

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Моделирование угловых зависимостей ядерно-резонансной рефлектометрии для разных типов неколлинеарного магнитного упорядочения

Р. А. Баулин^а, М. А. Андреева^б

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики твердого тела. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^аromanbaulin17@gmail.com, ^бmandreeva1@yandex.ru

Статья поступила 16.11.2015, подписана в печать 28.12.2015.

Рассмотрены особенности ядерно-резонансной рефлектометрии для различных типов магнитного упорядочения в многослойной структуре. Кратко изложена теория ядерно-резонансного отражения на неколлинеарных магнитных структурах. Модельные расчеты проведены для многослойной структуры $[^{57}\text{Fe}(8 \text{ \AA})/\text{Cr}(20 \text{ \AA})]_{30}$ с различными, изменяющимися по глубине направлениями намагниченности. Результаты свидетельствуют, что «магнитный» максимум на кривой ядерно-резонансного отражения возникает только в случае, когда направление сверхтонкого поля в соседних слоях железа имеет различные проекции на направление синхротронного пучка. В структурах со спиральным типом упорядочения на кривой ядерно-резонансного отражения возникают спутники вблизи брэгговского максимума, однако «магнитный» максимум не образуется. Используя более сложные типы магнитного упорядочения, можно объяснить характерные особенности имеющихся экспериментальных кривых.

Ключевые слова: мёссбауэровская спектроскопия, ядерно-резонансное рассеяние, неколлинеарные магнитные многослойные структуры.

УДК: 543.429.3. PACS: 76.80.+y, 75.70.-i.

Введение

Уникальная яркость и узконаправленность синхротронного излучения (СИ) обеспечивает получение отраженного ядерно-резонансного сигнала даже от одиночных атомных слоев мёссбауэровского изотопа [1]. В работе [2] при помощи стоячих волн был восстановлен профиль распределения ^{57}Fe внутри одного слоя, что продемонстрировало селективность метода по глубине. Ядерно-резонансное зеркальное отражение (рефлектометрия) — очень интересное явление с физической точки зрения, оно характеризуется эффектами, неизвестными в рентгеновской рефлектометрии (обзор новых эффектов представлен, например, в [3]). Так, в работе [4] наблюдался максимум чисто ядерного отражения от многослойной структуры в случае, когда магнитный период отличался от химического. Зависимость амплитуды ядерного резонансного рассеяния от направления сверхтонкого магнитного поля \mathbf{B}_{hf} определяет возможности метода ядерно-резонансной рефлектометрии в исследовании неколлинеарных магнитных многослойных структур [5, 6], аналогично методу рефлектометрии поляризованных нейтронов.

До последнего времени для исследования ядерно-резонансного рассеяния использовали временную развертку сигнала, а рефлектометрические кривые измерялись интегрированием по времени задержки относительно мгновенного импульса СИ. Возможности ядерно-резонансных экспериментов на синхро-

тронах значительно расширились после установки на станции ID18 Европейского синхротрона (ESRF) ядерного монохроматора для излучения 14.4 кэВ перехода в ^{57}Fe [7], позволяющего измерять мёссбауэровские спектры пропускания и отражения с помощью доплеровского смещения энергии. Рефлектометрические кривые при этом измеряются интегрированием по мёссбауэровскому спектру, и они существенно отличаются от рефлектометрических кривых, измеренных по задержанному сигналу.

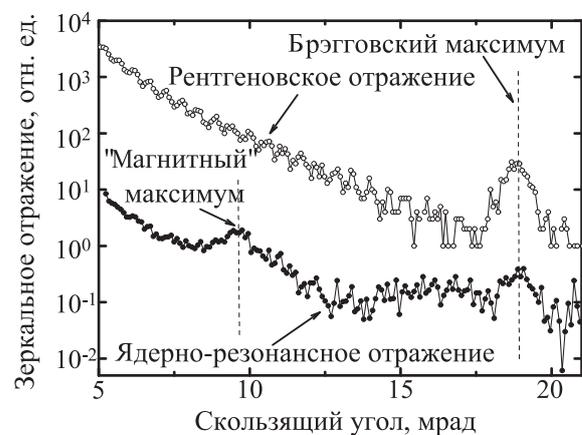


Рис. 1. Экспериментальные угловые зависимости рентгеновского (14.4 кэВ) и ядерно-резонансного отражения (интеграл по спектру отражения ± 10 мм/с) для образца $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cr}(70 \text{ \AA})/[^{57}\text{Fe}(8 \text{ \AA})/\text{Cr}(20 \text{ \AA})]_{30}/\text{Cr}(12 \text{ \AA})$

В недавнем эксперименте на синхротроне ESRF была получена кривая ядерно-резонансного отражения от многослойной структуры $[^{57}\text{Fe}/\text{Cr}]_{30}$ (рис. 1), достаточно необычного вида [8]. На ней присутствовал брэгговский максимум полуполого порядка («магнитный» максимум), но и этот максимум, и структурный максимум первого порядка были значительно уширены. Похожие рефлектометрические кривые получались при отражении поляризованных нейтронов [9] и объяснялись наличием спирального магнитного упорядочения в многослойной структуре.

Исследованию влияния разных типов магнитного упорядочения на угловые зависимости ядерно-резонансного отражения посвящена настоящая работа.

1. Теория метода

Задача о распространении излучения в анизотропной плоскостной среде представима в виде [10, 11]:

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \mathbf{H}_t(z) \\ [\mathbf{qE}(z)] \end{pmatrix} = i \frac{\omega}{c} \hat{M}(z) \begin{pmatrix} \mathbf{H}_t(z) \\ [\mathbf{qE}(z)] \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где \hat{M} — дифференциальная матрица распространения излучения в анизотропной среде, \mathbf{q} — единичный вектор нормали к поверхности, $\mathbf{H}_t = -[\mathbf{q}[\mathbf{qH}]]$, ω — частота излучения, c — скорость света в вакууме. Поскольку тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей излучения непрерывны на границах раздела слоев, в случае многослойной среды интегральная матрица распространения может быть представлена как произведение матричных экспоненциалов отдельных слоев с толщинами d_i , в каждом из которых $\hat{M}_i(z) = \text{const}$:

$$\hat{L}(D_{\text{total}}) = \exp\left(i \frac{\omega}{c} \hat{M}_n d_n\right) \cdot \exp\left(i \frac{\omega}{c} \hat{M}_{n-1} d_{n-1}\right) \cdots \cdots \exp\left(i \frac{\omega}{c} \hat{M}_1 d_1\right). \quad (2)$$

Интегральная матрица распространения (2) связывает тангенциальные компоненты амплитуд поля на верхней ($z=0$) и нижней ($z=d_1+d_2+\dots+d_n=D_{\text{total}}$) границах структуры. Поле на верхней поверхности представляет сумму падающей и отраженной волн, поле на нижней — только прошедшую волну. Связь между тангенциальными компонентами электрического и магнитного полей излучения в каждой волне $\mathbf{E}^{0,R,D} = \hat{\gamma}^{0,R,D} \mathbf{H}_t^{0,R,D}$ задана планарным тензором поверхностного импеданса $\hat{\gamma}^{0,R,D}$, вычисленном в [11, 12]. 2×2 -матрица отражения для тангенциальных компонент магнитного поля излучения $\mathbf{H}_t^R = \hat{r} \mathbf{H}_t^0$ получается в виде

$$\hat{r} = \left[\hat{\gamma}^D (\hat{L}_1 + \hat{L}_2 \hat{\gamma}^R) - (\hat{L}_3 + \hat{L}_4 \hat{\gamma}^R) \right]^{-1} \times \left[(\hat{L}_3 + \hat{L}_4 \hat{\gamma}^0) - \hat{\gamma}^D (\hat{L}_1 + \hat{L}_2 \hat{\gamma}^0) \right], \quad (3)$$

где \hat{L}_i — 2×2 -блоки интегральной матрицы, $\hat{L}(D_{\text{total}}) = \begin{pmatrix} \hat{L}_1 & \hat{L}_2 \\ \hat{L}_3 & \hat{L}_4 \end{pmatrix}$.

Для случая мёссбауэровского отражения приближенное выражение для дифференциальной матрицы распространения, справедливое при скользких углах падения, получено в виде [12, 13]:

$$\hat{M}^M = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ \mathbf{a} \hat{\chi} \mathbf{q} & 0 & 0 & \theta_0^2 + \mathbf{a} \hat{\chi} \mathbf{a} \\ \theta_0^2 + \mathbf{q} \hat{\chi} \mathbf{q} & 0 & 0 & \mathbf{q} \hat{\chi} \mathbf{a} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $\mathbf{a} = [\mathbf{bq}]$, \mathbf{b} — тангенциальная составляющая волнового вектора падающей волны в единицах ω/c . Таким образом, мёссбауэровское отражение зависит только от планарной проекции тензора $\hat{\chi}$ на плоскость, перпендикулярную направлению распространения пучка (рис. 2), т. е. от $\hat{\chi}^\perp \propto \begin{pmatrix} \mathbf{a} \hat{\chi} \mathbf{a} & \mathbf{a} \hat{\chi} \mathbf{q} \\ \mathbf{q} \hat{\chi} \mathbf{a} & \mathbf{q} \hat{\chi} \mathbf{q} \end{pmatrix}$, при этом различие направлений волновых векторов падающей и отраженной волн при скользких углах пренебрегают.

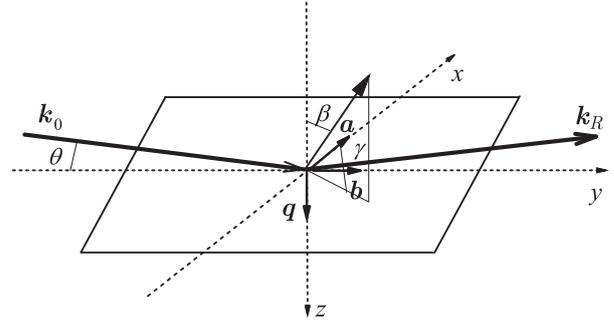


Рис. 2. Выбранная система координат, в которой заданы полярный β и азимутальный γ углы, определяющие направление сверхтонкого магнитного поля \mathbf{B}_{hf} ; \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_R — волновые векторы падающей и отраженной волн

Восприимчивость мёссбауэровской среды $\hat{\chi}$ имеет две составляющие (5), отвечающие соответственно за рассеяние на электронных оболочках χ^{el} (6) и на резонансных ядрах $\hat{\chi}^{\text{nucl}}$ (7):

$$\hat{\chi} = \chi^{\text{el}} \hat{\delta} + \hat{\chi}^{\text{nucl}}, \quad (5)$$

$$\chi^{\text{el}} = -\frac{\lambda^2}{\pi} r_e \sum_n \rho_n (Z_n + \Delta f'_n + i \Delta f''_n), \quad (6)$$

$$\hat{\chi}^{\text{nucl}}(\omega) = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\Gamma_{\text{nat}}}{2} \frac{2L+1}{\sigma_{\text{res}} 2I_e + 1} \sum_j \rho_j^{\text{nucl}} I_j^{\text{LM}} \times \sum_{m_e, m_g} \frac{|\langle I_g m_g L \Delta m | I_e m_e \rangle|^2}{\hbar \omega - E_{jR}(m_e, m_g) + \frac{i\Gamma_{\text{nat}}}{2}} \hat{h}_{j\Delta m} \circ \hat{h}_{j\Delta m}^*, \quad (7)$$

где $\hat{\delta}$ — единичный тензор, $r_e = 2.818 \cdot 10^{-6}$ нм — классический радиус электрона, $\lambda = 0.086$ нм — длина волны резонансного излучения, ρ_n — объём

емная плотность атомов n -типа, Z_n — их атомный номер, $\Delta f'_n, \Delta f''_n$ — поправки на аномальную дисперсию. В окрестности ядерных сверхтонких переходов $E_{jR}(m_e, m_g)$ ядерная составляющая имеет сильную зависимость от энергии фотонов $\hbar\omega$, т. е. от частоты излучения $\hbar\omega \sim E_{jR}(m_e, m_g)$. Сверхтонкие переходы для ^{57}Fe определяются следующими параметрами: мультипольность перехода M1, т. е. $L = 1$, $I_e = 3/2$, $I_g = 1/2$, m_e и m_g — спины и магнитные квантовые числа основного и возбужденного состояний ядра ^{57}Fe соответственно, $\Delta m = m_e - m_g = \pm 1, 0$, $\langle I_g m_g L \Delta m | I_e m_e \rangle$ — коэффициенты Клебша–Гордана, $\hat{h}_{j\Delta m}$ — сферические орты системы осей сверхтонкого взаимодействия, точка между этими векторами \circ обозначает их внешнее произведение (диаду), именно оно определяет $\hat{\chi}^{\text{nucl}}$ как тензор. Остальные параметры в (7) — это f_j^{LM} — фактор Лэмба–Мёссбауэра, ρ_j^{nucl} — плотность резонансных ядер, характеризующихся сверхтонким взаимодействием j -го вида, $\sigma_{\text{res}} = 2.56 \cdot 10^{-4} \text{ нм}^2$ — сечение резонансного поглощения, $\Gamma_{\text{nat}} = 0.097 \text{ мм/с}$ ($4.665 \cdot 10^{-9} \text{ эВ}$) — естественная ширина возбужденного уровня.

Для скользящих углов падения угловые зависимости компонент тензора $\hat{\chi}^\perp$ в системе координат, представленной на рис. 2, принимают вид

$$\hat{\chi}_{\Delta m=0}^\perp \propto \begin{pmatrix} \hat{a}\hat{h}_{\Delta m} \circ \hat{h}_{\Delta m}^* \hat{a} & \hat{a}\hat{h}_{\Delta m} \circ \hat{h}_{\Delta m}^* \hat{q} \\ \hat{q}\hat{h}_{\Delta m} \circ \hat{h}_{\Delta m}^* \hat{a} & \hat{q}\hat{h}_{\Delta m} \circ \hat{h}_{\Delta m}^* \hat{q} \end{pmatrix} \approx$$

$$\approx \begin{pmatrix} \cos^2 \gamma \sin^2 \beta & \sin \beta \cos \beta \cos \gamma \\ \sin \beta \cos \beta \cos \gamma & \cos^2 \beta \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\hat{\chi}_{\Delta m=\pm 1}^\perp \propto \frac{1}{2} \times \begin{pmatrix} \sin^2 \gamma + \cos^2 \gamma \cos^2 \beta & -(\cos \beta \cos \gamma \mp i \sin \gamma) \times \\ & \times \sin \beta \\ -(\cos \beta \cos \gamma \pm i \sin \gamma) \times & \sin^2 \beta \\ & \times \sin \beta \end{pmatrix} \quad (9)$$

(индекс j у тензора $\hat{\chi}^\perp$ и углов γ, β мы опускаем).

Расчеты угловых зависимостей ядерно-резонансного отражения проводим с помощью пакета программ REFSPC [14], адаптированного для измерений ядерно-резонансного отражения с использованием ядерного монохроматора, т. е. когда ядерно-резонансное отражение измеряется на энергетической шкале [7]. В этом случае ядерно-резонансные рефлектометрические кривые вычисляем по формуле

$$I(\theta) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} R(\omega, \theta) d\omega, \quad (10)$$

где $\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2$ — интервал, в котором варьируется энергия падающего монохроматического излучения. С учетом того что поляризация пучка синхротронного излучения после ядерного монохроматора пер-

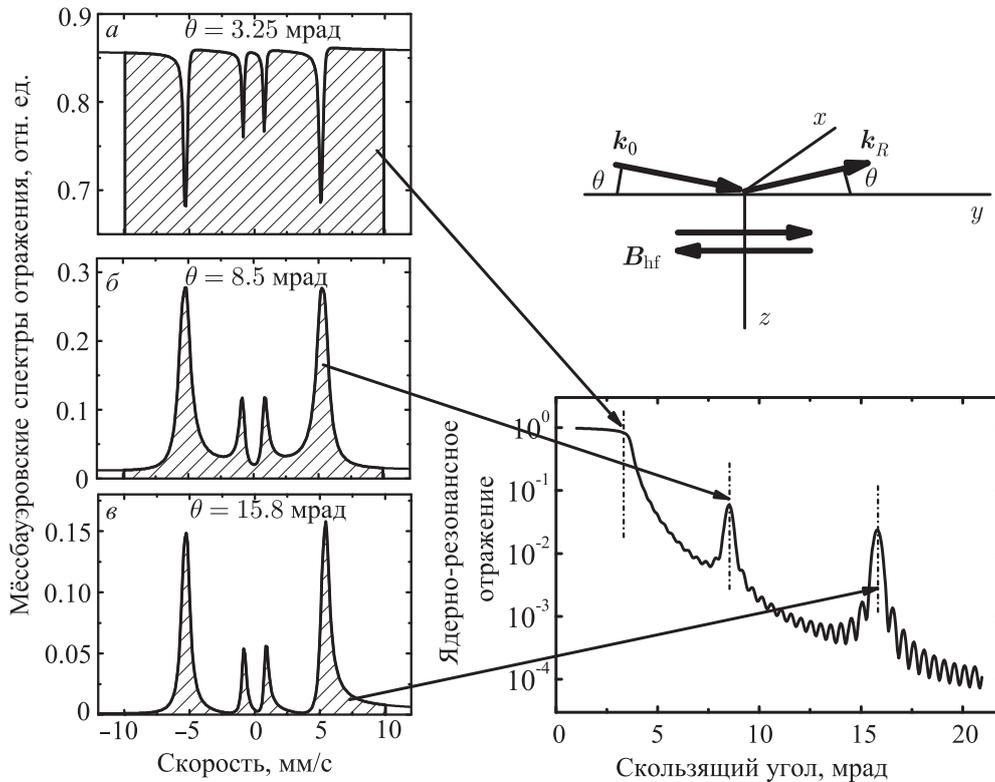


Рис. 3. Слева: мёссбауровские спектры ядерно-резонансного зеркального отражения от образца $[\text{Fe}(8 \text{ \AA})/\text{Cr}(20 \text{ \AA})]_{30}$, характеризующегося антиферромагнитным межслойным взаимодействием ($\pm \mathbf{B}_{\text{hf}} \parallel \mathbf{k}_0$) для критического угла $\theta = 3.25$ мрад (а), «магнитного» максимума при $\theta = 8.5$ мрад (б) и брэгговского максимума первого порядка при $\theta = 15.8$ мрад (в). Справа: кривая ядерно-резонансного отражения, получаемая интегрированием спектров отражения (заштрихованные области на спектрах слева)

пендикулярна поверхности образца [7], а мёссбауэровский переход в ^{57}Fe является магнито-дипольным, т. е. с ядром взаимодействует магнитное поле излучения, интенсивность отражения получается из амплитудной матрицы отражения для тангенциальных компонент магнитного поля излучения \hat{r} (3) следующим образом:

$$R(\omega, \theta) = |r_{zz}(\omega, \theta)|^2 + |\sin \theta r_{xz}(\omega, \theta)|^2. \quad (11)$$

2. Модельные расчеты

Для моделирования была рассмотрена многослойная структура $[^{57}\text{Fe}(8 \text{ \AA})/\text{Cr}(20 \text{ \AA})]_{30}$ (период $D = 28 \text{ \AA}$, соответствующий угол Брэгга $\theta = 15.8$ мрад); сверхтонкое взаимодействие в слоях ^{57}Fe характеризовалось $\mathbf{B}_{\text{hf}} = 33 \text{ Т}$ с уширением

$\Delta B_{\text{hf}} = 0.5 \text{ Т}$. Характерные энергетические спектры в случае антиферромагнитного (АФ) межслойного упорядочения с направлением намагниченности вдоль пучка СИ ($\pm \mathbf{B}_{\text{hf}} \parallel \mathbf{k}_0$) для различных углов скольжения представлены на рис. 3.

Интегрирование спектров отражения для каждого угла скольжения проводилось в интервале от -10 до $+10$ мм/с (закрашенная область на рис. 3). Были рассмотрены структуры с различным типом магнитного межслойного упорядочения. Отметим качественное отличие ядерных рефлектометрических кривых, измеряемых интегрированием по мёссбауэровскому спектру отражения и по задержанному сигналу. В первом случае в области полного отражения ($\theta < 3$ мрад) получается практически плато (рис. 4), как и для рентгеновских рефлектометри-

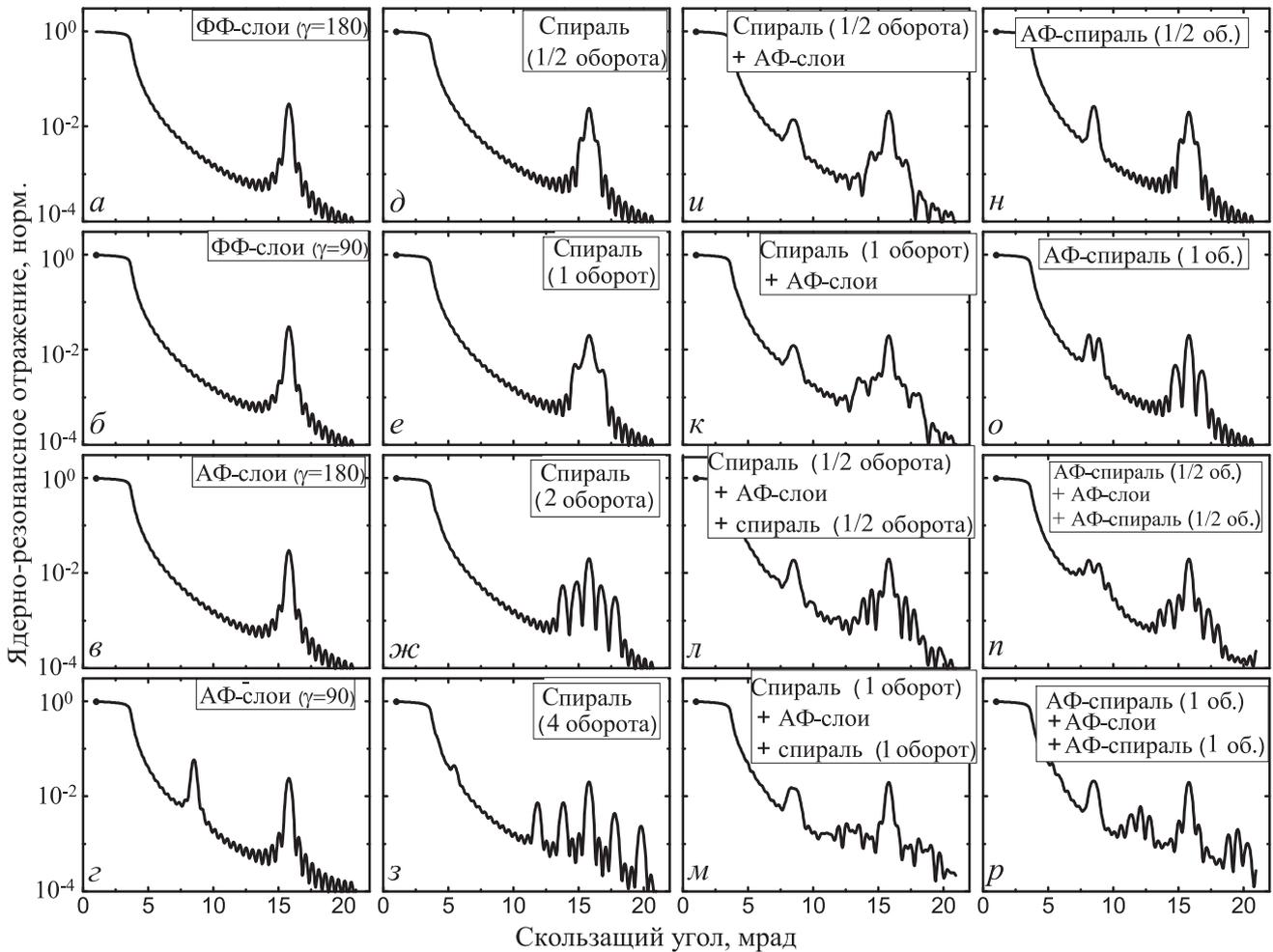


Рис. 4. Угловые зависимости ядерно-резонансного отражения для: *первый столбик* — ферромагнитного межслойного упорядочения (ФФ) и $\pm \mathbf{B}_{\text{hf}} \perp \mathbf{k}_0$ (а), ферромагнитного межслойного упорядочения (ФФ) и $\pm \mathbf{B}_{\text{hf}} \parallel \mathbf{k}_0$ (б), антиферромагнитного межслойного упорядочения (АФ) и $\pm \mathbf{B}_{\text{hf}} \perp \mathbf{k}_0$ (в), антиферромагнитного межслойного упорядочения (АФ) и $\pm \mathbf{B}_{\text{hf}} \parallel \mathbf{k}_0$ (г); *второй столбик* — спирального межслойного упорядочения с различным числом оборотов намагниченности по глубине структуры: 1/2 оборота (д), 1 оборот (е), 2 оборота (ж), 4 оборота (з) (везде магнитный период составляет 8 D); *третий столбик* — 1/2 оборота спирали (15 D) + АФ-слои (15 D) (и), 1 оборот спирали (15 D) + АФ-слои (15 D) (к), 1/2 оборота спирали (8 D) + АФ-слои (14 D) + 1/2 оборота спирали (8 D) (л), 1 оборот спирали (8 D) + АФ-слои (14 D) + 1 оборот спирали (8 D) (м); *четвертый столбик* — 1/2 оборота спирали из АФ-слоев (н), 1 оборот спирали из АФ-слоев (8 D) (о), 1/2 оборота спирали из АФ-слоев (8 D) + АФ-слоев (14 D) + 1/2 оборота спирали из АФ-слоев (8 D) (п), 1 оборот спирали из АФ-слоев (8 D) + АФ-слои (14 D) + 1 оборот спирали из АФ-слоев (8 D) (р)

ческих кривых, а во втором случае имеем острый пик в критическом угле [4–6] (его объяснение дано в [15]).

Проведенные расчеты (рис. 4) показывают, что антиферромагнитное межслойное упорядочение (АФ-структура), удваивающее магнитный период по сравнению со структурным, приводит к появлению сверхструктурного максимума отражения («магнитного» максимума) на кривых ядерной рефлектометрии, но только в тех случаях, когда направление намагниченности в слоях имеет составляющую вдоль пучка СИ (рис. 4, *з*). Спиральное распределение намагниченности по глубине структуры (рис. 4, *д–з*) приводит к появлению сателлитов вблизи максимума первого порядка, расстояние которых от основного максимума увеличивается с уменьшением периода спирали, однако «магнитный» максимум (при $\theta = 8.5$ мрад) при этом не появляется. При небольшом числе оборотов сателлиты не отделяются от основного максимума и возникает только его уширение, как, например, на рис. 4, *д*. Спиральное закручивание АФ-пары слоев (рис. 4, *н, о*) характеризуется как уширением основного максимума, так и наличием уширенного «магнитного» максимума, с увеличением числа оборотов спирали в структуре происходит расщепление как структурного максимума с появлением сателлитов, так и «магнитного». Комбинирование различных типов магнитного упорядочения (рис. 4, *и–м, п, р*) в структуре позволяет получить очень разнообразные формы ядерных рефлектометрических кривых. В частности, график на рис. 4, *р* имеет уширенный «магнитный» максимум и некоторый боковой сателлит у основного максимума, что качественно воспроизводит экспериментальные данные для образца $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cr}(70 \text{ \AA})/[^{57}\text{Fe}(8 \text{ \AA})/\text{Cr}(20 \text{ \AA})]_{30}/\text{Cr}(12 \text{ \AA})$, полученные в [8]. Численную же обработку экспериментальных угловых зависимостей в методе ядерно-резонансного отражения следует проводить вместе с подгонкой экспериментальных мёссбауэровских спектров отражения, измеренных для брэгговских углов отражения (см., например, [6]), что предполагается сделать в последующей работе.

Заключение

Метод ядерно-резонансного отражения активно развивается на синхротронах 3-го поколения, чему весьма способствует недавняя установка на станциях ядерных монохроматоров [7]. Мёссбауэровские спектры отражения, измеряемые при разных углах

скольжения, и угловые зависимости ядерно-резонансного отражения являются источником ценной информации о физических и магнитных свойствах наноразмерных слоев, что весьма актуально на современном этапе развития нанотехнологии. В настоящей работе мы проанализировали влияние разных типов магнитного упорядочения в многослойной структуре на угловые зависимости ядерно-резонансного отражения, измеряемые как интеграл по мёссбауэровским спектрам отражения, и показали, что их характерные особенности позволяют выявить наличие антиферромагнитного, а также спирального межслойного упорядочения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 13-02-00760-а, 15-02-01674-а, 15-02-01502-а).

Список литературы

1. Röhlsberger R., Thomas H., Schlage K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. **89**. 237201.
2. Andreeva M.A., N.G. Monina N.G., Häggström L. et al. // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Res. 2008. **B266**. P. 187.
3. Андреева М.А., Овчинникова Е.Н. Синхротронные исследования в физике твердого тела. Ч. 3. Ядерно-резонансные («мёссбауэровские») эксперименты на синхротронах. М., 2010.
4. Toellner T.L., Sturhahn W., Röhlsberger R., Alp E.E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. **74**. P. 3475.
5. Diederich Th., Couet S., Röhlsberger R. // Phys. Rev. B. 2007. **76**. P. 054401.
6. Andreeva M., Gupta A., Sharma G. et al. // Phys. Rev. B. 2015. **76**. P. 134403.
7. Potapkin G.V., Chumakov A.I., Smirnov G.V., Celse J.-P. et al. // J. Synchrotron Rad. 2012. **19**. P. 559.
8. http://itp.esrf.fr/pub/UserReports/55167_A.pdf (Experimental report at ESRF).
9. te Velthuis S.G.E., Jiang J.S., Bader S.D., Felcher G.P. // Phys. Rev. Lett. 2002. **89**. P. 127203.
10. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М., 1981. Гл. IV, § 4.7.
11. Борздов Г.Н., Барковский Л.М., Лаврукович В.И. // Журн. прикл. спектроскопии. 1976. **25**. С. 526.
12. Андреева М.А., Росете К. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. **27**, № 3. С. 57.
13. Андреева М.А., Кузьмин Р.Н. Мёссбауэровская и рентгеновская оптика поверхности. М., 1996.
14. <http://www.esrf.eu/computing/scientific/REFTIM/MAIN.htm>.
15. Андреева М.А., Линдгрен Б. // Письма в ЖЭТФ. 2002. **76**, № 12. С. 833.

Modeling of the angular dependences of nuclear resonant reflectivity for different types of noncollinear magnetic ordering**R. A. Baulin^a, M. A. Andreeva^b***Department of Solid State Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.**E-mail: ^aromanbaulin17@gmail.com, ^bmandreeva1@yandex.ru.*

The peculiarities of nuclear-resonance reflectometry (NRR) for different types of magnetic ordering in multilayers are considered. The theory of NRR for noncollinear magnetic structures is briefly presented. Model calculations are carried out for the [⁵⁷Fe(8 Å)/Cr(20 Å)]₃₀ structure, in which the magnetization varies with depth in different ways. The results show that the “magnetic” maximum on the NRR curve occurs only when the directions of the hyperfine fields in adjacent iron layers have different projections on the synchronous beam direction. Spiral alignment of the multilayer magnetization causes the emergence of satellites near the Bragg maximum, while the “magnetic” maximum does not occur. With more complicated magnetic ordering profiles the characteristic features of available experimental curves can be explained.

Keywords: Mössbauer spectroscopy, nuclear-resonance scattering, noncollinear magnetic multilayer structures.

PACS: 76.80.+y, 75.70.-i.

Received 16 November 2015.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2016. **71**, No. 2. Pp. 180–185.

Сведения об авторах

1. Баулин Роман Алексеевич — аспирант; e-mail: romanbaulin17@gmail.com.

2. Андреева Марина Алексеевна — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; e-mail: mandreeva1@yandex.ru.