

Визуализация магнитной доменной структуры в монокристаллах FeVO_3 и $\text{Fe}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{VO}_3$ методом синхротронной рентгеновской топографии

Н. И. Снегирёв^{+*1)}, А. Г. Куликов⁺, И. С. Любутин⁺, А. Ю. Серегин⁺, С. В. Ягунов[×], М. Б. Стругацкий[×]

⁺ Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова, Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники, Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 119333 Москва, Россия

^{*} Курчатовский комплекс синхротронно-нейтронных исследований, Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

[×] Физико-технический институт ФГАОУ ВО “Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского”, 295007 Симферополь, Россия

Поступила в редакцию 11 февраля 2024 г.

После переработки 19 февраля 2024 г.

Принята к публикации 19 февраля 2024 г.

Описаны методика и экспериментальная ячейка для рентгенодифракционной диагностики кристаллических материалов в условиях воздействия на них внешних магнитных полей. Показано, что приложение даже слабых магнитных полей (около нескольких эрстед) позволяет существенно уменьшить дифракционный контраст на рентгеновских топограммах монокристаллов FeVO_3 и $\text{Fe}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{VO}_3$, связанный с неоднородным распределением магнитоскрипционных деформаций, и тем самым улучшить степень их структурного совершенства. Визуализирована магнитная доменная структура монокристаллов твердых растворов $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{VO}_3$. Установлено, что при небольших концентрациях диамагнитных ионов Ga не происходит существенных изменений конфигурации доменных стенок в кристаллах на основе FeVO_3 .

DOI: 10.31857/S1234567824060089, EDN: SGZFDQ

1. Введение. Высокосовершенные монокристаллы на основе бората железа FeVO_3 важны для современных высокотехнологичных научных исследований и весьма перспективны для их практического использования в различных отраслях науки и экспериментальной техники [1, 2].

Такие кристаллы являются уникальным модельным объектом для многочисленных исследований в области физики магнитных явлений [3–5]. Большую практическую значимость имеют также твердые растворы замещения $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{VO}_3$, в которых часть парамагнитных ионов железа изоморфно замещена диамагнитными ионами галлия [6, 7]. Допирование подрешетки железа позволяет варьировать температуру Нееля T_N [8], величину спонтанной намагниченности [9], степень структурной стабильности при воздействии высоких температур [10, 11] и другие параметры кристаллов на основе бората железа, что существенно расширяет области их применения.

Кристалл FeVO_3 является антиферромагнетиком со слабым ферромагнетизмом. Магнитные момен-

ты двух подрешеток железа расположены в слоях, параллельных базисной плоскости (001) кристалла и упорядочены антиферромагнитно [12]. Антисимметричное суперобменное взаимодействие приводит к тому, что магнитные моменты подрешеток железа не строго антипараллельны, а слегка скошены, образуя слабый ферромагнитный момент (эффект Дзялошинского). Его наличие обуславливает процессы перемагничивания в кристаллах FeVO_3 под действием внешнего магнитного поля.

Магнитная доменная структура в кристаллах FeVO_3 имеет следующие особенности [13]. Доменные слои лежат в базисной плоскости (001), при этом главная ось третьего порядка [001] перпендикулярна этой плоскости. Поэтому в силу тригональной симметрии (пр. гр. $R\bar{3}c$) возможные взаимные ориентации векторов намагниченности в доменах составляют 60° , 120° и 180° [14].

Магнитные домены в слоях разделены блоховскими доменными границами. Внутри каждого слоя домены разделяются неелевскими границами, ортогональными базисной плоскости [13]. В блоховских гра-

¹⁾ e-mail: niksnegir@yandex.ru

ницах вектор намагниченности, меняя свое направление, проворачивается в плоскостях $(00l)$ (параллельных базисной плоскости (001)), тогда, как в неелевских границах поворот намагниченности происходит в плоскостях типа $(hk0)$ (т.е. перпендикулярно плоскости (001)).

Наличие магнитной доменной структуры влияет на оптические, структурные, дифракционные и резонансные свойства монокристаллов FeBO_3 .

Конфигурация доменных границ определяется энергией магнитной анизотропии, а также магнито-статической и магнитоупругой энергией [15]. Также на доменную структуру значительно влияет существование механических напряжений, связанных с наличием дефектов в структуре реальных кристаллов.

Ранее доменная структура в кристаллах FeBO_3 экспериментально изучалась с помощью мессбауэровской спектроскопии [14], рентгеновской топографии [16], трехкристальной рентгеновской дифрактометрии [17], а также оптическим интерференционным методом [18] и методом порошковых фигур Биттера [19]. Однако для кристаллов твердых растворов $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{BO}_3$ изучение доменной магнитной структуры не проводилось.

В данной работе описана методика рентгеновской диагностики кристаллических материалов с помощью синхротронного излучения в условиях воздействия на них слабых внешних магнитных полей, и продемонстрировано применение данной методики для изучения эволюции магнитной доменной структуры монокристаллов FeBO_3 и $\text{Fe}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{BO}_3$ во внешних магнитных полях.

2. Детали эксперимента. Монокристаллы FeBO_3 и $\text{Fe}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{BO}_3$ были синтезированы из раствора в высокотемпературном расплаве по методике, описанной в работах [2, 6]. Кристаллы имели форму почти правильных гексагональных пластин, плоскости которых совпадают с базисной плоскостью (001) . Характерный размер кристалла FeBO_3 в базисной плоскости составляет около 8 мм, а толщина пластины – около 0.1 мм. Размер кристалла $\text{Fe}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{BO}_3$ в базисной плоскости – около 5 мм, а толщина – около 0.6 мм.

Предварительно, эти кристаллы были исследованы методами магнитометрии. Детали эксперимента описаны в работе [9]. Установлено, что для кристалла FeBO_3 величина спонтанной намагниченности (M_s) при комнатной температуре составляет $2.255(8)$ Эме/г, а температура перехода из магнитно упорядоченного в парамагнитное состояние (T_N) равна $348(1)$ К. Для кристалла

$\text{Fe}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{BO}_3$ эти параметры соответственно равны $M_s = 1.837(3)$ Эме/г и $T_N = 331(1)$ К.

По данным магнитооптических измерений установлено, что во внешних магнитных полях около 40 Э многодоменная магнитная структура кристалла FeBO_3 превращается в однодоменную (происходит монодоменизация) [17].

Фактическое содержание атомов Fe и Ga в кристалле $\text{Fe}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{BO}_3$ было определено с помощью рентгенофлуоресцентного анализа на спектрометре EDAX Orbis PC Micro-XRF Analyzer.

Эксперимент по наблюдению рентгеновских топограмм во внешних магнитных полях проведен на станции рентгеновской кристаллографии и физического материаловедения (РКФМ) Курчатовского источника синхротронного излучения (“КИСИ-Курчатов”) [20]. Принципиальная схема эксперимента показана на рис. 1. Использование высокоинтен-

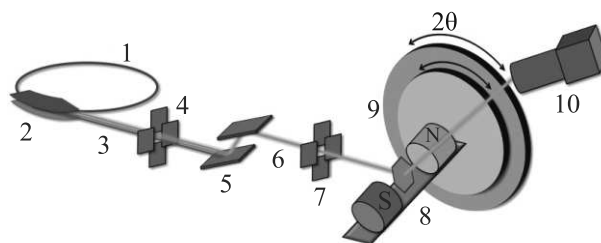


Рис. 1. (Цветной онлайн) Принципиальная схема дифракционного эксперимента. Здесь: 1 – накопительное кольцо источника синхротронного излучения; 2 – поворотный магнит; 3 – “белый” синхротронный пучок; 4 – входная маска (щель) “белого” пучка; 5 – двухкристальный монохроматор Si 111; 6 – монохроматичный рентгеновский пучок с энергией 12 кэВ; 7 – рентгеновские щели; 8 – экспериментальная ячейка с исследуемым кристаллом и электромагнитами (см. ниже); 9 – многокружный гониометр; 10 – двумерный детектор

сивного синхротронного источника с малой, по сравнению с рентгеновской трубкой, расходимостью пучка, позволило добиться высокого разрешения топограмм. Измерения проводились при комнатной температуре (около 298 К).

Для монохроматизации σ -поляризованного синхротронного излучения использовался монохроматор, состоящий из двух горизонтально расположенных плоских кристаллов Si с симметричными отражениями 111. Монохроматор обеспечивал относительную энергетическую расходимость синхротронного пучка $2 \cdot 10^{-4}$. Монохроматор настраивался на энергию 12.000 кэВ, что соответствует наиболее яркой части спектра поворотного магнита.

Исследуемый образец настраивался на рефлекс 300, который соответствует отражению от атомных плоскостей, ортогональных базисной плоскости и содержащих ось (001). Для выбранной длины волны излучения угол Брэгга составляет 22.783° и коэффициент отражения 42 %.

Топограммы записывались в режиме ω -сканирования. Съемка топограмм производилась в геометрии Лауэ, т.е. «на просвет» через кристалл. Использовался двумерный детектор Rigaku LC Micro, который устанавливался под двойным углом Брэгга к исследуемому кристаллу.

Для получения изображений с различной детализацией использовались различные сцинтилляционные объективы к детектору. В частности, на рис. 3 и 4, представлены рентгеновские топограммы, полученные с объективом с эффективным размером пикселя 5.2 мкм. На рисунке 6 показаны топограммы, полученные с объективом с эффективным размером пикселя 1.3 мкм.

Для исследования кристаллов во внешнем магнитном поле была разработана и изготовлена экспериментальная ячейка (рис. 2), совместимая с мно-

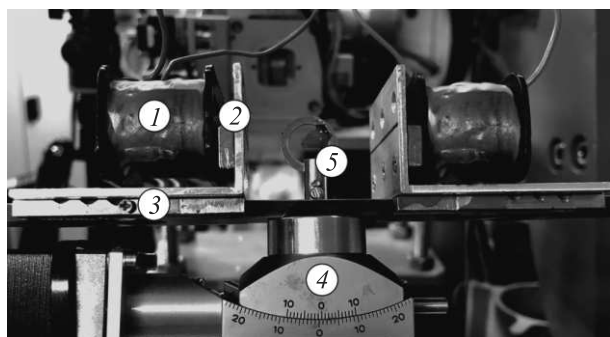


Рис. 2. (Цветной онлайн) Экспериментальная ячейка для исследования кристаллов во внешнем магнитном поле. Здесь: 1 – электромагнитные катушки; 2 – магнитопровод; 3 – направляющая с возможностью регулировки расстояния между электромагнитными катушками; 4 – гониометрическая головка; 5 – исследуемый монокристалл

гокружным гониометром Huber, установленным на экспериментальной станции РКФМ. Для создания однородного магнитного поля на месте расположения образца использовалась пара электромагнитных катушек. Ток на катушки подавался от источника тока GW Instek GPS-3030. Величина внешнего магнитного поля регулировалась путем подачи на катушки различного напряжения и контролировалась датчиком Холла PCE-MFM 3000. Однородность поля в пределах расположения кристалла была не хуже $\pm 10\%$. Чтобы исключить влияние магнитного поля

на прецизионные шаговые двигатели и другие чувствительные устройства, в ячейке применен магнитопровод (рис. 2).

3. Экспериментальные результаты. Известно, что в кристаллах FeVO_3 магнитоупругое взаимодействие проявляется чрезвычайно сильно [21]. Существование магнитострикционных деформаций приводит к небольшому искажению кристаллической структуры бората железа. В пределах магнитного домена магнитострикция одинакова, так как существует единственное направление вектора намагниченности. Однако в соседних доменах магнитострикция неодинакова, а в доменной стенке, где происходит разворот вектора намагниченности, неоднородна. Неоднородное распределение магнитострикционных деформаций в кристалле вызывает структурные искажения, и это делает возможным визуализацию доменной структуры с помощью рентгеновской топографии.

На рисунке 3 представлены рентгеновские топограммы монокристалла FeVO_3 , полученные для рефлекса 300, как без приложения внешнего магнитного поля, так и в магнитном поле напряженностью 14 и 40 Э. Наличие дифракционного контраста указывает на существование в кристалле механических напряжений. При приложении к кристаллу внешнего магнитного поля часть контрастных областей на топограмме исчезает.

На рисунках 3b и c видно, что с увеличением напряженности внешнего магнитного поля доменная граница трансформируется, а затем исчезает. Во внешнем магнитном поле 40 Э и более дифракционный контраст перестает изменяться. Это указывает на то, что магнитная структура из многодоменной переходит в однодоменное состояние, и магнитострикционная деформация становится однородной по всему кристаллу. При этом на топограмме намагниченного кристалла (т.е. в отсутствие неоднородной магнитострикционной деформации) остаются только изображения статических дефектов и несовершенств кристаллической структуры.

Нами установлено, что такие изменения являются обратимыми. После отключения внешнего магнитного поля на топограммах вновь появляются контрастные области, однако их конфигурация не полностью совпадает с изначальной (см. для сравнения рис. 3d и a).

Установлено, что на рентгеновской топограмме монокристалла $\text{Fe}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{VO}_3$ так же, как и на топограмме кристалла FeVO_3 , присутствуют контрастные области, указывающие на наличие магнитной доменной структуры (рис. 4). При воздействии внеш-

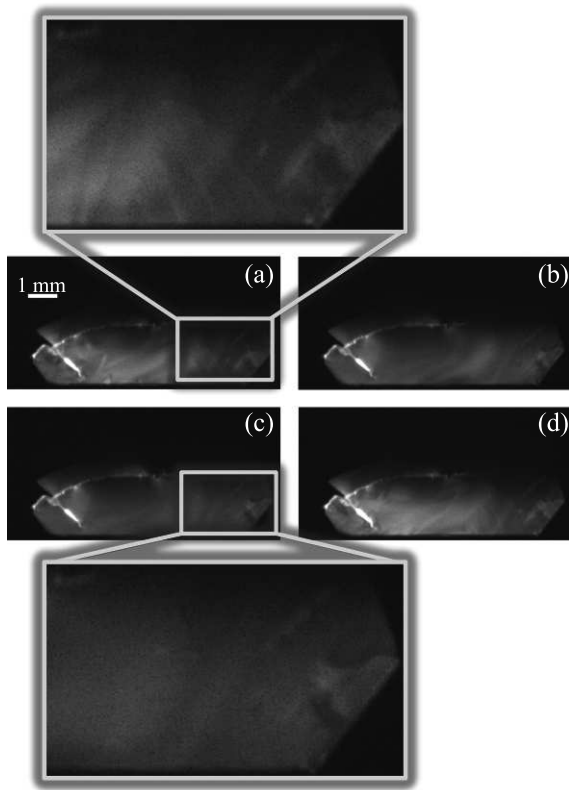


Рис. 3. Рентгеновские топограммы монокристалла FeVO_3 , полученные для рефлекса 300 без приложения внешнего магнитного поля (а), во внешнем магнитном поле 14 Т (б) и 40 Т (с), а также после отключения внешнего магнитного поля (д). На выносках показаны увеличенные фрагменты топограмм

него магнитного поля часть этих областей, связанных с наличием доменных стенок, трансформируется, а затем исчезает (рис. 4а–д). Конфигурация доменных стенок в кристалле $\text{Fe}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{VO}_3$ аналогична таковой в FeVO_3 . Это позволяет сделать качественный вывод о том, что магнитная доменная структура в кристаллах на основе бората железа не претерпевает выраженных изменений при допировании кристаллов диамагнитными атомами галлия, по крайней мере, при малой концентрации Ga.

4. Обсуждение результатов. Как отмечено выше, дифракционный контраст возникает из-за неоднородных магнитострикционных деформаций. Наблюдаемая визуализация доменной структуры обусловлена магнитострикционными искажениями кристаллической решетки, которые в общем различны как в разных доменах, так и в доменных границах. Обсудим эти искажения более подробно.

Статические магнитострикционные деформации u_{ij}^0 тригональных легкплоскостных слабоферромаг-

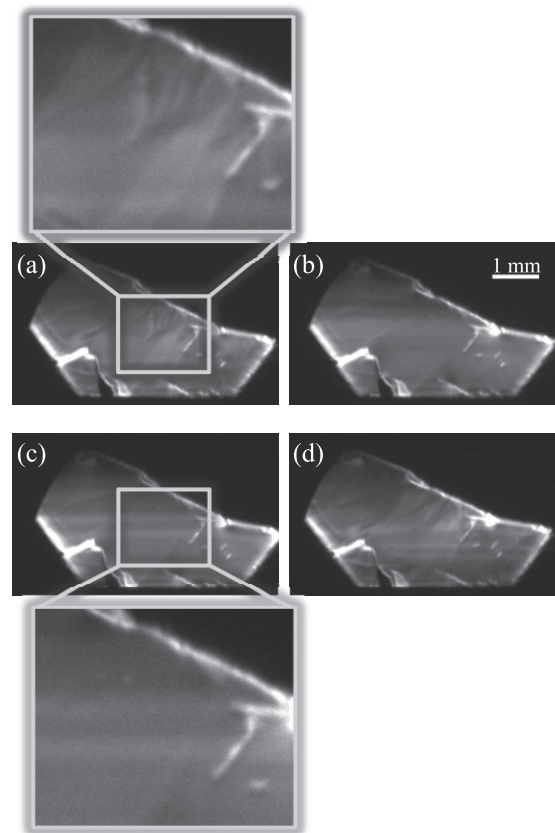


Рис. 4. Рентгеновские топограммы монокристалла $\text{Fe}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{VO}_3$, полученные для рефлекса 300 без приложения внешнего магнитного поля (а), во внешнем магнитном поле 14 Т (б) и 40 Т (с), а также после отключения внешнего магнитного поля (д). На вставках показаны увеличенные фрагменты топограмм

нитных кристаллов, к которым принадлежит борат железа, определяются из условия минимума равновесной части термодинамического потенциала, содержащего упругий F_e и магнитоупругий F_{me} вклады [13, 22]:

$$\frac{\partial(F_e + F_{me})}{\partial u_{ij}^0} = 0, \quad (1)$$

$$F_e = \frac{1}{2}C_{11}(u_{xx}^{02} + u_{yy}^{02}) + 2C_{66}u_{xy}^{02} + C_{12}u_{xx}^0u_{yy}^0 + \\ + 2C_{44}(u_{xz}^{02} + u_{yz}^{02}) + 2C_{14}[(u_{xx}^0 - u_{yy}^0)u_{yz} + 2u_{xy}^0u_{xz}^0] + \\ + C_{13}(u_{xx}^0 + u_{yy}^0)u_{zz}^0 + \frac{1}{2}C_{33}u_{zz}^{02}. \quad (2)$$

$$F_{me} = \frac{1}{2}(B_{11} + B_{12})(u_{xx}^0 + u_{yy}^0) + \\ + \frac{1}{2}B_{66}[2u_{xy}^0 \sin 2\beta - (u_{xx}^0 - u_{yy}^0) \cos 2\beta] + \\ + 2B_{14}(u_{xz}^0 \sin 2\beta - u_{yz}^0 \cos 2\beta) + B_{13}u_{zz}^0. \quad (3)$$

Здесь u_{ij}^0 – компоненты тензора статических магнитострикционных деформаций; C_{ij} и B_{ij} – упругие и магнитоупругие постоянные, соответственно; β – угол между вектором намагниченности $\mathbf{m}$ и осью $[010]$, лежащими в базисной плоскости (001) . Отметим, что в выражении (3) в качестве множителей должны быть квадраты приведенного вектора антиферромагнетизма l . Однако, ввиду очень слабого сдвига магнитных подрешеток в борате железа, $l \approx 1$.

Решение уравнений (1) приводит к выражениям:

$$\begin{cases} u_{xx}^0 - u_{yy}^0 = \frac{2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66}}{2(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \cos 2\beta, \\ u_{xy}^0 = -\frac{2C_{14}B_{14} - C_{44}B_{66}}{4(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \sin 2\beta, \\ u_{xz}^0 = \frac{2C_{66}B_{14} - C_{14}B_{66}}{4(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \sin 2\beta, \\ u_{yz}^0 = -\frac{2C_{66}B_{14} - C_{14}B_{66}}{4(C_{14}^2 - C_{44}C_{66})} \cos 2\beta, \\ u_{xx}^0 + u_{yy}^0 = \frac{2C_{13}B_{13} - C_{33}(B_{11} + B_{12})}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2}, \\ u_{zz}^0 = \frac{C_{13}(B_{11} + B_{12}) - (C_{11} + C_{12})B_{13}}{C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2}. \end{cases} \quad (4)$$

Из (4) следует, что от ориентации намагниченности не зависит только продольная деформация u_{zz}^0 .

В настоящей работе рентгеновские топограммы были получены для рефлекса (300) , который соответствует отражению от атомных плоскостей, ортогональных базисной плоскости и содержащих ось (001) . Эта геометрия наиболее благоприятна для наблюдения дифракционного контраста, поскольку в этом случае различия в изменении расстояний между отражающими атомными плоскостями для разных доменов (различные углы β) наиболее существенны.

В выражениях (4) фигурирует удвоенный угол 2β , следовательно, функции, определяющие компоненты тензора магнитострикционных деформаций в базисной плоскости, периодичны с периодом π . Это означает, что разворот вектора намагниченности на 180 градусов не может изменить конфигурации магнитострикционных деформаций. Поэтому для 180-градусных доменов контраст не должен наблюдаться. По-видимому, 180-градусные домены мы наблюдаем на рис. 3а, где контраст проявляется очень слабо. Здесь очертания доменов возникают только за счет визуализации доменных границ, в которых магнитный вектор плавно разворачивается от ориентации в одном домене к ориентации в соседнем. При

этом возникает контраст между границей и примыкающими доменами.

На рисунке 5 схематически проиллюстрированы два предельных случая, когда доменная граница разделяет не-180-градусные (а) и 180-градусные (б) домены. В первом случае дифракционный контраст наблюдается в соседних доменах, а во втором случае – только в доменной стенке.

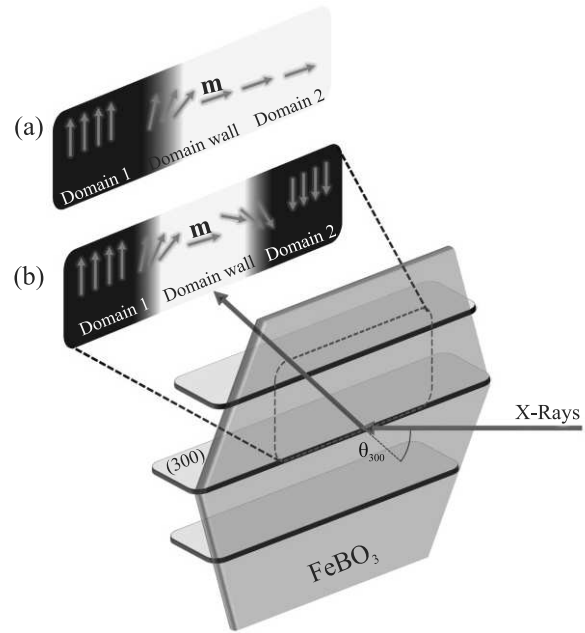


Рис. 5. (Цветной онлайн) Геометрия эксперимента. Показано взаимное расположение падающего синхротронного пучка, отражающих плоскостей образца (300) и векторов намагниченности в доменах $\mathbf{m}_i$. Проиллюстрированы два предельных случая, когда доменная граница разделяет не-180-градусные (а) и 180-градусные (б) домены. В первом случае дифракционный контраст наблюдается в соседних доменах, во втором случае – только в доменной стенке

Топограммы, показанные на рис. 4 и 6, демонстрируют домены, взаимная ориентация намагниченностей в которых отличается от 180-градусной. Такие домены “подсвечены” с разной интенсивностью, что приводит к наблюдаемому контрасту.

5. Заключение. На основе предложенной методики и с помощью сконструированной экспериментальной ячейки на станции РКФМ Курчатовского источника синхротронного излучения реализована методика рентгенодифракционной диагностики кристаллических материалов в условиях воздействия на них внешних магнитных полей.

Метод рентгеновской топографии позволил визуализировать магнитную доменную структуру моно-

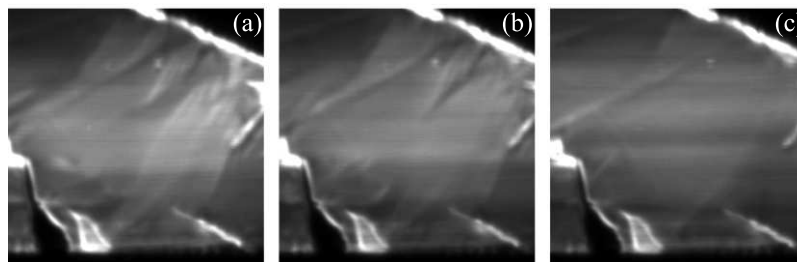


Рис. 6. Рентгеновские топограммы монокристалла $\text{Fe}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{BO}_3$, полученные для рефлекса 300 без приложения внешнего магнитного поля (а), во внешнем магнитном поле ~ 1 Т (b) и ~ 2 Т (c)

кристаллов твердых растворов $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{BO}_3$ ($x = 0$, $x = 0.06$) и провести анализ ее трансформации под действием магнитного поля.

Установлено, что при допировании кристалла FeBO_3 ионами Ga в малой концентрации, эволюция магнитной доменной структуры кристаллов во внешних магнитных полях не претерпевает существенных изменений. Показано, что даже в слабых внешних магнитных полях (существенно меньше полей монокристаллизации) дифракционный контраст в области доменной стенки исчезает, что улучшает степень структурного совершенства кристаллов $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x\text{BO}_3$ и их дифракционные параметры. Полученные результаты могут быть полезны при применении кристаллов на основе бората железа в различных отраслях науки и техники.

Авторы признательны В. А. Шишкову (НИЦ «Курчатовский институт») за помощь в изготовлении экспериментальной ячейки.

Финансирование работы. Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт» в части подготовки экспериментальных образцов, РФЛА, магнитных измерений и анализа эффектов магнитострикционных деформаций кристаллов.

Разработка рентгеновской методики анализа эволюции магнитной доменной структуры с использованием источника синхротронного излучения выполнена в рамках гранта Минобрнауки РФ # 075-15-2021-1362.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

1. С. Г. Овчинников, В. В. Руденко, Н. В. Казак, И. С. Эдельман, В. А. Гавричков, *ЖЭТФ* **158**, 184 (2020).
2. S. Yagupov, M. Strugatsky, K. Seleznyova, Y. Mogilenec, N. Snegirev, N. V. Marchenkov, A. G. Kulikov, Y. A. Eliovich, K. V. Frolov, Y. L. Ogarkova, and I. S. Lyubutin, *Cryst. Growth Des.* **18**, 7435 (2018).

3. V. E. Dmitrienko, E. N. Ovchinnikova, S. P. Collins, G. Nisbet, G. Beutier, Y. O. Kvashnin, V. V. Mazurenko, A. I. Lichtenstein, and M. I. Katsnelson, *Nat. Phys.* **10**, 202 (2014).
4. I. S. Lyubutin, N. I. Snegirev, M. A. Chuev, S. S. Starchikov, E. S. Smirnova, M. V. Lyubutina, S. V. Yagupov, M. B. Strugatsky, O. A. Alekseeva, *J. Alloys Compd.* **906**, 164348 (2022).
5. V. E. Zubov, A. D. Kudakov, D. A. Bulatov, D. A. Bulatov, M. B. Strugatskii, and S. V. Yagupov, *JETP Lett.* **116**, 394 (2022).
6. E. S. Smirnova, N. I. Snegirev, I. S. Lyubutin, S. S. Starchikov, V. V. Artemov, M. V. Lyubutina, S. V. Yagupov, M. B. Strugatsky, Y. A. Mogilenec, K. A. Seleznyova, and O. A. Alekseeva, *Acta Crystallogr. Sect. B Struct. Sci. Cryst. Eng. Mater.* **76**, 1100 (2020).
7. N. Snegirev, I. Lyubutin, A. Kulikov, D. Zolotov, A. Vasiliev, M. Lyubutina, S. Yagupov, Y. Mogilenec, K. Seleznyova, and M. Strugatsky, *J. Alloys Compd.* **889**, 161702 (2021).
8. N. I. Snegirev, S. S. Starchikov, I. S. Lyubutin, M. A. Chuev, S. V. Yagupov, and M. B. Strugatskii, *Phys. Met. Metallogr.* **124**, 349 (2023).
9. N. I. Snegirev, A. V. Bogach, I. S. Lyubutin, M. A. Chuev, S. V. Yagupov, Yu. A. Mogilenec, K. A. Selezneva, and M. B. Strugatsky, *Phys. Met. Metallogr.* **124**, 133 (2023).
10. N. I. Snegirev, I. S. Lyubutin, A. G. Kulikov, S. V. Yagupov, K. A. Seleznyova, Yu. A. Mogilenec, and M. B. Strugatsky, *Crystallogr. Reports* **65**, 596 (2020).
11. N. I. Snegirev, I. S. Lyubutin, S. V. Yagupov, A. G. Kulikov, V. V. Artemov, Yu. A. Mogilenec, and M. B. Strugatsky, *JETP Lett.* **112**, 352 (2020).
12. M. Pernet, D. Elmale, and J. C. Joubert, *Solid State Commun.* **8**, 1583 (1970).
13. M. Strugatsky, *Isometric Iron Borate Single Crystals: Magnetic and Magnetoacoustic Effects*, ТНУ им. В. И. Вернадского, Симферополь (2008).
14. N. I. Snegirev, M. A. Chuev, I. S. Lyubutin, S. S. Starchikov, S. V. Yagupov, and M. B. Strugatsky, *JETP Lett.* **117**, 769 (2023).
15. J. A. Eaton and A. H. Morrish, *Can. J. Phys.* **49**, 2768 (1971).

16. V. A. Labushkin, V. G. Lomov, A. A. Faleev, and V. A. Figin, *Fiz. Tverd. Tela* **22**, 1725 (1980).
17. N. Snegirev, A. Kulikov, I. S. Lyubutin, S. Yagupov, M. Lyubutina, and M. Strugatsky, *Cryst. Growth Des.* **23**, 5883 (2023).
18. J. Haisma and W. T. Stacy, *J. Appl. Phys.* **44**, 3367 (1973).
19. А. Р. Прокопов, В. Н. Селезнев, М. Б. Стругацкий, С. В. Ягупов, *Журнал технической физики* **10**, 2051 (1987).
20. V. G. Kohn, A. G. Kulikov, P. A. Prosekov, A. Y. Seregin, A. V. Targonsky, Y. A. Eliovich, Y. V. Pisarevsky, A. E. Blagov, and M. V. Kovalchuk, *J. Synchrotron Radiat.* **27**, 378 (2020).
21. M. H. Seavey, *Solid State Commun.* **10**, 219 (1972).
22. K. Seleznyova, E. Smirnova, M. Strugatsky, N. Snegirev, S. Yagupov, Yu. Mogilenec, E. Maksimova, O. Alekseeva, and I. Lyubutin, *J. Magn. Magn. Mater.* **560**, 169658 (2022).