

## Неоднородное магнитное состояние тонких пленок $\text{YFeO}_3$ по данным ЯМР спектроскопии

В. В. Оглобличев<sup>1)</sup>, В. И. Изюров, Ю. В. Пискунов, А. Г. Смольников, А. Ф. Садыков, С. А. Чупраков,  
С. С. Дубинин, С. В. Наумов, А. П. Носов

Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 16 апреля 2021 г.

После переработки 24 мая 2021 г.

Принята к публикации 28 мая 2021 г.

Методами спектроскопии ядерного магнитного резонанса исследованы особенности магнитного состояния антиферромагнитных пленок  $\text{YFeO}_3$  термообработанных в атмосферах кислорода и воздуха. Обнаружено существенно неоднородное распределение локальных магнитных полей с характерными масштабами порядка межатомного расстояния. Установлено, что в исследованных пленках  $\text{YFeO}_3$  присутствуют две магнитно неэквивалентные позиции ионов железа, соответствующие его разным валентным состояниям. Соотношение неэквивалентных позиций железа и степень искажения кристаллической решетки меняются в зависимости от типа атмосферы термообработки.

DOI: 10.31857/S1234567821130061

**Введение.** Антиферромагнитные материалы представляют особый интерес для спинтроники из-за их невосприимчивости к внешним магнитным возмущениям, отсутствию полей рассеяния и уникальной специфики явлений магнитного резонанса в терагерцовом диапазоне частот. Антиферромагнитная спинтроника может стать физической основой для следующего поколения устройств, характеризующихся сверхбыстрыми динамическими магнитными свойствами и существенно большими по величине магнитотранспортными эффектами [1].

Неослабевающий интерес к редкоземельным ортоферритам в целом, и иттриевому ортоферриту  $\text{YFeO}_3$  в частности, обусловлен уникальным сочетанием их физических свойств и многообразием наблюдаемых физических явлений. Так, например, в  $\text{YFeO}_3$  зарегистрирована самая высокая скорость движения доменных границ при комнатной температуре [2], которая может достигать до 20 км/с. В настоящее время особенно актуальным является исследование свойств микро-, нано-объектов из ортоферритов (порошков и пленок), физических процессов, характерных для них, которые могут отличаться от таковых в объемных образцах [3–7]. В частности, стоит задача выявления особенностей физико-химических свойств пленочных ортоферритов в зависимости от способа их синтеза, допирования и последующей обработки (например, отжига в различных атмосферах) [8–12].

В то же время известной проблемой остается надежное тестирование приготовленных пленок, а именно: определение особенностей их кристаллического и магнитного строения на масштабах порядка межатомных расстояний. Для этих целей, как никакой другой, может подойти такой локальный метод исследования вещества, как ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [13]. Применение данного метода к изучению пленочных ортоферритов имеет ряд сложностей, обусловленных как малым природным содержанием ЯМР-изотопа железа  $^{57}\text{Fe}$  (2.12%), так и малыми фактическими объемами пленочных образцов. Тем не менее, преимущества методов ЯМР для исследования тонких пленок магнетиков, например,  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , наглядно продемонстрированы в работах [14, 15].

В настоящей работе методами спектроскопии ЯМР исследованы особенности магнитного состояния антиферромагнитных пленок  $\text{YFeO}_3$  термообработанных в атмосферах кислорода и воздуха.

**Образцы и методика эксперимента.** Тонкие пленки  $\text{YFeO}_3$  были получены магнетронным распылением мишени стехиометрического состава на подложку  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с ориентацией (1 –1 2 0). Однофазную поликристаллическую мишень состава  $\text{YFeO}_3$  готовили из простых оксидов, обогащенных изотопом  $^{57}\text{Fe}$  до 95%, методом твердофазного синтеза с финальной термообработкой при 1450 °С в течение 10 ч. Фазовый состав контролировали методом рентгеновской дифракции. Полученные значения параметров решетки составляли  $a = 0.5586(4)$  нм,

<sup>1)</sup>e-mail: ogloblichev@imp.uran.ru

$b = 0.7599(3)$  нм и  $c = 0.5273(7)$  нм, соответствовали орторомбической структуре с симметрией  $Pbnm$  и совпадали с известными справочными данными [16]. Пленки получали распылением мишени на переменном токе с частотой 13.56 МГц в атмосфере 90% Ag + 10% O<sub>2</sub> при давлении  $9 \times 10^{-3}$  мбар при мощности разряда 100 Вт. Напыление осуществляли на подложке с типичными размерами  $12 \times 15$  мм<sup>2</sup>. В процессе распыления температуру подложки поддерживали на уровне 200 °С. По окончании распыления толщину и параметры шероховатости полученных пленок производили методом оптической профилометрии с использованием прибора Zygo NewView. Толщина пленки составляла 880 нм, среднеквадратичное отклонение профиля 0.4146 нм, среднеарифметическое отклонение профиля 0.3279 нм. Для изучения влияния атмосферы термообработки исходную подложку разрезали на образцы с типичными размерами  $5 \times 5$  мм<sup>2</sup>, которые термообработывали при 800 °С в течении 3 ч либо на воздухе, либо в кислороде.

Рентгеноструктурные исследования образцов проводили в геометрии Брэгг–Брентано с использованием излучения  $\text{Co } K_\alpha$ . На рисунке 1 представлен спектр для пленки, термообработанной в потоке кислорода. Для пленки, термообработанной на воздухе был получен качественно аналогичный спектр.

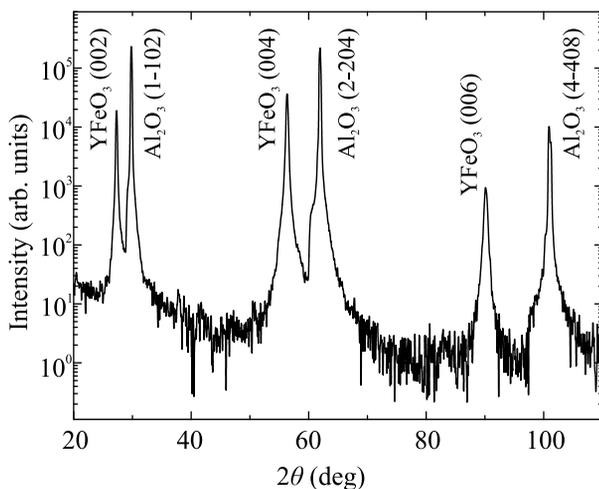


Рис. 1. Рентгеновский дифракционный спектр для пленки  $\text{YFeO}_3$  толщиной 880 нм на подложке  $r\text{-Al}_2\text{O}_3$ , термообработанной в атмосфере кислорода при 800 °С. Излучение  $\text{Co } K_\alpha$

Из рисунка 1 следует, что ось  $c$  пленок ориентирована перпендикулярно плоскости образцов. С использованием процедуры [17] по угловым положениям линий (00 $l$ ) пленок были вычислены уточненные

значения параметра решетки  $b$ . Они оказались равными 0.75805(5) нм для пленки, термообработанной в атмосфере кислорода, и 0.75825(4) нм для пленки, термообработанной на воздухе. Эти значения мало отличаются друг от друга, но на 0.001 нм меньше, чем аналогичное справочное значение [16]. Это позволяет сделать вывод о слабых структурных искажениях кристаллической решетки пленок по сравнению с объемным монокристаллом по меньшей мере вдоль оси  $b$ .

В качестве тестового был использован объемный образец монокристалла  $\text{YFeO}_3$  (с естественным содержанием изотопа  $^{57}\text{Fe}$ ) в форме пластины с размерами  $5 \times 8 \times 0.5$  мм<sup>3</sup>. Ориентация кристаллографических осей монокристалла относительно геометрических осей пластины была определена рентгеноструктурными методами.

ЯМР измерения проводились на модернизированном импульсном спектрометре SXP 4100 (фирма “Bruker”) при  $T = 4.2$  К (образец находился в прямом контакте с жидким гелием) в нулевом внешнем магнитном поле. ЯМР спектры  $^{57}\text{Fe}$  были получены с помощью стандартной методики спинового эха при использовании импульсных последовательностей с альтернированием фазы каждого импульса. Применение альтернирования фазы импульсов позволяет исключить влияние на получаемые спектры переходных процессов, возникающих в колебательном контуре после воздействия радиочастотных (РЧ) импульсов. Длительность РЧ-импульсов выбиралась всегда  $p = 1$  мкс, мощность РЧ-усилителя варьировалась в зависимости от возбуждаемой линии. При записи спектров с шириной, большей полосы частот, возбуждаемой РЧ-импульсом, применялось суммирование массива сигналов, накопленных в требуемом частотном диапазоне с шагом  $\Delta\nu = 100$  кГц. Измерения ЯМР спектров проводились при задержке между импульсами  $t_{\text{del}} = 50$  мкс.

Время спин-спиновой релаксации  $T_2$  измерялось при изменении задержки между импульсами  $t_{\text{del}}$  в интервале  $t_{\text{del}} = 0.05\text{--}20$  мс. Кривые затухания спинового эха хорошо обрабатывались экспоненциальной зависимостью  $M(t) = M_0 \exp(-t/T_2)$ , где  $M_0$  – это равновесная ядерная намагниченность спиновой системы, а  $M(t)$  – ядерная намагниченность в момент времени  $t$ .

Время спин-решеточной релаксации  $T_1$  измерялось методом инвертирования и последующего восстановления ядерной намагниченности. Кривые восстановления ядерной намагниченности хорошо обрабатывались зависимостью  $M(t) = M_0 - 2M_0 \times \exp(-t/T_1)$ .

**Результаты и обсуждение.** На рисунке 2 представлены спектры ЯМР  $^{57}\text{Fe}$  в пленках  $\text{YFeO}_3$  в нулевом внешнем магнитном поле при  $T = 4.2\text{ K}$ . В спектрах можно выделить две области частот, в которых наблюдается сигнал:  $\nu_1 = 71\text{--}77\text{ МГц}$  и  $\nu_2 = 62\text{--}66\text{ МГц}$ . Для простоты в дальнейшем линию в области частот  $\nu_1$  мы будем называть линией *A*, а в области частот  $\nu_2$  – линией *B*.

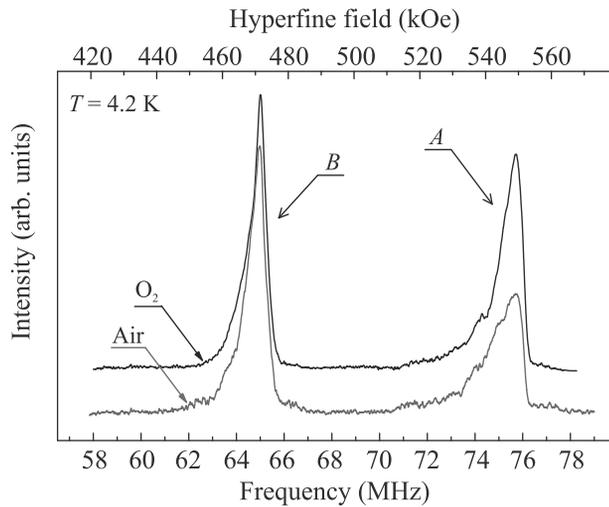


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры ЯМР  $^{57}\text{Fe}$  в нулевом внешнем магнитном поле в пленках  $\text{YFeO}_3$  толщиной 880 нм, термообработанных в атмосферах кислорода (черная линия) и воздуха (красная линия)

Сигнал ЯМР  $^{57}\text{Fe}$ , дающий вклад в линию *A*, хорошо изучен в работах на объемных монокристаллах  $\text{YFeO}_3$  [18–23]. Особенностью данной линии *A* является малая мощность радиочастотного импульса для возбуждения сигнала ЯМР  $^{57}\text{Fe}$  в импульсной последовательности спинового эха. Используемый уровень мощности радиочастотного импульса был очень мал из-за эффекта усиления, индуцируемого в магнитных системах колеблющимися (на частоте радиочастот) электронными магнитными моментами. Значительное усиление ЯМР сигнала является типичным для ферромагнитных фаз и сигналов от доменных стенок [20–23] и может рассматриваться как свидетельство наличия таковых в образце.

Столь большая ширина линии *A*,  $\Delta\nu \approx 6\text{ МГц}$ , свидетельствует о значительной неоднородности локальных магнитных полей,  $\Delta h_{\text{lok}} \approx 40\text{ кЭ}$ , в месте расположения ядер железа. Форму спектра можно объяснить, если предположить, что он обязан своим происхождением ядрам, расположенным в областях магнитной неоднородности, характеризующихся отклонением вектора ферромагнетизма [18, 20, 21]. Подобное распределение намагниченности может на-

блюдаться в окрестностях дефектных участков с отрицательной первой константой магнитной анизотропии *P*. Константа магнитной анизотропии включает в себя два основных вклада: отрицательный вклад от одноосной анизотропии и положительный двухионный вклад, обусловленный антисимметричным обменом Дзялошинского–Мория. Учитывая, что оба вклада чрезвычайно чувствительны к искажениям кристаллической решетки ортоферритов, естественно предположить, что деформация последней в окрестностях дефектов (дислокаций, границ домена, примесей и пр.) будет нарушать примерный баланс этих основных вкладов в *P* и приводить к флуктуациям ее величины и знака. Другими словами, такая форма линии указывает на то, что в ее формировании участвуют ядра, расположенные в дефектных участках кристалла с искаженной кристаллической решеткой. Подобные сильные искажения в пленках  $\text{YFeO}_3$  наблюдали в работе [6] методами просвечивающей электронной микроскопии.

Обратимся теперь к линии *B*. В работах [18–22] об этой линии не упоминается. Авторы работы [23] так же, как и мы, наблюдали эту линию в частотном диапазоне  $\nu_2$  и сделали предположение о том, что это сигнал ЯМР от иттрия  $^{89}\text{Y}$ . Мы проверили эту гипотезу, выполнив  $^{57}\text{Fe}$  ЯМР-измерения на двух пленках  $\text{YFeO}_3$ , обогащенной изотопом  $^{57}\text{Fe}$  и не обогащенной. Относительная интенсивность линий *A* и *B* в обеих пленках была примерно одинаковой, чего никак не могло бы быть в случае, если бы линия *B* была сигналом ЯМР от  $^{89}\text{Y}$  ЯМР.

Мы также отмечаем, что время спин-спиновой релаксации  $T_2$  ядерных моментов  $^{57}\text{Fe}$  в исследуемых пленках  $\text{YFeO}_3$  всего в два раза короче времени спин-решеточной релаксации  $T_1$  (см. табл. 1). Это говорит о том, что процессы спин-спиновой релаксации определяются только лишь механизмами спин-решеточной релаксации [24], а также о том, что процессы, связанные с косвенным ядерно-ядерным взаимодействием Сула–Накамуры, существенно подавлены. Такое имеет место в случае, когда разность частот прецессии соседних ядерных спинов железа  $\Delta\nu_L$  превышает частотный диапазон  $\Delta\nu_{\text{rf}}$ , возбуждаемый РЧ-импульсами в импульсной последовательности, формирующей спиновое эхо. Поскольку  $\Delta\nu_{\text{rf}} \approx 500\text{ кГц}$ , неоднородность локальных магнитных полей в пленке на межатомных расстояниях  $\text{Fe-Fe}$  превышает  $3.6\text{ кЭ}$ . Это еще раз доказывает, что полученные сигналы в спектре ЯМР на рис. 2 (линии *A* и *B*) соответствуют ядрам железа, расположенным в доменных стенках.

**Таблица 1.** Релаксационные параметры ЯМР-сигналов ядер  $^{57}Fe$ , дающих вклад в разные ЯМР-линии в  $YFeO_3$ 

	$T_1$ , мс	$T_2$ , мс
Линия <i>A</i>	9.5	5.1
Линия <i>B</i>	9	5
Линия <i>C</i>	1400	24

Локальное магнитное поле  $\mathbf{h}_{loc}$  на ядре железа определяет частоту ЯМР. Предполагается, что валентная оболочка ионов железа  $Fe^{3+}$  в  $YFeO_3$  имеет конфигурацию  $4s^03d^5$  с суммарным электронным спином  $S = 5/2$  [8, 9]. В этом случае локальное магнитное поле на ядре железа будет определяться сверхтонким полем (СТП)  $\mathbf{h}_{hf}$ , обусловленным магнетизмом собственных неспаренных  $3d$ -электронов и переносом спиновой поляризации от ближайшего магнитного окружения [25, 26]. Сверхтонкое поле  $\mathbf{h}_{hf}$  на ядре иона Fe определяется следующим выражением [25, 26]:

$$\mathbf{h}_{hf,\alpha} = g\mu_B A_\alpha S, \quad (1)$$

где  $g\mu_B S$  – среднее значение магнитного момента;  $S$  – электронный спин;  $g$  –  $g$ -фактор для Fe;  $A_\alpha$  – анизотропная константа сверхтонкого взаимодействия (СТВ), которая включает в себя несколько вкладов:

$$A_\alpha = H_c + H_{cp} + H_{sd,\alpha} + H_{so,\alpha}, \quad (2)$$

где  $H_c$  – константа фермиевского контактного взаимодействия ядра с неспаренными электронами  $s$ -оболочки,  $H_{cp}$  – константа сверхтонкого взаимодействия (СТВ) поляризации остова,  $H_{sd,\alpha}$  и  $H_{so,\alpha}$  – константы спин-дипольного и спин-орбитального взаимодействий, соответственно. Мы пренебрегли в выражении (2) вкладами так называемого наведенного СТВ и диполь-дипольного взаимодействия с магнитными моментами соседних атомов железа. Первый вклад обычно пренебрежимо мал в соединениях с ионной связью, в которых электронные орбитали соседних ионов практически не перекрываются, а второй вклад мал из-за большого расстояния между соседними ионами железа. Поскольку в валентной оболочке иона железа  $Fe^{3+}$ , имеющей конфигурацию  $4s^03d^5$ , отсутствуют  $s$ -электроны, вклад  $H_c = 0$ , и в выражении (2) остаются только три слагаемых. Известно, что константа сверхтонкого взаимодействия поляризации остова для  $3d$  электронов  $H_{cp} = -125$  кЭ/ $\mu_B$  [25]. Отрицательный знак константы  $H_{cp}$  означает, что магнитное поле, создаваемое собственными неспаренными  $3d$  электронами на ядре, ориентировано противоположно направлению спина иона [25, 27]. Для определения суммар-

ного СТП  $\mathbf{h}_{hf,\alpha} = 550$  кЭ на ядрах железа, соответствующих линии *A*, использовалась частота  $\nu = 75.68$  МГц, отвечающая максимуму интенсивности данной линии, и гиромангнитное отношение железа  $^{57}\gamma = 1.37$  МГц/Тл. Тогда, используя значение спина  $S = 5/2$  и выражения (1), (2), находим, что суммарное значение констант  $H_{sd,\alpha}$  и  $H_{so,\alpha}$  для иона  $Fe^{3+}$  составляет  $+15$  кЭ/ $\mu_B$ .

Линия *B* на рис. 2 соответствует ядрам железа, находящимся в более низких локальных магнитных полях. Уменьшение СТП на ядрах железа возможно в трех случаях.

I. Если ионы  $Fe^{3+}$  с конфигурацией валентной оболочки  $4s^03d^5$  превращаются в ионы  $Fe^{2+}$  с конфигурацией  $4s^03d^6$ . В этом случае в  $3d$ -оболочке остается только 4 неспаренных электрона, соответственно, сверхтонкое поле поляризации остова  $H_{cp}$  уменьшится на величину, равную 125 кЭ. С другой стороны, СТП, соответствующие максимумам линий *A* и *B*, различаются на 78 кЭ. Данную разницу можно объяснить изменением у ионов  $Fe^{2+}$  суммарной константы спин-дипольного и спин-орбитального взаимодействия. В предположении неизменности константы  $H_{cp} = -125$  кЭ/ $\mu_B$  при переходе от  $Fe^{3+}$  к  $Fe^{2+}$  находим, что в  $Fe^{2+}$  сумма  $H_{sd,\alpha} + H_{so,\alpha} = 7$  кЭ/ $\mu_B$ , т.е. уменьшается в 2 раза.

II. Кроме вышеприведенного случая I можно объяснить положение линии *B* в спектре ЯМР  $^{57}Fe$  ненулевой заселенностью  $4s$ -оболочки ионов  $Fe^{3+}$ , т.е. реализацией в них валентной конфигурации  $4s^\delta 3d^{5-\delta}$ . Подобное может иметь место при небольшом подмешивании состояний  $3d$  к  $4s$ , т.е. при наличии слабой  $sd$ -гибридизации. В этом случае отрицательное сверхтонкое поле поляризации остова, создаваемое на ядре пятью неспаренными  $3d$ -электронами, может частично компенсироваться положительным полем от неспаренного  $4s$ -электрона. Сверхтонкое поле, создаваемое на ядре одним  $4s$ -электроном, составляет 2000 кЭ [27]. Тогда для объяснения природы и положения линии *B* в спектре ЯМР  $^{57}Fe$  необходимо предположить, что заселенность  $4s$ -оболочки ионов железа в части  $FeO_6$  октаэдров равна  $\delta = 0.04$ .

III. Третья возможность наблюдения дополнительной линии *B* в ортоферрите  $YFeO_3$  – это появление в нем ионов  $Fe^{4+}$  с конфигурацией валентной оболочки  $4s^03d^4$ . Наличие железа в состоянии  $Fe^{4+}$  наблюдалось в ортоферритах и ранее (см. работы [18, 22]). Их появление связывали с наличием избыточного кислорода в образцах. Для данной ситуации будут справедливы все рассуждения о природе и положении линии *B*, которые были приведены для случая I.

Какая из трех возможностей реализуется в пленках  $\text{YFeO}_3$ ? Случай I возможен при недостатке кислорода в кристаллической структуре, т.е. при наличии вакансий по кислороду. Из условия нейтральности соединения и в предположении примерно равного количества в исследуемом ортоферрите ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Fe}^{2+}$  (интенсивности линий *A* и *B* примерно равны) легко оценить степень нестехиометрии соединения по кислороду. В случае реализации условия I состав пленки должен иметь следующую формулу:  $\text{Y}^{3+}\text{Fe}_{0.5}^{3+}\text{Fe}_{0.5}^{2+}\text{O}_{2.75}^{2-}$ . В пользу варианта I говорят наши ЯМР эксперименты, выполненные на пленках, термообработанных в атмосферах кислорода и воздуха (рис. 2). Линии *A* и *B* для пленки, термообработанной на воздухе, шире соответствующих линий для пленки, термообработанной в атмосфере кислорода. Кроме того, отношения интегральных интенсивностей линий *A* и *B* для пленок, термообработанных в разных атмосферах, существенно отличаются:  $(\text{Int}_A/\text{Int}_B)_{\text{oxygen}} \approx 1.1$ ,  $(\text{Int}_A/\text{Int}_B)_{\text{air}} = 0.8$ . Исходя из того, что ширина линий ЯМР отражает степень дефектности кристаллической решетки, а отношение  $(\text{Int}_A/\text{Int}_B)$  характеризует соотношение в образце ионов  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\text{Fe}^{2+}$ , можно утверждать: при термообработке в кислороде часть позиций железа  $\text{Fe}^{2+}$  окисляется до состояния  $\text{Fe}^{3+}$  ( $4s^03d^5$ ), что и должно наблюдаться при уменьшении кислородных вакансий во время термообработки в кислороде. Возможное наличие вакансий по кислороду в пленках  $\text{YFeO}_3$  также показано в работе [28]. В этой работе [28] методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии было доказано, что при определенных давлениях кислорода при синтезе пленок  $\text{YFeO}_3$  содержание кислорода уменьшается.

Что касается варианта II, то здесь представляется довольно проблематичным объяснить, почему в стехиометрических образцах  $\text{YFeO}_3$  в половине  $\text{FeO}_6$ -октаэдров имеет место *sd*-гибридизация, а в другой половине – нет. Случай же III не согласуется с экспериментами на пленках, термообработанных в разных атмосферах. При термообработке в кислороде относительная интенсивность линии *B* должна расти, а она, наоборот, уменьшается.

Выше были рассмотрены спектры ЯМР  $^{57}\text{Fe}$  в доменных стенках пленки  $\text{YFeO}_3$ . Для наблюдения сигнала ЯМР от ядер, расположенных внутри доменов, мы выполнили ЯМР-измерения на монокристаллическом образце  $\text{YFeO}_3$  с природным содержанием изотопа  $^{57}\text{Fe}$  (2.1 %). На рисунке 3 представлен спектр ЯМР  $^{57}\text{Fe}$  в монокристалле  $\text{YFeO}_3$  в нулевом внешнем магнитном поле при  $T = 4.2 \text{ K}$ . Спектр представляет собой одиночную узкую ( $\Delta\nu \approx 40 \text{ кГц}$ )

симметричную линию, которую мы будем называть линией *C*. Подобную линию уже наблюдали в более ранних работах [19, 29], она соответствует сигналу от ядер железа, находящихся внутри антиферромагнитного (АФ) домена.

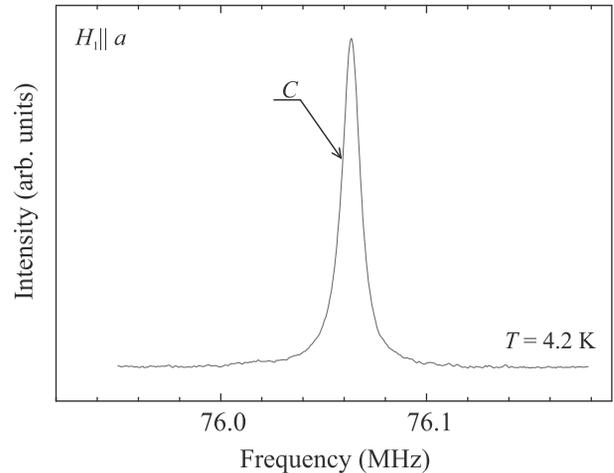


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр ЯМР  $^{57}\text{Fe}$  в нулевом внешнем магнитном поле в монокристалле  $\text{YFeO}_3$ . Сигнал ЯМР от ядер  $^{57}\text{Fe}$ , находящихся внутри антиферромагнитных доменов

При записи линии *C* наблюдался гораздо более слабый эффект усиления. Мощность импульсов в импульсной последовательности, формирующей спиновое эхо, при записи линии *C* на 43 дБ превышала мощность импульсов при детектировании линий *A* и *B*. Слабость эффектов усиления указывает на большую “жесткость” АФ связей магнитных моментов железа внутри домена по сравнению со связями в доменной стенке. Кроме того, времена релаксации  $T_1$  и  $T_2$  для монокристаллических объемных образцов  $\text{YFeO}_3$  различаются более чем на порядок величины. Это не удивительно, поскольку при ширине линии ЯМР  $\Delta\nu \approx 40 \text{ кГц}$  основной вклад в спин-спиновую релаксацию вносят как прямое диполь-дипольное, так и косвенное сул-накамуровское ядерно-ядерные взаимодействия. Отметим также, что в монокристалле сигналов от доменных границ в частотных диапазонах *A* и *B* мы не обнаружили, а в пленках  $\text{YFeO}_3$  линии *C* не наблюдали. Последнее возможно связано с тем, что пленка сформирована из кристаллических наноблоков, повернутых друг относительно друга вокруг оси *c* на  $90^\circ$  [6].

Таким образом, данное исследование показало, что ЯМР является сравнительно простым методом определения качества приготовленной пленки ортоферрита. В процессе исследования было выяснено, что пленки перовскита  $\text{YFeO}_3$  (а возможно, и других

редкоземельных ортоферритов), приготовленные методом магнетронного напыления, получают существенно нестехиометричными по кислороду. И требуется их последующая обработка (например, отжиг в атмосфере кислорода) для достижения стехиометрии. В дальнейшем предполагается приготовление пленок  $\text{YFeO}_3$ , стехиометричных по кислороду, с лучшим структурным качеством, и их исследование методом ЯМР.

**Заключение.** В работе представлены результаты исследования методами ЯМР  $^{57}\text{Fe}$  пленок ортоферритов  $\text{YFeO}_3$ , термообработанных при  $800^\circ\text{C}$  в течении 3-х ч в атмосферах кислорода и воздуха. Определены параметры релаксации ядерных моментов, которые свидетельствуют о существенной неоднородности распределения локальных магнитных полей в пленках  $\text{YFeO}_3$  на масштабах межатомного расстояния. В пользу данного факта говорят также форма и ширина линий ЯМР спектра  $^{57}\text{Fe}$ . Подобные сильные искажения наблюдали в работе [6] методами просвечивающей электронной микроскопии. Обнаружено, что в исследованных пленках примерно половина ионов железа находится в состоянии  $\text{Fe}^{3+}$ , другая половина в состоянии  $\text{Fe}^{2+}$ . Предполагается, что это связано с кислородной дефицитностью пленок. Для подтверждения данного предположения требуются дополнительные ЯМР-исследования на пленках с различной степенью кислородной нестехиометрии. Кроме того, в исследованных пленках не был обнаружен сигнал от ядер железа, находящегося внутри антиферромагнитного домена. Это может указывать на то, что пленка  $\text{YFeO}_3$  состоит практически из одних доменных стенок.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (шифр “Функция” Г.р. # АААА-А19-119012990095-0).

1. H. Jani, J.-C. Lin, J. Chen, J. Harrison, F. Maccherozzi, J. Schad, S. Prakash, C.-B. Eom, A. Ariando, T. Venkatesan, and P. G. Radaelli, *Nature* **590**, 74 (2021).
2. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин, УФН **146**(3), 417 (1985).
3. V. I. Popkov and O. V. Almjashaeva, *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics* **5**(5), 703 (2014).
4. R. Maiti, S. Basu, and D. Chakravorty, *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 3274 (2009).
5. A. V. Racu, D. H. Ursu, O. V. Kuliukova, C. Logofatu, A. Leca, and M. Miclau, *Mater. Lett.* **140**(1), 107 (2015).
6. J. Scola, P. Boullay, W. Noun, E. Popova, Y. Dumont, A. Fouchet, and N. Keller, *J. Appl. Phys.* **110**, 043928 (2011).
7. N. O. Khalifa, H. M. Widatallah, A. M. Gismelseed, F. N. Al-Mabsali, R. G. S. Sofin, and M. Pekala, *Hyperfine Interactions* **237**, 46 (2016).
8. M. Shang, C. Zhang, T. Zhang, L. Yuan, L. Ge, H. Yuana, and S. Feng, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 062903 (2013).
9. Z. X. Cheng, H. Shen, J. Y. Xu, P. Liu, S. J. Zhang, J. L. Wang, X. L. Wang, and S. X. Dou, *J. Appl. Phys.* **111**(3), 034103 (2012).
10. L. Duan, G.-J. Jiang, W. Peng, M. Cheng, and X.-J. Wang, *Rengong Jingti Xuebao/Journal of Synthetic Crystals* **44**(8), 2144 (2015).
11. L. J. Downie, R. J. Goff, W. Kockelmann, S. D. Forder, J. E. Parker, F. D. Morrison, and P. Lightfoot, *J. Solid State Chem.* **190**, 52 (2012).
12. A. Sklyarova, V. I. Popkov, I. V. Pleshakov, V. V. Matveev, H. Štěpánková, and V. Chlan, *Applied Magnetic Resonance* **51**, 1701 (2020).
13. A. Yu. Germov, K. N. Mikhalev, Z. N. Volkova, A. P. Gerashchenko, E. I. Konstantinova, and I. A. Leonidov, *JETP Lett.* **109**, 252 (2019).
14. H. Štěpánková, P. Novák, J. English, J. Kohout, E. G. Caspary, M. Kučera, K. Nitsch, and H. de Gronckel, *J. Magn. Magn. Mater.* **196–197**, 412 (1999).
15. O. Gamaliy, *Hyperfine interactions in magnetic iron oxides with nonmagnetic substitutions*, Abstract of doctoral thesis, Charles University in Prague (2006).
16. [http://materials.springer.com/isp/crystallographic/docs/sd\\_1412837](http://materials.springer.com/isp/crystallographic/docs/sd_1412837).
17. J. B. Nelson and D. P. Riley, *Proc. Phys. Soc.* **57**(3), 160 (1945).
18. A. V. Zalesskii, *Sov. Phys.-Uspekhi* **28**, 638 (1985).
19. А. М. Балбашов, А. В. Залесский, В. Г. Кривенко, Е. В. Сеницын, *Письма в ЖТФ* **14**(4), 293 (1988).
20. А. В. Залесский, *Письма в ЖЭТФ* **12**(10), 468 (1970).
21. A. V. Zalesskii, A. N. Lobachev, L. N. Dem'yanets, A. N. Ivashchenko, O. K. Mel'nikov, and T. G. Lebedeva, *Sov. Phys. JETP* **34**(6), 1252 (1972).
22. S. Nadolski and H. Szymczak, *J. Magn. Magn. Mater.* **21**, 167 (1980).
23. Н. М. Ковтун, Е. Е. Соловьев, А. А. Шемяков, В. А. Хохлов, *Письма в ЖЭТФ* **14**, 105 (1971).
24. C. P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance*, Harper & Row, N.Y. (1963).
25. A. Freeman and R. Frankel, *Hyperfine Interactions*, Academic Press, N.Y.–London (1967).
26. A. G. Smol'nikov, V. V. Ogloblichev, A. Yu. Germov, K. N. Mikhalev, A. F. Sadykov, Yu. V. Piskunov,

- A. P. Gerashchenko, A. Yu. Yakubovskii, M. A. Muflikhonova, S. N. Barilo, and S. V. Shiryaev, *JETP Lett.* **107**, 134 (2018).
27. G. C. Carter, L. H. Bennett, and D. J. Kahan, *Metallic Shifts in NMR*, Pergamon, Oxford (1977), part 1.
28. И. В. Грибов, Н. А. Москвина, А. П. Носов, С. С. Дубинин, *Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований* **1**, 46 (2018).
29. H. Lutgemeier, H. G. Bohn, and M. Brajczewska, *J. Magn. Magn. Mater.* **21**, 289 (1980).