

10,06

Структура и динамика решетки двухслойных гетероструктур титаната бария-стронция и слоистого титаната висмута разной толщины на подложке оксида магния

© А.С. Анохин, Ю.И. Головки, В.М. Мухортов, Д.В. Стрюков

Федеральный исследовательский центр, Южный научный центр РАН (ЮНЦ РАН),
Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: mukhortov1944@mail.ru

Поступила в Редакцию 23 мая 2019 г.

В окончательной редакции 17 июня 2019 г.

Принята к публикации 17 июня 2019 г.

Приведены результаты исследования структуры и динамики решетки монокристаллических пленок $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ толщиной от 4 до 430 nm на подложке (001) MgO с предварительно осажденным подслоем $\text{Ba}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{TiO}_3$ (4 nm). Двухслойные структуры получены при высокочастотном распылении керамических мишеней соответствующего состава. Рентгendifракционные исследования, выполненные при комнатной температуре, показали, что в такой гетероструктуре ось c ячейки $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ перпендикулярна подложке, а направление [100] составляет угол $\pm 45^\circ$ с направлением [100]MgO. При толщине $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ до ~ 40 nm элементарная ячейка пленки сжата в направлении нормали к плоскости подложки и растянута в плоскости сопряжения, а при больших толщинах происходит смена знака деформации. Обнаружены сдвиги частот фононных мод в пленке $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ и появление дополнительных пиков в спектрах комбинационного рассеяния света, что свидетельствует об увеличении степени моноклинного искажения кристаллической структуры пленок по сравнению со структурой кристалла.

Ключевые слова: сегнетоэлектрическая пленка, гетероструктуры, двумерные напряжения, динамики решетки.

DOI: 10.21883/FTT.2019.11.48425.489

1. Введение

Интересным сегнетоэлектрическим материалом для широкого применения в интегральной оптике является титанат висмута $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ [1], так как обладает большим электрооптическим коэффициентом, относительно невысокой диэлектрической проницаемостью и отсутствием эффектов усталости при переключении поляризации. Титанат висмута имеет слоистую перовскитную структуру, состоящую из чередующихся слоев $(\text{Bi}_2\text{O}_2)^{2+}$ и перовскитоподобных слоев $(\text{Bi}_2\text{Ti}_3\text{O}_{10})^{2-}$ вдоль оси c элементарной ячейки. Имея параметры решетки в орторомбическом приближении $a = 0.5448$ nm и $b = 0.5410$ nm, пленки титаната висмута эпитаксиально осаждаются на такие монокристаллические подложки как SrTiO_3 и LaAlO_3 [2–5]. Однако коэффициент преломления SrTiO_3 ($n = 2.39$) сравним по величине с коэффициентом преломления $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ ($n = 2.4 \sim 2.6$), поэтому использование этих пленок затруднено в устройствах с оптическими волноводами. Желательно получить эпитаксиальные пленки $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ на монокристаллических подложках с более низким коэффициентом преломления, например MgO, который имеет коэффициент преломления 1.74. Но получение эпитаксиальных пленок $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ на MgO затруднено из-за большого несоответствия и различной симметрии (моноклинная и кубическая) их решеток. Кроме того, отсутствует

общепризнанная технология создания пленок $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ в монокристаллическом состоянии на диэлектрических подложках, и это сдерживает их применение в микроэлектронике. Для получения пленок $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ используются различные методы, такие как: из металлоорганических соединений (MOCVD) [6], импульсное лазерное осаждение (PLD) [7,8], молекулярно-лучевая эпитаксия (MBE) [9] и высокочастотное распыление [10]. Последний способ является одним из перспективных в силу простоты обеспечения состава исходной керамической мишени в пленке. Ранее нами были успешно получены при высокочастотном распылении керамических мишеней эпитаксиальные двухслойные гетероструктуры $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/(\text{Ba,Sr})\text{TiO}_3$ на монокристаллах (001)Si [11]. Там же показано, что ориентацией кристаллических тонких пленок относительно подложки можно управлять варьированием состава подслоя $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$. Например, использование предварительно осажденного слоя $\text{Ba}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{TiO}_3$ толщиной 4 nm приводит к росту пленки $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ в монокристаллическом состоянии на подложке (001) Si. В настоящей работе приведены результаты по получению, исследованию структуры и динамики решетки монокристаллических пленок $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ различной толщины в двухслойной гетероструктуре с использованием в качестве подслоя $\text{Ba}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{TiO}_3$ на подложке (001)MgO. Такая гетероструктура может послужить активной средой для интегральной оптики.

2. Экспериментальные результаты

Для создания сегнетоэлектрических гетероструктур $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/(\text{Ba,Sr})\text{TiO}_3$ на подложке $(001)\text{MgO}$ использовалось высокочастотное катодное распыление керамических мишеней соответствующего состава при высоких давлениях кислорода (~ 1 Torr) (установка „Плазма 50 СЭ“). Установлено, что рост $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ на $(001)\text{MgO}$ при использовании подслоя $\text{Ba}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{TiO}_3$ (толщиной 4–6 nm) происходит в монокристаллическом состоянии при температурах подложки более 400°C . Слойовой механизм роста пленок был подтвержден исследованиями поверхности пленок методами электронной и атомно-силовой микроскопии (AFM Solver Pro кантилевер CSG11/Au). Следует заметить, что при осаждении $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ непосредственно на $(100)\text{MgO}$ без подслоя происходит рост текстурированной пленки с направлением оси c перпендикулярно подложке.

Рентгенодифрактометрические исследования проводились на рентгеновском дифрактометре ДРОН-4-07 (CuK_α -излучение, $\lambda = 0.154$ nm) с гониометрической приставкой для исследования текстурных образцов. Это позволило использовать для получения структурных характеристик методы $\omega-2\theta$ съемки для симметричных отражений (отражающие плоскости параллельны поверхности образца) и методы $\omega-2\theta$ и φ -сканирование асимметричных отражений (отражающие плоскости непараллельны поверхности образца).

На $\omega-2\theta$ рентгенограммах пленок $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ толщиной от 4 до 430 nm присутствуют только $(00L)$ отражения пленки и подложки (на рис. 1 приведены рентгенограммы для пленок толщиной 7 и 430 nm). Это свидетельствует о том, что оси c ячейки $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ и кубической ячейки подслоя $\text{Ba}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{TiO}_3$ направлены перпендикулярно к подложке, оси a и b лежат в плоскости подложки. Плоскости решетки $b-c$, $c-a$ и $a-b$ соответственно обозначены в дальнейшем как (100) , (010) и (001) плоскости. Вертикальная разориентировка определялась по ширине на половине высоты (FWHM) кривой качания вокруг брэгговского угла для отражения $(0014)\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ и составляет $\sim 0.82^\circ$. Так как угол β моноклинной ячейки $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ незначительно отличается от 90° , то для описания структурных характеристик пленок $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ нами использовалось общепринятое орторомбическое приближение [12].

Взаимная ориентация осей a и b пленки и подложки в плоскости подложки определена из φ -сканирования (рис. 2) отражений $(11\bar{2}1)$ пленки и отражений $(113)\text{MgO}$. Из $\omega-2\theta$ рентгенограмм и φ -сканирования пленок следует, что пленки $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ растут эпитаксиально на монокристаллической подложке $\text{MgO}(001)$, причем (001) плоскости пленок $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ параллельны $(001)\text{MgO}$. Наличие четырех пиков при φ -сканировании отражений $(11\bar{2}1)$ пленки $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$, отстоящих друг от друга на 90° , свидетельствует о том, что в азимутальной плоскости присутствует два типа доменов: (1) $[110]\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/[100]\text{MgO}$

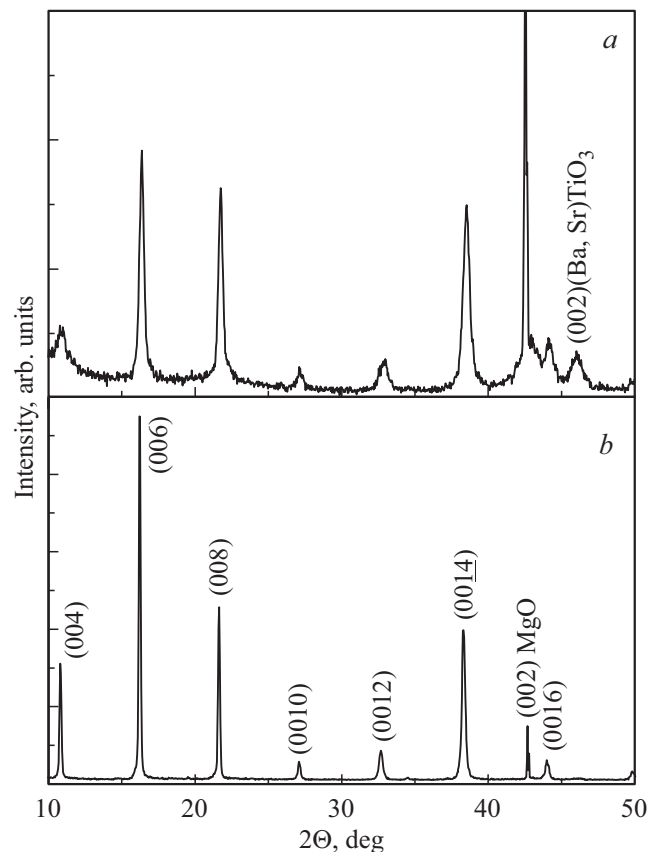


Рис. 1. $\omega-2\theta$ рентгенограммы эпитаксиальных пленок $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$. Толщина пленок: a — 7, b — 430 nm.

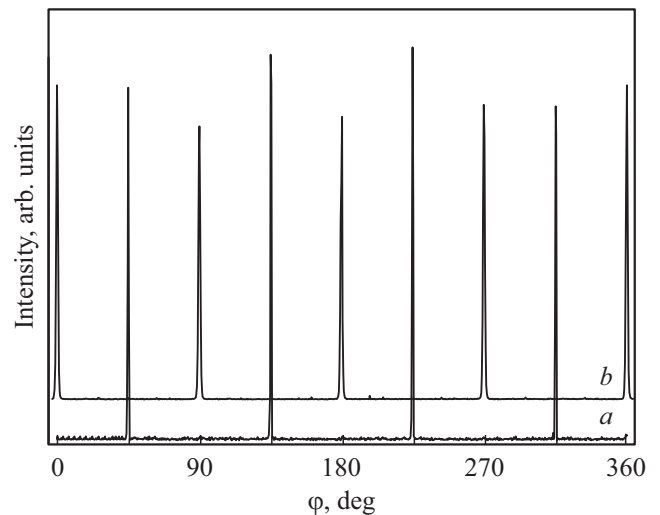


Рис. 2. φ -сканы отражений $(113)\text{MgO}$ (a) и $(11\bar{2}1)\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ (b), показывающие эпитаксиальные соотношения между $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ и MgO .

и (2) $[110]\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/[010]\text{MgO}$, то есть направление $[100]\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ составляет угол $\pm 45^\circ$ с направлением $[100]\text{MgO}$. Эти ориентации связаны вращением на угол 90° вокруг $[001]$ оси MgO . Необходимо отметить,

что возможны еще два типа ориентаций, которые возникают при вращении первого и второго типа доменов на 180° вокруг $[001]MgO$. Появление этих четырех типов доменов является результатом различия между кристаллографическими симметриями (001) плоскости $Bi_4Ti_3O_{12}$ и (001) поверхности MgO . Ранее аналогичные результаты были получены для эпитаксиальных пленок $Bi_4Ti_3O_{12}$, выращенных на (001) $SrTiO_3$ подложках авторами работы [13]. Азимутальная разориентировка составляет 0.4° .

На рис. 3 показано изменение параметра решетки и неоднородной деформации пленки $Bi_4Ti_3O_{12}$ на подложке MgO с подслоем при изменении толщины в перпендикулярном к плоскости подложки направлении. Из приведенной зависимости видно, что в области толщин до ~ 40 nm параметр решетки c меньше, чем параметр решетки объемного материала, что свидетельствует о том, что элементарная ячейка пленки сжата в направлении нормали к плоскости подложки и растянута в плоскости сопряжения. При толщине пленки больше ~ 40 nm параметр решетки c больше, чем параметр c решетки объемного материала, что свидетельствует о том, что элементарная ячейка пленки растянута в направлении нормали к плоскости подложки и сжата в плоскости сопряжения. Неоднородная деформация уменьшается с увеличением толщины пленок, что свидетельствует о повышении структурного совершенства пленок. Факт получения дифракционных отражений, начиная с толщины пленки 4 nm, высокая степень ориентации кристаллографических направлений пленки относительно подложки, малая ширина дифракционных отражений и небольшие значения неоднородных деформаций свидетельствует о высоком структурном совершенстве гетероструктуры $Bi_4Ti_3O_{12}/Ba_{0.4}Sr_{0.6}TiO_3/MgO$.

Для уточнения симметрии элементарной ячейки пленки $Bi_4Ti_3O_{12}$ проведены исследования динамики решетки пленок методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). Для получения спектров КРС в диа-

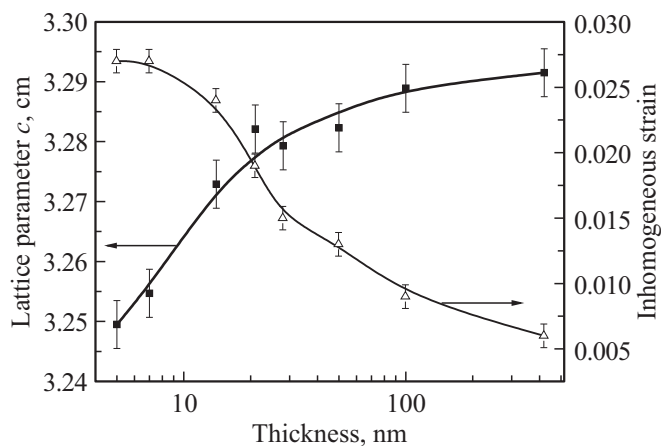


Рис. 3. Зависимость параметра решетки c и неоднородных деформаций от толщины пленок $Bi_4Ti_3O_{12}$, выращенных эпитаксиально на $MgO(001)$ с подслоем $(Ba,Sr)TiO_3$.

Положения линий при аппроксимации спектров пленок $Bi_4Ti_3O_{12}$ набором лоренцианов

№ линии	Положение линий (cm^{-1})		
	Пленка 1 (толщина 430 nm)	Пленка 2 (толщина 50 nm)	По данным работы [19]
v1	31.0	—	27
v2	45.5	—	42
v3	63.6	71.3	62
v*	—	81.5	—
v4	88.1	89.6	87
v5	101.5	105.0	102
v6	118.6	116.0	117
v7	142.1	142.0	147
v8	194.1	—	187
v9	228.3	—	227
v10	270.6	275.0	270
v11	334.6	333.0	332
v12	411.4	411.0	—
v13	450.8	450.0	—
v14	490.4	—	—
v15	544.3	—	537
v16	572.2	571.0	558
v17	615.3	615.0	613
v18	695.8	700.0	—
v19	803.5	803.0	—
v20	850.0	850.0	851

пазоне $10-1100$ cm^{-1} использовалось поляризованное излучение аргонового лазера ($\lambda = 514.5$ nm) и микро-КРС спектрометр Renishaw inVia Reflex с NEXТ-фильтром, позволяющим записывать спектры в диапазоне от 10 cm^{-1} . Спектр КРС регистрировался по схеме обратного рассеяния с помощью оптического микроскопа Leica ($\times 50$ объектив), диаметр лазерного пучка на образце составлял порядка 2 μm . Полученные спектры КРС были скорректированы на температурный фактор Бозе-Эйнштейна. На рис. 4, а показан деполяризованный спектр КРС монокристаллической пленки $Bi_4Ti_3O_{12}$ (430 nm), нанесенной на MgO с подслоем $Ba_{0.4}Sr_{0.6}TiO_3$ (4 nm) — и его аппроксимация набором лоренцианов (рис. 4, б), параметры которых приведены в таблице. Представленный спектр КРС пленки согласуется с литературными данными для кристаллов (см. таблицу) того же состава [19].

Титанат висмута является фазой Ауривиллиуса с тремя октаэдрическими слоями в перовскитиподобном блоке. При этом в фононном спектре титаната висмута, согласно фактор-групповому анализу, следует ожидать 16 мод активных в КРС спектрах и 20 активных мод в спектрах инфракрасного поглощения (ИК): $6A_{1g}(КРС) + 2B_{1g}(КРС) + 8E_g(КРС) + 8A_{2u}(ИК) + 2B_{2u}(ИК) + 10E_u(ИК)$ [15]. Спектры КРС пленки $Bi_4Ti_3O_{12}$ были записаны в геометрии обратного рассеяния, направление падающего и рассеянного излучения было перпендикулярно плоскости подложки.

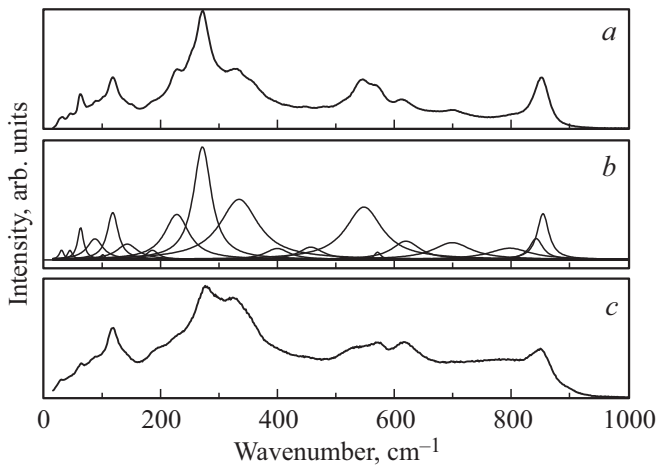


Рис. 4. *a* — спектр КРС монокристаллической пленки $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ (430 nm), *b* — аппроксимация спектра КРС монокристаллической пленки $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ (430 nm) набором лоренцианов (положение пиков приведены в таблице), *c* — спектр КРС монокристаллической пленки $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ (50 nm).

Фонный спектр гетероструктуры можно разбить на следующие области: низкочастотные моды с частотой менее 200 cm^{-1} ($\nu 1 - \nu 8$) и высокочастотная область с частотой выше 200 cm^{-1} ($\nu 9 - \nu 20$). Первая область относится к колебаниям ионов висмута Bi^{3+} как в $(\text{Bi}_2\text{O}_2)^{2+}$ слое, так и относительно кислородных октаэдров, а вторая область в спектре соответствует внутренним колебаниям TiO_6 октаэдров. Самая низкочастотная $\nu 1$ мода является мягкой сегнетоэлектрической модой, соответствующей колебаниям висмута по отношению к октаэдрам TiO_6 вдоль оси *a* [16]. Поведение мягкой моды тесно связано с фазовыми переходами. Квадрат ее частоты линейно уменьшается при приближении к температуре Кюри, а в параэлектрической фазе мягкая мода перестает быть активной в спектрах КРС [14]. Повышение по сравнению с кристаллом частоты мягкой моды в пленке $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ (с 27 до 31 cm^{-1}) может указывать на наличие деформации в данной гетероструктуре, вызванной действием подложки MgO [15,17]. Линии в области частот $50 - 150\text{ cm}^{-1}$ ($\nu 3 - \nu 7$) соответствуют колебаниям Bi относительно кислородных октаэдров.

Линия $\nu 3$ представляет собой жесткослоевую моду (rigid layer mode), которая относится к колебаниям Bi–O связей в Bi_2O_2 слоях [18,19]. В пленке $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ (430 nm) частота $\nu 3$ моды равна 63.6 cm^{-1} , что сопоставимо с частотами в кристаллах и керамиках титаната висмута (см. таблицу), и только в нанокристалле (размер грани 48 nm) частота жесткослоевой моды уменьшается до 58 cm^{-1} из-за размерного эффекта [18]. Полосы $\nu 4 - \nu 8$ соответствуют Bi–O колебаниям внутри псевдоперовскитовых ячеек [19]. Фонные моды $\nu 9 - \nu 20$, лежащие в области спектра выше 200 cm^{-1} , относятся к колебаниям Ti^{4+} и TiO_6 октаэдров. Линии ($\nu 9 - \nu 11$) в области частот $200 - 400\text{ cm}^{-1}$ отображают деформационные колебания O–Ti–O связей, а линии

($\nu 12 - \nu 19$) в области $500 - 800\text{ cm}^{-1}$ соответствуют валентным колебаниям. Моды $\nu 9$ и $\nu 10$ являются дигорсионными модами TiO_6 октаэдра, мода $\nu 9$ является КРС-неактивной, когда симметрия TiO_6 октаэдра — O_h , но становится активной при искажении TiO_6 октаэдра.

В пленках $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ повышается по сравнению с кристаллом частота колебания $\nu 15$ (до 544 cm^{-1}), в то время как частота моды $\nu 20$, равная 850 cm^{-1} , не изменяется. Такие же изменения наблюдались в спектре КРС порошка титаната висмута, допированного церием $\text{Bi}_{4-x}\text{Ce}_x\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ [20], в спектре частота колебания $\nu 16$ увеличивалась с увеличением степени допирования Ce. Данный эффект свидетельствует об изменении структурного искажения TiO_6 октаэдров в пленке за счет деформации ячейки, обусловленной взаимодействием пленки с подложкой при эпитаксиальном росте. Высокочастотная линия $\nu 20$ с частотой 850 cm^{-1} соответствует полностью симметричному валентному колебанию O–Ti–O связей внутри TiO_6 октаэдров.

В пленке $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ толщиной 50 nm (рис. 4, *c*) происходит следующая трансформация КРС спектра. В низкочастотной области спектра в диапазоне $50 - 100\text{ cm}^{-1}$ появляются новые острые пики, аналогично низкотемпературным спектрам керамики $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ [14], что может указывать на снятие вырождения фонных мод и увеличение моноклинности в такой пленке. Частота пика $\nu 6$ уменьшается до 116 cm^{-1} . Интенсивность пика $\nu 9$ ($\sim 228\text{ cm}^{-1}$) сильно уменьшается, и он сливается с крылом полосы $\nu 10$. В свою очередь, частота полосы $\nu 10$ увеличивается до 275 cm^{-1} . Интенсивность линий $\nu 15 - \nu 16$ значительно уменьшается, и становится равна интенсивности пика $\nu 17$. Интенсивность и частотное положение пика $\nu 17$ не изменяются. На частоте 890 cm^{-1} появляется пик, относящийся к спектру второго порядка подложки MgO.

Таким образом, сдвиги частот фонных мод в пленке $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ и появление дополнительных пиков в спектрах КРС свидетельствует о увеличении степени моноклинного искажения кристаллической структуры пленок по сравнению со структурой кристалла. При переходе в сегнетоэлектрическую фазу двукратно вырожденные E_g фононы параэлектрической фазы должны расщепиться на A' и A'' компоненты, кроме того, все ИК-активные фононы должны стать активными в спектрах КРС моноклинной фазы титаната висмута, что должно приводить к увеличению числа линий в спектрах КРС. Однако в спектрах керамики и кристаллов $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ наблюдается намного меньшее число мод, чем это предсказано для моноклинной фазы, что может быть объяснено малыми моноклинными искажениями кристаллической структуры. В этом случае расщепление вырожденных мод мало и близкие по частотам моды сильно перекрываются, а часть линий, возникающих из ИК-активных мод параэлектрической фазы, не удается наблюдать из-за их малой интенсивности. Увеличение числа линий в низкотемпературных спектрах КРС керамики $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ [14], а также в спектрах пленок [15] и нанокристаллов [16]

указывает на повышение степени моноклинности в таких образцах.

3. Заключение

Впервые, используя прерывистое высокочастотное распыление, показана возможность создания монокристаллических пленок $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ на $\text{MgO}(001)$, используя подслои $\text{Ba}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{TiO}_3$ толщиной 4 nm. Высокое структурное совершенство подтверждено рентгенографическими исследованиями. Установлено, что в пленках $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ ориентация оси c перпендикулярна подложке, а в азимутальной плоскости $[110]\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/[100]\text{MgO}$ и $[110]\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/[010]\text{MgO}$. Показано, что в гетероструктуре $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}/\text{Ba}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{TiO}_3/\text{MgO}(001)$ при изменении толщины пленок $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ наблюдается изменение внутренних деформационных полей. Это проявляется в наличии критической толщины ~ 44.5 nm, при которой растягивающие напряжения в плоскости пленки изменяются на сжимающие. Моноклинная симметрия элементарной ячейки пленки $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ подтверждена исследованиями динамики решетки пленок методом спектроскопии комбинационного рассеяния света.

Финансирование

Государственное задание по проекту № 0120-1354-247, грант РФФИ № 16-29-14013.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] C.D. Theis, J. Yeh, D.G. Schlom, M.E. Hawley, G.W. Brown, J.C. Jiang, X.Q. Pan. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2817 (1998).
- [2] G.W. Brown, M.E. Hawley, C.D. Theis, J. Yeh, D.G. Schlom. *Thin Solid Films* **357**, 13 (1999).
- [3] W. Jo, H.-J. Cho, T.W. Noh, B.I. Kim, D.-Y. Kim, Z.G. Khim, S. Kwun. *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2198 (1993).
- [4] K. Hwang, Y. Park. *J. Mater. Res.* **16**, 2519 (2001).
- [5] W. Jo, G.-C. Yi, T.W. Noh, D.-K. Ko, Y.S. Cho, S.-I. Kwun. *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1526 (1992).
- [6] B.H. Park, B.S. Kang, S.D. Bu, T.W. Noh, J. Lee, W. Joe. *Lett. Nature* **401**, 682 (1999).
- [7] O. Khorkhordin, Chia-Pin Yeh, B. Kalkofen, E. Burte. *J. Crystallization Proc. Technology* **5**, 49 (2015).
- [8] D.H. Kuo, K.C. Chiang. *Thin Solid Films* **516**, 5985 (2008).
- [9] C.D. Theis, J. Yeh, D.G. Schlom, M.E. Hawley, G.W. Brown, J.C. Jiang, X.Q. Pan. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2817 (1998).
- [10] C.M. Bedoya-Hincapie, E.R. Parra, J.J. Olaya-Florez, J.E. Alfonso, F.J. Flores-Ruiz, F.J. Espinoza-Beltran. *Ceram. Int.* **40**, 11831 (2014).
- [11] А.С. Анохин, С.В. Бирюков, Ю.И. Головки, В.М. Мухортов. *ФТТ* **61**, 278 (2019).
- [12] Q. Zhou, B.J. Kennedy, C.J. Howard. *Chem. Mater.* **15**, 5025 (2003).
- [13] X.Q. Pan, J.C. Jiang, C.D. Theis, D.G. Schlom. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2315 (2003).
- [14] K. Liang, Y. Qi, C. Lu. *J. Raman Spectrosc.* **40**, 2088 (2009).
- [15] P.R. Graves, G. Hua, S. Myhra, J.G. Thompson. *J. Solid State Chem.* **114**, 112 (1995).
- [16] S. Kojima, S. Shimada. *Phys. B Condens. Matter.* **219–220**, 617 (1996).
- [17] M. Osada, M. Tada, M. Kakihana, Y. Noguchi, M. Miyayama. *Mater. Sci. Eng. B Solid-State Mater. Adv. Technol.* **120**, 95 (2005).
- [18] Y.L. Du, M.S. Zhang, Q. Chen, Z. Yin. *Appl. Phys. A* **76**, 1099 (2003).
- [19] A.V. Knyazev, M. Mączka, O.V. Krashennnikova, M. Ptak, E.V. Syrov, M. Trzebiatowska-Gussowska. *Mater. Chem. Phys.* **204**, 8 (2018).
- [20] M.K. Jeon, Y.-I. Kim, S.-H. Nahm, S.I. Woo. *J. Phys. D* **39**, 5080 (2006).

Редактор К.В. Емцев