

06

Исследование искажений решетки в кристаллах SrTiO₃ с примесью хрома методом ионного каналирования

© V. Lavrentiev¹, J. Vacik¹, A. Dejneka², B. Трепаков^{2,3}, L. Jastrabik²

¹ NS Lab, Nuclear Physics Institute AS CR, Husinec, Czech Republic

² Institute of Physics AS CR, Prague, Czech Republic

³ Физико-технический институт им А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: trevl@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 26 декабря 2012 г.)

Представлены результаты исследований искажений решетки монокристаллов SrTiO₃:Cr, полученные методом ионного каналирования. Исследованы два типа монокристаллов, содержащих одинаковое количество примеси Cr, но отличающихся стехиометрией. Монокристаллы выращивались методом Вернейля и имели составы: стандартно-выращенные SrTiO₃:Cr (0.05 at.% Cr) и кристаллы, выращенные с дефицитом Sr и компенсирующим количеством хрома — Sr_{0.9995}TiO₃:Cr (0.05 at.% Cr). Анализ угловых спектров каналирования свидетельствует, что в кристаллах обоих типов основным дефектом являются примеси Cr, занимающие октаэдрические позиции. В кристаллах SrTiO₃:Cr примесные атомы проявляются как Cr⁴⁺ с тетрагональными Ян-Теллеровскими искажениями окружающей решетки. В кристаллах Sr_{0.9995}TiO₃:Cr, выращенных с дефицитом Sr, характерные смещения ионов Ti в третьей координационной сфере Ян-Теллеровского центра Cr⁴⁺ обнаруживают эффект взаимодействия центра с соседствующей вакансией в подрешетке Sr.

Работа поддержана грантами CZ.1.5/2.100/03.0058 MSMT CR, P178-11-1856, P108/12/G108 и P108/12/1941 (GACR), а также Минобрнауки России (контракт 8516) и Программы Президиума РАН „Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы“.

1. Введение

Свойства кристаллов SrTiO₃ с примесью хрома (STO:Cr) являются предметом активных исследований на протяжении многих десятилетий. В результате был обнаружен ряд новых интересных эффектов, в частности, необычно сильный „диэлектрический сдвиг“ энергии люминесценции бесфононной R-линии (²E_g → ⁴A_{2g}) [1,2] Cr³⁺, и установлены основные особенности структуры и перезарядки Cr-центров в кристалле STO (см., например, [3–12]). Вместе с тем, недавние успехи, например, обнаружение в STO:Cr „эффекта бистабильного резистивного переключения“ [13], и последовавшие активные исследования природы этого эффекта методами XANES и EPR [14–21], обнаружили ряд неясных принципиальных вопросов, касающихся природы формирования и структуры Cr-центров, а также связанных с ними дефектов и искажений решетки STO.

В настоящей работе предпринята попытка оценить структурные эффекты в решетке STO:Cr, обусловленные присутствием Cr, путем применения метода ионного каналирования (ICh). Как известно, ICh является высокочувствительным методом исследования структуры кристаллов, позволяющим определять положение примесного атома с точностью до десятых долей ангстрема [22]. ICh-метод широко и успешно применяется для определения структурных несовершенств в разнообразных материалах, включая многокомпонентные кристал-

лы [23–27]. Эффективность ICh-метода (как разновидности метода анализа, построенного на принципах Резерфордского обратного рассеяния ионов) при анализе допированных кристаллов зависит от степени различия масс атомов решетки и примеси. Данная особенность ICh-метода подразумевает определенные трудности его использования для анализа STO-кристаллов, допированных такими интересными функциональными примесями, как Cr, V и Mn, что определяет явный дефицит опубликованных работ в этом направлении [28–30]. В то же время значительное различие масс компонентов STO допускает интересную возможность изучения подобных примесей в данном кристалле ICh-методом посредством определения искажений подрешеток, не принимая во внимание незначительный ICh-эффект от самих примесей. Поэтому, чтобы определить структурные искажения в STO, вызванные примесью Cr, в настоящей работе мы применили ICh-метод для одновременного исследования Ti- и Sr-подрешеток в STO:Cr кристаллах, совмещая монокроматический пучок высокоэнергетичных ионов He⁺ с главными кристаллографическими осями. Принимая во внимание некоторые дискуссионные результаты [31,32], а также намереваясь определить эффекты искусственной нестехиометрии, нами также исследовались структурные искажения в стандартных, номинально чистых вернейлевских кристаллах STO с небольшой добавкой Cr, а также в кристаллах, выращенных с дефицитом Sr, компенсированным соответствующей добавкой Cr в исходных компонентах.

2. Эксперимент

Нами использовались три типа монокристаллов STO, выращенных по методу Вернейля в Fujiuchi Chemical Corporation. Первый тип представляли собой чистые STO-кристаллы (далее J00). Ко второму типу относились STO:Cr-кристаллы, выращенные стандартным образом, содержащие 0.05 at.% Cr (далее J10). Кристаллы третьего типа были выращены путем плавления порошков STO, TiO₂ и Cr₂O₃ при сохранении соотношения (Sr + Cr)/Ti = 1, чтобы достичь стехиометрию Sr_{0.9995}TiO₃:Cr (0.05 at.% Cr), провоцирующую эквивалентное замещение хромом дефицита стронция. Экспериментальные образцы изготавливались в виде параллелепипедов (5 × 5 × 1 мм³) с полированными поверхностями следующих ориентаций: (001) для J00, (001) для J10, а также (001) и (011) для J11. Такая геометрия образцов является наиболее удобной при выравнивании ионного пучка в нашем ICh-эксперименте при определении атомных смещений в соответствующих кристаллографических плоскостях STO-кристалла. ICh-эксперимент был выполнен на 6 MeV ускорителе Tandetron (High Voltage Co., научное оборудование NPI). Стабилизированный пучок моноэнергетических ионов He⁺ с энергией 1.4 MeV использовался для реализации резерфордского обратного рассеяния (RBS) в условиях ионного каналирования. Ионный ток составлял ~ 1 nA, при поперечном размере пучка 0.5 × 0.5 мм² и дивергенции менее чем 0.05°. RBS-спектры (зависимость выхода рассеянных ионов от их энергии) регистрировались как в условиях наилучшего совпадения ориентации ионного пучка с главной осью кристалла (ICh-RBS-спектры), так и в условиях полного его несовпадения с какой-либо осью кристалла („произвольные„ RBS-спектры). Ориентирование образца относительно ионного пучка выполнялось с помощью двухосевого гониометра [22]. Угловые ICh-спектры (зависимость нормированного минимального выхода рассеянных ионов χ от угла ψ между пучком и осью канала, т.е. $\chi(\psi)$) измерялись с шагом 0.005°. Для получения угловых спектров от различных подрешеток кристалла осуществлялась регистрация рассеянных ионов в одинаковом интервале энергий, расположенном сразу же за (ниже) соответственным „поверхностным“ пиком в ICh-RBS-спектре. Для регистрации RBS-спектров использовался кремниевый детектор с разрешением 15 keV, размещенный под углом 170° по отношению к падающему ионному пучку. Все измерения проводились при комнатной температуре.

3. Результаты и обсуждение

При комнатной температуре STO является кристаллом кубической симметрии O_h^1 с величиной постоянной решетки 3.905 Å. Ионы титана Ti⁴⁺ находятся в центре кислородного октаэдра, в вершинах которого расположены шесть ионов O²⁻. Образованный данными иона-

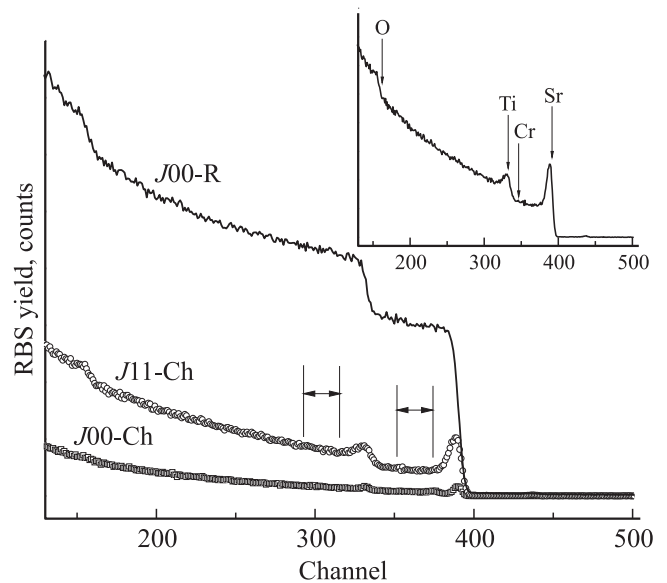


Рис. 1. ICh-RBS-спектры, полученные для образцов STO J00 и J11 (J00-Ch и J11-Ch) при каналировании пучка ионов He⁺ с энергией 1.4 MeV в осевом канале кристалла [001]. „Произвольный“ RBS-спектр для чистого кристалла STO J00 (J00-R) также приведен для сравнения. Вертикальные линии определяют интервалы, с которых определялись угловые ICh-спектры, приведенные на следующем рисунке. На вставке приведен ICh-RBS-спектр образца J11; вертикальными стрелками отмечены RBS-эффекты от соответствующих элементов на поверхности кристалла.

ми октаэдрон TiO₆ окружен восемью додекаэдрически-координированными ионами Sr²⁺, составляющими простой куб.

Как показывают многочисленные эксперименты, примесные атомы Cr замещают Ti в октаэдрической позиции преимущественно в виде кубических центрально-инверсионных Cr³⁺ (возникающих при фотовозбуждении или наличии донорных примесей) и Cr⁴⁺ [1,3,4,6,11,20,21,33]. Возможно также присутствие небольшого количества Ян-Теллеровских орторомбических и тетрагональных Cr⁵⁺-центров, индуцированных термообработками [4,6,9,34–37]. В образце J11 в дополнение к названным центрам можно также ожидать появление стронциевых вакансий и Ян-Теллеровских искажений, вызванных присутствием Cr⁵⁺-центров. Выполненные недавно *ab initio* расчеты центров Cr в STO показывают [12], что одиночно заряженный дефект Cr³⁺ ($Z_d = -1$) с мультиплетностью спина $2S + 1 = 4$ представляет собой донор с кубической точечной симметрией O_h , а нейтральный центр Cr⁴⁺ с мультиплетностью спина $2S + 1 = 3$ образует акцепторные центры с тетрагональной точечной симметрией D_{4h} .

На рис. 1 показаны RBS-спектры образцов J00 и J11, полученные при направлении пучка ионов 1.4 MeV He⁺ вдоль оси [001] кубического STO-кристалла. „Произвольный“ RBS спектр также приведен для сравнения. Видно, что спектры обнаруживают особенности при

номерах каналов 395, 347 и 158, представляющих собой спектральный отклик на селективное рассеяние ионов от атомов (соответственно) Sr, Ti и O, расположенных на поверхности образца (см. вставку на рис. 1).

Значительное понижение RBS-выхода (выхода рассеянных ионов) в ICh–RBS-спектрах по сравнению с „произвольным“ RBS-спектром свидетельствует об эффективном каналировании ионов He⁺ в образцах STO [38]. Несмотря на то, что эффект рассеяния, вызванный Cr в RBS-спектрах STO:Cr, экранируется эффектом от Ti, сравнение ICh–RBS-спектров показывает очевидное возрастание RBS-выхода в образце с примесью Cr (J11) по отношению к тому же в чистом STO (J00), что свидетельствует о наличии искажений решетки в допированном кристалле. Подобный ICh-эффект наблюдается и в образце J10. Данный результат показывает, что Cr в решетке STO можно изучать ICh-методом через решеточные искажения, вызванные данной примесью. Эти искажения можно оценить количественно с помощью экспериментального определения основных ICh-параметров, таких как критический угол каналирования ψ_c и минимальный ICh–RBS-выход χ_{\min} .

Согласно модели Линхарда [39], в случае когда направление распространения ионного пучка совпадает с основной осью кристалла, ионы проникают в объем кристалла с минимальными потерями энергии, совершая плавные осцилляции между соседними атомными рядами. При ионном каналировании в совершенном кристалле вероятность лобового столкновения (ICh–RBS-выход) значительно уменьшается, достигая некоторого минимального значения (χ_{\min}), которое определяется только амплитудой тепловых колебаний атомов решетки ρ [38,39]

$$\chi_{\min} \approx 3Nd\pi\rho^2, \quad (1)$$

где N — атомная концентрация, d — постоянная решетки вдоль атомного ряда.

Даже небольшие отклонения ионного пучка от оси кристалла приводят к быстрому росту эффектов деканалирования. Если угол отклонения ψ превосходит некоторое критическое значение ψ_c , ICh-эффект практически полностью подавляется [38–40]. В классической модели ICh критический угол определяется как [39]

$$\psi_c = \left(\frac{2Z_1Z_2e^2}{Ed} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где Z_1 и Z_2 — есть атомные числа налетающего иона и атома решетки соответственно, e — заряд электрона, E — энергия налетающего иона. Приведенные ICh-параметры χ_{\min} и ψ_c для реального кристалла могут быть найдены из угловых спектров каналирования [39].

На рис. 2 приведены угловые ICh-спектры, полученные отдельно (но одновременно) для Sr- и Ti-подрешеток STO-образцов с использованием пучка ионов 1.4 MeV He⁺. На рис. 2, *a*, *b* и *d* показаны угловые ICh-спектры, полученные при сканировании через осевую канал [001] в кристаллах J00, J11, J10 соответственно. Угловые ICh-спектры для кристалла J11, полученные

Таблица 1. Величины критических углов $\psi_{1/2}$ для Sr- и Ti-подрешеток STO, определенные из угловых ICh-спектров (см. рис. 2). Теоретические значения критических углов для совершенного кристалла SrTiO₃ ψ_c^{theor} рассчитаны с помощью формулы (1)

Образец	J00 (010)	J11 (010)	J11 (011)	J10 (001)	ψ_c^{theor}
$\psi_{1/2}^{\text{Sr}}$, deg	0.95	0.95	0.95	0.95	1.15
$\psi_{1/2}^{\text{Ti}}$, deg	0.85	0.81	0.75	0.82	0.87

Таблица 2. Минимальный ICh-выход χ_{\min} , полученный для Sr- и Ti-подрешеток из соответствующих угловых ICh-спектров (см. рис. 2). Последний столбец представляет скорректированные значения минимального ICh-выхода для Ti-подрешетки χ_{\min}^{Ti} , исключающие вклад поверхности (см. текст).

Образец	J00 (010)	J11 (010)	J11 (011)	J10 (001)	$\chi_{\min}^{\text{theor}}$
χ_{\min}^{Sr}	0.020	0.14	0.11	0.34	0.022
χ_{\min}^{Ti}	0.022	0.21	0.25	0.46	0.022
$a = \chi_{\min}^{\text{Ti}} / \chi_{\min}^{\text{Sr}}$	1	1.36	2.07	1.23	
$\chi_{\min}^{\text{Ti} \nu}$		0.030	0.046	0.027	

сканированием через осевую канал [011], показаны на рис. 2, *c*.

Как видно, угловые ICh-спектры, полученные для Sr- и Ti-подрешеток (Sr- и Ti-спектры) чистого STO-кристалла (J00), имеющие почти симметричную U-образную форму „ям“, практически совпадают, свидетельствуя о достаточно совершенной решетке кристалла. Совпадение Sr- и Ti-спектров оказывается гораздо хуже для других STO-образцов. Характер угловых ICh-спектров допированных кристаллов J10 и J11 (отсутствие пика в районе минимума) свидетельствует о том, что примесный Cr не находится в межузельной позиции и не образует межузельных дефектов [38]. Т.е., Cr находится в B-подрешетке, замещая Ti⁴⁺ в образцах STO:Cr (см. выше). Некоторые особенности искажения решетки могут быть также обнаружены из сравнения критических углов ψ_c , полученных из угловых ICh-спектров как полуширина соответствующей U-образной „ямы“ (обычно обозначаемых как $\psi_{1/2}$) [38,41]. Величины $\psi_{1/2}$, измеренные из ICh-спектров образцов J00, J10 и J11, приведены в табл. 1. Последний столбец табл. 1 содержит критические углы ψ_c , рассчитанные для идеального STO-кристалла с помощью формулы (2).

Результаты, приведенные в табл. 1, показывают, что присутствие примеси Cr приводит к искажению, в основном, подрешетки Ti. Некоторое сужение U-„ям“, относящихся к Ti-подрешетке, предполагает смещение ионов Ti из узлов идеальной решетки [38]. В то же время, почти одинаковые значения углов $\psi_{1/2}$ для U-„ям“, относящихся к Sr-подрешетке, свидетельствуют о том, что Cr-примесь практически не вызывает смещений ионов Sr в кристаллической решетке STO. Очевидно, что

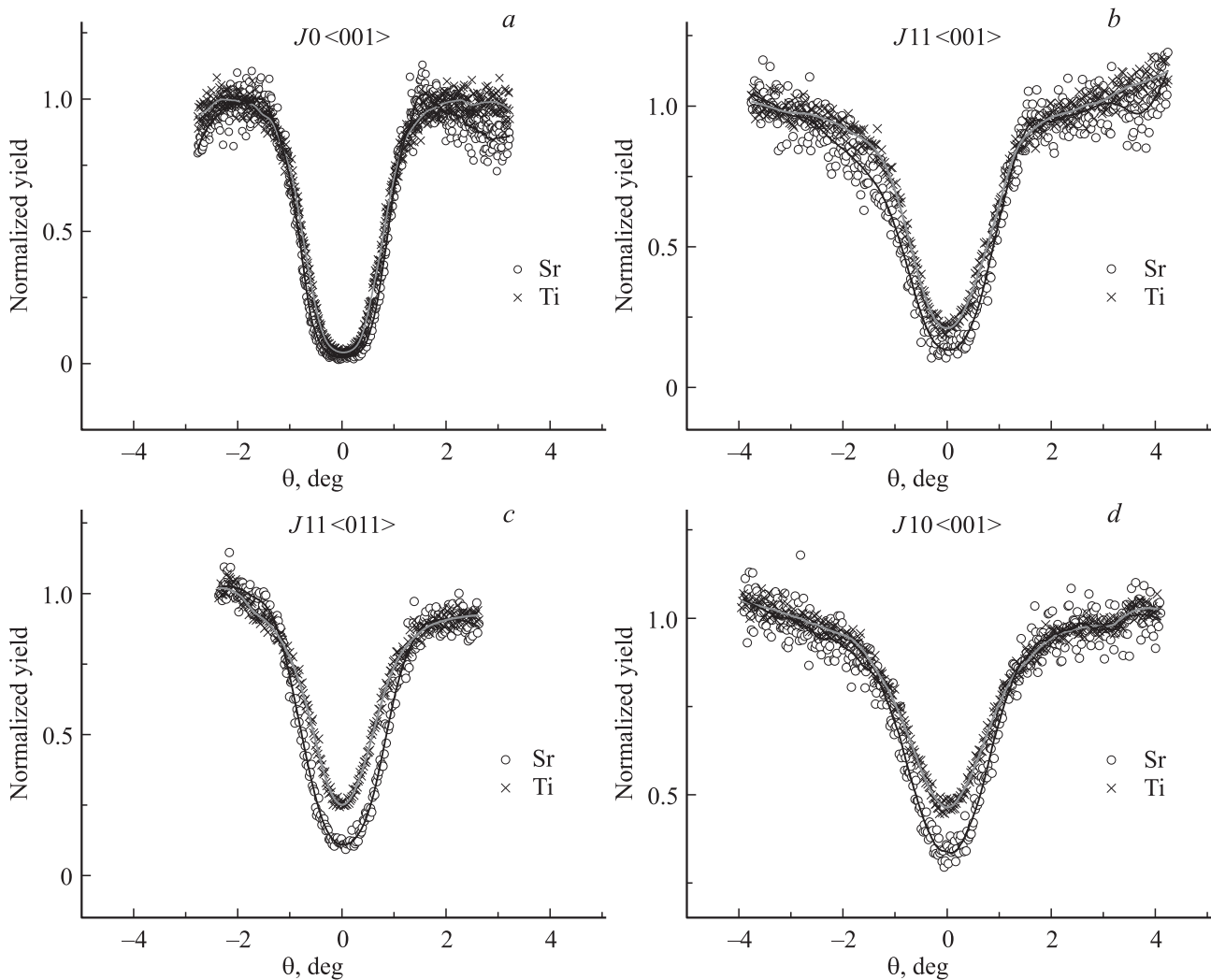


Рис. 2. Угловые ICh-спектры, полученные одновременно для Sr- и Ti-подрешеток STO:Cr-образцов (соответственно белые и черные экспериментальные точки) при помощи пучка ионов He^+ с энергией 1.4 MeV. Оси каналов, для которых получены спектры, а также номера образцов отмечены на рисунке.

основной эффект заключается в смещении ближайших ионов Ti. Обнаружение искажения Ti-подрешетки означает, что Sr действительно находится в позициях Ti во всех образцах STO:Cr, независимо от их стехиометрии.

Чтобы выяснить характер смещений ионов Ti в допированных образцах, из полученных угловых спектров нами определялась величина минимального ICh-выхода χ_{\min} (рис. 2). Величины χ_{\min} для всех образцов приведены в табл. 2. Последний столбец таблицы содержит теоретические значения $\chi_{\min}^{\text{theor}}$, рассчитанные для идеального кристалла STO с помощью формулы (1). Значение амплитуды тепловых колебаний атомов в решетке STO (среднее для подрешеток) определялось как $\rho = 0.085 \text{ \AA}$ (при температуре Дебая для STO $\theta_D = 413.3 \text{ K}$ [42]). Рассчитанное значение минимального ICh-выхода для идеального STO кристалла $\chi_{\min}^{\text{theor}}$ оказалось в хорошем соответствии со значением, полученным из углового ICh-спектра для чистого STO образца (J00), что подтверждает совершенство решетки исходного кристалла.

В допированных хромом образцах величины χ_{\min} оказываются значительно выше, чем в J00.

Заметное возрастание „поверхностного“ пика в ICh-RBS-спектрах в допированных STO образцах предполагает влияние состояния поверхности на величину χ_{\min} . Чтобы исключить возможные эффекты поверхности при анализе решеточных смещений, мы ввели отношение минимальных ICh-выходов подрешеток Ti и Sr ($a = \chi_{\min}^{\text{Ti}} / \chi_{\min}^{\text{Sr}}$) как меру искажения Ti-подрешетки, рассматривая Sr-подрешетку неискаженной (что следует из табл. 1). В этом случае в объеме кристаллов для Sr-подрешетки можно положить $\chi_{\min V}^{\text{Sr}} = \chi_{\min}^{\text{theor}}$ и определять минимальный ICh-выход χ_{\min}^{Ti} , обусловленный Ti-подрешеткой как $\chi_{\min V}^{\text{Ti}} = a \chi_{\min}^{\text{theor}}$. Определенные таким образом величины $\chi_{\min V}^{\text{Ti}}$, не зависящие от состояния поверхности образцов, приведены в нижней строке табл. 2.

Смещения ионов Ti (r_x), вызванные присутствием Sr, могут быть оценены с помощью классической модели ICh-эффекта, описывающей, в частности, принципы

приближения каналированных ионов к атомному ряду в канале кристалла [38]. В совершенном кристалле наименьшая дистанция между ICh-пучком и атомным рядом осевого канала определяется только амплитудой тепловых колебаний атомов. В реальном кристалле с искаженным атомным рядом такое приближение каналированных ионов определяется смещением возмущенных атомов из их позиций в совершенной решетке. Выражение для минимального ICh-выхода χ_{\min}^d в случае осевого каналирования определяется формулой [38]

$$\chi_{\min}^d = \frac{r_x^2}{r_0^2}, \quad (3)$$

где r_0 есть характерное расстояние, связанное с осевым каналом и определяемое соотношением [38]

$$\pi r_0^2 = \frac{1}{Nd}. \quad (4)$$

Для идеального STO-кристалла мы получили $r_0 = 0.985 \text{ \AA}$.

Используя формулу (3) и значения χ_{\min}^{Ti} в качестве минимального ICh-выхода (табл. 2), мы определили смещения Ti-ионов в решетке Cr-допированных образцов STO. Так, в образце J10 (каналирование вдоль оси кристалла [001]) это смещение оказалось $r_{x10} = 0.16 \text{ \AA}$. Принимая во внимание симметрию дефекта замещения, можно утверждать, что смещение Ti-ионов происходит в плоскостях {001}. Подобные расчеты, выполненные для образца J11, обнаружили смещения ионов титана как $r_{x1} = 0.17 \text{ \AA}$ (при каналировании ионов вдоль оси [001]) и $r_{x2} = 0.18 \text{ \AA}$ (при каналировании вдоль [011]). Компоненты r_{x1} и r_{x2} определяют полное смещение ионов Ti как $r_{x11} = 0.19 \text{ \AA}$, вектор которого отклонен от {001} плоскости на угол 26° .

Полученные смещения дают нам четкое понимание модификации решетки STO в допированных хромом образцах J10 и J11. Замещение Ti → Cr приводит к локальным искажениям решетки STO, проявляющимся в смещениях ионов Ti, ближайших к позиции замещения. Обнаруженные искажения решетки вокруг CrO₆-октаэдра наиболее вероятно являются следствием эффекта Ян-Теллера, подчеркивающего валентное состояние Cr⁴⁺ для октаэдрических ионов хрома в решетке STO:Cr [12,15]. Это согласуется с концепцией, что в стехиометрических изолирующих кристаллах STO:Cr примесный Cr присутствует преимущественно в виде октаэдрических центров Cr⁴⁺. Действительно, согласно расчетам, выполненным с помощью молекулярной динамики, а также XANES-анализу STO:Cr [16], Ян-Теллеровские искажения октаэдра Cr⁴⁺O₆ приводят к удлинению Cr–O связей $d(3z^2 - r^2)$ на 0.15 \AA и соответственному сокращению связей $d(x^2 - y^2)$ на 0.15 \AA , что хорошо согласуется со смещениями ионов Ti, найденными в настоящей работе для образца J10. Таким образом, в данном образце STO:Cr (J10) мы определили смещение ионов Ti в третьей координационной сфере

Ян-Теллеровского центра Cr⁴⁺, что находится в согласии с другими экспериментами [20], а также с теоретическими расчетами, определяющими точечную симметрию центра замещения в таком кристалле, как D_h [12].

В кристалле STO:Cr с дефицитом Sr (образец J11) смещения ионов Ti оказываются несколько большими, чем в J10, а также отклоненными от плоскости [001] на угол 26° . Эти различия в смещениях Ti-ионов в образцах J10 и J11 очевидно вызваны присутствием в последних вакансий в позициях Sr (V_{Sr}), стремящихся расположиться вблизи CrO₆-октаэдра вследствие кулоновского взаимодействия V_{Sr} с ионами Cr⁴⁺. Кулоновские силы, направленные в этом случае вдоль оси $\langle 111 \rangle$, будут также стремиться увеличить валентность ионов Cr, а также увеличить и отклонить смещения возмущенных ионов Ti от направлений $\langle 100 \rangle$, определяемых локальной симметрией центра замещения. Приведенная аргументация немедленно подразумевает образование комплексов Cr^{4+δ}– V_{Sr} в кристалле J11 (с дефицитом Sr) (что приводит к понижению упругой энергии кристалла и частичной компенсации заряда точечных дефектов). Смещение ионов Ti (а также иона Cr!) к стехиометрической вакансии V_{Sr} стабилизирует комплекс Cr^{4+δ}– V_{Sr} , подтверждая энергетическую необходимость его образования.

4. Заключение

Осевое каналирование ионов He⁺ с энергией 1.4 MeV применено для изучения искажений решетки в монокристаллах SrTiO₃ с добавками Cr. С этой целью были получены угловые ICh-спектры Sr- и Ti-подрешеток (относящиеся к осям кристаллов [001] и [011]) для чистого кристалла SrTiO₃ (J00), а также для разных типов кристаллов STO с добавками Cr, а именно, стандартно-выращенного по методу Вернейля кристалла SrTiO₃:Cr (0.05 at.%) (J10) и нестехиометрического кристалла Sr_{0.9995}TiO₃:Cr (0.05 at.%) (J11). Анализ полученных угловых ICh-спектров показал преобладающие искажения Ti-подрешетки в STO-образцах, допированных хромом, что соответствует общепринятой концепции Cr → Ti-замещения в STO:Cr. Отношение минимумов ICh-выхода для Sr- и Ti-подрешеток использовалось для количественного определения искажений решетки в объеме STO:Cr кристаллов, вызванных примесью. Обнаружено, что в образце стандартно выращенного SrTiO₃:Cr (J10) замещение Cr → Ti вызывает смещение ионов Ti в третьей координационной сфере на 0.16 \AA в плоскости {001}. В кристалле, выращенном с дефицитом стронция и компенсирующим количеством хрома (J11), смещение ионов Ti оказывается 0.19 \AA , причем вектор смещения отклонен от плоскости {001} на 26° . Сравнение найденных смещений с опубликованными расчетами [12] свидетельствует о формировании Ян-Теллеровских центров Cr⁴⁺, которые в чистом виде проявляются в стехиометрическом STO-кристалле с добавкой примеси Cr (образец J10). Интересная модификация

смещений ионов Ti в кристаллах, выращенных с дефицитом стронция и компенсирующим количеством хрома (образец J11), предполагает формирование комплексов $\text{Cr}^{4+\delta}-V_{\text{Sr}}$ (изменение валентности хрома диктуется частичной компенсацией заряда), понижающих энергию кристалла. Помимо определения искажений решетки в допированных хромом STO-кристаллах применение ионного каналирования позволило получить прямые свидетельства реализации эффекта Яна-Теллера на Cr^{4+} -центрах в решетке STO, что представляет достаточно сложную проблему для традиционных методов.

Авторы признательны Mr. V. Vosecek и Mr. V. Semian (NPI) за профессиональную помощь при работе с ускорителем Tandatron.

Список литературы

- [1] S.E. Stokowski, A.L. Schawlow. *Phys. Rev.* **178**, 457 (1969).
- [2] V. Vikhnin, V. Trepaikov, F. Smutny, L. Jastrabik. *Ferroelectrics* **176**, 7 (1996).
- [3] K.A. Mueller. *Paramagnetic Resonance. Proc. First Int. Conf. / Ed. W. Low. Jerusalem. (1962) Acad. Press Inc., N.Y. (1963). P. 17.*
- [4] H.D. Meierling. *Z. Naturf.* **24a**, 1662 (1969).
- [5] A.K. Mueller. *Proc. Int. Conf. Magnetic Resonance and Relaxation. XVII Colloque Ampere. Bucharest (1970) P. 170.*
- [6] H.D. Meierling. *Phys. Status Solidi B* **43**, 191 (1971).
- [7] A. Lagendijk, R.J. Morel, M. Glasbeek, J.D.W. van Voorst. *Chem. Phys. Lett.* **12**, 518 (1972).
- [8] H.J. de Jong, M. Glasbeek. *Solid State Commun.* **19**, 1197 (1976).
- [9] K.A. Mueller, W. Blazey, Th.W. Kool. *Solid State Commun.* **85**, 381 (1993).
- [10] Th.W. Kool, H.J. de Jong, M. Glassbeck. *J. Phys.: Cond. Matter* **6**, 1571 (1994).
- [11] S.A. Basun, U. Bianchi, V.E. Bursian, A.A. Kaplyanskii, W. Kleemann, L.S. Sochava, V.S. Vikhnin. *Ferroelectrics* **183**, 255 (1966).
- [12] О. Квятковский. *ФТТ* **54**, 1317 (2012).
- [13] A. Beck, J.G. Bednorz, C. Gerber, C. Rossel, D. Widmer. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 139 (2000).
- [14] Y. Watanabe, J.G. Bednorz, A. Bietsch, C. Gerber, D. Widmer, A. Beck, S.J. Wind. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3738 (2001).
- [15] G.I. Meijer, U. Staub, M. Janousch, S.L. Johnson, B. Delley, T. Neisius. *Phys. Rev. B* **72**, 155 102 (2005).
- [16] S.F. Alvarado, F. La Mattina, J.G. Bednorz. *Appl. Phys. A* **89**, 85 (2007).
- [17] M. Janousch, G.I. Meijer, U. Staub, B. Delley, S.F. Karg, B.P. Andreessen. *Adv. Mater.* **19**, 2232 (2007).
- [18] B.T. Phan, J. Lee. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 222 906 (2008).
- [19] B.P. Andreasson, M. Janousch, U. Staub, G.I. Meijer. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 013 513 (2009).
- [20] F. La Mattina, J.G. Bednorz, S.F. Alvarado, A. Shengelaya, H. Keller. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 022 102 (2008).
- [21] F. La Mattina, J.G. Bednorz, S.F. Alvarado, A. Shengelaya, K.A. Mueller, H. Keller. *Phys. Rev. B* **80**, 075 122 (2009).
- [22] *High-Energy Ion Beam Analysis of Solids, Physical Research K. Gärtner Eds / G. Götz, V. 6. Akademie — Verlag, Berlin (1988) 376 p.*
- [23] D.S. Gemmell. *Rev. Mod. Phys.* **46**, 129 (1974).
- [24] G.N. van den Hoven, A. Polman, E. Alves, M.F. da Silva, A.A. Melo, J.C. Soares. *J. Mater. Res.* **12**, 1401 (1997).
- [25] K.M. Yu, H.P. Lee, S. Wang. *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1784 (1990).
- [26] H. Kobayashi, W.M. Gibson. *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2355 (1999).
- [27] B. de Vries, A. Vantomme, U. Wahl, J.G. Correia, J.P. Araújo, W. Lojkowski, D. Kolesnikov. *J. Appl. Phys.* **100**, 023 531 (2006).
- [28] R.B. Gregor, F.W. Lytle, G.W. Arnold, R.C. Ewing. *J. Non-Cryst. Solids* **122**, 121 (1990).
- [29] F. Wang, M. Badaye, Y. Yoshida, T. Morishita. *Nucl. Instrum. Meth. B* **118**, 547 (1996).
- [30] C.C. Chin, T. Morishita. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 317 (1995).
- [31] A. Tkach, P.M. Vilarinho, A.L. Kholkin. *J. Appl. Phys.* **101**, 084 110 (2007).
- [32] A. Tkach, P.M. Vilarinho, D. Nuzhnyy, J. Petzelt. *Acta Materialia* **58**, 577 (2010).
- [33] L. Grabner. *Phys. Rev.* **177**, 1315 (1969).
- [34] A.K. Mueller. In *Proc. of the XVI Congress Ampere / Ed. I. Ursu. Publishing House of the Academy of Socialist republic Romania, Bucharest (1971). P. 170.*
- [35] H.J. de Jong, M. Glasbeek. *Solid State Commun.* **19**, 1197 (1976).
- [36] H.J. de Jong, M. Glassbeck. *Solid State Commun.* **28**, 683 (1978).
- [37] Th.W. Kool, H.J. de Jong, M. Glassbeck. *J. Phys.: Cond. Matter* **6**, 1571 (1994).
- [38] L.C. Feldman, J.W. Mayer, S.T. Picraux. *Material analysis by ion channeling. Acad. Press, N.Y. (1982).*
- [39] J. Lindhard. *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd.* **34**, 14 (1965).
- [40] R.P. Rodrigues, H. Chang, D.E. Ellis, V.P. Dravid. *J. Am. Ceram. Soc.* **82**, 2373 (1999).
- [41] S.T. Picraux, J.A. Davies, L. Eriksson, N.G.E. Johansson, J.W. Mayer. *Phys. Rev.* **180**, 873 (1969).
- [42] W.N. Lawless. *Phys. Rev. B* **17**, 1458 (1978).