов  $0.7 \mu\text{m}$  [1].

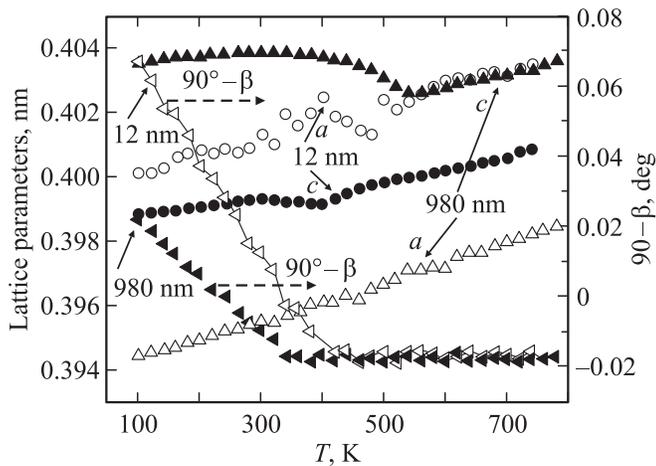
Структурное совершенство пленок, параметры элементарной ячейки в направлении нормали к плоскости подложки и в плоскости подложки, а также ориентационные соотношения между пленкой и подложкой устанавливались рентгенографированием на дифрактометре ДРОН-4 ( $\Theta$ – $2\Theta$ -метод, съемка симметричных и асимметричных брэгговских отражений,  $\text{CuK}\alpha$ -излучение). Для определения параметра  $c$  элементарной ячейки пленки (в направлении нормали к пленке) использовались отражения типа (00 $l$ ). Для определения параметров ячейки пленки в плоскости подложки  $a$  и  $b$  использовался асимметричный метод съемки отражений типа (204). Для всех исследованных пленок наблюдалось параллельное расположение осей пленки и подложки в плоскости сопряжения, что подтверждено как электронно-микроскопическими данными (рис. 1, верхняя вставка), так и результатами дифрактометрических исследований (рис. 1, нижняя вставка). Это свидетельствует о жесткой связи пленки с подложкой, которая предполагает, что в

плоскости подложки параметры ячейки пленки равны, т.е.  $a = b$ , и угол между этими осями составляет  $90^\circ$ .

В области толщин пленок от 6 до 40 нм параметры решетки изменяются незначительно, причем параметр  $a$  (в плоскости подложки) больше, чем параметр  $c$  (вдоль нормали к плоскости подложки), т.е. в пленках растягивающие напряжения в плоскости подложки. В области толщин пленок  $\sim 40$ – $70$  нм происходит изменение параметров решетки, причем параметр  $c$  увеличивается и становится большим по сравнению с параметром  $a$ , который уменьшается при увеличении толщины пленки. В этой области толщин происходит изменение знака напряжений в пленках: растягивающие напряжения меняются на сжимающие. При толщинах пленок более 70 нм параметры решетки пленки слабо зависят от толщины, причем параметр  $c$  больше, а параметр  $a$  меньше соответствующих параметров объемного материала. Таким образом, существует критическая толщина пленок ( $\sim 40$  нм), ниже которой в пленках присутствуют растягивающие напряжения в плоскости подложки, а выше которой наблюдаются сжимающие напряжения в плоскости подложки. Наличие плато в области малых толщин пленок и увеличенное значение тетрагональности в более толстых пленках указывает на то, что кроме механизма релаксации напряжений за счет образования дислокаций несоответствия и увеличения сжимающих напряжений из-за разности коэффициентов линейного расширения существует еще один механизм возникновения напряжений. Этот механизм приводит к уменьшению растягивающих напряжений в тонких пленках и увеличению сжимающих напряжений в толстых пленках.

Наличие критической толщины сопровождается появлением целого ряда качественных и количественных различий между пленками толщиной больше критической и меньше критической; различным является, в частности, характер фазового перехода. Проведенные исследования пленок в широком интервале толщин от 6 до 1000 нм и температур от 100 до 780 К показали качественное различие фазовых состояний в пленках, толщина которых больше или меньше критической. На рис. 2 приведены температурные зависимости параметров решетки пленок толщиной 980 и 12 нм, рассчитанные для тетрагональной модели. Видно, что в зависимости  $c(T)$  для толщины больше критической имеются две особенности, соответствующие температурам 550 и 320 К. Особенность при температуре 550 К может соответствовать переходу материала пленки из параэлектрического состояния в сегнетоэлектрическое. Выше этой температуры пленка ведет себя подобно чистому упругому материалу и имеет тетрагональную элементарную ячейку, причем параметр  $c$  превышает соответствующий параметр массивного материала и параметр  $a$ , т.е. в пленке присутствуют напряжения сжатия уже при температурах осаждения.

В области температур  $330 < T < 550$  К пленка не является чисто упругим материалом, параметр ячейки  $c$  увеличивается, симметрия элементарной ячейки



**Рис. 2.** Зависимости от температуры параметров элементарной ячейки и угла моноклинности эпитаксиальных пленок BST толщиной 980 и 12 нм на монокристаллической подложке (001) MgO.

остается все еще тетрагональной, но пленка становится сегнетоэлектрической. В интервале температур от 780 до 330 К вектор спонтанной поляризации может быть направлен вдоль нормали к подложке, что соответствует  $c$ -фазе. При рассмотрении фазового перехода при температуре 330 К необходимо учитывать поведение параметра  $a$ . На рис. 2 параметр ячейки  $a$ , рассчитанный в предположении тетрагональной ячейки из асимметричных отражений при известном параметре  $c$ , отклоняется от прямой, соответствующей параметру эффективной подложки. Однако этого не должно быть в предположении, что при фазовом переходе не возникают новые дислокации для релаксации напряжений.

Такое отклонение возникает из-за того, что в действительности параметр ячейки по нормали к подложке, рассчитанный в предположении тетрагональной симметрии, является проекцией реального параметра ячейки на нормаль к плоскости подложки. Поэтому фазовый переход при температуре 330 К может соответствовать переходу из  $c$ -фазы в  $r$ -фазу. Симметрия ячейки  $r$ -фазы является моноклинной, две оси в плоскости подложки идентичны, поэтому параметры решетки в плоскости подложки одинаковы. Вектор спонтанной поляризации уже не направлен строго вдоль нормали к плоскости подложки, возникают также компоненты поляризации в плоскости подложки. Для толстых пленок при понижении температуры возможна следующая последовательность фаз: тетрагональная параэлектрическая — тетрагональная сегнетоэлектрическая — моноклинная сегнетоэлектрическая.

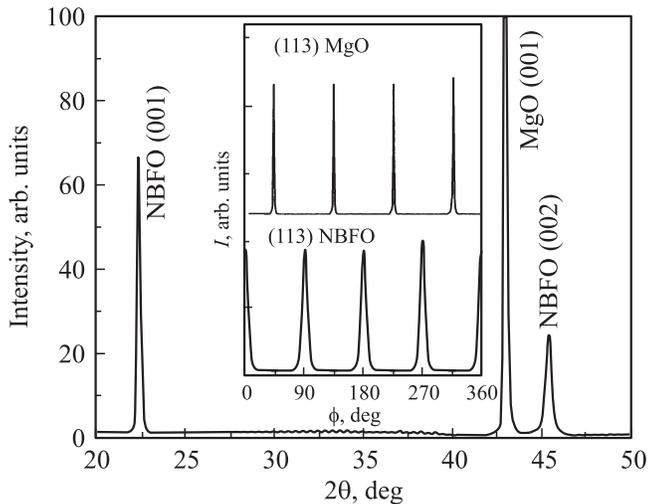
В предположении моноклинной ячейки (пространственная группа  $C_m$ ) вычислен угол моноклинности с учетом того, что параметр в плоскости жестко связан с подложкой. Результаты этих вычислений приведены на рис. 2 (правый масштаб). На этом рисунке угол  $\beta$  — это угол между нормалью к поверхности подложки и осью  $c$

элементарной ячейки эпитаксиальной пленки. Из рис. 2 видно, что для пленок толщиной больше критической в интервале температур от 780 до 330 К не наблюдается каких-либо особенностей, в пределах ошибки измерения угол моноклинности равен нулю. Это означает, что угол между осями  $c$  и  $a$  равен  $90^\circ$ , т.е. элементарная ячейка является тетрагональной. В этом интервале температур вектор спонтанной поляризации направлен вдоль оси  $c$  тетрагональной ячейки. Ниже температуры 330 К ось  $c$  ячейки пленки начинает отклоняться от перпендикуляра к плоскости  $a$ – $b$ . Ячейка становится моноклинной, и угол моноклинности увеличивается при увеличении температуры. В данном случае угол моноклинности очень мал, что свидетельствует о малом искажении перовскитной ячейки. Необходимо отметить, что угол, на который отклоняется вектор поляризации в плоскости (001), больше, чем угол моноклинности.

В пленках с толщиной ниже критической идентификация фаз при фазовых переходах затруднена в силу достаточно большой погрешности в определении параметра элементарной ячейки  $a$ . На рис. 2 (левый масштаб) приведены температурные зависимости параметров решетки  $c$  и  $a$  пленки толщиной 12 нм. На зависимости  $c(T)$  имеются две особенности при температурах 490 и 400 К. При температуре 490 К происходит переход из тетрагональной параэлектрической фазы в тетрагональную сегнетоэлектрическую. Вектор спонтанной поляризации лежит в плоскости подложки, что может соответствовать переходу в  $aa$ -фазу.

При температуре 400 К, возможно, происходит переход из  $aa$ -фазы в моноклинную  $r$ -фазу, в которой вектор спонтанной поляризации отклоняется от вертикальной оси в плоскости (011) исходной тетрагональной ячейки. По-видимому, в тонких пленках реализуется следующая последовательность переходов: тетрагональная параэлектрическая фаза — сегнетоэлектрическая  $aa$ -фаза — сегнетоэлектрическая  $r$ -фаза. Однако для точной идентификации фаз в тонких пленках потребуются дополнительные исследования. Результаты вычисления угла моноклинности приведены на рис. 2, из которого видно, что для температуры примерно 490 К ячейка пленки является моноклинной, а при температурах выше 490 К ячейка становится тетрагональной. В данном случае угол моноклинности больше, чем в пленках толщиной больше критической, но, оставаясь достаточно малым, свидетельствует о малом искажении перовскитной ячейки.

2.1.2. Эпитаксиальные пленки NBFO. Осаждение пленок  $(\text{Bi}_{0.98}\text{Nd}_{0.02})\text{FeO}_3$  (NBFO) на (100) MgO показало, что пороговая температура подложки для монокристаллического роста пленки составляла  $350^\circ\text{C}$ . Повышение температуры до  $500^\circ\text{C}$  приводило к конденсации в виде смеси простых оксидов, причем с рядом дифракционных отражений неидентифицированной фазы при  $\Theta$ – $2\Theta$ -сканировании. Основное отличие гетероструктур BST от NBFO — это влияние температуры подложки на синтез. В структурах BST повышение температуры от пороговой ( $450^\circ\text{C}$ )



**Рис. 3.** Типичный рентгенодифракционный спектр ( $\Theta$ – $2\Theta$ -сканирование) монокристаллической пленки  $(\text{Bi}_{0.98}\text{Nd}_{0.02})\text{FeO}_3$  на  $(100)\text{MgO}$ . На вставке — рентгенограммы при  $\phi$ -сканировании отражений  $(113)\text{NBFO}$  и  $(113)\text{MgO}$ .

до  $750^\circ\text{C}$  приводило к следующей последовательности фаз: рентгеноаморфная—поликристаллическая—текстурированная—монокристаллическая. В структурах же на основе NBFO состояние конденсата при изменении температуры от  $340$  до  $550^\circ\text{C}$  изменялось в следующей последовательности: монокристаллическая—текстурированная—поликристаллическая—смесь оксидов.

Рентгенодифракционный спектр ( $\Theta$ – $2\Theta$ -сканирование) пленки NBFO в монокристаллическом состоянии на подложке  $(100)\text{MgO}$  приведен на рис. 3. На рентгенограмме присутствуют только пики 001 и соответствующий пик 002 подложки, что свидетельствует о том, что пленка имеет только ориентацию (001) вдоль нормали к поверхности подложки. Вертикальная разориентация пленки относительно нормали к подложке составляет  $\sim 2^\circ$ . Для определения азимутальной разориентации пленки и ориентационных соотношений между пленкой и подложкой использован метод  $\phi$ -сканирования образца. Соответствующая рентгенограмма отражения  $(113)$  представлена на вставке к рис. 3. Здесь следует заметить, что на практике подложки MgO (структура типа NaCl, параметр решетки  $a_s = 0.4212\text{ nm}$ ) в основном используются для создания растягивающих напряжений в пленках BST, что многократно подтверждалось различными авторами и нами, в частности. Учитывая близость параметров решетки BST и NBFO, увеличение параметров при уменьшении толщины пленок NBFO трудно объяснить в рамках доминирующего влияния несоответствия параметров решетки. Можно предположить, что увеличение параметра по нормали к поверхности пленки происходит за счет сжимающих напряжений, обусловленных возникающей во время синтеза пленки тетрагональной структурой в связи с синтезом и ростом пленки при температуре ниже сегнетоэлектрического и магнитного

переходов. Некоторым подтверждением нового механизма возникновения напряжений в пленках при их осаждении ниже температуры сегнетоэлектрического упорядочения может служить обнаруженный нами поворот кристаллографических направлений в плоскости пленки на  $45^\circ$  относительно подложки, который хорошо виден из угловых положений отражений  $(113)\text{NBFO}$  и  $(113)\text{MgO}$  (рис. 3).

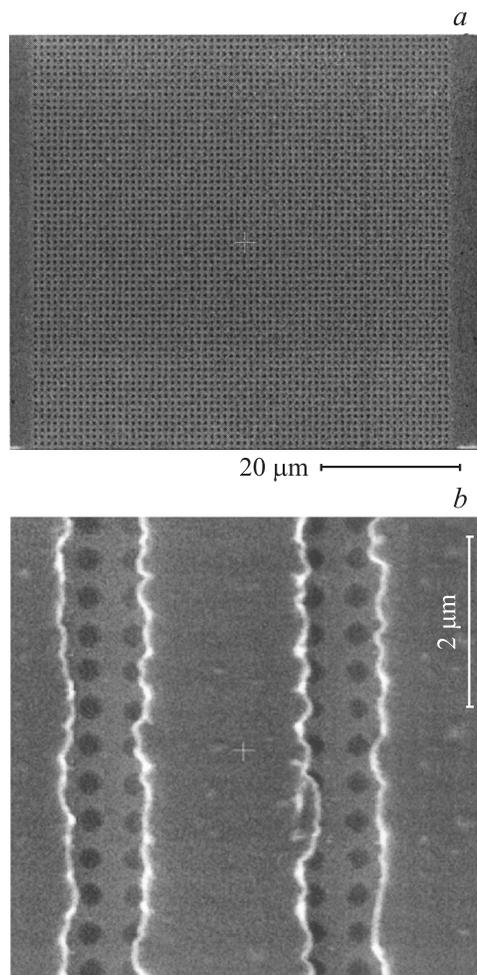
2.1.3. Электрофизические характеристики пленок BST и NBFO. Для подачи напряжения на поверхности пленок методом взрывной литографии наносилась система встречно-штыревых электродов с периодом от  $1.4$  до  $4\text{ }\mu\text{m}$  (с зазором между электродами от  $0.7$  до  $2\text{ }\mu\text{m}$  соответственно). Возможность получения столь малых зазоров обеспечена высоким качеством пленок (малой шероховатостью). С точки зрения оптики такая электродная система представляет собой дифракционную решетку; будем называть ее также металлодиэлектрической дифракционной решеткой (МДДР). Данная система электродов позволяла поляризовать пленку в зазорах между электродами в плоскости пленки (вдоль оси  $[100]\text{MgO}$ ).

Сегнетоэлектрическая поляризация и диэлектрическая проницаемость исследовались независимыми (неоптическими) методами. При этом надо иметь в виду, что, поскольку емкость системы встречно-штыревых электродов крайне мала, для получения приемлемого соотношения сигнал/шум электрофизические измерения проводились на системе  $10$ – $20$  параллельно соединенных сегнетоэлектрических планарных конденсаторов.

Электрофизические измерения показали, что пленки BST толщиной  $> 70\text{ nm}$  обладают небольшим коэрцитивным полем, слабо зависящим от частоты в диапазоне  $0.005$ – $500\text{ Hz}$ . В пленках толщиной  $< 70\text{ nm}$  коэрцитивное поле выше при низких частотах, однако значительно уменьшается при высоких частотах. У пленки NBFO коэрцитивное поле значительно ниже; кроме того, оно также достаточно сильно уменьшается при увеличении частоты в диапазоне  $0.05$ – $5\text{ Hz}$ .

2.1.4. Наноструктуры (фотонные кристаллы). Упорядоченные структуры были изготовлены на основе полученных пленок методом фокусированного ионного травления с использованием установки Quanta 3D (FEI Technology). Круглые отверстия вытравливались как в области электродов, так и в свободной от электродов пленке (рис. 4). Область, свободная от электродов, представляет собой двумерный инвертированный ФК. В области электродов полученная структура представляет собой суперпозицию одномерного и двумерного ФК. Кроме того, МДДР на поверхности ФК обеспечивает связь падающей волны с двумерным ФК за счет вудовских аномалий и резонансного возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов [2,3].

При изготовлении двумерных ФК использовался шаблон  $64 \times 64$  отверстия с последующим масштабированием. Полный размер двумерного ФК изменялся от  $25$  до  $100\text{ }\mu\text{m}$ , соответственно период варьировался от  $390$



**Рис. 4.** Электронно-микроскопические изображения инвертированных ФК на основе пленки BST толщиной 70 nm. *a* — в области, свободной от электродов, с периодом 940 nm (полный размер  $60 \times 60 \mu\text{m}$ ); *b* — в области МДП с периодом 480 nm (полный размер  $50 \times 50 \mu\text{m}$ ).

до  $1562 \mu\text{m}$ , отношение диаметра отверстия к периоду равнялось примерно двум. Качество двумерного ФК практически не зависит от размера отверстий при сохранении их количества.

**2.2. Оптические исследования.** Нами проводились два типа оптических исследований: нелинейно-оптические (генерация второй гармоники (ВГ)) и линейно-оптические (исследование спектров пропускания или эллипсометрических параметров). Нелинейно-оптические исследования проводились с целью восстановления сегнетоэлектрической поляризации образцов при различных частотах приложенного напряжения на основе зависимостей от приложенного электрического поля интенсивностей ВГ. Линейно-оптические измерения проводились в наноструктурах с целью выявления их фотонно-кристаллических свойств: наличия аномалий Вуда, запрещенной зоны и т.п. Кроме того, в ФК также проводились эксперименты по второй оптической гармонике.

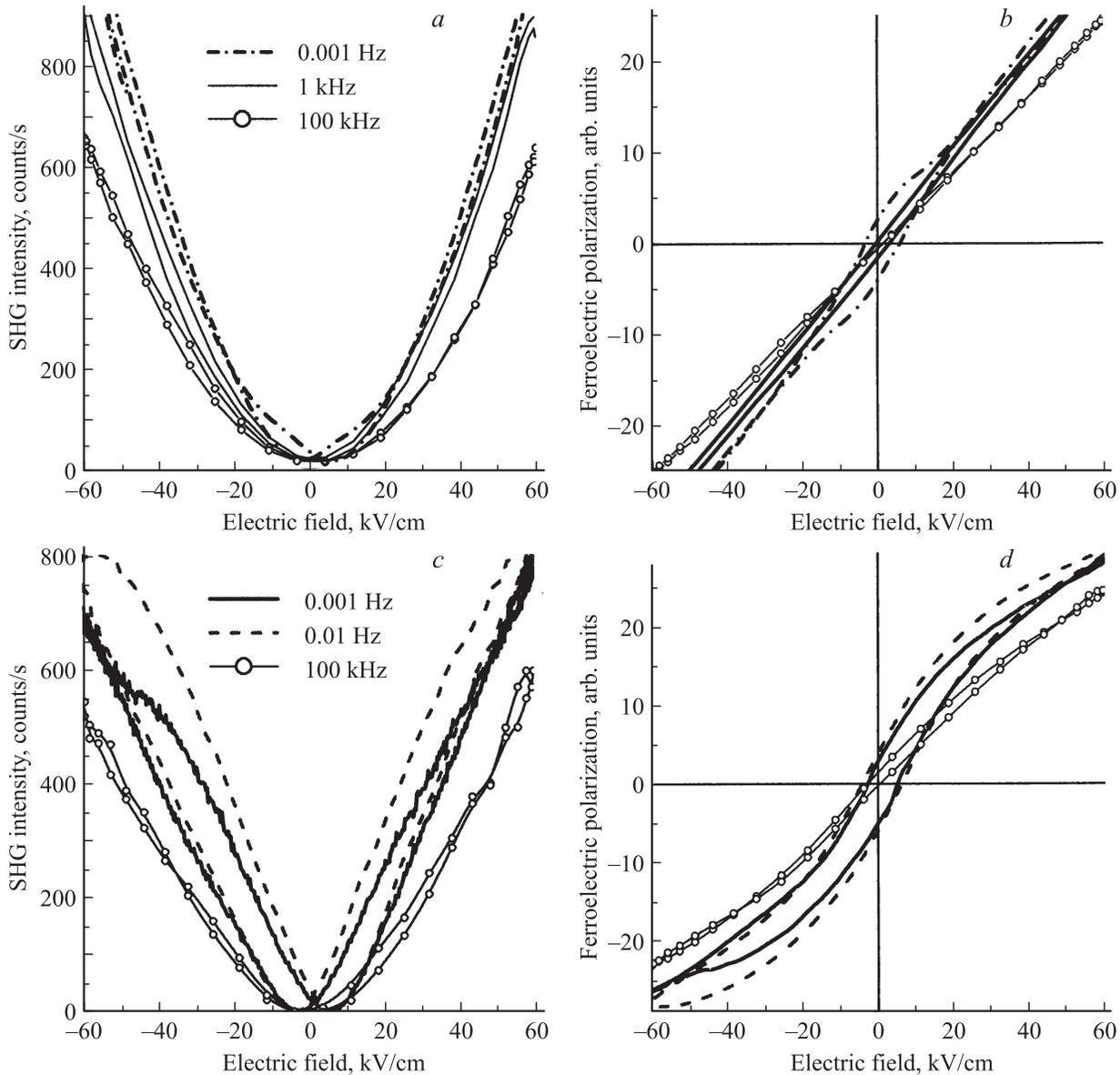
В отличие от электрофизических оптические измерения локальны не только по единичному конденсатору, но также и внутри единичного конденсатора, поскольку диаметр светового пятна не превышает  $200 \mu\text{m}$ .

**2.2.1. Нелинейно-оптические исследования.** Для нелинейно-оптических исследований излучение лазера на кристалле сапфира, легированного ионами титана, со следующими параметрами: диапазон перестройки 720–850 nm (что соответствует длинам волн ВГ 360–495 nm), длительность импульса  $100 \pm 10$  fs, частота повторения 100 MHz, плотность энергии в импульсе 5 nJ. Излучение накачки фокусировалось в пятно диаметром  $100 \mu\text{m}$  на сегнетоэлектрической пленке или фотонно-кристаллической структуре в области электродов со стороны пленки (ФК). Совмещение лазерного пятна с заданной областью осуществлялось путем смещения образца с использованием микрометрической подачи. Угол падения излучения накачки на образец составлял нуль градусов (нормальное падение), излучение ВГ исследовалось в геометрии нелинейной дифракции „на просвет“ при изменении направления на систему регистрации соответственно дифракции на электродной решетке (угол дифракции  $\varphi$ ). Поскольку электроды непрозрачны, а подложка centrosymmetric, весь сигнал ВГ генерировался в сегнетоэлектрике. Система регистрации, состоящая из фотоэлектронного умножителя, сигнал с которого обрабатывался при помощи счетчика фотонов, поляризационной призмы и фильтров, отсекающих излучение накачки, вращалась на угол  $\varphi$  вокруг вертикальной оси, лежащей в плоскости образца.

Для исследования особенностей процесса переключения к электродам прикладывалось переменное пилообразное напряжение с частотами 0.001 Hz–100 kHz. Амплитуда сигнала изменялась в зависимости от величины зазора между электродами таким образом, чтобы максимальная величина напряженности электрического поля в зазоре составляла  $\sim 60$  kV/cm. Для проведения исследований в режиме переменного поля счетчик фотонов был синхронизован с генератором переменного напряжения, регистрация осуществлялась в режиме стробирования с шириной окна, равной  $1/(50f)$ , где  $f$  — частота переменного напряжения.

Зависимости интенсивности ВГ от приложенного поля в МДП-структурах BST различной толщины представлены на рис. 5, *a* и *c*.

**2.2.2. Линейно-оптические измерения.** Линейно-оптические измерения осуществлялись с использованием спектроскопического эллипсометра Variable Angle Spectroscopic Ellipsometer (VASE, J.A. Woollam Co., Inc.) в диапазоне длин волн 350–1100 nm (1.13–3.54 eV). Исследование наноструктур осуществлялось при фокусировке излучения в пятно размером  $200 \times 200 \mu\text{m}$ . Структуры в области электродов исследовались в геометрии „на просвет“, в области, свободной от электродов, — в геометрии на отражение.



**Рис. 5.** Зависимости интенсивности ВГ (*a, c*) и вычисленной на основе интенсивности ВГ сегнетоэлектрической поляризации (*b, d*) от приложенного поля в МДДР-структурах BST толщиной 70 (*a, b*) и 30 nm (*c, d*).

На рис. 6 представлены спектральные зависимости коэффициента пропускания для МДДР (*a*) и двумерного сегнетоэлектрического ФК BST, нанесенного на МДДР (*b*). Эти зависимости подробно описаны в [4]. В настоящей работе проводится сравнение двух различных пленок, а также сравнивается чистый двумерный и комбинированный двумерный ФК на МДДР. Одиночные „провалы“ в коэффициенте пропускания присутствуют и в МДДР, и в структуре 2D-ФК–МДДР.

### 3. Результаты и обсуждение

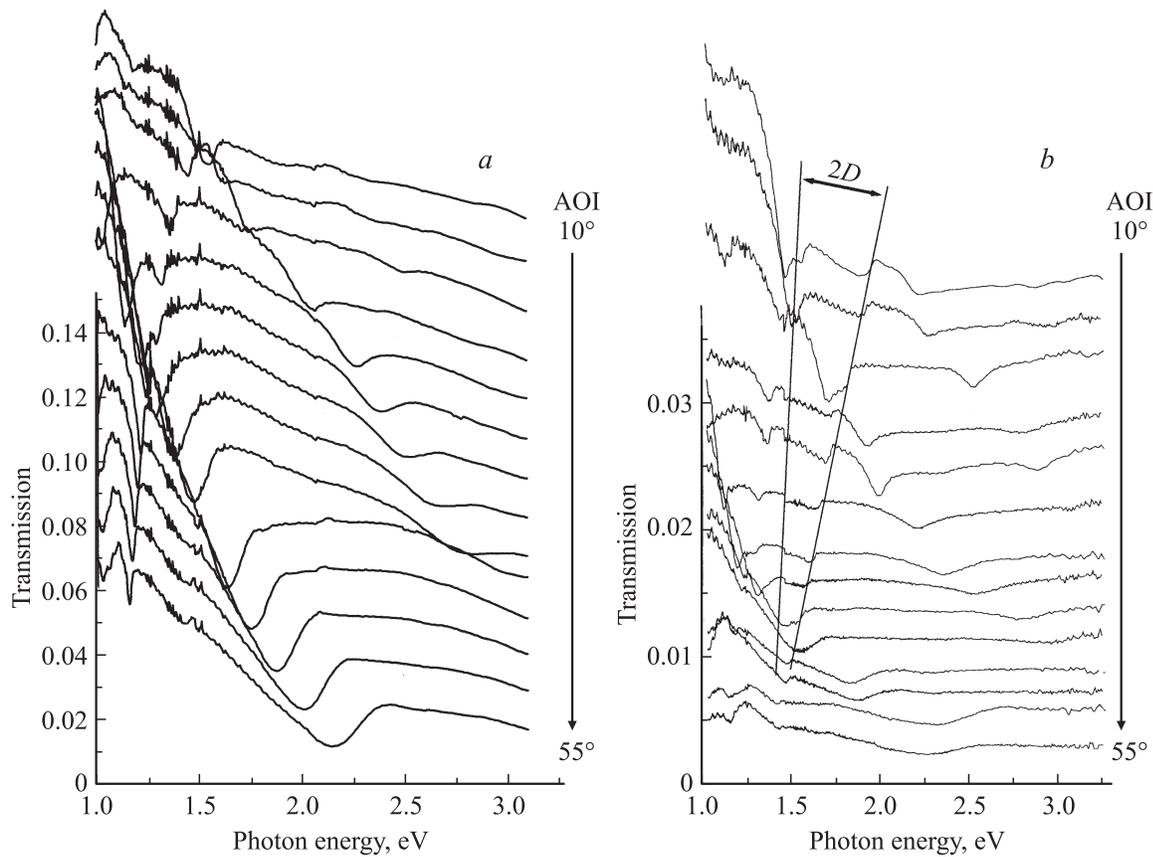
Модель нелинейно-оптического отклика и параметры переключения в пленках

BST и NBFO. Особенности поведения сегнетоэлектрической поляризации были исследованы методом генерации второй оптической гармоники. Теоретические основы определения сегнетоэлектрической поляризации по зависимостям интенсивности ВГ от приложенного поля изложены в работах [5,6].

Зависимости интенсивности сигнала ВГ от приложенного электрического поля могут быть описаны выражением [5]

$$I^{2\omega}(E) = (E_{bg}^{2\omega})^2 + \xi(P_0 + P(E))^2, \quad (1)$$

где  $E_{bg}^{2\omega}$  — некогерентная составляющая не зависящей от внешнего поля (непереключаемой) части поля ВГ,  $P(E)$  — зависящая от внешнего электрического по-



**Рис. 6.** Зависимости коэффициента пропускания от длины волны при различных углах падения (angle of incidence — AOI) для МДДР (а) и двумерного сегнетоэлектрического ФК (BST/MgO), нанесенного на МДДР (b). Область „провалов“ в коэффициенте пропускания, появляющихся только в области двумерного ФК, находится между двумя прямыми.

ля (переключаемая) сегнетоэлектрическая поляризация,  $P_0$  — суперпозиция остаточной  $P_{0r}$  и непереключаемой  $P_{00}$  поляризаций.

В общем случае, когда  $E_{bg}^{2\omega} \neq 0$  и  $P_0 \neq 0$ , переключаемая часть сегнетоэлектрической поляризации рассчитывается по формуле

$$P(E) = -P_0 + \sqrt{\frac{I^{2\omega}(E) - (E_{bg}^{2\omega})^2}{\xi}}, \quad (2)$$

при этом  $\xi$ ,  $P_0$  и  $E_{bg}^{2\omega}$  являются подгоночными параметрами при аппроксимации  $I^{2\omega}(E)$  квадратичной зависимостью вблизи ее минимума.

В том случае, когда  $E_{bg}^{2\omega} = 0$ , задача существенно упрощается, поскольку число подгоночных параметров уменьшается. Еще проще задача становится в случае  $P_0 = 0$ , когда петли гистерезиса становятся симметричными относительно нулевого напряжения.

На основе данной модели рассчитаны петли сегнетоэлектрического гистерезиса в пленках BST (рис. 5, b и d).

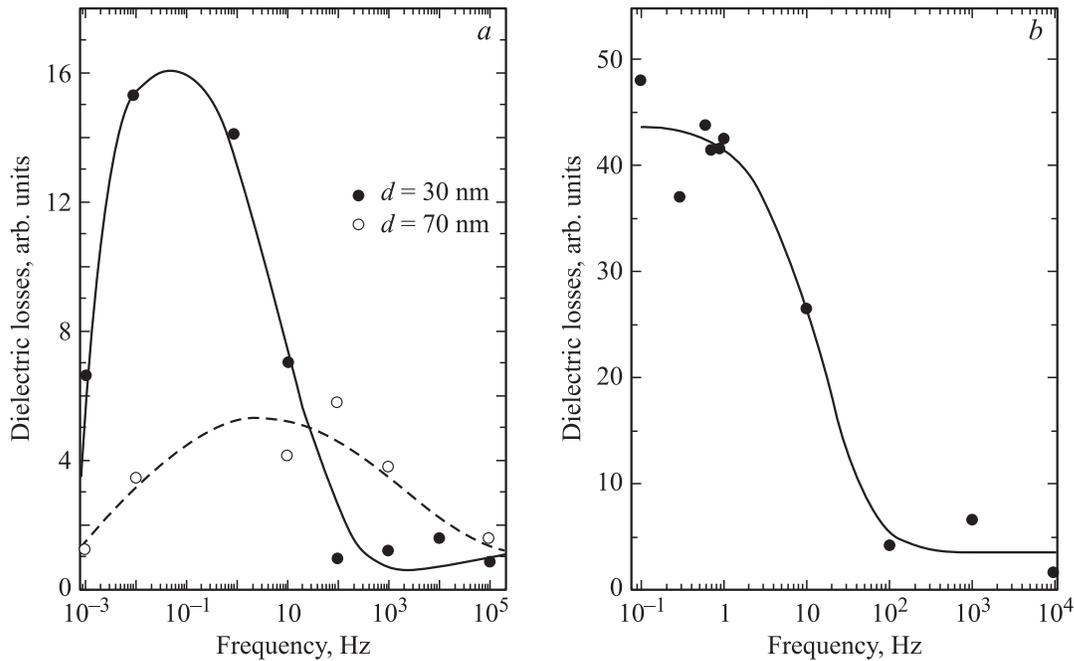
Прежде всего отметим, что в пленках BST независимо от толщины петли нелинейно-оптического гистерезиса обладают высокой симметрией относительно начала координат, а кроме того, практически отсутствует не

зависящий от приложенного поля фон. Это означает, что во всем диапазоне частот приложенного напряжения непереключаемая поляризация, вносящая некогерентный вклад в поле ВГ, отсутствует:  $E_{bg}^{2\omega} \rightarrow 0$ .

На основе петель гистерезиса (рис. 5, b и d) интегрированием рассчитаны в относительных единицах диэлектрические потери при переключении поляризации, графики зависимостей представлены на рис. 7. Потери существенно больше в тонкой пленке BST-30 (рис. 7, a), причем максимум наблюдается при частоте 0.1 Hz. В пленке BST-70 максимальные потери наблюдаются при частоте 10 Hz с максимальным значением, в 4 раза меньшим, чем в пленке BST-30. На высоких частотах, однако, потери значительно уменьшаются и становятся практически одинаковыми для обеих пленок.

Для пленок NBFO и BST петли нелинейно-оптического гистерезиса существенно различаются: в случае NBFO петли симметричны относительно начала координат, а не зависящий от внешнего поля фон значителен.

На рис. 7, b приведены зависимости от частоты диэлектрических потерь, рассчитанные на основе нелинейно-оптических зависимостей для пленки NBFO. При малых частотах потери весьма существенны, а при увеличении частоты ( $> 100$  Hz) падают на порядок.



**Рис. 7.** Зависимости диэлектрических потерь (рассчитанных как площадь под кривой  $P(E)$ ) от частоты задающего пилообразного напряжения пленок BST (a) и NBFO (b).

Как следует из наших измерений, в монокристаллической пленке NBFO ширина петель и коэрцитивные поля нелинейно-оптического гистерезиса близки к аналогичным параметрам, полученным из электрофизических измерений. Уменьшение ширины петель при увеличении частоты свидетельствует об уменьшении потерь, т.е. о получении пленок, удовлетворяющих условиям создания высокочастотных устройств. Это подтверждается также результатами аппроксимации экспериментальных зависимостей, проведенной в рамках выбранной модели.

**3.2. Фотонные свойства.** Свойства переключения сегнетоэлектрических одномерных и двумерных ФК на основе пленок BST детально изучены ранее [7]. Показано, что эффективное (до 500%) переключение наблюдается только в нелинейно-оптическом отклике.

Сравнение одномерных и двумерных ФК, а также комбинированных 1D/2D-ФК показывает, что во всех ФК, кроме чисто двумерных, ярко проявляются фотонные свойства. При этом с наилучшим контрастом аномалии Вуда проявляются в одномерных ФК, причем в пленках BST контраст выше, чем в пленках NBFO, что связано, скорее всего, с большим показателем преломления BST практически во всем исследуемом спектральном диапазоне. Значительный контраст, связанный с двумерной фотонной зонной структурой, проявляется также в спектрах пропускания двумерных инвертированных ФК, нанесенных на МДДР, т.е. в комбинированных 1D/2D-ФК. Последнее связано с тем, что решетка играет роль „связывания“ электромагнитной волны с двумерным фотонным кристаллом за счет сообщения волне дополнительного волнового вектора, определяемого векто-

ром обратной решетки МДДР. В чистом двумерном ФК такая связь отсутствует, взаимодействие световой волны и ФК неэффективно, и никаких особенностей, связанных с фотонной структурой, не обнаруживается.

## 4. Заключение

В настоящей работе представлены результаты комплексной разработки технологии изготовления и методов исследования сегнетоэлектрических и мультиферроидных тонкопленочных материалов, обладающих характеристиками, необходимыми для создания высокочастотных устройств.

В частности, показаны особенности изготовления тонких монокристаллических пленок BST и NBFO на подложке MgO. Разработанная методика обладает высокой надежностью, позволяя обеспечивать заданные свойства пленок, в частности структурное совершенство (разориентированность) в пределах  $1^\circ$ , а также определять сегнетоэлектрическую поляризацию и коэрцитивное поле с точностью до 5%.

Разработанная нелинейно-оптическая методика позволяет локально (с пространственным разрешением до  $10\ \mu\text{m}$ ) определять важнейшие параметры полученных пленок и структур: коэрцитивное поле, долю непереключаемой поляризации, диэлектрические потери в широком частотном диапазоне. Наши исследования показали, что в пленках с толщиной выше критической диэлектрические потери пренебрежимо малы во всем исследуемом диапазоне частот.

Разработанные материалы могут послужить основой создания высокоэффективных переключаемых фотонных кристаллов, которые можно использовать для маршрутизации информационных (световых) потоков в оптических интегральных схемах нового поколения.

Авторы благодарят А.А. Зайцева, Н.Э. Шерстюк и Ю.И. Головко за помощь в проведении экспериментов и обсуждении результатов.

## Список литературы

- [1] В.М. Мухортов, Ю.И. Головко, Г.Н. Толмачёв, А.И. Машенко. *ЖТФ* **12**, 1235 (2000).
- [2] A. Christ, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, J. Kuhl, H. Giessen. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 183 901 (2003).
- [3] A. Christ, T. Zentgraf, J. Kuhl, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, H. Giessen. *Phys. Rev. B* **70**, 125 113 (2004).
- [4] E. Mishina, A. Zaitsev, N. Ilyin, N. Sherstyuk, A. Sigov, Yu. Golovko, V. Muhortov, A. Kolesnikov, Yu. Lozovik, M. Yemtsova, Th. Rasing. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 041 107 (2007).
- [5] E.D. Mishina, N.E. Sherstyuk, V.I. Stadnichuk, A.S. Sigov, V.M. Mukhortov, Yu.I. Golovko, A. Van Etteger, Th. Rasing. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2402 (2003).
- [6] V. Gopalan, R. Raj. *J. Appl. Phys.* **81**, 866 (1997).
- [7] Е.Д. Мишина, Н.Э. Шерстюк, А.А. Зайцев, В.М. Мухортов, А.С. Сигов. *Изв. РАН. Сер. физ.* **71**, 10, 1424 (2007).