

# МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В ОЦК-ПЛЕНКЕ $[\text{Fe}/\text{Co}]_{35}$ , ИССЛЕДОВАННОЕ МЕТОДОМ ЯДЕРНО-РЕЗОНАНСНОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

М. А. Андреева<sup>\*а</sup>, Н. Г. Моница<sup>а</sup>, Б. Линдгрэн<sup>б\*\*</sup>, Л. Хяггстрем<sup>б\*\*</sup>, Б. Кальска<sup>б,с\*\*</sup>

<sup>а</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119992, Москва, Россия

<sup>б</sup>Department of Physics, Uppsala University, Box 530, 75121 Uppsala, Sweden

<sup>с</sup>Institute of Chemistry, University of Bialystok, 15399 Bialystok, Poland

Поступила в редакцию 10 января 2006 г.

При анализе угловых зависимостей временных спектров ядерно-резонансного отражения для разных моделей магнитного упорядочения в пленках обнаружена неоднозначность в определении направления остаточной намагниченности по спектрам, измеренным при одной ориентации образца. Это позволило объяснить особенности спектров ядерно-резонансного отражения от пленки  $\text{MgO}/[\text{Fe}(6 \text{ ML})/\text{Co}(3 \text{ ML})]_{35}/\text{V}$  (1 нм), измеренных до и после поворота образца на  $90^\circ$  вокруг нормали к поверхности. Показано, что спектр, измеренный только при одной ориентации образца, определяет лишь «эффективный азимутальный угол» намагниченности  $\gamma^{\text{eff}}$ , что не исключает наличия доменной структуры, при этом угол  $\gamma^{\text{eff}}$  не соответствует истинному направлению преимущественной ориентации намагниченности. Удовлетворительно согласовать результаты измерений при двух ориентациях образца удалось с помощью модели, включающей когерентную смесь состояний с направлением намагниченности вдоль оси  $\langle 110 \rangle$  (77 %) и хаотической ориентации магнитного сверхтонкого поля  $\mathbf{V}_{hf}$  в плоскости пленки для остальных ядер.

PACS: 61.10.Kw, 76.80.+y, 75.70.-i

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные свойства и, в частности, ориентация остаточной намагниченности в тонких пленках представляют большой теоретический интерес и практическую важность. Перпендикулярная анизотропия характерна для магнитных атомных монослоев и реже встречается в тонких пленках [1, 2]. Для большинства пленок характерна ориентация магнитных моментов в плоскости поверхности (планарная анизотропия). Мессбауэровские измерения для тонких пленок обычно проводятся в условиях, когда падающее излучение перпендикулярно плоскости пленки и спектры характеризуются отношением резонансных линий 3:4:1, что соответствует ориентации магнитного сверхтонкого поля  $\mathbf{V}_{hf}$  в плоскости пленки. До недавнего времени считалось, что ориен-

тация магнитных моментов в плоскости пленки в среднем хаотическая. Однако эксперименты по ядерно-резонансному рассеянию в скользящей геометрии показали, что поля  $\mathbf{V}_{hf}$  имеют предпочтительную ориентацию в плоскости пленки как в монокристаллических, так и в микрокристаллических пленках [3–5].

Исследование ориентации магнитных моментов в плоскости пленки является более сложной задачей, чем исследование перпендикулярной анизотропии намагниченности. Магнитно-силовая микроскопия не может различить домены с различной ориентацией намагниченности в плоскости пленки. Она лишь позволяет обнаружить доменные стенки, если поворот моментов происходит с выходом из плоскости поверхности. Мессбауэровские эксперименты при наклонном падении излучения на поверхность образца дают усредненную картину, зависящую от числа освещенных падающим излучением доменов.

\*E-mail: marina@ttk.ru

\*\*B. Lindgren, L. Häggström, B. Kalska

Мессбауэровская установка в силу особенностей конструкции может намагнитить образцы и исказить картину.

Эксперименты по ядерно-резонансному рассеянию на синхротронах, активно развивающиеся в последнее время, существенно расширили возможности мессбауэровских исследований магнитной структуры. Амплитуда ядерно-резонансного рассеяния очень чувствительна к направлению сверхтонкого поля, особенно если падающее излучение поляризовано, как в случае синхротронного излучения (СИ). «Мессбауэровские» исследования на синхротронах проводятся на временной шкале [6–8]: импульс СИ возбуждает одновременно все сверхтонкие подуровни резонансного уровня мессбауэровского ядра, затем исследуется временной распад возбужденного состояния, причем переходы с разных сверхтонких подуровней интерферируют, и на кривой распада наблюдаются квантовые биения [9, 10]. Поляризация отдельных сверхтонких переходов играет существенную роль в процессах возбуждения и интерференции [7, 11]. Например, если направление распространения излучения совпадает с направлением поля  $\mathbf{V}_{hf}$ , то в мессбауэровском ядре  $^{57}\text{Fe}$  возбуждаются четыре сверхтонких перехода с изменением магнитного квантового числа  $\Delta m = \pm 1$  (линии 1, 3, 4, 6 спектра). При этом во временном спектре распада ядра в направлении вперед наблюдается только одна частота биений, так как излучение с правой круговой поляризацией (линии 1 и 4) не интерферирует с излучением с левой круговой поляризацией (линии 3 и 6). При других направлениях поля  $\mathbf{V}_{hf}$  поляризация компонент изменяется и временной спектр становится более сложным, являясь суперпозицией нескольких частот биений между разными компонентами спектра. Таким образом, вид временного спектра рассеяния позволяет определить направление поля  $\mathbf{V}_{hf}$ . В последнее время эта связь формы временного спектра ядерно-резонансного рассеяния и направления поля  $\mathbf{V}_{hf}$  (т. е. намагниченности) используется во многих экспериментах для определения направления намагниченности в пленках. Появился даже новый термин «ядерно-резонансная магнитометрия» [12].

В работе [13] исследовался поворот намагниченности в антиферромагнитно связанных слоях  $^{57}\text{Fe}$  в многослойных пленках  $^{57}\text{Fe}/\text{FeSi}_n$  при приложении внешнего поля. В работе [14] с помощью пробных слоев  $^{57}\text{Fe}$  было обнаружено различное направление полей  $\mathbf{V}_{hf}$  в интерфейсах и средней части слоя железа с ГЦК-структурой  $[\text{Co}/^{57}\text{Fe}/\text{Co}]$ . Перпендикулярная анизотропия намагниченности для ульт-

трамальных островков железа на поверхности (110) вольфрама была обнаружена в работе [2]. В работах [3, 4] спектры подгонялись в предположении одноосной намагниченности в многослойных пленках  $^{57}\text{Fe}/\text{Co}_n$  и  $^{57}\text{Fe}/\text{V}_n$ , а в работе [5] для многослойной структуры  $^{57}\text{Fe}/\text{Cr}_n$  оказалось необходимым учесть различие направлений намагниченности по глубине резонансного слоя  $^{57}\text{Fe}$ . В работе [15] с использованием ступенчато напыленных атомных монослоев мессбауэровского изотопа  $^{57}\text{Fe}$  в слое мягкого магнетика  $\alpha$ -железа на подложке из жесткого магнетика  $\text{Fe}_{55}\text{Pt}_{45}$  изучалось спиральное закручивание намагниченности в этом слое. Отметим, что исследования ультратонких пленок, содержащих резонансный изотоп, проводятся обычно в геометрии зеркального отражения. Временные спектры зеркального ядерно-резонансного отражения существенно сложнее спектров однократного рассеяния на резонансных ядрах, но соотношение различных частот биений в этих спектрах также может характеризовать направление поля  $\mathbf{V}_{hf}$ , как и в случае рассеяния вперед.

Во всех перечисленных работах основное внимание уделялось изменению направления намагниченности с глубиной, но возможная неоднородная латеральная магнитная структура в каждом дифференциальном слое во внимание не принималась. Учет последнего обстоятельства мог бы существенно изменить интерпретацию результатов исследования.

В настоящей работе, анализируя экспериментальные спектры ядерно-резонансного отражения от многослойной пленки  $[\text{Fe}/\text{Co}]_{35}$ , мы пришли к важному заключению, что определение азимутального угла, характеризующего направление намагниченности в плоскости слоя и являющегося основой ядерно-резонансной магнитометрии, не является корректным, если измерения проводятся только при одной ориентации образца относительно пучка СИ (за исключением вырожденного случая, когда намагниченность направлена вдоль пучка). Временные спектры отражения практически неразличимы для двух моделей магнитного упорядочения в плоскости слоя: единого для всех ядер направления поля  $\mathbf{V}_{hf}$ , характеризуемого азимутальным углом  $\gamma$ , и мультидоменной структуры, имеющей некоторый процент ядер с выделенным направлением поля  $\mathbf{V}_{hf}$ . Наличие мультидоменной магнитной структуры в пленке наиболее достоверно характеризует диффузное ядерно-резонансное рассеяние, как это, например, показано в работе [16] для многослойной пленки  $[\text{Fe}/\text{Cr}]_{20}$ . Однако измерения спектров ядерно-резонансного зеркального отражения при разных

азимутах ориентации образца, как показано в нашей работе, также может решить эту задачу.

Следует сделать замечание, касающееся масштаба изучаемых неоднородностей. В геометрии скользящего падения при исследовании зеркального отражения освещается почти вся поверхность относительно большого образца, но в условиях когерентного рассеяния следует учитывать усреднение амплитуд рассеянных волн лишь в пределах поперечной длины когерентности  $l^\perp$  излучения (и усреднение интенсивностей по остальной части поверхности). Для пучка синхротронного излучения на станции ядерно-резонансного рассеяния Европейского источника синхротронного излучения (ESRF, ID18/22) значение  $l^\perp$  варьируется от 0.03 до 3 мкм в зависимости от размера щелей, а для скользящих углов падения ( $\theta \approx 10$  мрад) — от 3 до 300 мкм вдоль пучка на поверхности образца [17]. Если размер доменов на поверхности много больше  $l^\perp$ , то мы можем наблюдать форму спектра, соответствующую случаю, когда поле  $\mathbf{V}_{hf}$  имеет определенное направление (поскольку домены с противоположным направлением поля  $\mathbf{V}_{hf}$  дают одну и ту же картину биений). Или наоборот, если размер доменов много меньше  $l^\perp$ , то мы будем наблюдать однородную ориентацию поля  $\mathbf{V}_{hf}$  в плоскости пленки. Если размер доменов сопоставим с  $l^\perp$ , то интерпретация временных спектров ядерно-резонансного отражения в большинстве случаев неоднозначна.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Многослойная монокристаллическая ОЦК-пленка  $[\text{}^{57}\text{Fe}(6 \text{ ML})/\text{Co}(3 \text{ ML})]_{35}$  на подложке MgO, покрытая слоем ванадия толщиной 1 нм, изготовлена магнетронным распылением в Университете Уппсала. Для характеристики образца измерялись рефлектометрические и дифракционные кривые (low- and high-angle XRD), а также мессбауэровский спектр конверсионных электронов при комнатной температуре (рис. 1). Спектр соответствовал случаю планарной анизотропии (отношение площадей линий примерно 3:4:1), а его подгонка давала два значения  $B_{hf} = 36.4$  Тл с шириной распределения 0.4 Тл (91 %) и  $B_{hf} = 33.8$  Тл (9 %). Анализ временных спектров брэгговского отражения, предпринятый в предыдущей работе [3], показал, что меньшее сверхтонкое поле характеризует ядра в области интерфейса FeCo, в то время как теория предсказывала увеличение магнитного момента атома железа в окружении атомов кобальта [18]. Этот резуль-

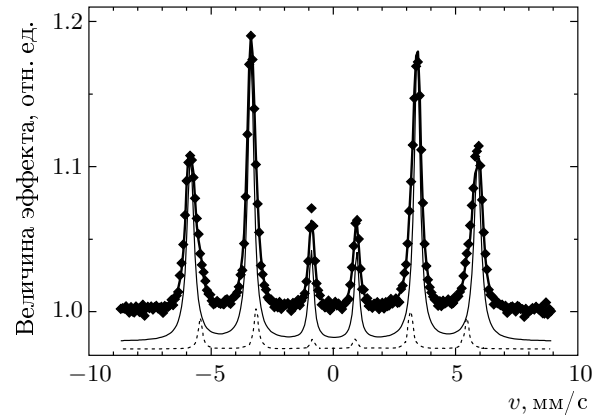


Рис. 1. Мессбауэровский спектр конверсионных электронов нашего образца (точки — эксперимент, сплошная жирная линия — теория). Парциальные спектры, соответствующие  $B_{hf} = 36.4$  Тл (сплошная тонкая линия) и  $B_{hf} = 33.8$  Тл (штриховая линия), получены при подгонке экспериментального спектра и для ясности нарисованы со смещением по вертикали

тат подвергал сомнению пропорциональность в интерфейсных областях величин магнитного момента железа и сверхтонкого поля на ядре  $^{57}\text{Fe}$ , поэтому исследование решено было продолжить.

Полученные спектры для этого и аналогичного по структуре образца  $[\text{}^{57}\text{Fe}(5 \text{ ML})/\text{Co}(5 \text{ ML})]_{25}$  свидетельствовали о наличии преимущественной ориентации магнитных моментов в одном из направлений  $\langle 110 \rangle$  в плоскости пленки [3], что было для нас несколько неожиданным и усложняло обработку спектров. При повторном исследовании этого образца, для того чтобы упростить интерпретацию спектров, перед измерениями к образцу было приложено поле 1 Тл в плоскости поверхности вдоль легкой оси  $\langle 110 \rangle$  (перпендикулярной пучку СИ). Затем поле убрали, а образец повернули на  $90^\circ$  вокруг нормали к поверхности, чтобы направление намагниченности в пленке совпадало с направлением пучка СИ (рис. 2). Как уже отмечалось, в этом случае временной спектр должен был бы иметь самый простой вид практически с одной частотой биений.

Измерения проводились на станции ID18-ID22n ESRF при температуре 11 К. Зависимости интенсивностей отражения для мгновенного и задержанного сигналов (ядерно-резонансной компоненты отраженного сигнала) от угла скольжения приведены на рис. 3. Максимум на кривой интегральной интенсивности задержанного сигнала вблизи критического угла соответствует максимуму амплиту-

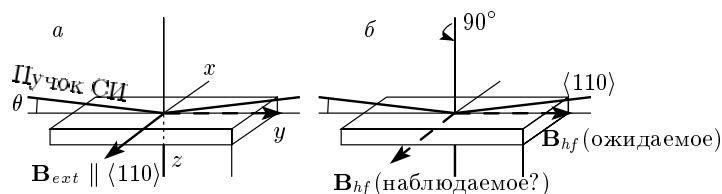


Рис. 2. Геометрия эксперимента и направление намагнитченности, созданной внешним полем 1 Тл, до начала эксперимента (а) и после поворота образца для первого измерения (б)

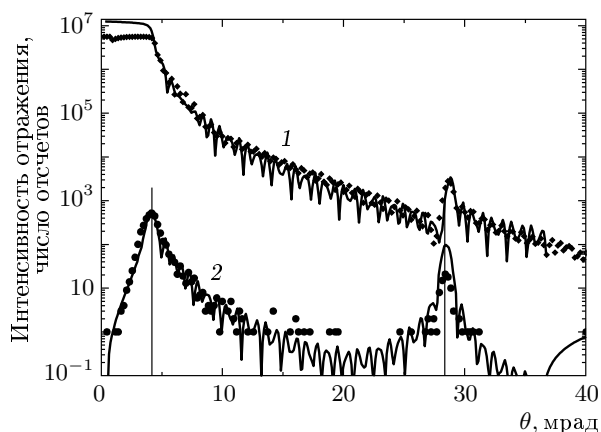


Рис. 3. Угловые зависимости интенсивностей зеркального отражения для мгновенного (1) и задержанного (2) сигналов: точки — эксперимент; сплошные линии — подгонка

ды поля излучения в поверхностном слое для мгновенного отклика электронной подсистемы, возбуждающего ядерную подсистему. Брэгговский максимум соответствует периоду многослойной структуры, равному 1.52 нм. Временные спектры ядерно-резонансного отражения измерялись в этих максимумах, т. е. при критическом угле полного отражения ( $\theta \approx 4$  мрад), и в брэгговском максимуме первого порядка ( $\theta_B \approx 28.2$  мрад).

Временные спектры измерялись примерно через 8 ч после снятия внешнего поля (в серии измерений с другими образцами), и сразу обнаружилось, что направление намагнитченности в пленке уже не соответствует первоначально заданному (рис. 4) — пленка размагнитилась и спектры характеризовались несколькими частотами биений. Простейшее моделирование для подгонки спектров дало азимутальный угол  $\gamma = 0$  ориентации поля  $\mathbf{V}_{hf}$  в плоскости поверхности (мы отсчитываем этот угол относительно нормали к плоскости рассеяния, т. е. направление в плоскости поверхности вдоль пучка СИ

соответствует углу  $\gamma = 90^\circ$ ). Подгонка спектров проводилась по нашей программе обработки временных спектров отражения, помещенной недавно в открытый доступ на сайт ESRF [19]. Однако такой же результат подгонки мог быть получен и в рамках другой модели, например, при формировании за прошедшее время антиферромагнитных доменов или при хаотической в среднем ориентации магнитных моментов в плоскости пленки.

Чтобы проверить, действительно ли намагнитченность в образце самопроизвольно повернулась на  $90^\circ$  за время, прошедшее между снятием внешнего поля и началом измерений, или в образце сформировалось в среднем хаотическое направление остаточной намагнитченности, образец был еще раз повернут вокруг нормали к поверхности на  $90^\circ$ . Измеренный при брэгговском угле временной спектр отражения приведен на рис. 5. Подгонка этого спектра не дала ожидаемого угла  $\gamma = 90^\circ$  ориентации поля  $\mathbf{V}_{hf}$  в плоскости пленки, спектр содержал явно более одной частоты биений, и мы получили удовлетворительное согласие теории и эксперимента при  $\gamma = 50^\circ$ . Однако, как мы покажем далее, спектр можно также хорошо подогнать, вводя смесь состояний, что позволит нам согласовать результаты двух измерений (рис. 4, 5).

Довольно очевидно, что модель однодоменной пленки ( $\gamma = 50^\circ$ ) нефизична, к тому же имеется множество экспериментальных исследований доменной структуры ультратонких пленок (см., например, [1]). Поэтому мы рассмотрим далее эффекты возможного когерентного усреднения угловых зависимостей амплитуды рассеяния и амплитуды зеркального отражения.

### 3. ТЕОРИЯ

Когерентное усреднение угловых характеристик рассеяния и зеркального отражения при наличии нескольких направлений поля  $\mathbf{V}_{hf}$  удобно проводить, начиная с базисных выражений для тензора

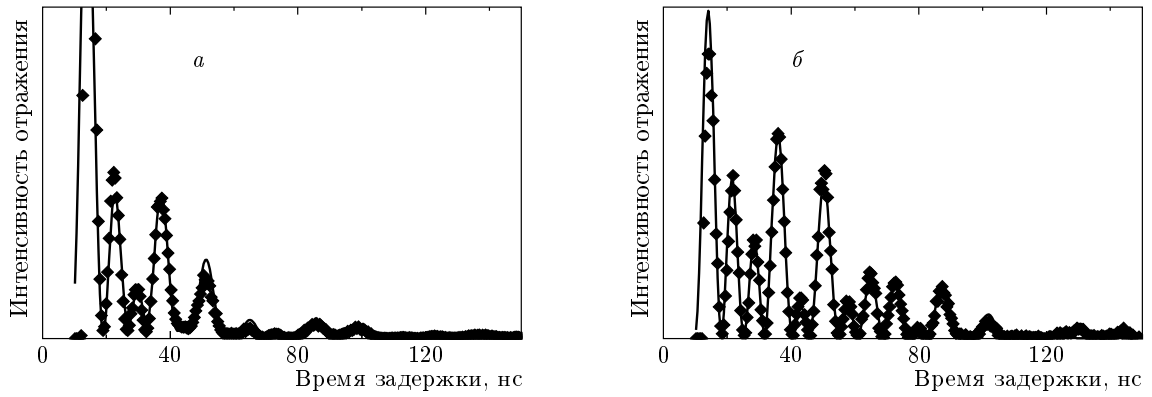


Рис. 4. Временные спектры ядерно-резонансного отражения, измеренные при критическом угле  $\theta = 4.18$  мрад (а) и при брэгговском угле  $\theta_B = 28.83$  мрад (б): точки — эксперимент; сплошные линии — теория

восприимчивости  $\chi$ . Свертка тензора восприимчивости с векторами поляризации для падающего и рассеянного излучений дает соответствующую амплитуду рассеяния, и мы легко можем проанализировать угловые и поляризационные свойства ядерно-резонансного рассеяния и отражения в кинематическом приближении теории отражения, когда можно считать (см., например, работу [20]), что амплитуда зеркального отражения (которое для излучения рентгеновского диапазона исследуется фактически только при скользящих углах падения) пропорциональна амплитуде рассеяния вперед (вдоль поверхности). К сожалению, для описания спектров, измеренных вблизи критических углов полного внешнего отражения или достаточно сильного брэгговского отражения, кинематическое приближение неприменимо. При этих углах становятся существенными эффекты коллективного взаимодействия (многократного перерассеяния), амплитуда отражения вычисляется по общему алгоритму отражения от анизотропных слоев (например, с использованием  $4 \times 4$ -матриц распространения, для построения которых используется тензор  $\chi$  [21–24]). Поэтому в динамическом случае сравнение временных спектров для разных моделей усреднения намагниченности в плоскости пленки можно провести только с помощью численного моделирования (за исключением предельных вырожденных случаев, когда собственными поляризациями задачи на отражение от анизотропной среды становятся  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризации).

Тензор ядерно-резонансной восприимчивости для монохроматической волны

$$E = E_0 \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - iE_\gamma t/\hbar)$$

с частотой  $\omega = E_\gamma/\hbar$  может быть представлен как

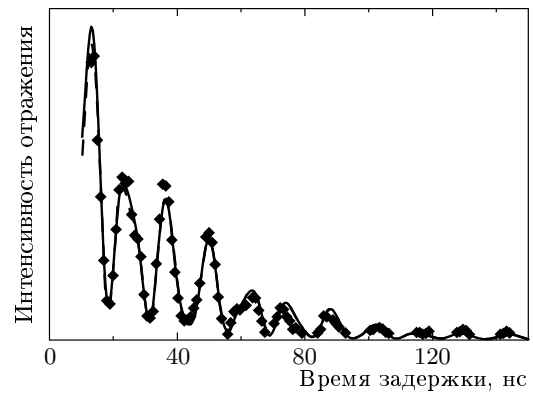


Рис. 5. Временной спектр ядерно-резонансного отражения, измеренный в брэгговском максимуме после второго поворота образца на  $90^\circ$  вокруг нормали к поверхности. Кривые соответствуют теоретическим спектрам для двух моделей магнитного упорядочения (они, как и следовало ожидать, практически неразличимы на рисунке): сплошная кривая —  $\gamma = 50^\circ$ ; штриховая кривая —  $77\% (\gamma = 90^\circ) + 23\% P$

внешнее произведение токов сверхтонких переходов [25]. Для магнитно-дипольного перехода ( $M1$ ) эти токи совпадают по направлению с единичными сферическими векторами  $\mathbf{h}_{\Delta m}$  системы осей, связанной с  $\mathbf{V}_{hf}$  ( $\mathbf{h}_0 \parallel \mathbf{V}_{hf}$ ) [26, 27]:

$$\mathbf{h}_{\pm 1} = \mp i \frac{\mathbf{h}_x \pm i\mathbf{h}_y}{\sqrt{2}}, \quad \mathbf{h}_0 = i\mathbf{h}_z. \quad (1)$$

В этом случае магнитная восприимчивость имеет вид

$$\chi^{M1} = -A \frac{2L+1}{2I_e+1} \frac{\Gamma_{nat}}{2} \times \sum_{m_e, m_g} \frac{|\langle I_g m_g L \Delta m | I_e m_e \rangle|^2}{E_\gamma - E_{res}(m_e, m_g) + \frac{i\Gamma}{2}} \mathbf{h}_{\Delta m} \circ \mathbf{h}_{\Delta m}^*, \quad (2)$$

где  $\Delta m = m_e - m_g = \pm 1, 0$  — изменение магнитного квантового числа в переходе между основным ( $m_g$ ) и возбужденным ( $m_e$ ) состояниями с энергией  $E_{res}$ , знак « $\circ$ » между векторами  $\mathbf{h}_{\Delta m}$  и  $\mathbf{h}_{\Delta m}^*$  обозначает внешнее произведение (или диаду),  $\langle I_g m_g L \Delta m | I_e m_e \rangle$  — коэффициенты векторного сложения Клебша–Гордона для дипольного перехода между основным и возбужденным состояниями ядра со спинами  $I_g = 1/2$ ,  $I_e = 3/2$ ,  $A$  — коэффициент, пропорциональный объемной плотности  $\rho_{res} = \rho_{Fe} Q$  резонансных ядер, сечению  $\sigma_{res}$  резонансного поглощения и вероятности  $f^{LM}$  эффекта Мессбауэра:

$$A = \lambda \sigma_{res} \rho_{res} f^{LM},$$

$$\sigma_{res} = \frac{2\pi}{k^2} \frac{2l_e+1}{2I_g+1} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{nat}}, \quad \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{nat}} = \frac{1}{1+\alpha}, \quad (3)$$

где  $\lambda = \lambda/2\pi = 1/k$ ,  $\Gamma_{nat}$  — естественная ширина линии в резонансе,  $\Gamma_\gamma$  — радиационная ширина линии,  $\alpha$  — коэффициент внутренней конверсии. Учитывая, что  $\lambda = 0.086$  нм и  $\sigma_{res} = 2.56 \cdot 10^4$  нм<sup>2</sup> для <sup>57</sup>Fe, а плотность атомов в  $\alpha$ -железе  $\rho_{Fe} = 84.9$  нм<sup>3</sup>, и принимая во внимание, что  $f^{LM} = 0.7$  (при комнатной температуре) и обогащение резонансным изотопом  $Q = 0.95$ , получаем  $A = 1.98 \cdot 10^{-4}$ .

Отметим, что, поскольку переход 14.4 кэВ в <sup>57</sup>Fe является магнитно-дипольным, восприимчивость (2) является магнитной восприимчивостью, соответствующей материальным уравнениям  $\mathbf{B} = (1 + \chi)\mathbf{H}$ , так что в дальнейшем нас будет интересовать магнитное поле  $\mathbf{H}$  излучения. В случае  $\sigma$ -поляризации пучка СИ единичный вектор  $\mathbf{e}_H$  магнитного поля излучения перпендикулярен поверхности.

Для единичных сферических векторов  $\mathbf{h}_{\Delta m}$  имеет место соотношение

$$\mathbf{h}_{+1} \circ \mathbf{h}_{+1}^* + \mathbf{h}_{-1} \circ \mathbf{h}_{-1}^* + \mathbf{h}_0 \circ \mathbf{h}_0^* = 1. \quad (4)$$

В частном случае, когда  $\mathbf{B}_{hf} = 0$ , шесть линий мессбауэровского магнитного спектра <sup>57</sup>Fe «схлопываются» в одну, а соотношение (4) превращает тензор  $\chi$  в скаляр.

В частности, если рассматривать отражение  $\sigma$ -поляризованного излучения от зеркала, намагниченного в плоскости поверхности ( $\mathbf{h}_0$  лежит в

плоскости поверхности), то переходы, соответствующие второй и пятой линиям в мессбауэровском спектре (для которых  $\Delta m = 0$  и  $\chi^{M1} \propto \mathbf{h}_0 \circ \mathbf{h}_0^*$ ), не будут иметь места, так как скалярное произведение  $\mathbf{e}_H \cdot \mathbf{h}_0 = 0$ .

Если в область когерентного рассеяния попадают домены с противоположными направлениями поля  $\mathbf{B}_{hf}$ , то свойства тензора  $\chi$  для компонент спектра с  $\Delta m = \pm 1$  упрощаются. Сферические векторы  $\mathbf{h}_{\pm 1}$  при изменении направления поля  $\mathbf{B}_{hf}$  переходят в  $\mathbf{h}_{\mp 1} = \mathbf{h}_{\pm 1}^*$ , и, согласно выражению (4), для каждой из линий с  $\Delta m = \pm 1$  получаем

$$\frac{1}{2}(\mathbf{h}_{+1} \circ \mathbf{h}_{-1} + \mathbf{h}_{-1} \circ \mathbf{h}_{+1}) = \frac{1}{2}(1 - \mathbf{h}_0 \circ \mathbf{h}_0^*). \quad (5)$$

Отметим, что здесь мы рассматриваем усреднение в пределах одного слоя, так что пространственный сдвиг фаз между отраженными волнами не возникает. Таким образом, круговой дихроизм для этих линий переходит в линейный, а собственными поляризациями при отражении от «антиферромагнитного зеркала» являются линейные поляризации.

Среднее для диад  $\mathbf{h}_{\Delta m} \circ \mathbf{h}_{\Delta m}^*$  в случае, когда направления поля  $\mathbf{B}_{hf}$  случайным образом распределены в плоскости поверхности пленки, также легко вычисляется:

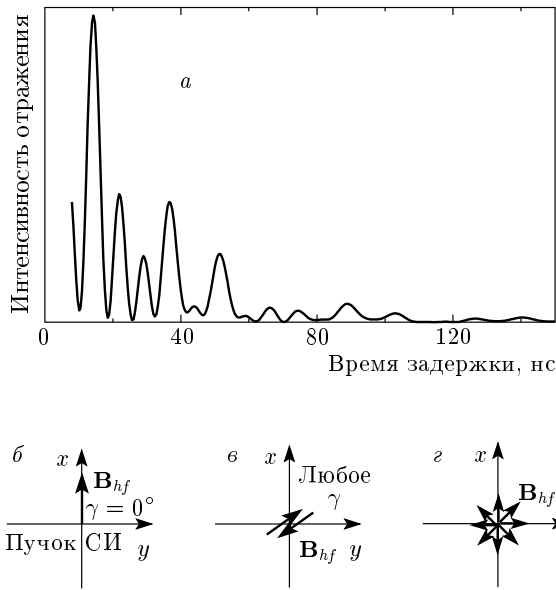
$$\overline{\mathbf{h}_{\pm 1} \circ \mathbf{h}_{\mp 1}^*}^{\perp \mathbf{q}} = \frac{1}{4}(1 + \mathbf{q} \circ \mathbf{q}) = \begin{pmatrix} \frac{1}{4} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$\overline{\mathbf{h}_0 \circ \mathbf{h}_0^*}^{\perp \mathbf{q}} = \frac{1}{2}(1 - \mathbf{q} \circ \mathbf{q}) = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где  $\mathbf{q}$  — единичный вектор нормали к поверхности. Далее будем обозначать этот случай буквой «Р» (plane). В правой части соотношений (6), (7) мы представляем лишь компоненты тензора  $\chi$  в перпендикулярном пучку СИ направлении (это фактически матрицы рассеяния в ортах  $x, z$ ; см. рис. 2).

Для заданного азимута  $\gamma$  ориентации поля  $\mathbf{B}_{hf}$  в плоскости пленки ( $\mathbf{B}_{hf} \perp \mathbf{q}$ ) эти компоненты тензора  $\chi$  принимают вид

$$\begin{aligned} \mathbf{h}_{+1} \circ \mathbf{h}_{-1} &= (\mathbf{h}_{-1} \circ \mathbf{h}_{+1})^* = \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sin^2 \gamma & i \sin \gamma \\ i \sin \gamma & 1 \end{pmatrix}, \quad (8) \\ \mathbf{h}_0 \circ \mathbf{h}_0^* &= \begin{pmatrix} \cos^2 \gamma & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$



**Рис. 6.** *a* — Временной спектр ядерно-резонансного отражения, рассчитанный при  $\theta = 4.2$  мрад для полубесконечного зеркала из  $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}$ ;  $B_{hf} = 36$  Тл с шириной распределения 0.6 Тл. Спектр одинаков для трех различных случаев ориентации поля  $\mathbf{B}_{hf}$  в плоскости поверхности: *b* —  $\gamma = 0$ ; *v* — антиферромагнитные домены; *z* — хаотическая ориентация поля  $\mathbf{B}_{hf}$  в плоскости поверхности

В том же базисе вектор-столбец  $\mathbf{H}$ , определяющий поляризацию падающего  $\sigma$ -поляризованного излучения, имеет вид  $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ . Для этой поляризации падающего излучения пучка СИ только второй столбец в матрицах рассеяния (6)–(8) представляет интерес.

Легко видеть, что три различных случая (три модели с различными ориентациями поля  $\mathbf{B}_{hf}$ ) дают одинаковую рассеянную волну при возбуждении  $\sigma$ -поляризованной (но не  $\pi$ -поляризованной!) волной (рис. 6):

1) случай  $\gamma = 0$  (т. е. когда поле  $\mathbf{B}_{hf}$  перпендикулярно направлению пучка СИ и лежит в плоскости пленки);

2) случай, когда поле  $\mathbf{B}_{hf}$  случайным образом ориентировано в плоскости пленки (Р);

3) случай антиферромагнитных доменов с любой ориентацией поля  $\mathbf{B}_{hf}$  в плоскости пленки, если их размеры меньше области когерентного рассеяния ( $\sin \gamma + \sin(-\gamma) = 0$ , см. (8)).

В этих трех случаях формы временных спектров однократного рассеяния  $\sigma$ -поляризованного излучения идентичны. Геометрическая иллюстрация иден-

тичности спектров рассеяния в случаях 1 и 3 дана в книге Рохсбергера [28].

Существенно, что в перечисленных выше вырожденных случаях матрицы рассеяния диагональны. Это означает, что решение задачи на отражение может быть проведено отдельно для  $\sigma$ - и  $\pi$ -поляризованных волн по алгоритму отражения от изотропной среды. Поскольку для  $\sigma$ -поляризации восприимчивости  $\chi$  (теперь уже рассматриваемые как скаляр) одинаковы для этих трех случаев, не только спектры однократного рассеяния, но и спектры отражения будут одинаковыми.

Случай произвольной ориентации поля  $\mathbf{B}_{hf}$  в плоскости пленки с азимутом  $\gamma \neq 0, 90^\circ$  представляет для нас наибольший интерес и до сих пор не рассматривался. Векторная амплитуда рассеяния  $\sigma$ -поляризованного излучения в этом случае имеет вид  $\begin{pmatrix} i \sin \gamma \\ 1 \end{pmatrix}$ , т. е. в рассеянном излучении возникают и  $\sigma$ - и  $\pi$ -поляризованные компоненты. Однако эту же амплитуду рассеяния можно получить как когерентную суперпозицию двух слагаемых с определенными «весовыми множителями»  $\sin \gamma$  и  $1 - \sin \gamma$ :

$$\begin{pmatrix} i \sin \gamma \\ 1 \end{pmatrix} = \sin \gamma \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix} + (1 - \sin \gamma) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Первое слагаемое,  $\begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix}$ , представляет собой рассеяние на ядре, сверхтонкое поле  $\mathbf{B}_{hf}$  на котором направлено вдоль пучка СИ ( $\gamma = 90^\circ$ ), а второе,  $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ , соответствует одному из трех неразличимых случаев, рассмотренных выше. Соотношение (9) означает, что в кинематическом приближении (для однократного рассеяния) амплитуда рассеяния  $\sigma$ -поляризованной волны на слое, в котором поле  $\mathbf{B}_{hf}$  имеет заданный азимут  $\gamma$ , будет математически идентична амплитуде рассеяния на слое с частично хаотической (или антиферромагнитной) ориентацией поля  $\mathbf{B}_{hf}$  в плоскости пленки (случай Р) и некоторой долей ядер (порядка  $\sin \gamma$ ) с ориентацией поля  $\mathbf{B}_{hf}$  в направлении пучка СИ. В принципе, двух ориентаций образца достаточно, чтобы определить доли  $\eta$  ядер с хаотической ориентацией и с направлением преимущественной ориентации намагниченности с азимутальным углом  $\gamma$ . Для этого можно на основании соотношения (9) написать систему уравнений

$$\begin{aligned} \sin \gamma_1^{eff} &= (1 - \eta) \sin \gamma, \\ \sin \gamma_2^{eff} &= (1 - \eta) \sin(\gamma + \Delta), \end{aligned} \tag{10}$$

где  $\gamma_1^{eff}$  и  $\gamma_2^{eff}$  — «эффективные азимутальные углы» ориентации поля  $\mathbf{V}_{hf}$ , определяемые при подгонке спектров, измеренных при двух положениях образца (до и после его поворота на угол  $\Delta$ ).

В динамическом приближении теории отражения, которое, как мы отмечали, более адекватно описывает отражение в области углов полного внешнего отражения, следует рассматривать не векторную амплитуду (9) рассеяния  $\sigma$ -поляризованной волны на одном ядре, а всю матрицу рассеяния (8), которая для  $\gamma \neq 0$  недиагональна, а комбинация типа (9) для матриц рассеяния уже не получается. При рассеянии  $\sigma$ -поляризованной волны поляризация рассеянной волны изменяется, и в случае многократного рассеяния следует учитывать эффект смешивания поляризаций при перерассеянии и использовать общий алгоритм теории отражения от анизотропной среды. Таким образом, в аналитическом виде идентичность спектров отражения для двух случаев: определенного угла  $\gamma \neq 0$  и частично разупорядоченной ориентации поля  $\mathbf{V}_{hf}$  с преимущественным направлением вдоль пучка, строго не получается. Однако, как мы показываем далее с помощью численного моделирования, аналогичная (9) ситуация приближенно имеет место и в случае динамического рассеяния в окрестности критического угла.

Для примера мы провели расчет временных спектров отражения  $\sigma$ -поляризованного излучения для нескольких ориентаций поля  $\mathbf{V}_{hf}$  в плоскости поверхности ( $\gamma = 15, 30, 45, 60, 75, 90^\circ$ ) и, приняв эти спектры за «экспериментальные», провели их подгонку в рамках модели, соответствующей формуле (9) т.е. рассмотрели когерентную суперпозицию ядер с ориентацией поля  $\mathbf{V}_{hf}$  вдоль пучка СИ ( $\gamma = 90^\circ$ ) и ядер, характеризующихся хаотической ориентацией поля  $\mathbf{V}_{hf}$  в плоскости поверхности (случай P, который эквивалентен случаям антиферромагнитных доменов и  $\gamma = 0$ ). Параметром подгонки были «весовые множители» этих случаев ориентации поля  $\mathbf{V}_{hf}$ . Расчеты проводились с помощью общей программы обработки временных спектров ядерно-резонансного отражения [19]. Результаты подгонки подтверждают (рис. 7), что приближенно соотношение (9) имеет место и для спектров отражения (коэффициент «смеси состояний» приблизительно равен  $\sin \gamma^{eff}$ ).

Таким образом, подгонка одного временного спектра ядерно-резонансного отражения дает лишь

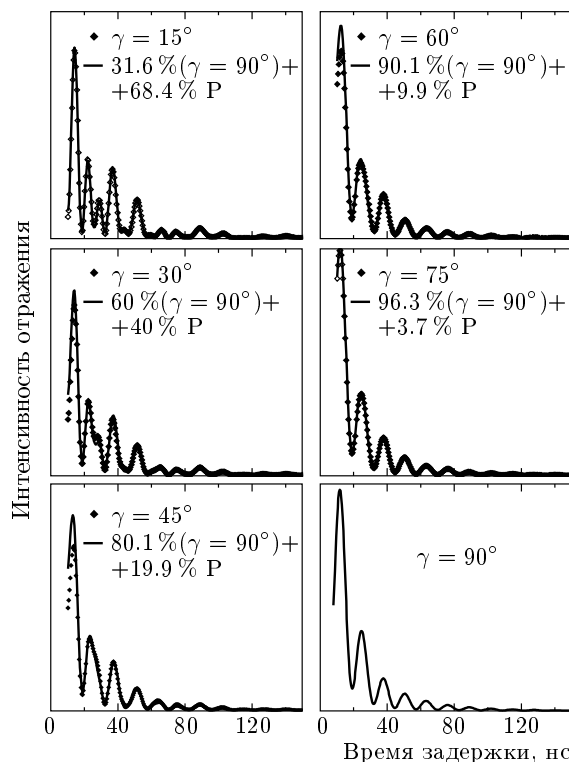


Рис. 7. Спектры ядерно-резонансного отражения, рассчитанные для той же модели, что и рис. 6, но для различных азимутов поля  $\mathbf{V}_{hf}$  в плоскости поверхности (точки). Сплошные линии — подгонка этих спектров в предположении наличия когерентной смеси состояний с  $\gamma = 90^\circ$  и частичной хаотической ориентации поля  $\mathbf{V}_{hf}$  в плоскости поверхности (случай P)

эффективный азимутальный угол  $\gamma^{eff}$  ориентации поля  $\mathbf{V}_{hf}$  в плоскости пленки, что вовсе не означает однодоменность образца, а допускает лишь наличие преимущественной ориентации (при  $\gamma^{eff} \neq 0$ ). Лишь один случай  $\gamma^{eff} = 90^\circ$ , когда поле  $\mathbf{V}_{hf}$  ориентировано вдоль пучка СИ, а временной спектр характеризуется одной частотой биений (см. последний график на рис. 7), допускает однозначную интерпретацию спектра отражения.

Отметим, что одна частота биений на временных спектрах ядерно-резонансного отражения возникает также и для случая перпендикулярной поверхности намагниченности (возбуждаются  $\sigma$ -поляризованным излучением и интерферируют при переизлучении только вторая и пятая линии резонансного магнитного спектра). Хотя глубина модуляции временного спектра ядерно-резонансного рассеяния в



этих двух случаях различна, небольшие отклонения поля  $\mathbf{V}_{hf}$  от направления распространения излучения и малая статистика измерений могут привести к ошибочной интерпретации спектров.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, введенное нами понятие эффективного азимутального угла ориентации сверхтонкого поля  $\mathbf{V}_{hf}$  позволяет легко объяснить результаты измерений спектра ядерно-резонансного рассеяния при двух ориентациях образца. Действительно, при первом измерении предпочтительное направление остаточной намагниченности в образце оказывалось перпендикулярным пучку ( $\gamma = 0$ ), а та часть  $\eta$  ядер, которая соответствовала хаотической (или антиферромагнитной) ориентации доменов, давала неотличимый от случая  $\gamma = 0$  вклад. В спектрах, измеренных после второго поворота образца на  $90^\circ$ , вклад этой «хаотической» составляющей амплитуды рассеяния не изменился, а та часть ядер  $(1 - \eta)$ , которая определяла предпочтительное направление остаточной намагниченности, дала вклад, соответствующий теперь углу  $\gamma = 90^\circ$ , и определила наблюдаемое изменение формы спектра. Согласно результатам подгонки, доля  $\eta$  ядер с хаотической ориентацией составила 23%, а характеризуемая предпочтительной ориентацией намагниченности вдоль одного из направлений  $\langle 110 \rangle$  — 77%. Эта модель вполне соответствует реальной физической картине, поскольку предпочтительное направление остаточной намагниченности совпадает с направлением легкой оси намагниченности в нашем образце (случай  $\gamma = \gamma^{eff} = 50^\circ$  нереален и по этой причине). Интересным обстоятельством является лишь то, что симметрия четвертого порядка относительно нормали к поверхности для ОЦК-пленки  $[\text{Fe}/\text{Co}]_{35}$ , выраженной в направлении  $\langle 001 \rangle$ , для магнитного взаимодействия становится симметрией второго порядка. Такие искажения часто бывают обусловлены ростовыми напряжениями и возникновением игольчатых (stripe) доменов, как это было показано, например, в работе [1].

Таким образом, сопоставление спектров, измеренных при двух азимутах поворота образца, сняло проблему неоднозначности. Мы можем констатировать, что образец не является однодоменным, но характеризуется предпочтительным направлением намагниченности в одном из направлений  $\langle 110 \rangle$ .

В заключение следует отметить, что ранее фактически все эксперименты по ядерно-резонансному

отражению (в отличие от экспериментов по диффузному рассеянию [16]) даже в отсутствие внешнего поля интерпретировались в предположении однородного по поверхности направления намагниченности образца [3–5, 12–15] (за исключением короткой заметки о наличии антифазных границ между структурными доменами в тонкой пленке  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , объясняющей возникновение перпендикулярной поверхности ориентации намагниченности вблизи доменных стенок [29]), и некоторое время существовало мнение об однодоменности сверхтонких пленок. Настоящее исследование показывает, что к такой интерпретации результатов следует относиться с осторожностью. Даже исследование в работе [15] спирального закручивания намагниченности в пленках, состоящих из слоев «жесткого» и «мягкого» магнетиков, с приложенным внешним полем может, в принципе, оспариваться с позиций возможного разбиения исследуемых дифференциальных слоев на домены.

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Определение азимутального угла направления намагниченности в плоскости резонансной магнитной пленки невозможно по спектру ядерно-резонансного рассеяния, измеренному лишь при одной ориентации образца. Такое исследование дает лишь эффективный азимутальный угол  $\gamma^{eff}$ , который не исключает наличия некоторой доли ядер с хаотической (или антиферромагнитной) ориентацией сверхтонкого поля  $\mathbf{V}_{hf}$  и поэтому не дает также истинного предпочтительного направления поля  $\mathbf{V}_{hf}$  в пленке. Для характеристики направления магнитного упорядочения в образце необходимо как минимум два измерения с поворотом образца, а более надежно это можно сделать при исследовании полной азимутальной зависимости спектров (в традиционной мессбауэровской спектроскопии такой способ применялся в работе [30]). Варьирование поляризации падающего излучения или анализ поляризации отраженного пучка, а также использование дополнительного поглотителя, дающего реперные частоту и поляризацию при формировании квантовых биений (как, например, это было сделано в работе [12]) также позволяют детально исследовать угловые характеристики намагниченности.

Авторы глубоко признательны научным специалистам станции ID18–ID22n ESRF Р. Рюфферу (R. Rüffer) и О. Леопольду (O. Leupold) за всесто-

ронную помощь в измерениях, а также А. И. Чумакову за полезное обсуждение. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16770) и INTAS (грант № 01-0822).

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. Carbuicchio and M. Rateo, *Hyperfine Interact.* **141/142**, 441 (2002).
2. R. Röhlberger, J. Bausmann, V. Senz et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5597 (2001).
3. B. Lindgren, M. A. Andreeva, L. Häggström, B. Kalska et al., *Hyperfine Interact.* **136/137**, 439 (2001).
4. B. Kalska, L. Häggström, B. Lindgren et al., *Hyperfine Interact.* **136/137**, 295 (2001).
5. M. A. Andreeva, V. G. Semenov, B. Lindgren et al., *Hyperfine Interact.* **141/142**, 119 (2002).
6. R. Rüffer and A. I. Chumakov, *Hyperfine Interact.* **97/98**, 589 (1996).
7. V. G. Smirnov, *Hyperfine Interact.* **123/124**, 31 (1999).
8. М. А. Андреева, Н. В. Андреева, С. М. Иркаев и др., *Поверхность* № 2, 114 (1999).
9. G. T. Trammell and J. P. Hannon, *Phys. Rev. B* **18**, 165 (1978).
10. Yu. Kagan, A. M. Afanas'ev, and V. G. Kohn, *J. Phys. C* **12**, 615 (1979).
11. D. P. Siddons, U. Bergmann, and J. B. Hastings, *Hyperfine Interact.* **123/124**, 681 (1999).
12. C. L'abbé, J. Meersschant, W. Sturhahn et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 037201 (2004).
13. L. Bottyán, J. Dekoster, L. Deák et al., *Hyperfine Interact.* **113**, 295 (1998).
14. C. Carbone, A. Dallmeyer, M. C. Malagoli et al., in *ESRF Highlights* (1999), p. 60.
15. R. Röhlberger, H. Thomas, K. Schlage et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 237201 (2002).
16. D. L. Nagy, L. Bottyán, B. Croonenborghs et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 157202 (2002).
17. A. Q. R. Baron, A. I. Chumakov, H. F. Grünsteudel et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4808 (1996).
18. A. M. N. Niklasson, B. Johansson, and H. L. Skriver, *Phys. Rev. B* **59**, 6373 (1999).
19. <http://www.esrf.fr/computing/scientific/REFTIM/MAIN.htm>
20. M. A. Andreeva and B. Lindgren, *Phys. Rev. B* **72**, 125422 (2005).
21. М. А. Андреева, К. Росеге, *Вестник МГУ, серия 3 «Физика, астрономия»* **27(3)**, 57 (1986).
22. S. M. Irkaev, M. A. Andreeva, G. N. Belozerskii et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **74**, 554 (1993).
23. М. А. Андреева, С. М. Иркаев, В. Г. Семенов, *ЖЭТФ* **105**, 1767 (1994).
24. R. Röhlberger, *Hyperfine Interact.* **123/124**, 455 (1999).
25. А. М. Афанасьев, Ю. Каган, *ЖЭТФ* **64**, 1958 (1974).
26. М. Е. Роуз, *Поля мультиплетов*, Изд-во иностр. лит., Москва (1957).
27. М. А. Андреева, Р. Н. Кузьмин, *Мессбауэровская гамма-оптика*, Изд-во МГУ, Москва (1982).
28. R. Röhlberger, *Nuclear Condensed Matter Physics with Synchrotron Radiation, Basic Principles, Methodology, and Applications*, Series: *Springer Tracts Mod. Phys.*, Vol. **208**, Springer, Berlin-Heidelberg (2004).
29. L. Kalev, T. Himba, F. C. Voogt et al., in *ESRF Highlights* (1999), p. 61.
30. R. W. Grant and S. Geller, *Sol. St. Comm.* **7**, 1291 (1969).