

Резонансное рассеяние рентгеновского излучения в условиях зеркального отражения

М. А. Андреева* Р. А. Баулин†

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
 физический факультет, кафедра физики твердого тела
 Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2
 (Статья поступила 30.06.2019; Подписана в печать 01.07.2019)

Развита кинематическая теория резонансного рассеяния рентгеновского излучения в условиях полного внешнего отражения, в которой показано, что резонансные добавки к амплитудам отражения в этих условиях модулируются квадратом амплитуды полного поля излучения. Модельные расчеты показали применимость развитого приближения при условии малости резонансной добавки к амплитуде отражения. Селекция резонансной составляющей интенсивности отражения возможна с помощью анализатора поляризации отраженного излучения в случае, если падающее излучение линейно поляризовано, а резонансное рассеяние характеризуется наличием дихроичной составляющей (как, например, в случае магнитного рассеяния). Приведены результаты измерений угловых зависимостей $\sigma \rightarrow \pi'$ или $\pi \rightarrow \sigma'$ отражения и мессбауэровских спектров $\pi \rightarrow \sigma'$ отражения при разных углах скольжения, подтверждающие предсказанное влияние стоячих рентгеновских волн на отражение с «повернутой» поляризацией и демонстрирующие эффективность применения поляризационного анализа в рентгеновской и мессбауэровской рефлектометрии для исследования профилей магнитного упорядочения в многослойных пленках.

PACS: 13.88.+e, 61.05.cm, 76.80.+y, 68.49.Uv, 75.70.Ak.

УДК: 537.87, 538.97, 535.5, 538.975.

Ключевые слова: рентгеновский магнитный круговой дихроизм, рентгеновская рефлектометрия, многослойные магнитные пленки, края поглощения, рентгеновские стоячие волны, мессбауэровская рефлектометрия.

ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновские исследования на длинах волн вблизи краев поглощения атомов, активно развиваемые на синхротронах, дают уникальную элементно-селективную информацию о химических связях и магнитных моментах атомов в различных объектах (например, обзоры [1–6]).

Исследования многослойных магнитных пленок, являющихся важнейшими элементами для спинтроники, сенсорики и других технологических приложений, наиболее эффективно можно проводить в геометрии зеркального отражения. Рентгеновская резонансная магнитная рефлектометрия (XRMR — X-ray resonant magnetic reflectivity) предоставляет уникальные возможности в исследованиях профилей распределения магнитных моментов резонансных атомов по глубине в различных многослойных структурах [7–12].

Поляризация излучения играет в таких исследованиях важнейшую роль. В рентгеновской резонансной магнитной рефлектометрии измеряется, как правило, асимметрия коэффициента отражения по двум ортогональным поляризациям падающего излучения. При наличии магнитного упорядочения в образце вдоль пучка излучения используют круговые поляризации рентгеновского излучения, которые генерируются или формируются на специализированных синхротронных станциях. Эффект кругового дихроизма в спектрах отражения не просто связан с профилями магнитного упо-

рядочения по глубине пленок. Интерпретация данных магнитной рефлектометрии при наличии сложных неколлинеарных магнитных структур базируется на 4x4-матричной теории отражения [13–15], сводящейся к достаточно времязатратному алгоритму подгонки данных [16].

1. СТОЯЧИЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ВОЛНЫ И ЭФФЕКТ ДИХРОИЗМА В ОТРАЖЕНИИ

Дихроизм при взаимодействии рентгеновского излучения с веществом, как правило, достаточно маленький эффект. Для его описания при отражении от многослойных пленок будем использовать аналогию с отражением от ультратонкого слоя, помещенного в многослойную отражающую среду. Для этого случая в [17, 18] получена общая формула

$$r^d(z) = T(z)T'(z)(1 + R^{below}(z))^2 r^d, \quad (1)$$

где r^d амплитуда отражения от ультратонкого слоя в вакууме:

$$r^d = \frac{ikd\chi}{2\sin\theta}. \quad (2)$$

В (2) χ — восприимчивость ультратонкого слоя, θ — угол скольжения излучения к поверхности слоя, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновой вектор монохроматической волны в вакууме, d — толщина ультратонкого слоя, R^{below} — амплитудный коэффициент отражения от нижележащих слоев, $T(z)$, $T'(z)$ — множители, описывающие поглощение излучения в вышележащих слоях для волн

*E-mail: mandreeva@yandex.ru

†E-mail: baulin.roman@physics.msu.ru

в прямом и обратном направлениях:

$$T(z)T'(z) = e^{2i(\phi_1+\dots+\phi_{j-1})} \times \frac{(1-r_1^2)(1-r_2^2)\dots(1-r_j^2)}{(1+r_1R_0)^2(1+r_2R_1e^{2i\phi_1})^2\dots(1+r_jR_{j-1}e^{2i\phi_{j-1}})^2}, \quad (3)$$

где $r_{1,\dots,j}$, $R_{1,\dots,j-1}$ — коэффициенты однократного (френелевского) и многократного отражений на границах вышележащих слоев, $\phi_j = k\sqrt{\sin^2\theta + \chi_j}d_j$ — набег фазы при прохождении излучением j -го слоя.

Легко понять, что множители, стоящие перед r^d представляют собой не что иное, как квадрат амплитуды суммарного поля излучения $E_{tot}^2(z)$ (проходящая плюс отраженная волны) на глубине z расположения ультратонкого слоя, то есть (1) можно переписать в виде:

$$r^{d'}(z) = E_{tot}^2(z) r^d. \quad (4)$$

Таким образом, амплитуда отражения от ультратонкого слоя модулируется амплитудой стоячей рентгеновской волны в квадрате.

Вычисление амплитуды стоячей рентгеновской волны для слоисто неоднородной среды в пренебреже-

нии анизотропными (магнитными) добавками к восприимчивости может быть выполнена достаточно просто стандартными в рентгеновской оптике способами: с помощью рекуррентных соотношений Паррота [19] или с помощью 2×2 матриц распространения [20, 21].

В случае, когда взаимодействие излучения со слоем анизотропно, то есть его восприимчивость χ для рассматриваемой частоты излучения является тензором (для рентгеновского излучения это имеет место обычно вблизи краев поглощения), который в общем случае представим матрицей:

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

то, выбирая систему координат следующим образом: ось z по нормали к поверхности, ось y — в плоскости отражения вдоль поверхности, амплитудный коэффициент отражения от этого слоя получим в σ - и π -поляризационных ортах в виде [22]:

$$\hat{r}^d \cong \frac{ikd}{2\sin\theta} \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \sin\theta - \chi_{xz} \cos\theta \\ -\chi_{yx} \sin\theta - \chi_{zx} \cos\theta & \chi_{zz} \cos^2\theta - \chi_{yy} \sin^2\theta + \cos\theta \sin\theta(\chi_{yz} - \chi_{zy}) \end{pmatrix} \quad (6)$$

Учтем связь восприимчивости χ и амплитуды рассеяния f в рентгеновском диапазоне, а также то, что зарядовое рассеяние не изменяет поляризацию, а магнитное рассеяние следует представить матрицей $\Delta\hat{f}_{\text{magn}}$ в ортах σ - и π -поляризаций:

$$\chi = \frac{4\pi}{k^2}\rho, \quad f = \frac{\lambda^2}{\pi}\rho, \\ f = \frac{\lambda^2}{\pi}\rho \begin{pmatrix} f_0^{\sigma \rightarrow \sigma'} & 0 \\ 0 & f_0^{\pi \rightarrow \pi'} \end{pmatrix} + \frac{\lambda^2}{\pi}\rho_{\text{magn}} \begin{pmatrix} \Delta f_{\text{magn}}^{\sigma \rightarrow \sigma'} & \Delta f_{\text{magn}}^{\sigma \rightarrow \pi'} \\ \Delta f_{\text{magn}}^{\pi \rightarrow \sigma'} & \Delta f_{\text{magn}}^{\pi \rightarrow \pi'} \end{pmatrix} \quad (7)$$

(ρ — объемная плотность рассеивающих центров). С учетом (7), соотношение (6) для магнитного вклада в амплитуду отражения может быть переписано в виде:

$$\hat{r}_{\text{magn}}^d \cong \frac{i\lambda}{\sin\theta}\rho_{\text{magn}} d \begin{pmatrix} \Delta f_{\text{magn}}^{\sigma \rightarrow \sigma'} & \Delta f_{\text{magn}}^{\sigma \rightarrow \pi'} \\ \Delta f_{\text{magn}}^{\pi \rightarrow \sigma'} & \Delta f_{\text{magn}}^{\pi \rightarrow \pi'} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Очевидно, что, если магнитное рассеяние $\Delta\hat{f}_{\text{magn}}$ в образце является очень малой добавкой к обычному зарядовому рассеянию f_0 , его добавку $\Delta\hat{R}_{\text{magn}}$ к амплитуде отражения от всей магнитной структуры мож-

но считать в соответствии с (4):

$$\Delta\hat{R}_{\text{magn}} = \frac{i\lambda}{\sin\theta} \int \rho_{\text{magn}}(z) \Delta\hat{f}_{\text{magn}}(z) E^2(\theta, z) dz \quad (9)$$

В общей интенсивности отраженной волны диагональные члены матрицы $\Delta\hat{R}_{\text{magn}}$ будут интерферировать с амплитудой зарядового рассеяния. Но, поскольку зарядовое рассеяние не приводит к изменению σ - и π -поляризаций, отражение с измененной («повернутой») поляризацией (соответствующее недиагональным элементам в (9)) представляет магнитное рассеяние в чистом виде. Если падающее излучение σ -поляризовано (что почти всегда имеет место для синхротронных станций), то, используя анализатор поляризации, можно выделить в отраженном пучке ортогональную π' -поляризацию, для которой получаем:

$$I_{\sigma \rightarrow \pi'}(\theta) = \left(\frac{\lambda}{\sin\theta}\right)^2 \times \left| \int i \rho_{\text{magn}}(z) \Delta f_{\text{magn}}^{\sigma \rightarrow \pi'}(z) E_{\sigma}^2(\theta, z) dz \right|^2. \quad (10)$$

Отметим, что обычно измеряемая при исследованиях профилей магнитного упорядочения асимметрия отражения для круговых поляризаций

$$A = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}, \tag{11}$$

хотя и усилена интерференцией магнитной и немагнитной составляющих амплитуд рассеяния, поскольку

$$(I_+ - I_-) = 2(\text{Re}r_{\pi \rightarrow \pi'} \text{Im}r_{\sigma \rightarrow \pi'} + \text{Re}r_{\pi \rightarrow \sigma'} \text{Im}r_{\sigma \rightarrow \sigma'} - \text{Re}r_{\sigma \rightarrow \pi'} \text{Im}r_{\pi \rightarrow \pi'} - \text{Re}r_{\sigma \rightarrow \sigma'} \text{Im}r_{\pi \rightarrow \sigma'}), \tag{12}$$

но представляет определенные трудности в интерпретации магнитных характеристик среды из-за смешивания разных характеристик среды.

Вычисления магнитной добавки к амплитуде отражения по формуле (9) существенно быстрее, чем по общей теории отражения от неоднородных слоистых сред с использованием 4×4 матриц распространения. Для вычисления амплитуды полного поля в функции глубины $E(\theta, z)$ можно использовать обычную в рентгеновской оптике теорию отражения, не включающую эффекты смешивания поляризации в пренебрежении магнитными добавками к амплитуде рассеяния.

Проверку применимости такого упрощенного расчета демонстрирует рис. 1 [22]. Расчеты проведены для многослойной структуры $[\text{Ti}(3 \text{ нм})/\text{Gd}(4 \text{ нм})]_8$ для излучения с энергией фотонов $E_{ph} = 7930 \text{ эВ}$ (L_2 край поглощения Gd, $\lambda = 0.1563 \text{ нм}$), восприимчивости для слоев Ti взяты из таблиц [23] ($\chi_0^{\text{Ti}} = (-27.83 + 2.4i) \times 10^{-6}$), а для Gd, включая магнитные добавки к амплитуде рассеяния, из литературы [24] ($\chi_0^{\text{Gd}} = (-31.0 + 10.0i) \times 10^{-6}$ and $\Delta\chi_m^{\text{Gd}} = (-0.1 - 0.23i) \times 10^{-6}$).

Рассчитанную для рассматриваемой многослойной структуры функцию $E^2(\theta, z)$ (рис. 1) можно использовать при расчете отражения с «повернутой» поляризацией и асимметрии $\sigma \rightarrow \pi'$ отражения для различных типов магнитного упорядочения в этой структуре. Представленные результаты расчетов на рис. 2. для случаев ферромагнитного, антиферромагнитного и спирального межслойного упорядочения также демонстрируют идеальное согласие приближенного и точного расчетов.

Тестовые расчеты по точной теории [15, 16] и по формулам (10), (9), (11) (сплошные и пунктирные кривые на рис. 1, 2) показали идеальное согласие. Отметим, что, в отличие от предложенного в [25] обычного кинематического приближения при вычислениях магнитных добавок к амплитуде отраженной волны, развитый нами алгоритм (9), учитывающий модуляции полного поля излучения в структуре (стоячие рентгеновские волны «в квадрате»), прекрасно совпадает с точным расчетом и в области полного отражения, где обычная кинематическая теория не работает. Поэтому мы называем развитый нами подход обобщенной кинематической теорией. Отказ от 4×4 матричных вычислений в развитом приближении при обработке экспериментальных данных, полученных для сложных типов магнитного упорядочения, например магнитных спиралей, радикально ускоряет счет.

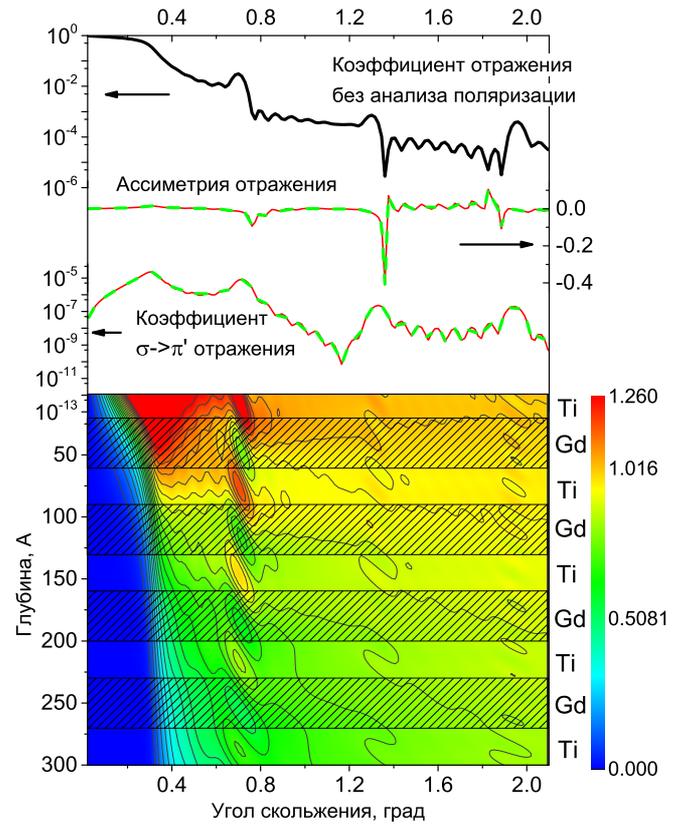


Рис. 1: Распределение интенсивности стоячих волн в квадрате $|E_z^2(\theta, z)|^2$ в функции угла скольжения и глубины в многослойной структуре $[\text{Ti}(3 \text{ нм})/\text{Gd}(4 \text{ нм})]_8$ (нижняя панель), полный коэффициент отражения от этой структуры (верхняя кривая), асимметрия отражения по знаку круговой поляризации (средняя кривая) и коэффициент $\sigma \rightarrow \pi'$ отражения (нижняя кривая), вклад в которую дает только магнитная компонента амплитуды рассеяния от намагниченных в плоскости рассеяния слоев Gd (заштрихованы). Расчеты по формулам (10), (9), (11) представлены сплошными линиями, по точной теории — пунктирными линиями

На рис. 1,2 хорошо видно, что кривые $\sigma \rightarrow \pi'$ отражения имеют существенно меньшую интенсивность, чем кривые асимметрии отражения по знаку круговой поляризации (как мы отмечали, последние кривые усилены интерференцией с существенно большими диагональными элементами матрицы рассеяния), однако, они также представляют все характерные особенности магнитного рассеяния.

Выделение в экспериментах на отражение компоненты с «повернутой» поляризацией существенно расширяет возможности метода рефлектометрии, в первую очередь для детектирования магнитной компоненты рассеяния в чистом виде и исследования профилей магнитного упорядочения, но также и для выделения, например, чисто ядерной составляющей в экспериментах по ядерно-резонансному рассеянию синхротронного излучения, позволяющего не только подавлять гигант-

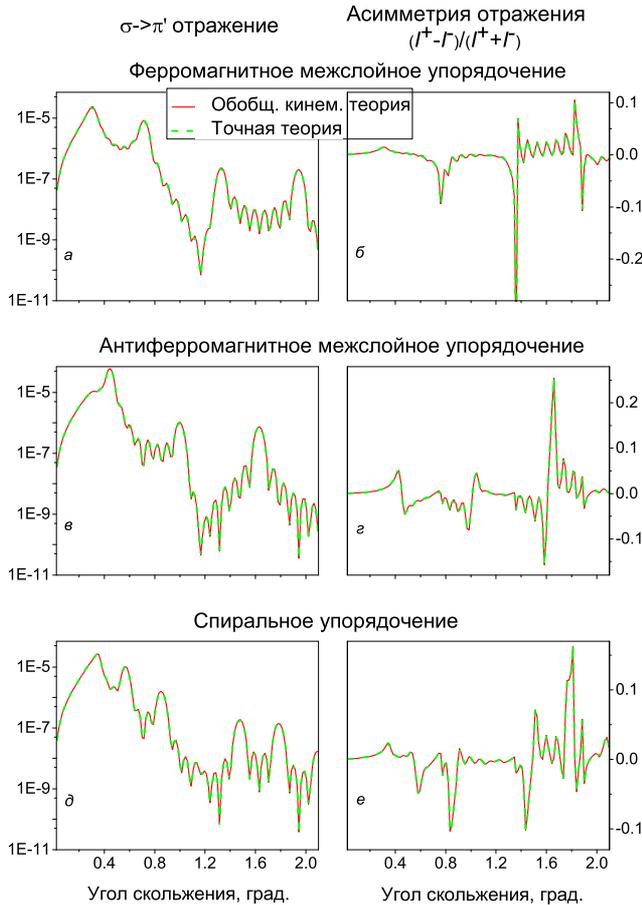


Рис. 2: Угловые зависимости коэффициента $\sigma \rightarrow \pi'$ отражения (левая часть) и асимметрии отражения по знаку круговой поляризации (правая часть) для той же структуры $[\text{Gd}(4 \text{ nm})/\text{Ti}(3 \text{ nm})]_8$, но с разными типами магнитного упорядочения для слоев гадолиния: ферромагнитное межслойное упорядочение, как и для рис. 1: (а, б), антиферромагнитное межслойное упорядочение: (в, г), спиральное магнитное упорядочение слоев гадолиния с магнитным периодом 28 нм: (д, е). Расчеты по формулам (8), (10), (11) представлены сплошными линиями, по точной теории — пунктирными линиями

ский фон электронного рассеяния [26, 27], но и исследовать мессбауэровские спектры рассеяния без использования специальных ядерных монохроматоров [28]. Преимуществом таких экспериментов является то, что они реализуются с линейной (а не с круговой) поляризацией излучения, естественной для синхротронных источников.

Важным моментом, следующим из полученной формулы (9) является то, что при селекции малых дихроичных добавок поляризационным методом в эксперименте значительно повышается селективность исследования по глубине, обусловленная «весовым» фактором $|E_\sigma^2(\theta, z)|^2$ для таких добавок. Рис. 3 иллюстрирует, что в области углов полного внешнего отражения изме-

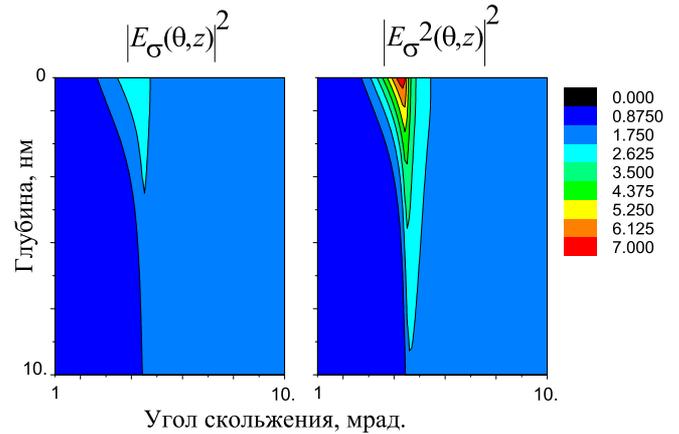


Рис. 3: Карты распределения интенсивностей в функции глубины и угла скольжения для полного поля $|E_\sigma(\theta, z)|^2$ и полного поля «в квадрате» $|E_\sigma^2(\theta, z)|^2$ в полубесконечной пленке железа для излучения с длиной волны 0.086 нм (14.4 кэВ)

нение этого фактора $|E_\sigma^2(\theta, z)|^2$ с глубиной характеризуется более ярким контрастом, чем изменение интенсивности $|E_\sigma(\theta, z)|^2$, используемой в обычных методах стоячих рентгеновских волн для получения селективной по глубине информации.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ

Наиболее явным свидетельством влияния стоячих волн на отражение с «повернутой» поляризацией является наличие острого пика на угловых зависимостях такого отражения при критическом угле полного внешнего отражения. Эту особенность удалось наблюдать экспериментально.

На станции ядерно-резонансного рассеяния ID18 Европейского источника синхротронного излучения (ESRF) с использованием ядерного монохроматора (SMS — Synchrotron Mössbauer Source), дающего практически полностью π -поляризованное излучение, и монокристалла кремния для селекции отраженно- σ -поляризованного излучения (двукратное (840) отражение с углом Брэгга $\theta_B = 45.1^\circ$ для 14.4 кэВ излучения) получена угловая зависимость мессбауэровского $\pi \rightarrow \sigma'$ отражения от многослойной пленки $[\text{57Fe}(0.8 \text{ nm})/\text{Cr}(1.05 \text{ nm})]_{30}$, намагниченной вдоль пучка излучения— рис. 4. Детали эксперимента описаны в [29]. Это первое наблюдение пика вблизи критического угла для отражения с «повернутой» $\pi \rightarrow \sigma'$ поляризацией.

Для рентгеновского рассеяния эксперимент проведен на станции ФАЗА Курчатовского источника синхротронного излучения (КИСИ). Измерялись кривые отражения от пленки $\text{Gd}_{0.23}\text{Co}_{0.77}$, намагниченной вдоль пучка излучения, на излучении в L_2 крае поглощения гадолиния (с энергией фотонов 7930 эВ). Анализаторо-

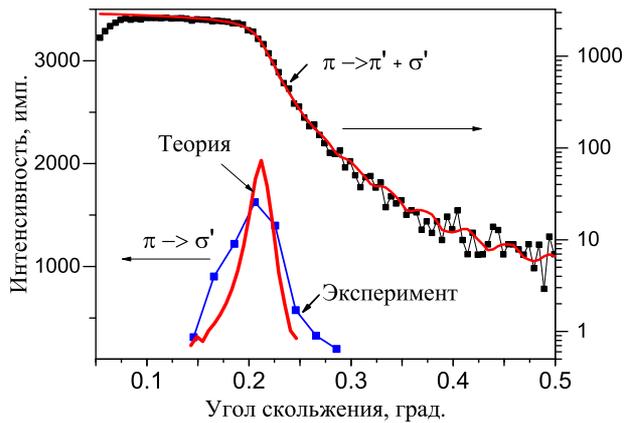


Рис. 4: Угловая зависимость ядерно-резонансного отражения без селекции по поляризации ($\pi \rightarrow \pi' + \sigma'$) и с селекцией σ -поляризации ($\pi \rightarrow \sigma'$) для образца $[^{57}\text{Fe}(0.8 \text{ нм})/\text{Cr}(1.05 \text{ нм})]_{30}$. Символы — экспериментальные точки, сплошные линии — теоретический расчет. Из работы [29]

ром поляризации отраженного излучения служил монокристалл кремния (отражение (422), $2\theta_B = 89.682^\circ$). Магнитное упорядочение для чистого гадолиния, приводящее к появлению малой магнитной добавки к амплитуде рассеяния вблизи L -краев поглощения, имеет место только для низких температур, поэтому для эксперимента выбрано соединение с железом, обеспечивающее магнитное упорядочение при комнатной температуре. Температура компенсации $T_{comp} \sim 433 \text{ К}$ для исследуемого образца (при которой магнитные моменты атомов гадолиния, антипараллельные магнитным моментам атомов железа, полностью обнуляют общую намагниченность) была определена в [30]. Поэтому при комнатной температуре атомы гадолиния заведомо обладали магнитными моментами. Падающее излучение не было чисто σ -поляризованным и содержало значительную примесь π -поляризации, что маскировало искомый эффект. Кривая интенсивности $\sigma \rightarrow \pi'$ отражения, приведенная на рис. 5, получена как разность кривых отражения измеренных с анализатором и без анализатора, но с соответствующим весом, поскольку так убиралась нежелательная добавка в отражение с селекцией по поляризации от π -поляризованного излучения, присутствующего в падающем пучке. Эта процедура существенно ухудшала статистику полученной кривой, но пик вблизи критического угла все же наблюдаем (рис. 5).

3. МЕССБАУЭРОВСКАЯ СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ С АНАЛИЗОМ ПОЛЯРИЗАЦИИ

В экспериментах по мессбауэровскому отражению измеряют не только угловые зависимости интегрального ядерно-резонансного отражения, но и мессбауэ-

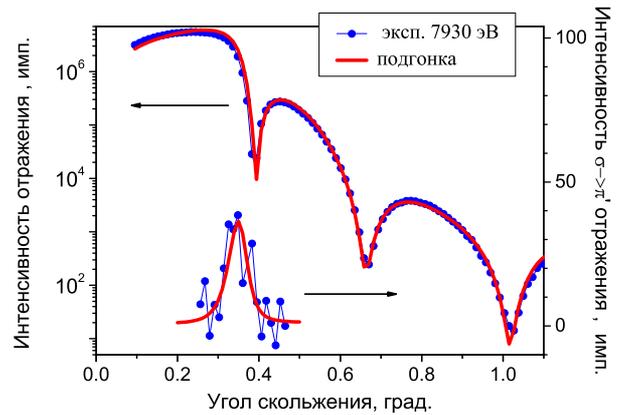


Рис. 5: Кривые отражения σ -поляризованного излучения без анализа поляризации и с селекцией «повернутой» $\sigma \rightarrow \pi'$ поляризации для образца $\text{Ti}/\text{Gd}_{0.23}\text{Co}_{0.77}$ (250 нм)/ Ti (10 нм), измеренные на L_2 крае поглощения Gd. Символы — экспериментальные точки, сплошные линии — теоретический расчет. Из работы [31]

ровские спектры отражения при разных углах скольжения, что дает возможность изучать распределение сверхтонкого магнитного поля по глубине образца [32, 33]. Использование в таких экспериментах анализатора поляризации отраженного излучения существенно помогает в подобных исследованиях.

Измеренные в критическом угле мессбауэровские спектры отражения без анализа поляризации и с селекцией $\pi \rightarrow \sigma'$ отражения от образца $[^{57}\text{Fe}_{10}/\text{V}_{10}]_{20}$ оказались впечатляюще различными (см. рис. 6, а, б), и не только по форме резонансных линий. Эксперимент проведен на станции ID18, ESRF с использованием ядерного монохроматора, но в отличие от эксперимента [29] для анализа поляризации использовался мозаичный монокристалл LiF (отражение (622) с углом Брэгга $\theta_B = 44.98^\circ$), имеющий существенно большую угловую апертуру для регистрации несколько расходящегося отраженного излучения. Схема эксперимента и детали измерения приведены в [34]. Это позволило измерять угловые зависимости и мессбауэровские спектры $\pi \rightarrow \sigma'$ отражения при разных углах скольжения с достаточно хорошей статистикой.

Резонансные линии в $\pi \rightarrow \sigma'$ спектрах представлены пиками, а в спектрах без анализа поляризации для углов скольжения в области полного отражения провалами, что было предсказано теоретически [29]. Существенно новым обстоятельством оказалось то, что в спектре без анализа поляризации хорошо просматриваются резонансные линии, не присутствующие в спектрах $\pi \rightarrow \sigma'$ отражения.

Поскольку измерения проводились при насыщении во внешнем магнитном поле, мы проинтерпретировали дополнительные фазы, проявляющиеся в спектре, измеренном без анализа поляризации в критическом угле, как антиферромагнитные или суперпарамагнитное

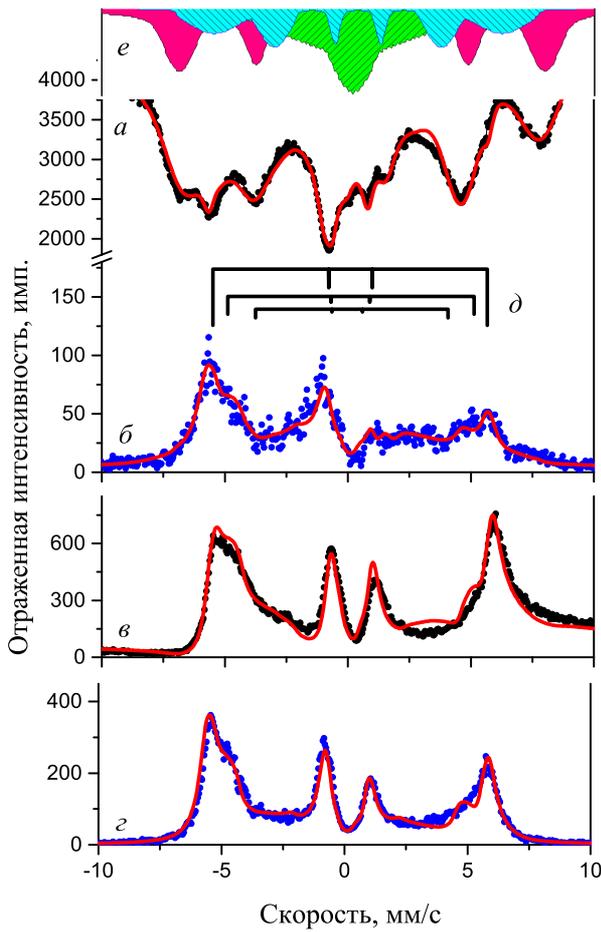


Рис. 6: Мессбауэровские спектры отражения, измеренные в критическом угле (а, б) и в брэгговском максимуме первого порядка (в, г) от сверхструктуры $[^{57}\text{Fe}_{10}/\text{V}_{10}]_{20}$ без анализа поляризации (а, в) и с селекцией $\pi \rightarrow \sigma'$ отражения (б, г). Рис. 6,д представляет спектральные компоненты, использованные для подгонки спектров (б, в, г), а рис. 6,е — дополнительные парциальные спектры, потребовавшиеся для обработки спектра, измеренного в критическом угле без анализа поляризации (рис. 6,а). Измерения проведены при температуре ~ 4 К и магнитном поле 1 Т, приложенном вдоль пучка излучения. Символы — экспериментальные точки, сплошные линии — подгонка. Из работы [34]

окисные соединения железа. Такое заключение следует из того обстоятельства, что дихроичные добавки к амплитуде рассеяния, проявляющиеся в возникновении отражения с «повернутой» поляризацией, могут возникать только для выстроенных в направлении пучка излучения ферромагнитных фаз. Отсутствие представленных на рис. 6,е компонент в спектрах, измеренных в брэгговском максимуме как с анализом, так и без анализа поляризации, объясняется тем, что формирование спектра при брэгговском угле 0.81° происходит от всей многослойной структуры, в то время как для критического угла спектры формируются только приповерхностными слоями. Подгонка всего набора спек-

тров подтвердила, что присутствие фаз, спектры которых представлены на рис. 6,е, имеет место только в трех верхних бислоях исследуемого образца, наиболее поврежденных окислению.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложен и экспериментально опробован новый способ исследования магнитного дихроизма в условиях зеркального отражения, использующий излучение только линейной поляризации, но использующий селекцию отраженного излучения с «повернутой» поляризацией. Метод существенно расширяет объем получаемой информации и упрощает интерпретацию результатов.
2. Развита обобщенная кинематическая теория для описания отражения с поворотом $\sigma \rightarrow \pi'$ или $\pi \rightarrow \sigma'$ поляризации, применимая для всех углов скольжения, но при условии малости магнитной компоненты в амплитуде рассеяния. Модельные вычисления подтвердили полное соответствие расчетов на основе развитого приближения и по точной теории, и показано, что угловая зависимость отражения с поворотом поляризации следует зависимости $|E_\pi^2(\theta, z)|^2$ («squared» standing waves).
3. Экспериментально зарегистрирован пик вблизи критического угла полного внешнего отражения для отражения с поворотом поляризации $\sigma \rightarrow \pi'$ в рентгеновской рефлектометрии и для $\pi \rightarrow \sigma'$ отражения в мессбауэровской рефлектометрии, что подтверждает зависимость отражения с поворотом поляризации от фактора $|E_\pi^2(\theta, z)|^2$.
4. Продемонстрирована возможность разделения ферромагнитных и антиферромагнитных фаз в спектрах мессбауэровского отражения от намагниченных пленок при сопоставлении спектров, измеренных без анализа поляризации, со спектрами, измеренными с «повернутой» поляризации.

Авторы выражают благодарность коллегам, проводившим экспериментальные исследования, изготовившим образцы и кристаллов поляризаторов и участвовавшим в обработке данных: А.И. Чумакову, Р.Рюфферу и Д. Бессасу (ESRF, Гренобль), М.М. Борисову, Ю.Л. Репченко и Э.Х. Мухамеджанову (Курчатовский синхротрон), Ю.А. Бабанову, Д.И. Девятерикову, М.А. Миляеву, Д.А. Пономареву, Л.Н. Ромашеву и В.В. Устинову (ИФМ РАН, Екатеринбург), Г.В. Курляндской и А.В. Свалову (Уральский федеральный университет), Б.С. Рошину, Д.Н. Каримову и В.Е. Асадчикову (ИК РАН).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 15-02-01502-а и 15-02-01674-а), гран-

та Минобрнауки (проект RFMEFI61616X0067) и Фонда развития теоретической физики и математики «БА-

ЗИС» (грант 18-2-6-22-1).

- [1] *Wende H.* // Rep. Prog. Phys. 2004. **67**, P. 2105.
- [2] *Kortright J.B., Awschalom D.D., Stöhr J., Bader S.D., Idzerda Y.U., Parkin S.S.P., Schuller I.K., Siegmann H.-C.* // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1999. **207**, P. 7.
- [3] *van der Laan G.* // Journal of Physics: Conference Series. 2013. **430**, P. 012127.
- [4] *Sander D., Valenzuela S.O., Makarov D., Marrows C.H., Fullerton E.E., Fischer P., McCord J., Vavassori P., Mangin S., Pirro P., Hillebrands B., Kent A.D., Jungwirth T., Gutfleisch O., Kim C.G., Berger A.* «The 2017 Magnetism Roadmap» // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. **50**, P. 363001.
- [5] *Hellman F., Hoffmann A., Tserkovnyak Y., Beach G.S.D., Fullerton E.E.* et al. // Reviews of Modern Physics. 2017. **89**, P. 025006.
- [6] *Андреева М.А.* Рентгеновское излучение в исследовании магнетизма. О/п физического факультета МГУ, 2018.
- [7] *Sève L., Jaouen N., Tonnerre J. M., Raoux D., Bartolomé F., Arend M., Felsch W., Rogalev A., Goulon J., Gautier C., Bézar J.F.* // Phys. Rev. B. 1999. **60**, P. 9662.
- [8] *Ishimatsu N., Hashizume H., Hamada S., Hosoito N., Nelson C.S., Venkataraman C.T., Srajer G., Lang J.C.* // Phys. Rev. B. 1999. **60**, P. 9596.
- [9] *Jaouen N., van der Laan G., Johal T.K., Wilhelm F., Rogalev A., Mylonas S., Ortega L.* // 2004. Phys. Rev. B. 2004. **70**, P. 094417.
- [10] *Ohkochi T., Mibu Ko, Hosoito N.* // Journal of the Physical Society of Japan. 2006. **75**, N 10. P. 104707.
- [11] *Meyerheim H.L., Tonnerre J.-M., Sandratskii L., Tolentino H.C.N., Przybylski M., Gabi Y., Yildiz F., Fu X.L., Bontempi E., Grenier S., Kirschner J.* // Phys. Rev. Lett. 2009. **103**, P. 267202.
- [12] *Hosoito N., Yamagishi R., Fukui K., Hanasaka Sh., Amasaki Sh.* // Journal of the Physical Society of Japan. 2018. **87**, P. 104707.
- [13] *Андреева М.А., Рочева К.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. №3. С. 57.
- [14] *Stepanov S.A., Sinha S.K.* // Phys. Rev. B. 2000. **61**, P. 15302.
- [15] *Andreeva M.A., Smekhova A.G.* // Applied Surface Science 2006. **252**, P. 5619.
- [16] *Андреева М.А., Репченко Ю.Л.* // Program_pack “X_ray_magn_Refl”, 2018; <http://kftt.phys.msu.ru/index.php?id=47>.
- [17] *Андреева М.А., Линдгрэн Б.* // Письма в ЖЭТФ. 2002. **76**, №12, С. 833.
- [18] *Andreeva M.A., Lindgren B.* // Phys. Rev. B. 2005 **72**, P. 125422.
- [19] *Parratt L.G.* // Phys. Rev. 1954. **95**, N 2. P. 359.
- [20] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука. 1970.
- [21] *Андреева М.А.* Рентгено-оптические методы исследования многослойных структур, Часть I. Рефлектометрия изотропных мультислоев. Учебное пособие для аспирантов и студентов старших курсов, под ред. проф. А.С. Илюшина, Оп.печать физического факультета МГУ, 2016.
- [22] *Andreeva M.A., Baulin R.A., Repchenko Yu.L.* // J. Synchrotron Rad. 2019. **26**, P. 483.
- [23] http://henke.lbl.gov/optical_constants/getdb2.html
- [24] *Sorg C., Scherz A., Baberschke K., Wende H., Wilhelm F., Rogalev A., Chadov S., Minár J., Ebert H.* // Phys. Rev. B. 2007. **75**, P. 064428-1.
- [25] *Ott V., Schubertaler-Langeheine C., Schierle E., Kaindl G., Weschke E.* // Appl. Phys. Lett. 2006. **88**, P. 212507.
- [26] *Siddons D.P., Bergmann U., Hastings J.B.* // Phys. Rev. Lett. 1993. **70**, P. 359.
- [27] *Toellner T.S., Alp E.E., Sturhahn W., Mooney T.M., Zhang X., Ando M., Yoda Y., Kikuta S.* // Appl. Phys. Lett. 1995. **67**, P. 1993.
- [28] *Haber J., Schulze K.S., Schlage K., Loetzsch R., Bocklage L., Gurieva T., Bernhardt H., Wille H.-C., Ruffer R., Uschmann I., Paulus G.G., Röhlberger R.* // Nature Photonics. 2016. **10**, P. 445.
- [29] *Andreeva M.A., Baulin R.A., Chumakov A.I., Kiseleva T. Yu., Ruffer R.* // Condensed Matter (MDPI). 2019. **4**, P. 8.
- [30] *Свалов А.В., Курляндская Г.В., Балымов К.Г. и др.* // Физика металлов и металловедение. 2016. **117**, С. 907.
- [31] *Андреева М.А., Баулин Р.А., Борисов М.М., Ганьшина Е.А., Курляндская Г.В., Мухамеджанов Э.Х., Репченко Ю.Л., Свалов А.В.* // ЖЭТФ. 2018. **153**, №6. С. 966.
- [32] *Andreeva M.A., Baulin R.A., Chumakov A.I., Ruffer R., Smirnov G.V., Babanov Yu.A., Devyaterikov D.I., Milyaev M.A., Ponomarev D.A., Romashev L.N., Ustinov V.V.* // J. Synchrotron Rad. 2018. **25**, P. 473.
- [33] *Andreeva M.A., Baulin R.A., Chumakov A.I., Ruffer R., Smirnov G.V., Babanov Yu.A., Devyaterikov D.I., Milyaev M.A., Ponomarev D.A., Romashev L.N., Ustinov V.V.* // Phys. Rev. B. 2018. **14**, P. 024417.
- [34] *Andreeva M., Baulin R., Slinko O., Häggström L., Asadchikov V., Karimov D., Roshchin B., Ponomarev D., Romashev L., Chumakov A., Bessas D., Ruffer R.* // Journal of Physics: Conference Series. 2019. in press.

Resonant scattering of X-rays at total reflection conditions

M. A. Andreeva^a, R. A. Baulin^b

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia
E-mail: ^amandreeva1@yandex.ru, ^bbaulin.roman@physics.msu.ru

Generalized kinematical approach of the resonant scattering at the condition of the total external reflection has been developed and it is shown that the resonant additives to the reflectivity amplitude are modulated in such conditions by the squared total field amplitude. Model calculations show the validity of the developed approach if the resonant additives to the reflectivity amplitude are small enough. The selection of the resonant component of the reflectivity is possible with polarization analyzer of the reflected radiation in the case when the incident radiation is linearly polarized and resonant scattering contains the dichroic component (as e.g. in the case of the magnetic scattering). The results of the measurements of the angular dependencies $\sigma \rightarrow \pi'$ or $\pi \rightarrow \sigma'$ reflectivity and Mössbauer $\pi \rightarrow \sigma'$ reflectivity spectra at different angles are presented, which certify the predicted influence of the X-ray standing waves on the reflectivity with rotated polarization and demonstrate the efficiency of the polarization analysis in the X-ray and Mössbauer reflectometry for the magnetization depth profile investigations in multilayers.

PACS: 13.88.+e, 61.05.cm, 76.80.+y, 68.49.Uv, 75.70.Ak.

Keywords: X-ray magnetic circular dichroism, X-ray reflectivity, magnetic multilayers, absorption edges, X-ray standing waves, Mössbauer reflectometry.

Received 30 June 2019.

Сведения об авторах

1. Андреева Марина Алексеевна — доктор физ.-мат. наук, доцент, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-12-26, e-mail: mandreeva1@yandex.ru.
2. Баулин Роман Алексеевич — аспирант; тел.: (495) 939-12-26, 939-12-26, e-mail: baulin.roman@physics.msu.ru.