

# Скошенное магнитное межслойное упорядочение в $[\text{Fe}(3.0 \text{ нм})/\text{Cr}(1.2 \text{ нм})]_{10}$ структуре, выявленное методом синхротронной мессбауэровской рефлектометрии с поляризационным анализом

Р. А. Баулин<sup>+\*1)</sup>, М. А. Андреева<sup>+1)</sup>, А. И. Чумаков<sup>×\*</sup>, Д. Бессас<sup>×</sup>, Б. С. Рошин<sup>°</sup>, Д. Н. Каримов<sup>°</sup>,  
В. Е. Асадчиков<sup>°</sup>

<sup>+</sup> Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

<sup>×</sup> ESRF-The European Synchrotron, CS 38043 Grenoble, France

<sup>°</sup> Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова, Федеральный научно-исследовательский центр  
“Кристаллография и фотоника” РАН, 119333 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 декабря 2020 г.

После переработки 16 декабря 2020 г.

Принята к публикации 16 декабря 2020 г.

Мессбауэровские спектры отражения, измеренные для  $[\text{Fe}(3.0 \text{ нм})/\text{Cr}(1.2 \text{ нм})]_{10}$  структуры в брэгговском максимуме  $1/2$  порядка, соответствующего удвоению периода, выявили формирование скошенной антиферромагнитной структуры под действием внешнего магнитного поля  $B^{\text{ext}} = 0.06 \text{ Т}$ , приложенного перпендикулярно плоскости рассеяния. Этот результат неопровержимо следует из появления 2-й и 5-й линий в мессбауэровском секстете, которые должны быть подавлены при любой симметричной ориентации магнитного сверхтонкого поля в двух слоях  $^{57}\text{Fe}$  в одном магнитном периоде. В эксперименте применен поляризационный анализ отраженного пучка и показано, что этот новый подход упрощает вид угловых зависимостей и спектров отражения, поскольку он исключает interfering вклад нерезонансного рассеяния, и улучшает достоверность интерпретации данных.

DOI: 10.31857/S123456782103006X

Антиферромагнитная (АФ) спинтроника, интенсивно развивающаяся в последние годы [1, 2], требует детального анализа особенностей магнитного упорядочения в многослойных наноструктурах и стимулирует развитие соответствующих методов исследования. Эффект гигантского магнетосопротивления для  $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$  многослойных структур, имеющих АФ упорядочение между слоями Fe при определенных толщинах прослойки Cr [3], было обнаружено еще в 1988 г. [4], что впоследствии привело к присуждению Нобелевской премии в 2007 г. Альберту Ферту и Петеру Грюнбергу за исследование этого эффекта в различных мультислоях и его применениях. Сначала рассматривалась простейшая коллинеарная модель АФ упорядочения, диагностируемая по наличию дополнительного максимума на угловых зависимостях зеркального отражения нейтронов или ядерно-резонансного излучения [5–7]. При дальней-

ших исследованиях оказалось, что разворот намагниченности под действием поля происходит не одновременно для всей структуры, и начальное “АФ” состояние оказывается более сложным [8–18]. АФ межслойное упорядочение стимулирует формирование скирмионов на поверхности таких слоев [19].

Синхротронная мессбауэровская рефлектометрия является эффективным методом для исследования профиля распределения намагниченности в тонких пленках и многослойных структурах. В отличие от стандартных методов рефлектометрии поляризованных нейтронов [5, 8–10], мессбауэровская рефлектометрия может быть дополнена измерением мессбауэровских временных или энергетических спектров зеркального отражения при различных углах скольжения падающего излучения  $\theta$ , что предоставляет дополнительную информацию о распределении по глубине магнитного сверхтонкого поля  $\mathbf{V}_{hf}$  на резонансных ядрах и ориентации магнитного момента. Так, методом мессбауэровской рефлектометрии обнаружено возникновение спин-

<sup>1)</sup> e-mail: baulin.roman@physics.msu.ru;  
mandreeva1@yandex.ru

флоп эффекта под действием внешнего магнитного поля  $B^{\text{ext}}$  [7, 16–18], наличие неколлинеарного магнитного упорядочения в мультислоях  $[\text{Fe}/\text{FeO}]_n$  [13], изменение по глубине направления намагниченности при напылении  $^{57}\text{Fe}$  разнонаправленными потоками атомов [14], обнаружение спин-реориентационного перехода при росте эпитаксиального слоя  $^{57}\text{Fe}$  на поверхности  $\text{W}(110)$  [15], сложную вариацию профиля намагниченности под действием приложенного поля [16] и формирование двойной-спиральной магнитной структуры в  $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$  [17].

Следует в то же время отметить, что при исследовании сложных неколлинеарных и спиральных магнитных структур имеет место известная при обработке рефлектометрических спектров неоднозначность интерпретации, усложненная, к тому же, применяемым до последнего времени временным способом регистрации ядерно-резонансного рассеяния [20]. Измерение мессбауэровских спектров на энергетической шкале стало возможным после инсталляции ядерных монохроматоров на некоторых синхротронных станциях [21, 22]. Важным усовершенствованием метода, недавно опробованным нами и позволяющим решить некоторые неопределенности, является поляризационный анализ отраженного пучка [23, 24]. Выделение в отраженном пучке “повернутой” поляризации ( $\pi \rightarrow \sigma'$ ), возникающей только при ядерно-резонансном рассеянии, исключает интерферирующий вклад в отраженный сигнал обычного релеевского рассеяния на электронных оболочках, что упрощает вид угловых кривых и мессбауэровских спектров  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения.

Эксперимент проведен на станции ядерно-резонансного рассеяния ID18 [25] Европейского синхротрона (ESRF, Гренобль, Франция) с действующим “синхротронным мессбауэровским источником” (SMS – *Synchrotron Mossbauer Source* [22]), работающим на чисто ядерном отражении (111) от монокристалла  $^{57}\text{FeBO}_3$ . Использование такого ядерного монохроматора с шириной излучаемого спектра  $\Delta E_{\text{ph}} \cong 10 \text{ нэВ}$  позволяет измерять мессбауэровские спектры поглощения и рассеяния на энергетической шкале. SMS дает практически полностью  $\pi$ -поляризованное излучение, что определяет специфические особенности измеряемых спектров. Для поляризационного анализа отраженного пучка в настоящей работе использовался кристалл  $\text{LiF}$ , отражение (622) от которого для резонансного излучения с длиной волны 0.086 нм (14.4 кэВ переход в  $^{57}\text{Fe}$ ) происходит под углом  $2\theta_B = 89.96^\circ$ , что обеспечивает практически полное подавление отраженной образцом  $\pi'$ -поляризации. Отражение

от многослойных пленок, как правило, имеет весьма большую расходимость [23], поэтому важно, что ширина брэгговского отражения от этого кристалла-анализатора достаточно большая ( $\Delta\theta \cong 90''$ ), чтобы зарегистрировать весь отраженный сигнал [24].

В работе исследовался образец  $[^{57}\text{Fe}(3.0 \text{ нм})/\text{Cr}(1.2 \text{ нм})]_{10}$  (приведены номинальные толщины слоев в периоде) на подложке  $\text{Si}$ , наличие АФ межслойного упорядочения в котором подтверждено предшествующими исследованиями [16]. Образец помещался в крио-магнитную камеру и был охлажден до 4 К.

Мессбауэровские спектры отражения измерялись при жестко определенной температуре 348.95 К ядерного монохроматора  $^{57}\text{FeBO}_3$  и его специфичной ориентации в пределах брэгговского максимума (111) ( $\theta_B + 0.004^\circ$ ), обеспечивающих энергетическую ширину дифрагированного излучения  $\Delta E_{\text{ph}} \cong 10 \text{ нэВ}$  (0.21 мм/с в единицах доплеровского смещения энергии) [22, 26]. Для развертки спектров по энергии ядерный монохроматор помещен на вибратор, соединенный с многоканальным анализатором скоростей. Благодаря использованию  $\text{LiF}$  анализатора поляризации регистрируемая интенсивность  $\pi \rightarrow \sigma'$  отраженного излучения увеличилась в  $\sim 5 \div 10$  раз (в зависимости от образца) по сравнению с измерениями с  $\text{Si}(422)$  анализатором, примененным в работе [23], что позволило измерять спектры не только в критическом угле полного отражения, но и в брэгговских отражениях [24].

Угловые зависимости интенсивности мессбауэровского отражения  $I^{\tau \rightarrow \tau'}$  измерялись как интеграл по мессбауэровскому спектру отражения в пределах  $\pm 13 \text{ мм/с}$  (этот интервал полностью перекрывает область мессбауэровского рассеяния на нашем образце) в функции угла скольжения  $\theta$ :

$$I^{\tau \rightarrow \tau'}(\theta) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} I^{\tau \rightarrow \tau'}(\theta, \omega) d\omega. \quad (1)$$

В (1)  $\tau = \sigma, \pi$  – поляризации падающего и отраженного (со штрихом) излучения,  $\hbar\omega_1 \div \hbar\omega_2$  – интервал энергий падающего излучения, соответствующий доплеровским смещениям энергии в мессбауэровском спектре, в нашем случае  $\pm 13 \text{ мм/с}$ . Для записи мессбауэровских рефлектометрических кривых ширина линии от синхротронного мессбауэровского источника специально увеличивалась до  $\Delta E_{\text{ph}} = 240 \text{ нэВ}$  (5 мм/с) с помощью небольшого понижения температуры монокристалла  $^{57}\text{FeBO}_3$  до 343 К, что позволяло увеличить интенсивность падающего излучения в  $\sim 15$  раз.

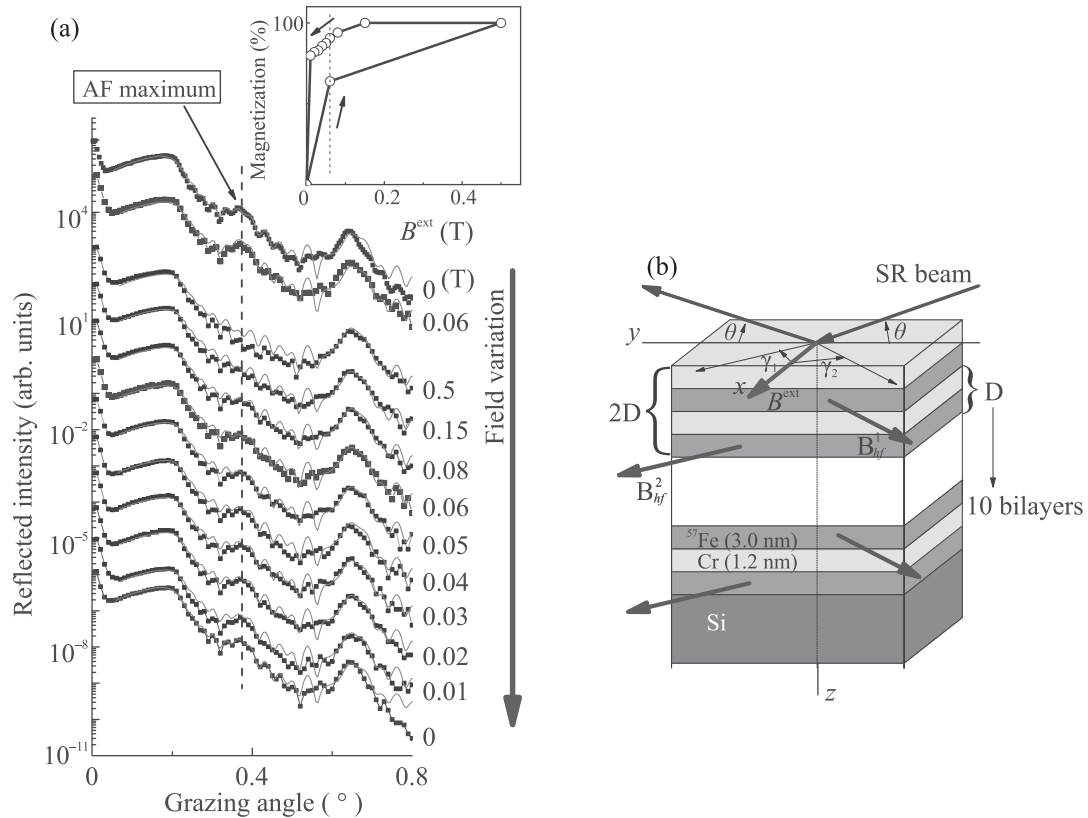


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Мессбауэровские рефлектометрические кривые, измеренные сначала при увеличении напряженности  $B^{\text{ext}}$ , а затем при ее уменьшении. Вертикальная линия отмечает положение АФ максимума. Различие относительной интенсивности АФ максимума на выделенных рефлектометрических кривых для 0.06 Т, измеренных при возрастании и убывании поля, демонстрирует наличие гистерезиса. На вставке: изменение суммарной намагниченности структуры под действием  $B^{\text{ext}}$ , определенной как  $(\cos \gamma_1^{\text{eff}} + \cos \gamma_2^{\text{eff}})/2$ , вертикальная пунктирная линия отмечает разные намагниченности при 0.06 Т при возрастании и убывании  $B^{\text{ext}}$ . (b) – Схематичное изображение образца, геометрии эксперимента и углов, характеризующих направления  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в слоях  $^{57}\text{Fe}$

Магнитное поле  $B^{\text{ext}}$  прикладывалось перпендикулярно плоскости рассеяния (рис. 1b). АФ межслойное упорядочение слоев  $^{57}\text{Fe}$  в структуре проявляется наличием АФ максимума при  $\theta = 0.36^\circ$  на мессбауэровских рефлектометрических кривых (рис. 1a). Этот максимум возникает, когда магнитный период структуры в два раза больше химического, поскольку  $\theta = 0.36^\circ$  соответствует  $2D = 8.41 \text{ нм}$  (структурный брэгговский максимум при  $\theta = 0.64^\circ$  соответствует  $D = 4.205 \text{ нм}$ ). Изменение интенсивности АФ максимума под действием  $B^{\text{ext}}$  характеризует переориентацию магнитного сверхтонкого поля  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в соседних слоях  $^{57}\text{Fe}$ . Моделирование интенсивности АФ максимума позволяет найти  $\gamma_{1,2}^{\text{eff}}$  – эффективные азимутальные углы, задающие ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в соседних резонансных слоях  $^{57}\text{Fe}$  (см. вставку на рис. 1a). Магнитную природу АФ максимума подтверждает его исчезновение при достаточно большом  $B^{\text{ext}} = 0.5 \text{ Т}$ :  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  выстраиваются параллельно

в соседних слоях  $^{57}\text{Fe}$  ( $\gamma_1^{\text{eff}} = \gamma_2^{\text{eff}} = 0^\circ$  – спин-флип, т.е. ферромагнитное упорядочение) и различие амплитуд рассеяния на  $^{57}\text{Fe}$  ядрах пропадает. Изменение интенсивности АФ максимума при дальнейшем уменьшении  $B^{\text{ext}}$  демонстрирует наличие гистерезиса, поскольку интенсивности АФ максимума при одинаковых значениях увеличивающегося и уменьшающегося  $B^{\text{ext}}$  не совпадают. При постепенном снятии  $B^{\text{ext}}$  АФ упорядочение между слоями железа восстанавливается:  $\gamma_2^{\text{eff}} = \gamma_1^{\text{eff}} + 180^\circ$ , но ось АФ упорядочения имеет произвольное направление в разных доменах, что соответствует  $\gamma_1^{\text{eff}} = 45^\circ$ .

В отсутствии магнитно-кристаллической анизотропии и  $B^{\text{ext}}$  выделенное направление для оси АФ упорядочения, очевидно, отсутствует, и возникают магнитные домены. При полностью когерентном усреднении амплитуд рассеяния по разноориентированным доменам АФ максимум не должен возникать. Его существование в отсутствии  $B^{\text{ext}}$  объ-

яснено в работах [15, 18] как проявление частичной пространственной когерентности падающего излучения.

Важно понимать, что измеряемые мессбауэровские рефлектометрические кривые включают не только рассеяние на резонансных ядрах, но и нерезонансное рассеяние на электронных оболочках атомов. АФ максимум, появление которого обусловлено практически полностью ядерно-резонансным рассеянием, характеризуется “повернутой” поляризацией (в нашем случае  $\pi \rightarrow \sigma'$ ). Селекция  $\pi \rightarrow \sigma'$  интенсивности позволяет выделить чисто ядерную составляющую в отраженной интенсивности, что существенно повышает информативность метода.

На рисунке 2 приведена рефлектометрическая кривая  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения в сравнении с кривыми,

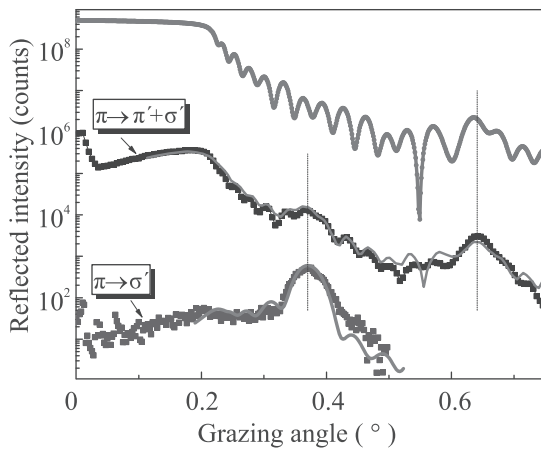


Рис. 2. (Цветной онлайн) Рентгеновская кривая отражения для длины волны  $\lambda = 0.086$  нм (зеленая линия) и мессбауэровские рефлектометрические кривые, измеренные без селекции по поляризации ( $\pi \rightarrow \pi' + \sigma'$ , черные символы) и с селекцией по поляризации ( $\pi \rightarrow \sigma'$ , синие символы) в отсутствие  $B^{\text{ext}}$ . Красные кривые – обработка. Вертикальная пунктирная кривая при  $\theta = 0.36^\circ$  отмечает положение АФ максимума, при  $\theta = 0.64^\circ$  – положение брэгговского максимума первого порядка

измеренными без селекции поляризации в отраженной интенсивности. На ядерно-резонансной кривой  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения АФ максимум гораздо ярче выделяется, чем на кривой, измеряемой без селекции отраженной интенсивности по поляризации. В отличие от случая ферромагнитного межслойного упорядочения, на кривой  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения пик вблизи критического угла полного внешнего отражения, зарегистрированный в работах [23, 24], практически незаметен. Это объясняется тем, что  $\pi \rightarrow \sigma'$  составляющие амплитуд рассеяния от последовательно распо-

ложенных АФ слоев  $^{57}\text{Fe}$  при практически нулевом сдвиге фаз в критическом угле компенсируют друг друга.

Наличие АФ максимума на угловой зависимости ядерно-резонансного отражения диагностирует только существование удвоения магнитного периода в структуре, но детали магнитного упорядочения могут быть выявлены только при исследовании спектров отражения. Измеренные мессбауэровские спектры отражения представлены на рис. 3.

Изменение спектров, измеренных в АФ максимуме при приложении слабого  $B^{\text{ext}} = 0.06$  Т оказалось достаточно интересным. На  $\pi \rightarrow \pi' + \sigma'$  спектре, измеренном без анализа поляризации, под действием поля возникли линии, соответствующие сверхтонкому переходу  $\Delta m = 0$  (2-я и 5-я линии в магнитном секстете). Спектры  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения практически не изменились. На них присутствуют только 4 линии, соответствующие резонансным переходам  $\Delta m = \pm 1$ .

Зависимость суммарной амплитуды ядерно-резонансного рассеяния на разных сверхтонких переходах  $\Delta m = m_e - m_g = \pm 1, 0$  для удвоенного периода структуры от направления  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в двух резонансных слоях может быть представлена выражениями [16, 18]:

$$F_{\Delta m=0}^{\text{nuc}} = \begin{pmatrix} F_{\Delta m=0}^{\text{nuc}, \pi \rightarrow \pi'} \\ F_{\Delta m=0}^{\text{nuc}, \pi \rightarrow \sigma'} \end{pmatrix} \propto \quad (2)$$

$$\propto \begin{pmatrix} \sin^2 \beta_1 \cos^2 \gamma_1 + e^{2i\varphi} \sin^2 \beta_2 \cos^2 \gamma_2 \\ -\sin \beta_1 \cos \beta_1 \cos \gamma_1 - e^{2i\varphi} \sin \beta_2 \cos \beta_2 \cos \gamma_2 \end{pmatrix},$$

$$F_{\Delta m=\pm 1}^{\text{nuc}} = \begin{pmatrix} F_{\Delta m=\pm 1}^{\text{nuc}, \pi \rightarrow \pi'} \\ F_{\Delta m=\pm 1}^{\text{nuc}, \pi \rightarrow \sigma'} \end{pmatrix} \propto \quad (3)$$

$$\propto \begin{pmatrix} (\sin^2 \gamma_1 + \cos^2 \gamma_1 \cos^2 \beta_1) + \\ + e^{2i\varphi} (\sin^2 \gamma_2 + \cos^2 \gamma_2 \cos^2 \beta_2) \\ (\cos \beta_1 \cos \gamma_1 \pm i \sin \gamma_1) \sin \beta_1 + \\ + e^{2i\varphi} (\cos \beta_2 \cos \gamma_2 \pm i \sin \gamma_2) \sin \beta_2 \end{pmatrix},$$

где  $\gamma_{1,2}$ ,  $\beta_{1,2}$  – азимутальные и полярные углы, задающие направления  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  относительно пучка СИ в нечетных и четных слоях железа (рис. 1b). Набег фазы для волны, рассеянной вторым периодом, относительно волны, рассеянной первым периодом,  $2\varphi$ , вычисляется по формуле

$$2\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \sum \sqrt{\sin^2 \theta + \chi_i d_i} \approx \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta D, \quad (4)$$

где  $\chi_i$ ,  $d_i$  – восприимчивости и толщины отдельных слоев в одном периоде, включая резонансный слой,

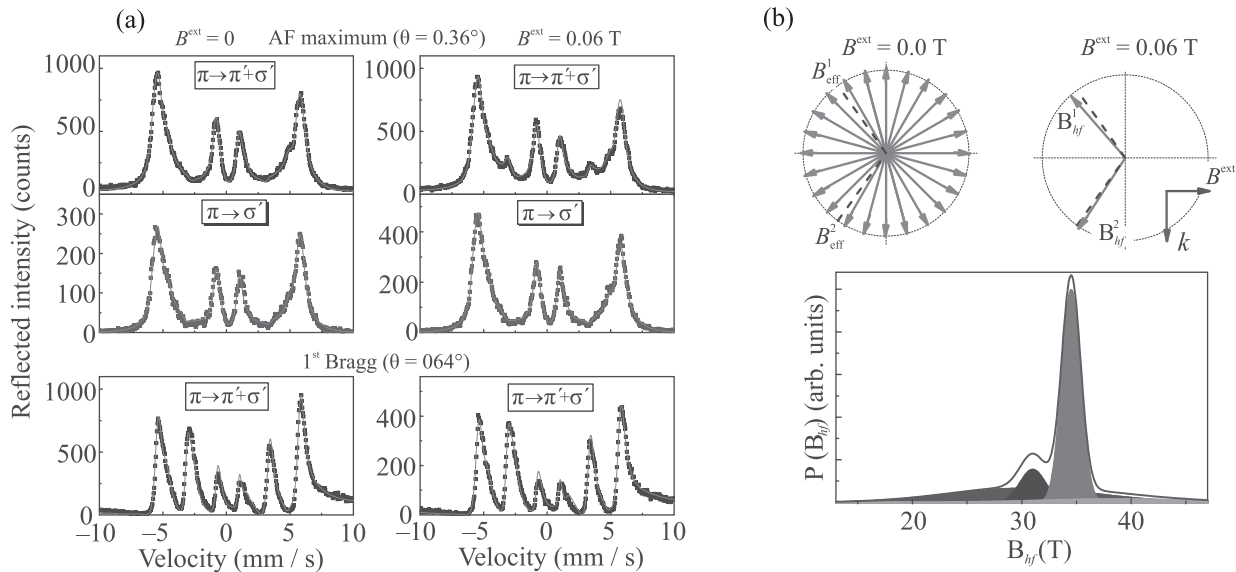


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Мессбауэровские спектры отражения, измеренные в АФ максимуме ( $\theta = 0.36^\circ$ ), без селекции по поляризации ( $\pi \rightarrow \pi' + \sigma'$ ) и с селекцией интенсивности  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения и в брэгговском максимуме 1-го порядка ( $\theta = 0.64^\circ$ ). Слева – спектры в отсутствии  $B^{\text{ext}}$ , справа – при  $B^{\text{ext}} = 0.06 \text{ Т}$ , приложенного перпендикулярно плоскости отражения. Символы – экспериментальные спектры, сплошные линии – подгонка. (б) – Функция распределения  $P(\mathbf{B}_{hf})$  величины поля  $|\mathbf{B}_{hf}|$  (как суперпозиция 4-х мультиплетов), полученная при обработке всех измеренных спектров; сверху – пиктограммы, обозначающие ориентацию  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в двух  $^{57}\text{Fe}$  слоях в одном периоде при  $B^{\text{ext}} = 0 \text{ Т}$  и при  $B^{\text{ext}} = 0.06 \text{ Т}$

$D$  – период структуры. Хотя преломление и поглощение в отдельном резонансном слое может быть заметным даже для нанометровых слоев, расчеты показывают, что можно полагать  $2\varphi = 2\pi, 4\pi$  для брэгговских максимумов на рефлектометрической кривой и  $2\varphi = \pi, 3\pi, \dots$  для АФ максимумов. Таким образом, в АФ максимуме два слагаемых в (2), (3) складываются в противофазе, и при планарной ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$ , когда  $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$ , 2-я и 5-я линии отсутствуют в интенсивности  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения ( $\cos \beta_i = 0$ ), а интенсивности 2-й и 5-й линий определяются множителем  $(\cos^2 \gamma_1 - \cos^2 \gamma_2)$  в отражении с неизменной поляризацией ( $\pi \rightarrow \pi'$ ). Соответственно эти линии отсутствуют при коллинеарной АФ или симметричной относительно нормали к отражающей плоскости ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в соседних слоях  $^{57}\text{Fe}$ . (При симметричной ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в соседних слоях  $^{57}\text{Fe}$  относительно направления пучка АФ максимум пропадает.) Появление 2-й и 5-й линий в спектре отражения, измеренном в АФ максимуме, является прямым свидетельством возникновения скошенного АФ упорядочения.

Выражения для амплитуд рассеяния (2), (3) дают качественное представление об интенсивности отдельных линий в мессбауэровском спектре, но спектры отражения формируются достаточно сложным

образом ( $4 \times 4$  матричная теория отражения, см. supplement к [16]). Результаты численного анализа формы мессбауэровских спектров отражения в АФ максимуме для разных случаев взаимной ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  в двух слоях  $^{57}\text{Fe}$  в магнитном периоде, включая возможность выхода намагниченности из плоскости поверхности, представлены на рис. 4. Как видно, если “схлопывание” направлений для  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  к направлению  $B^{\text{ext}}$  происходит симметрично относительно  $B^{\text{ext}}$ , перпендикулярно направлению пучка, то 2-я и 5-я линии в спектре отражения в АФ максимуме не возникают. Они появляются, если модули проекции направлений  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  на направление пучка различаются, и только для отраженной  $\pi'$  поляризации. Коллинеарное АФ упорядочение даже с выходом из плоскости поверхности направлений  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  не приводит к появлению 2-й и 5-й линий. Но 2-я и 5-я линии в спектре  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения все же могут возникнуть при некоторых специальных взаимных ориентациях  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  с выходом из плоскости поверхности (когда направления связаны двукратным отражением от плоскости поверхности и плоскости отражения – см. нижние спектры на рис. 4).

Обработка угловых зависимостей (рис. 1, 2) и всех спектров отражения (рис. 3), измеренных в АФ максимуме и в брэгговском максимуме первого порядка,

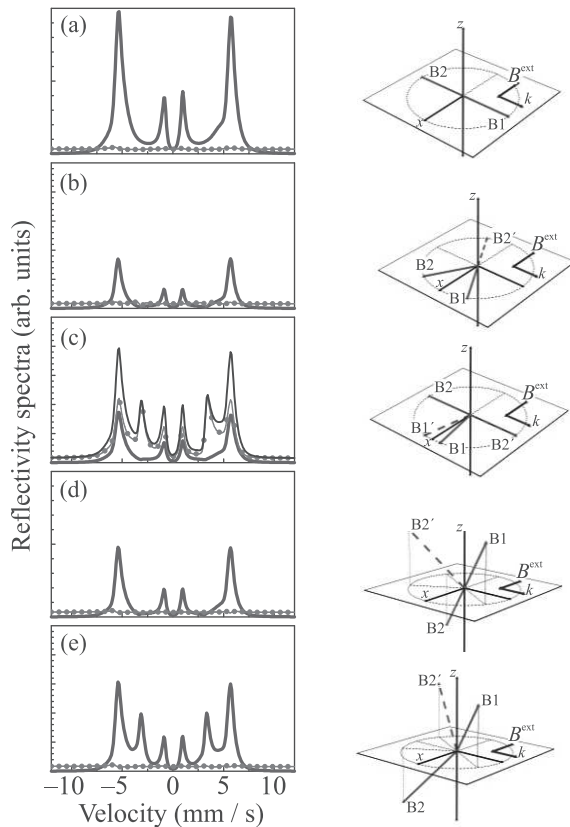


Рис. 4. (Цветной онлайн) Рассчитанные мессбауэровские спектры  $\pi \rightarrow \sigma'$  (сплошная синяя линия) и  $\pi \rightarrow \pi'$  (тонкая зеленая линия с символами) отражения от структуры  $[\text{}^{57}\text{Fe}(3\text{ нм})/\text{Cr}(1.2\text{ нм})]_{30}$  в АФ максимуме ( $\theta = 0.36^\circ$ ) для различных типов магнитного межслойного упорядочения в слоях железа в одном магнитном периоде. Обозначения углов соответствующей ( $\beta_1, \gamma_1$ )/( $\beta_2, \gamma_2$ ): для (a) –  $(0^\circ, 90^\circ)/(0^\circ, -90^\circ)$ , для (b) –  $(0^\circ, 30^\circ)/(0^\circ, -30^\circ)$ , для (c) –  $(0^\circ, 10^\circ)/(0^\circ, -90^\circ)$ , для (d) –  $(45^\circ, 60^\circ)/(135^\circ, 240^\circ)$  или  $(45^\circ, 60^\circ)/(45^\circ, -60^\circ)$ , для (e) –  $(45^\circ, 60^\circ)/(135^\circ, -60^\circ)$  или  $(45^\circ, 60^\circ)/(45^\circ, 240^\circ)$ . Суммарный спектр (сплошная черная линия) показан только для случая, когда интенсивности  $\pi \rightarrow \sigma'$  и  $\pi \rightarrow \pi'$  спектров сопоставимы. На пиктограммах справа стрелки с обозначениями B1 и B2 соответствуют направлениям  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  соответственно в нечетном и четном слоях  $^{57}\text{Fe}$ , пунктирные стрелки представляют альтернативные ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$ , при которых спектры остаются такими же

дающим возможность дополнительной проверки выявленной скошенной структуры, проводилась с использованием комплекса программ REFTIM, адаптированного для расчетов и обработки энергетических спектров отражения [28, 29]. Асимметрия спектров зависит от небольших смещений угла  $\theta$  вблизи брэгговского максимума и объясняется различием условия Брэгга для разных линий в спектре (вслед-

ствие разных резонансных поправок на преломление) [27]. Асимметрия фона наблюдается для спектров, измеренных в брэгговском максимуме 1-го порядка, она обусловлена интерференцией с нерезонансным рассеянием на электронных оболочках (в АФ максимуме этот вклад пренебрежимо мал). Для структурных максимумов относительная интенсивность 2-й и 5-й линий в спектре является очень точной характеристикой азимутального угла АФ упорядочения. При  $\gamma_{1,2} = +90^\circ/-90^\circ$  2-я и 5-я линии отсутствуют (рассматриваем  $\pi$ -поляризацию падающего излучения), при  $\gamma_{1,2} = +0^\circ/180^\circ$  в спектре пропадают 1, 3, 4 и 6 линии. При  $B^{\text{ext}} = 0\text{ Т}$  можно предполагать хаотическую ориентацию оси АФ упорядочения, но соотношение линий в экспериментальном спектре в брэгговском максимуме 1-го порядка соответствует  $\gamma_{1,2}^{\text{eff}} = 54.5^\circ/234.5^\circ$ . Это значение несколько отличается от  $\gamma_{1,2}^{\text{eff}} = 45^\circ/225^\circ$ , соответствующего идеально разупорядоченному случаю [18], что можно объяснить слабой анизотропией формы или остаточной намагниченностью. Асимметричный скос ориентации  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  при  $B^{\text{ext}} = 0.06\text{ Т}$  совсем невелик, но он обеспечивает возникновение 2-й и 5-й линий в спектре  $\pi \rightarrow \pi' + \sigma'$  отражения в АФ максимуме. Наилучшее соответствие теоретических расчетов с экспериментальными рефлектометрическими кривыми и спектрами, измеренными при приложении  $B^{\text{ext}} = 0.06\text{ Т}$  получается при  $\gamma_1 = 49^\circ$ ,  $\gamma_2 = -57^\circ$ . Отсутствие 2-й и 5-й линий в мессбауэровском спектре  $\pi \rightarrow \sigma'$  отражения, измеренном в АФ максимуме, исключает выход  $\mathbf{B}_{hf}^{1,2}$  из плоскости поверхности, а их наличие в АФ спектре  $\pi \rightarrow \pi' + \sigma'$  отражения является экспериментально обоснованным доказательством формирования скошенной планарной АФ структуры под действием слабого  $B^{\text{ext}}$ .

В заключении отметим, что в работе получено прямое свидетельство возникновения скошенной АФ структуры, возникающей под действием слабого внешнего поля. Продемонстрированы возможности поляризационного анализа для исследования структур со сложным неколлинеарным межслойным упорядочением. Селекция  $\pi \rightarrow \sigma'$  поляризационной компоненты позволяет исключить вклад нерезонансного рассеяния в отраженной интенсивности и получить чисто ядерную отраженную интенсивность. Измерение  $\pi \rightarrow \sigma'$  мессбауэровских спектров дает возможность расширить объем информации об ориентации намагниченности в резонансных слоях.

Авторы признательны проф. А. Гупта (Ajay Gupta, Center for Spintronic Materials, Amity University UP, India) и д-ру Г. Шарма (Gagan Sharma, Indore Center, UGC-DAE Consortium for



Scientific Research, India) за изготовленный и предоставленный нам образец, характеризующийся АФ межслойным упорядочением. Авторы благодарны администрации и сотрудникам Европейского синхротрона в Гренобле (ESRF) за возможность провести измерения на станции ID18 и гостеприимство.

1. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
2. S. Fukami, V.O. Lorenz, and O. Gomonay, *J. Appl. Phys.* **128**, 070401 (2020).
3. P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, and H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
4. M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
5. B. Rodmacq, P. Mangin, and C. Vettier, *Europhysics Letters (EPL)* **15**, 503 (1991).
6. T.S. Toellner, W. Sturhahn, R. Röhlberger, E.E. Alp, C.H. Sowers, and E.E. Fullerton, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3475 (1995).
7. L. Bottyán, L. Deák, J. Dekoster, E. Kunnen, G. Langouche, J. Meersschant, M. Majora, D.L. Nagy, H.D. Rüter, E. Szilágyi, and K. Temst, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 514 (2002).
8. S.G.E. te Velthuis, J.S. Jiang, S.D. Bader, and G.P. Felcher, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 127203 (2002).
9. V. Lauter-Pasyuk, H.J. Lauter, B.P. Toperverg, L. Romashev, and V.V. Ustinov, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 167203 (2002).
10. J. Meersschant, C. L'abbé, F.M. Almeida, J.S. Jiang, J. Pearson, U. Welp, M. Gierlings, H. Maletta, and S.D. Bader, *Phys. Rev. B* **73**, 144428 (2006).
11. V.V. Ustinov, M.A. Milayev, L.N. Romashev, T.P. Krinitsina, A.M. Burkhanov, V.V. Lauter-Pasyuk, and H.J. Lauter, *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, e281 (2006).
12. V.V. Ustinov, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 2219 (2007).
13. Th. Diederich, S. Couet, and R. Röhlberger, *Phys. Rev. B* **76**, 054401 (2007).
14. K. Schlage, R. Röhlberger, T. Klein, E. Burkel, C. Strohm, and R. Rüffer, *New J. Phys.* **11**, 013043 (2009).
15. T. Ślęzak, M. Ślęzak, M. Zajęc, K. Freindl, A. Koziol-Rachwał, K. Matlak, N. Spiridis, D. Wilgocka-Ślęzak, E. Partyka-Jankowska, M. Rennhofer, A.I. Chumakov, S. Stankov, R. Rüffer, and J. Korecki, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 027206 (2010).
16. M. Andreeva, A. Gupta, G. Sharma, S. Kamali, K. Okada, and Y. Yoda, *Phys. Rev. B* **92**, 134403 (2015).
17. M.A. Andreeva, R.A. Baulin, A.I. Chumakov, R. Rüffer, G.V. Smirnov, Y.A. Babanov, D.I. Devyaterikov, M.A. Milyaev, D.A. Ponomarev, L.N. Romashev, and V.V. Ustinov, *Phys. Rev. B* **97**, 024417 (2018).
18. M.A. Andreeva, R.A. Baulin, A.I. Chumakov, R. Rüffer, G.V. Smirnov, Yu.A. Babanov, D.I. Devyaterikov, M.A. Milyaev, D.A. Ponomarev, L.N. Romashev, and V.V. Ustinov, *J. Synchrotron Radiat.* **25**, 473 (2018).
19. Y. Li, Q. Feng, S. Li, K. Huang, M. Ma, W. Gan, H. Zhou, X. Jin, X.R. Wang, Y. Lu, W.S. Lew, Q. Lu, and F. Ma, *Adv. Funct. Mater.* **30**, 1907140 (2019).
20. G.V. Smirnov, *Hyperfine Interactions* **123/124**, 31 (1999).
21. T. Mitsui, M. Seto, R. Masuda, K. Kiriyama, and Y. Kobayashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **46**, L703 (2007).
22. V. Potapkin, A.I. Chumakov, G.V. Smirnov, J.P. Celse, R. Rüffer, C. McCammon, and L. Dubrovinsky, *J. Synchrotron Radiat.* **19**, 559 (2012).
23. M.A. Andreeva, R.A. Baulin, A.I. Chumakov, T.Yu. Kiseleva, and R. Rüffer, *Condensed Matter* **4**, 8 (2019); <https://doi.org/10.3390/condmat4010008>.
24. M.A. Andreeva, R.A. Baulin, O.V. Slinko, L. Häggström, V.E. Asadchikov, D.N. Karimov, B.S. Roshchin, D.A. Ponomarev, L.N. Romashev, A.I. Chumakov, D. Bessas, and R. Rüffer, *J. Phys. Conf. Ser.* **1389**, 012016 (2019).
25. R. Rüffer and A.I. Chumakov, *Hyperfine Interactions* **97/98**, 589 (1996).
26. G.V. Smirnov, *Hyperfine Interactions* **125**, 91 (2000).
27. M.A. Andreeva, A.I. Chumakov, G.V. Smirnov, Yu.A. Babanov, D.I. Devyaterikov, B.Yu. Goloborodsky, D.A. Ponomarev, L.N. Romashev, V.V. Ustinov, and R. Rüffer, *Hyperfine Interactions* **237**, 25 (2016).
28. M.A. Andreeva, *Hyperfine Interactions* **185**, 17 (2008).
29. M.A. Andreeva, B. Lindgren, and V. Panchuck, <http://www.esrf.eu/Instrumentation/software/data-analysis/OurSoftware/REFTIM-1>. Last updated in 2015.