

УДК 537.9

ОСОБЕННОСТИ МАГНЕТИЗМА В $\text{Dy}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$

© 2023 г. А. Н. Матвеева¹ *, И. А. Зобкало¹, А. Г. Пшеничная¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение

“Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова

Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Гатчина, Россия

*E-mail: matveeva_an@npi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 28.10.2022 г.

После доработки 15.11.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

Кристаллические и магнитные структуры монокристаллов мультиферроиков $\text{Dy}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0, 0.2$) были исследованы методами дифракции нейтронов. Показано, что замещение Dy на Ho на уровне 20% не изменяет общую кристаллическую симметрию соединения. Для обоих соединений она описывается группой Pbnm вплоть до очень низких температур. Магнитное упорядочение не изменяет кристаллическую структуру. Замещение Dy на Ho подавляет спонтанное упорядочение редкоземельной подсистемы с собственным вектором распространения (0 0.5 0). Это приводит к ситуации, когда две магнитные подсистемы, марганцевая и редкоземельная, имеют когерентное несо-размерное пространственное распространение.

DOI: 10.31857/S0367676522701010, EDN: NPHPOV

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время интерес к соединениям, в которых электрическая поляризация возникает вследствие магнитного упорядочения — “несобственным” мультиферроикам (или мультиферроикам II рода) — многократно возрос в связи с их необычными магнитоэлектрическими свойствами. Поскольку магнитные и электрические степени свободы в мультиферроиках связаны между собой, это не только приводит к новым физическим свойствам, но и дает возможность управлять ими внешними магнитными и электрическими полями, а также контролировать распространение в них электромагнитных волн [1, 2].

Соединения из семейства RMnO_3 (где $R = \text{Ho}, \text{Dy}$) являются представителями класса “несобственных” мультиферроиков. Обнаруженные в исследуемых системах существенные магнитоэлектрические взаимодействия создают предпосылки для эффективного влияния магнитного поля на фазовые переходы, предоставляют возможность магнитного контроля за эффектами электрической поляризации. Несмотря на появление большого числа работ на эту тему, микроскопическая природа как возникновения спонтанной электрической поляризации, так и влияния магнитного поля на диэлектрическую восприимчивость и электрическую поляризацию в указанных выше системах до конца не установлена.

В DyMnO_3 связь между поляризацией и циклоидальной магнитной структурой может быть удовлетворительно описана в рамках обратной модели Дзялошинского–Мория [3, 4].

Другой механизм происхождения сегнетоэлектрической поляризации в перовскитных мультиферроиках HoMnO_3 обусловлен обменной стрикцией, и для него характерен порядок типа вверх–вверх–вниз–вниз или антиферромагнитный порядок E -типа. Предсказано, что этот механизм будет генерировать гораздо большую сегнетоэлектрическую поляризацию, чем предыдущий [5–7].

Редкоземельный элемент не только определяет кристаллическую структуру, но и напрямую влияет на мультиферроизм RMnO_3 . Эксперименты показывают, что редкоземельный магнетизм, который не принимается во внимание в вышеупомянутых двух механизмах, не является пренебрежимо малым для формирования мультиферроизма в DyMnO_3 и HoMnO_3 . Эта особенность позволяет контролировать всю спиновую структуру (не только спиновую структуру марганцевой подсистемы) и настраивать мультиферроизм RMnO_3 путем замены редкоземельных ионов [8–12].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Монокристаллы семейства $\text{Dy}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0, 0.2$) были выращены методом спонтанной

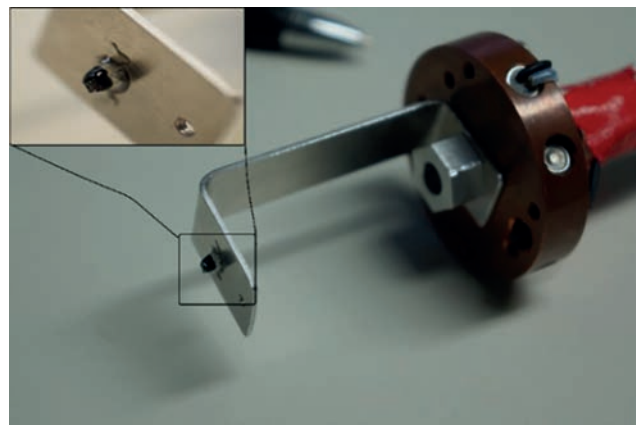


Рис. 1. Образец, закрепленный на держателе.

кристаллизации из раствора в расплаве. Для синтеза были использованы реактивы высокой степени чистоты PbO, PbF₂, MnO₂, Dy₂O₃, Ho₂O₃, B₂O₃. В качестве растворителя было использовано следующее соотношение химических реактивов PbO : PbF₂ : B₂O₃ = 0.84 : 0.14 : 0.01, а соотношение искомого состава Dy_{1-x}Ho_xMnO₃ к растворителю было 1 : 9. Технологический режим состоял из нагрева шихты в платиновом тигле до 1200°C с последующим охлаждением в течении двух недель до температуры 700°C. Полученные монокристаллы имеют вид параллелепипедов с размерами до 1.5 × 1.5 × 3 мм³. Исследуемый монокристалл черного цвета показан на рис. 1. Образец закреплен на держателе криостата.

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА
Dy_{1-x}Ho_xMnO₃ (x = 0, 0.2)

Принято считать, что для описания кристаллической структуры DyMnO₃ как при комнатной, так и при низких температурах используется орторомбическая пространственная группа *Pbnm* (62) это та же пространственная группа, что и *Pnma*

только в не стандартной установке, а в установке *cab* со структурой искаженного перовскита. Такая установка выбрана для удобства. Однако недавнее детальное исследование методом порошковой нейтронной и синхротронной дифракции с высоким разрешением при низких температурах показало понижение симметрии кристалла при низких температурах до пространственных групп *Pna2*₁ или *P2*₁ [13]. Чтобы проверить эти предполагаемые небольшие атомные смещения, возможно связанные с возникновением электрической поляризации в DyMnO₃, нами был выполнен набор брэгговских ядерных рефлексов при низкой температуре 2.4 К. При этой температуре в DyMnO₃ сосуществуют две магнитные структуры: несоразмерная структура с волновым вектором $\vec{k}_{Mn} = (0\ k_y\ 0)$ и соразмерная структура на редкоземельной подсистеме $\vec{k}_{Dy} = (0\ 0.5\ 0)$; температура 2.4 К была самой низкой доступной температурой измерений. Кристаллическая структура DyMnO₃ была исследована на монокристалльном дифрактометре HEIDI с длиной волны $\lambda = 0.556\ \text{\AA}$, позволяющей минимизировать поглощение на Dy. Затем уточнение кристаллической структуры было выполнено с использованием программной среды FullProf suite [14]. Согласно нашим результатам, орторомбическая пространственная группа *Pbnm* (рис. 2) хорошо описывает кристаллическую структуру DyMnO₃ при всех этих температурах. При понижении температуры изменения параметров кристаллической структуры не наблюдалось. Как положения всех атомов, так и параметры изотропного/анизотропного смещения при понижении температуры в пределах погрешности не изменяются. Полученные положения атомов для 2.4 К показаны в табл. 1. Представленные здесь параметры кристаллической структуры, полученные при низкотемпературной монокристаллической нейтронной дифракции, хорошо согласуются с параметрами, полученными для DyMnO₃ ранее другими методами, такими как по-

Таблица 1. Положение атомов в DyMnO₃ и Dy_{0.8}Ho_{0.2}MnO₃ полученные в результате уточнения кристаллических структур

	DyMnO ₃ , 2.4 К			Dy _{0.8} Ho _{0.2} MnO ₃ , 300 К			Dy _{0.8} Ho _{0.2} MnO ₃ , 4 К		
	$a = 5.269(7), b = 5.845(4), c = 7.331(4)\ \text{\AA}$			$a = 5.27(1), b = 5.840(4), c = 7.360(8)\ \text{\AA}$			$a = 5.268(3), b = 5.835(4), c = 7.358(1)\ \text{\AA}$		
атом	<i>x</i>	<i>y</i>	<i>z</i>	<i>x</i>	<i>y</i>	<i>z</i>	<i>x</i>	<i>y</i>	<i>z</i>
Dy/Ho, 4c	-0.0180(2)	0.0829(2)	0.25	-0.0169(5)	0.0820(1)	0.25	-0.0178(4)	0.0830(9)	0.25
Mn, 4b	0.5	0	0	0.5	0	0	0.5	0	0
O1, 4c	0.1088(9)	0.4622(4)	0.25	0.1083(3)	0.4640(4)	0.25	0.1093(3)	0.4622(2)	0.25
O2, 8d	0.7022(5)	0.3276(5)	0.0527(6)	0.7020(4)	0.3285(5)	0.0513(6)	0.7013(9)	0.3272(4)	0.0525(5)
$R_F = 4.49$				$R_F = 1.94$			$R_F = 1.51$		

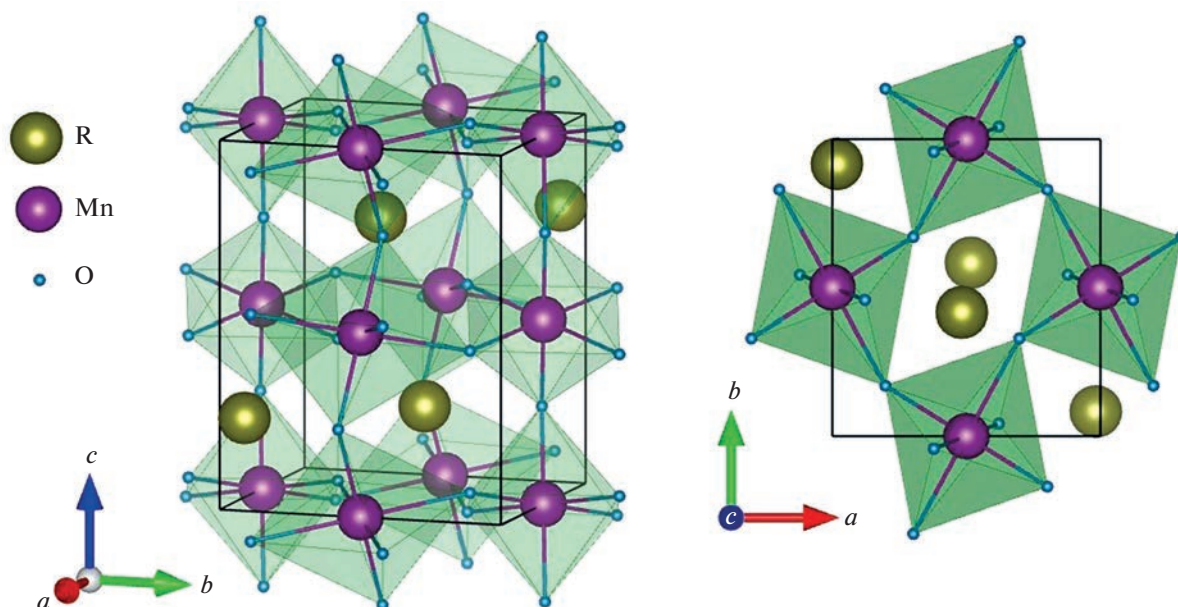


Рис. 2. Типичная искаженная кристаллическая структура перовскита RMnO_3 в пределах пространственной группы $Pbnm$.

рошковая нейтронная дифракция [13] или монокристаллическая рентгеновская дифракция [15]. Мы не обнаружили ни дополнительных брэгговских отражений, запрещенных в группе $Pbnm$, ни расщепления измеренных отражений. Мы считаем, что, скорее всего, из-за ограничений метода (более низкое разрешение из-за использования горячих нейтронов) наши результаты не смогли ни подтвердить, ни опровергнуть недавно предложенные в [13] атомные смещения и связанное с ними понижение симметрии. С другой стороны, наши результаты ясно показывают, что традиционно рассматриваемая пространственная группа $Pbnm$ по-прежнему хорошо описывает среднюю симметрию в DyMnO_3 при низких температурах в различных магнитных состояниях.

Для уточнения кристаллической структуры $\text{Dy}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$ были измерены 542 ядерных брэгговских отражения на монокристаллическом дифрактометре POLI при длине волны $\lambda = 0.897 \text{ \AA}$ в неполяризованном режиме. Были проведены два набора данных: при комнатной температуре и при 4 К соответственно. Среди измеренных пиков для уточнения структуры было использовано 179 независимых брэгговских отражений, удовлетворяющих условию $I > 3\sigma(I)$. Полученные для замещенного соединения $\text{Dy}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$ результаты показывают, что пространственная группа $Pbnm$ хорошо описывает его кристаллическую структуру при обеих температурах. Как и в DyMnO_3 на HEiDi, так и в $\text{Dy}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$ на POLI были обнаружены только отражения, разрешенные в

пространственной группе $Pbnm$, и никакого расщепления в пределах разрешения дифрактометра POLI не наблюдалось. Полученные в результате уточнения атомные положения в $\text{Dy}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$ при 300 и 4 К показаны в табл. 1. Как и в предыдущем случае для DyMnO_3 , не было обнаружено существенной разницы в параметрах элементарной ячейки, а также в координатах атомов при 300 К и при низкой температуре, ниже T_N . Как видно из табл. 1, структурные параметры для “чистого” соединения DyMnO_3 , и для замещенного соединения $\text{Dy}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$ очень схожи. Таким образом, замещение Dy на Ho на уровне 0.2 не изменяет общую кристаллическую структуру. Предполагая, что Ho занимает ту же позицию Wyckoff, что и Dy — $4c$, и общая заселенность позиции редкоземельного элемента RE равна единице, степень замещения Dy на Ho была проверена при уточнении кристаллической структуры $\text{Dy}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$. Полученные в результате структурного уточнения значения заселенности позиций Dy, равные 0.79(3) и Ho 0.21(3) соответственно для позиции $4c$, находятся в идеальном соответствии с ожидаемым молярным соотношением при выращивании кристаллов.

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА $\text{Dy}_{1-x}\text{Ho}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0, 0.2$)

В дополнение к ядерным пикам, набор магнитных брэгговских отражений в DyMnO_3 был выполнен на дифрактометре HEiDi при темпера-

Таблица 2. Магнитные структуры DyMnO₃ и DyHoMnO₃

	T, K	Магнитный момент	Волновой вектор	Мода	M_x, μ_B	M_y, μ_B	M_z, μ_B
DyMnO ₃	2.4	Mn	$(0 k_y 0)$	$A_y A_z$	0	2.92(26)	2.77(21)
		Dy	$(0 k_y 0)$	$G_x A_y$	2.49(8)	5.57(7)	0
		Dy (CM)	$(0 0.5 0)$	$G_x A_y$	3.51(1)	6.62(6)	0
DyHoMnO ₃	4	Mn	$(0 k_y 0)$	$A_y A_z$	0	3.471(15)	0.147(13)
		Dy	$(0 k_y 0)$	$G_x A_y A_z$	1.922(15)	4.531(15)	0.950(11)
		Ho	$(0 k_y 0)$	$G_x A_y A_z$	4.786(15)	7.141(14)	4.173(12)

туре 2.4 К. Набор данных для уточнения соразмерной магнитной структуры Dy с волновым вектором $\vec{k}_{Dy} = (0 0.5 0)$ состоит из 250 отражений, в то время как набор данных для несоизмерной магнитной структуры с $\vec{k}_{Mn} = (0 0.405 0)$ состоит из 150 отражений. Представленческий анализ показывает, что для волнового вектора $\vec{k}_{Dy} = (0 0.5 0)$ позиция 4с распадается на две орбиты, имеющие одинаковые базисные вектора. Для ионов Dy³⁺ была рассмотрена комбинация двух представлений Г2 с магнитными моментами, лежащими в плоскости ab в обобщенной конфигурации $G_x A_y$. Это дает удовлетворительную сходимость подгонки с $\chi^2 = 8,4$ и результирующим значением магнитного момента $\vec{M}_{Dy} = (3.51(1), 6.62(6), 0) \mu_B$ (см. табл. 2, рис. 3), что полностью соответствует

результатам [13, 16], полученным с помощью нейтронной порошковой дифракции.

Что касается уточнения несоизмерной магнитной структуры при 2.4 К, то для первых попыток была выбрана модель для уточнения, состоящая только из подрешетки Mn, предполагая, что подсистема Dy не вносит никакого вклада в несоизмерный порядок. Для позиции Mn 4b представление Г4b разлагается на четыре неприводимых представления Г1, Г2, Г3, Г4. Упорядочение марганцевых спинов рассматривалось как комбинация двух неприводимых представлений Г2 и Г3 с конфигурацией $A_y A_z$, как это было предложено ранее [13, 17]. Однако это не привело к убедительному результату с точки зрения сходимости подгонки. На следующем шаге мы также включили подрешетку Dy³⁺ в подгонку, предполагая, что существует остаточная подмагниченность диспрозиевой магнитной подсистемы со стороны марганцевой. Для $\vec{k}_{Mn} = (0 k_y 0)$, $k_y \neq 0.5$ представленийческий анализ показывает, что позиция 4с распадается на две орбиты, аналогично случаю волнового вектора $\vec{k}_{Dy} = (0 0.5 0)$. Таким образом, было добавлено магнитное упорядочение Dy³⁺ с конфигурацией $G_x A_y$. Для эллиптической циклоиды это обеспечило хорошую сходимость подгонки с $\chi^2 = 2.71$ и результирующими значениями магнитных моментов: $M_{Mn} = (0, 2.92(26), 2.77(21)) \mu_B$ и $M_{Dy} = (2.49(8), 5.57(7), 0) \mu_B$ (табл. 2, рис. 4а).

Набор данных для уточнения магнитной структуры в Dy_{0.8}Ho_{0.2}MnO₃ был произведен на дифрактометре POLI с длиной волны $\lambda = 0.897 \text{ \AA}$ в неполяризованном режиме с использованием подъемного детектора (детектора, который можно позиционировать в горизонтальной и вертикальной плоскости). Около 150 отражений, соответствующих несоизмерному волновому вектору $k_{Mn} = (0 0.38 0)$, были измерены при 4 К. Поскольку было установлено, что кристаллическая структура Dy_{0.8}Ho_{0.2}MnO₃ такая же, как и у DyMnO₃, то теоретико-групповой анализ, сделанный для DyMnO₃, также может быть применен к Dy_{0.8}Ho_{0.2}MnO₃. Как и в случае с DyMnO₃, была

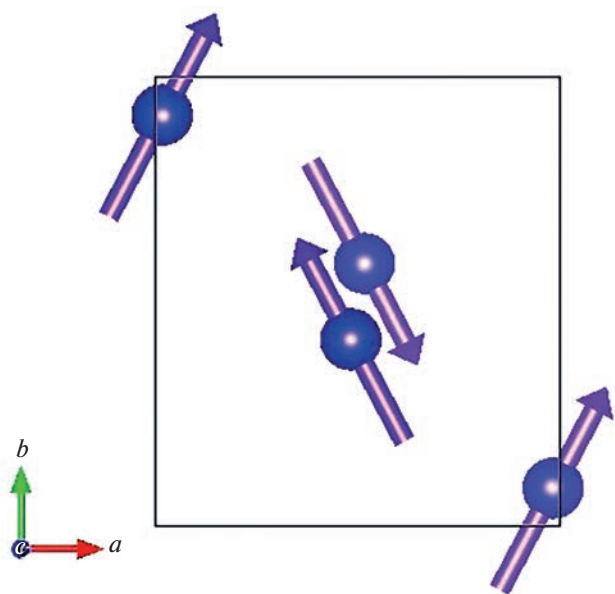


Рис. 3. Модель магнитной структуры DyMnO₃, показан только соразмерный антиферромагнитный порядок на атомах Dy при 2.4 К.

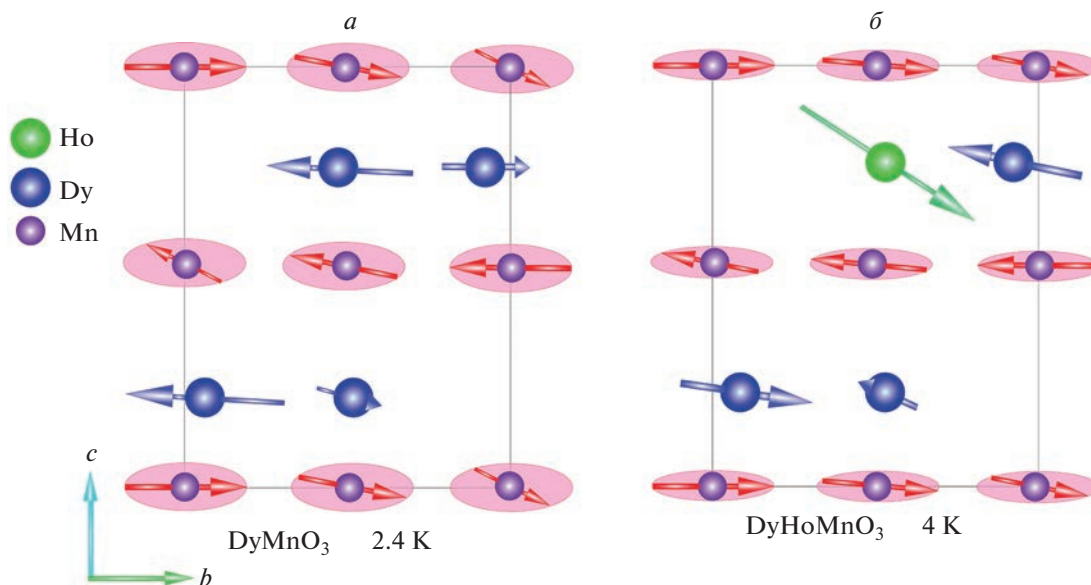


Рис. 4. Модели несоразмерных магнитных структур DyMnO_3 и DyHoMnO_3 .

использована модель эллиптической циклоиды для уточнения магнитной структуры в соединении $\text{Dy}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$. Представление $\Gamma_2 + \Gamma_3$, используемое для марганцевой системы, было использовано также для подсистемы RE. Магнитный порядок Mn конфигурации $A_y A_z$ и магнитный порядок на редкоземельных ионах $G_x A_y A_z$ дают удовлетворительную сходимость подгонки с $\chi^2 = 2.83$ в отличие от $\chi^2 = 7.11$, полученного только для конфигурации $G_x A_y$ на редкоземельных ионах. Уточненные значения магнитных моментов составляют: $M_{\text{Mn}} = (0, 3.471(15), 0.147(13)) \mu_B$, $M_{\text{Dy}} = (1.922(15), 4.531(15), 0.950(11)) \mu_B$, $M_{\text{Ho}} = (4.786(15), 7.141(14), 4.173(12)) \mu_B$ (см. табл. 2, рис. 4б). По сравнению с DyMnO_3 , y -составляющая магнитного момента на ионе Mn лишь немного меньше, в то время как c -составляющая значительно уменьшается в $\text{Dy}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$. Меньшее значение магнитного момента Mn можно объяснить влиянием легирования Ho в RE подсистеме, возмущающее влияние которого возрастает с понижением температуры. Магнитные моменты ионов Dy^{3+} имеют значение несколько меньшее, чем значение, полученное для DyMnO_3 при низких температурах. Значение момента Ho^{3+} в $\text{Dy}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$ ($8.27 \mu_B$) немного выше, чем те, о которых сообщается в литературе для чистого HoMnO_3 : $7.27 \mu_B$ [16], $7.7 \mu_B$ [17] и ближе к значению свободного иона $10 \mu_B$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено сравнительное исследование магнитного упорядочения в монокристаллах незаме-

щенного DyMnO_3 и замещенного DyHoMnO_3 с уровнем легирования 0.2 с использованием методов дифракции нейтронов. Предварительно с помощью дифракции нейтронов на монокристаллах была определена кристаллическая структура образцов при комнатной температуре ($\text{Dy}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$) и при низких температурах (DyMnO_3 , $\text{Dy}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$). Наши результаты показывают, что кристаллическая структура, полученная для чистого и замещенного соединения, как при низких температурах, так и при комнатной температуре описывается орторомбической пространственной группой $Pbnm$. Уточненные структурные параметры DyMnO_3 при температуре 2.4 К, такие как параметры решетки и атомные координаты представлены в табл. 1. Впервые представлены структурные параметры частично замещенного соединения $\text{Dy}_{0.8}\text{Ho}_{0.2}\text{MnO}_3$ как при комнатной, так и при низкой температуре (4 К). Результаты показывают, что общая кристаллическая симметрия исходного соединения с пространственной группой $Pbnm$ сохраняется и в замещенных образцах. В элементарной ячейке Ho занимает те же Wyckoff позиции, что и Dy, и параметры решетки очень похожи для обоих соединений. При низкой температуре в пределах точности измерений не наблюдалось существенного изменения симметрии, связанного с магнитным порядком.

Полученные результаты по уточнению магнитных структур показывают, что Mn образует киральную эллиптическую циклоидальную магнитную структуру в плоскости bc в соединении DyMnO_3 . Марганцевая магнитная подсистема

подмагничивает диспрозиевую так, что Dy подсистема образует киральную эллиптическую циклоидальную структуру в плоскости ab , что сохраняется вплоть до таких низких температур, как 2.4 К. В то же время, при температуре 2.4 К Dy также упорядочен в свою соразмерную магнитную структуру при $T_{N\text{Dy}} \approx 8$ К.

В образце, легированном Ho, при 4 К наблюдается киральная эллиптическая циклоидальная магнитная структура. Замещение Dy на Ho на уровне 20% подавляет спонтанное упорядочение редкоземельной подсистемы с собственным вектором распространения (0 0.5 0). Удовлетворительную сходимость подгонки удалось получить с помощью введения ненулевого магнитного момента вдоль c на редкоземельной подсистеме.

Таким образом, легирование 20% Ho в положении Dy преобразует магнитную структуру и приводит к ситуации, когда две магнитные подсистемы, марганцевая и редкоземельная, имеют когерентное несоразмерное пространственное распространение. Такая ситуация благоприятна для генерации сегнетоэлектрической поляризации, возникающей как из-за эффекта обратного взаимодействия Дзялошинского—Мория в подсистеме Mn, так и из-за механизмов обменной стрикции RE-Mn во всей температурной области циклоидального упорядочения.

Интересно, что не только момент на небольшом количестве легирующих примесей Ho направлен в другую сторону по отношению к направлению моментов в основной матрице Dy, но и магнитный момент на Dy направлен иначе, чем в “чистом” соединении DyMnO₃. Это означает, что замещение Ho на уровне около 20% в положении Dy дополнительно увеличивает влияние RE на подрешетку Mn, подтверждая гипотезу о том, что легирование Ho контролирует не только исключительно магнитное упорядочение RE, но и всю спиновую структуру соединения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang K.F., Liu J.-M., Ren Z.F. // Adv. Phys. 2009. V. 58. No. 4. P. 321.
2. Пятаков А.П., Звездин А.К. // УФН. 2012. Т. 182. № 6. С. 593; Pyatakov A.P., Zvezdin A.K. // Phys. Usp. 2012. V. 55. P. 557.
3. Katsura H., Nagaosa N., Balatsky V. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. No. 5. Art. No. 057205.
4. Sergienko I.A., Dagotto E. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. No. 9. Art. No. 094434.
5. Sergienko I. A., Sen C., Dagotto E. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. No. 22. Art. No. 227204.
6. Picozzi S., Yamauchi K., Sanyal B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. No. 22. Art. No. 227201.
7. Ishiwata S., Kaneko Y., Tokunaga Y. et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. Art. No. 100411(R).
8. Mochizuki M., Furukawa N., Nagaosa N. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. No. 3. Art. No. 037205.
9. Zhang N., Dong S., Zhang G.Q. et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. No. 1. Art. No. 012510.
10. Zhang N., Guo Y.Y., Lin L. et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. No. 10. Art. No. 102509.
11. Zhang N., Dong S., Liu J.-M. // Front. Phys. 2012. V. 7. P. 408.
12. Lee N., Choi Y.J., Ramazanoglu M. et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. No. 2. Art. No. 020101(R).
13. Narayanan N., Graham P.J., Reynolds N. et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. No. 7. Art. No. 075154.
14. Rodriguez-Carvajal J. // Physica B. 1993. V. 192. No. 1–2. P. 55.
15. Mori T., Aoki K., Kamegashira N., Shishido T., Fukuda T. // Mater. Lett. 2000. V. 42. No. 6. P. 387.
16. Prokhnenko O., Feyerherm R., Dudzik E. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. No. 5. Art. No. 057206(4).
17. Magesh J., Murugavel P., Mangalam R.V.K. et al. // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. No. 7. Art. No. 074102.
18. Munoz A., Casais M.T., Alonso J.A. et al. // Inorg. Chem. 2001. V. 40. No. 5. P. 1020.
19. Brinks H.W., Rodriguez-Carvajal J., Fjellvag H. et al. // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. No. 9. Art. No. 094411.

Special features of magnetism in Dy_{1-x}Ho_xMnO₃

A. N. Matveeva^{a,*}, I. A. Zobkalo^a, A. G. Pshenichnaia^a

^a Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Centre “Kurchatov Institute”, Gatchina, 188300 Russia

*e-mail: matveeva_an@pnpi.nrcki.ru

Crystal and magnetic structures of Dy_{1-x}Ho_xMnO₃ multiferroic single crystals ($x = 0, 0.2$) were investigated by the neutron diffraction methods. It is shown that the substitution of Dy by Ho at the level of 20% does not change the crystal symmetry of the compound. Description was made using the $P6_{3}mm$ group down to very low temperatures for both compounds. Within accuracy of the measurements, magnetic ordering does not change the crystal structure. Substitution of Dy by Ho suppresses spontaneous ordering of a rare-earth subsystem with a propagation vector (0 0.5 0). This leads to a situation when two magnetic subsystems, manganese and rare-earth ones, have a coherent incommensurate space propagation.