

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Использование синхротронного излучения для исследования магнитных материалов

С.Г. Овчинников

Приводится обзор последних результатов по исследованию магнитных материалов с помощью синхротронного излучения. Рассмотрены магнитные эффекты в рентгеновском рассеянии при линейной и круговой поляризации излучения, эффекты магнитного кругового дихроизма в спектрах рентгеновского поглощения и фотоэмиссии. Методы рентгеновской магнитооптики позволяют получать тонкие детали кристаллической и магнитной структур, отделять спиновый и орбитальный вклады в полный момент, получать элементно- и позиционно-чувствительную информацию о магнитных свойствах материала, визуализировать домены и доменные стенки, изучать динамику перемagnetизации. Дано сравнение магнитных нейтронных и рентгеновских методов.

PACS numbers: 61.10.Ht, 75.25.+z, **75.70.i**, 78.20.Ls

Содержание

1. Введение (869).
 2. Магнитные эффекты взаимодействия рентгеновского излучения с веществом (870).
 - 2.1. Общие формулы для магнитного рентгеновского рассеяния.
 - 2.2. Сравнение методов магнитного рассеяния нейтронов и рентгеновских лучей.
 - 2.3. Магнитный вклад в рентгеновское поглощение.
 - 2.4. Эффекты сильных электронных корреляций в спектрах рентгеновского поглощения.
 3. Экспериментальные методы исследования магнитных свойств с применением синхротронного излучения (874).
 4. Примеры исследования магнитных материалов (877).
 - 4.1. Магнитный круговой дихроизм в 3d-металлах.
 - 4.2. Редкоземельные металлы и их соединения.
 - 4.3. Актиниды.
 - 4.4. Тонкие пленки и многослойные структуры.
 - 4.5. Доменная структура и динамика перемagnetизации.
 - 4.6. Орбитальные моменты и их упорядочение в окислах 3d-металлов.
 5. Заключение (885).
- Список литературы (886).

1. Введение

Использование рентгеновских лучей для исследования магнитных свойств вещества началось сравнительно недавно. Первые данные по магнитной дифракции были

опубликованы в 1972 г. [1], а первые эксперименты по магнитному круговому дихроизму появились в конце 80-х гг. Развитие этого направления обусловлено применением синхротронного излучения как источника фотонов с высокой яркостью и превосходными поляризационными характеристиками.

Измерение магнитных вкладов в дифракционные пики (1/2, 1/2, 1/2) и (3/2, 3/2, 3/2) для NiO стандартными рентгеновскими трубками, как это делалось авторами [1], является очень трудным экспериментом. Дело в том, что магнитное сечение рассеяния меньше зарядового на множитель $[\hbar\omega/(mc^2)]^2 \approx \approx 4 \times 10^{-4}$ для рентгеновских лучей с энергией $\hbar\omega = 10$ кэВ. Учет других вкладов, уменьшающих магнитное сечение (число неспаренных электронов, средний спин и т.д.), приводит к тому, что зарядовое рассеяние в 10^7 раз сильнее магнитного для NiO. Таким образом, магнитное рентгеновское рассеяние существует, его можно измерить, но оно очень мало по сравнению с зарядовым.

Два фактора способствовали тому, что это слабое рассеяние превращается на наших глазах в мощный и информативный инструмент исследования магнитных структур. Во-первых, развитие источников синхротронного излучения (СИ) в 70-х и 80-х гг. Благодаря высокой интенсивности СИ малость магнитного рассеяния, характеризующаяся множителем $10^{-4} - 10^{-7}$ частично может быть скомпенсирована. Дополнительным плюсом СИ служит высокая степень поляризации: в наши дни достижима линейная поляризация 99 % в плоскости синхротрона. Вращение плоскости поляризации падающих фотонов на $\pi/2$ часто используется для выделения магнитного рассеяния.

Во-вторых, — это открытие резонансного рентгеновского рассеяния [2, 3]: вблизи определенных значений энергии внутриатомного поглощения рентгеновское

С.Г. Овчинников, Институт физики им. Л.В. Киренского
Сибирского отделения РАН,
660036 Красноярск, Академгородок, Российская Федерация
Тел. (3912) 43-29-06
Факс (3912) 43-89-23
E-mail: sgo@post.krasnscience.rssi.ru

Статья поступила 4 февраля 1999 г., после доработки 11 мая 1999 г.

сечение рассеяния очень чувствительно к величине энергии, что приводит к значительному усилению магнитного сигнала (~ 100 для лантанидов и 10^6 для актинидов). Рентгеновское резонансное магнитное рассеяние (XRMS) обусловлено электрическими мультипольными эффектами (дипольным и квадрупольным) и, благодаря принципу Паули, чувствительно к электронным спинам. Резонансные эффекты обнаружены также в рентгеновском поглощении: магнитный круговой дихроизм (МКД) [4] и спин-зависящее поглощение СИ с круговой поляризацией [5] могут быть использованы для исследования магнетизма.

В течение последних десяти лет рентгеновская магнитооптика бурно развивается. Разработаны разнообразные методы — от нерезонансной магнитной дифракции (позволяющей разделить орбитальную и спиновую часть магнитного фактора) до резонансного рассеяния (дающего элементарно-чувствительную информацию, в том числе от поверхностных и ультратонких слоев) и МКД, позволяющего строить пространственно-временные изображения магнитных неоднородностей. Проводятся эксперименты как по рассеянию, так и по поглощению, с линейной и круговой поляризацией. Исследование магнитной структуры методами рассеяния линейно-поляризованного СИ обеспечивает высокое разрешение в k -пространстве и применяется для антиферромагнетиков, сверхрешеток и тонких ферромагнитных слоев [6]. Для поляризованных по кругу фотонов существует интерференция зарядового и магнитного упругого рассеяния, обнаруженная экспериментально в работе [7]. Рассеяние СИ с линейной и круговой поляризацией может быть использовано для разделения спиновых и орбитальных вкладов в магнитный момент. В экспериментах по поглощению линейно-поляризованного излучения [8] была обнаружена сильная поляризационная зависимость 3d-спектров поглощения редкоземельных металлов (РЗМ). Спин-зависящая часть в поглощении поляризованного по кругу излучения была впервые обнаружена для ферромагнитного железа [5]. Исследование МКД в спектрах XANES (X-ray absorption near-edge structure) и EXAFS (extended X-ray absorption fine structure) превратилось в мощный метод изучения элементарно- и симметрично-чувствительных характеристик локальной электронной структуры в магнитных материалах [9].

Целью настоящей работы является обзор современного состояния рентгеновской магнитооптики магнитных материалов, новых методов исследования и результатов применения этих методов к конкретным веществам. Как часто бывает в физике твердого тела, интерпретация результатов достаточно проста и надежна в двух предельных случаях: при взаимодействии фотонов с локализованными электронами, когда применимо атомное описание, и с коллективизированными электронами в металлах, когда применима зонная теория. В промежуточных случаях, когда кулоновская энергия межэлектронного взаимодействия сравнима с кинетической энергией электронов, корректная интерпретация результатов рентгеновской магнитооптики требует дальнейшего развития теории. В то же время рентгеновская магнитооптика важна не только для фундаментальных исследований.

Сложная взаимосвязь электронной структуры, магнитных свойств, морфологии тонких пленок, процессов

литографии, динамики перемагничивания новых магнитных материалов и устройств на их основе выстраивает барьеры на пути успешного применения новых материалов в устройствах магнитной памяти и магнитных сенсорах. Для таких устройств характерно то, что они являются многослойными, многоэлементными и гетеромагнитными (содержат более одного магнитоактивного элемента). Большая часть стандартных магнитных методов дает интегральную информацию о свойствах материала, поэтому появление новых методов рентгеновской магнитооптики, позволяющих исследовать отдельные элементы и слои, безусловно, полезно для оптимизации и дальнейшего развития новых магнитных устройств.

2. Магнитные эффекты взаимодействия рентгеновского излучения с веществом

Традиционная для физики твердого тела точка зрения заключается в том, что рассеяние рентгеновских лучей дает информацию о плотности заряда. Действительно, зарядовая плотность дает основной вклад в сечение рассеяния. Между тем, следующие, меньшие по величине, слагаемые содержат информацию о магнитном моменте [10]. Теоретические предсказания о возможности применения рентгеновского рассеяния для определения магнитной структуры высказывались в работах [11–14]. В слабо релятивистском пределе, когда энергия фотона мала по сравнению с энергией покоя электрона, $\hbar\omega/(mc^2) \ll 1$, гамильтониан взаимодействия электромагнитного поля с системой электронов, как известно, можно записать в виде [14]:

$$\begin{aligned} H' = & \frac{e^2}{2mc^2} \sum_j A^2(\mathbf{r}_j) - \frac{e}{2mc} \sum_j \mathbf{A}(\mathbf{r}_j) \cdot \mathbf{p}_j - \\ & - \frac{e\hbar}{2mc} \sum_j \mathbf{S}_j \cdot [\mathbf{V} \times \mathbf{A}(\mathbf{r}_j)] - \\ & - \frac{e^2\hbar}{2(mc^2)^2} \sum_j \mathbf{S}_j \cdot \left[\frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}_j)}{\partial t} \times \mathbf{A}(\mathbf{r}_j) \right] = \\ = & H'_1 + H'_2 + H'_3 + H'_4, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{A}(\mathbf{r}_j)$ есть вектор-потенциал поля в точке \mathbf{r}_j , \mathbf{S}_j — спин j -го электрона с импульсом \mathbf{p}_j . Смысл четырех слагаемых в (1) следующий: первые два связаны с кинетической энергией, третье описывает зеемановское взаимодействие спина электрона с магнитным полем волны и последнее обусловлено спин-орбитальным взаимодействием.

2.1. Общие формулы

для магнитного рентгеновского рассеяния¹

Эксперимент по рентгеновскому рассеянию связан с двухфотонным процессом, в котором падающий фотон с энергией $\hbar\omega_i$, волновым вектором \mathbf{k}_i и поляризацией ϵ_i аннигилирует и вылетает фотон с энергией $\hbar\omega_f$, волновым вектором \mathbf{k}_f и поляризацией ϵ_f в конечном состоянии. Слагаемые $H'_1 + H'_4$ в гамильтониане дают вклад уже в первом порядке теории возмущений, поскольку каждый из них содержит два оператора \mathbf{A} , а слагаемые

¹ Этот раздел написан по материалам лекции М. Альтарелли [15].

$H'_2 + H'_3$ содержат только один оператор \mathbf{A} и дают вклад только во втором порядке теории возмущений. Вводя начальное и конечное состояния системы

$$|i\rangle = |0_e; \mathbf{k}_i, \boldsymbol{\varepsilon}_i\rangle, \quad |f\rangle = |f_e; \mathbf{k}_f, \boldsymbol{\varepsilon}_f\rangle, \quad (2)$$

где основное и возбужденное состояния электронной системы обозначены 0_e и f_e , с энергиями начального и конечного состояний $\epsilon_i = E_{0e} + E_i$, $\epsilon_f = E_{fe} + E_f$ в виде суммы энергий электронов и фотонов, можем записать вероятность рассеяния в виде

$$\omega_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f | H'_1 + H'_4 | i \rangle + \sum_n \frac{\langle f | H'_2 + H'_3 | n \rangle \langle n | H'_2 + H'_3 | i \rangle}{\epsilon_i - \epsilon_n} \right|^2 \delta(\epsilon_i - \epsilon_f). \quad (3)$$

Дважды дифференциальное сечение рассеяния связано с измеряемыми величинами:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_f d\Omega_f} = r_0^2 \frac{\omega_f}{\omega_i} \sum_j |M_{if}|^2 \delta(E_{0e} - E_{fe} + \hbar\omega_i - \hbar\omega_f), \quad (4)$$

где $r_0 = e^2/(mc^2) = 2,82 \times 10^{-13}$ см есть классический радиус электрона, а амплитуда рассеяния равна [14]

$$\begin{aligned} M_{if} = & \left\langle f \left| \sum_j \exp(i\mathbf{Q}\mathbf{r}_j) \right| i \right\rangle (\boldsymbol{\varepsilon}_f^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_i) - \\ & - i \frac{\hbar\omega_i}{mc^2} \left\langle f \left| \sum_j \exp(i\mathbf{Q}\mathbf{r}_j) \mathbf{S}_j \right| i \right\rangle (\boldsymbol{\varepsilon}_f^* \times \boldsymbol{\varepsilon}_i) + \\ & + \frac{1}{m} \sum_{j,l} \left(\sum_n \left\{ \frac{\langle f | [\boldsymbol{\varepsilon}_f^* \cdot \mathbf{p}_j - i\hbar(\mathbf{k}_f \times \boldsymbol{\varepsilon}_f) \cdot \mathbf{S}_j] \exp(-i\mathbf{k}_f \mathbf{r}_j) | n \rangle}{E_i - E_n + \hbar\omega_i - i\Gamma_n/2} \right. \right. \\ & \times \langle n | [\boldsymbol{\varepsilon}_i \cdot \mathbf{p}_l + i\hbar(\mathbf{k}_i \times \boldsymbol{\varepsilon}_i) \cdot \mathbf{S}_l] \exp(i\mathbf{k}_i \mathbf{r}_l) | i \rangle \Big\} + \\ & + \sum_{n'} \left\{ \frac{\langle f | [\boldsymbol{\varepsilon}_f^* \cdot \mathbf{p}_j + i\hbar(\mathbf{k}_i \times \boldsymbol{\varepsilon}_i) \cdot \mathbf{S}_j] \exp(i\mathbf{k}_i \mathbf{r}_j) | n' \rangle}{E_i - E_{n'} - \hbar\omega_f} \right. \\ & \times \langle n' | [\boldsymbol{\varepsilon}_f \cdot \mathbf{p}_l - i\hbar(\mathbf{k}_f \times \boldsymbol{\varepsilon}_f) \cdot \mathbf{S}_l] \exp(-i\mathbf{k}_f \mathbf{r}_l) | i \rangle \Big\} \Big) \Big). \quad (5) \end{aligned}$$

Здесь введен вектор рассеяния $\mathbf{Q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$, индексы j, l пробегает по всем электронным состояниям. Суммирование по промежуточным состояниям разбито на два слагаемых: в первом, $|n\rangle$, фотон $\hbar\omega_i$ уничтожается, и других фотонов нет; во втором, $|n'\rangle$, создается фотон $\hbar\omega_f$, и оба фотона присутствуют. В первом возможно состояние резонанса при $E_i - E_n + \hbar\omega_i \rightarrow 0$, и мнимая часть $i\Gamma_n/2$ введена для описания конечного времени жизни промежуточного состояния. Формула (5) содержит все интересующие нас случаи упругого, неупругого, нерезонансного и резонансного рентгеновского рассеяния.

Рассмотрим сначала нерезонансный случай, когда $\hbar\omega_i \gg E_n - E_i$ для всех относящихся к делу промежуточных состояний. Здесь доминирует первое слагаемое в (5) (вклад от члена H'_1), которое приводит к сечению рассеяния

$$\frac{d^2\sigma}{dE_f d\Omega_f} = r_0^2 \frac{\omega_f}{\omega_i} (\boldsymbol{\varepsilon}_f^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_i)^2 S(\mathbf{Q}, \omega), \quad (6)$$

где динамический структурный фактор может быть записан через корреляционную функцию плотности электронов $\rho(\mathbf{r}, t)$:

$$S(\mathbf{Q}, \omega) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{r} d\mathbf{r}' dt \exp(-i\omega t) \times \exp[-i\mathbf{Q}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \langle i | \rho(\mathbf{r}, 0) \rho(\mathbf{r}', t) | i \rangle. \quad (7)$$

Для упругого рассеяния $\omega = 0$ отсюда следует формула зарядового рассеяния Брэгга–Томсона, широко известная в кристаллографии.

1. Магнитное рентгеновское упругое нерезонансное рассеяние описывается следующими по малости слагаемыми в (5), которые могут быть записаны в виде [14]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dE_f d\Omega_f} = & r_0^2 \left\langle f \left| \sum_j \exp(i\mathbf{Q}\mathbf{r}_j) \right| i \right\rangle (\boldsymbol{\varepsilon}_f^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_i) - \\ & - i \frac{\hbar\omega_i}{mc^2} \left\{ \frac{mc}{e\hbar} \frac{\langle i | \mathbf{Q} \times [\mathbf{M}_L(\mathbf{Q}) \times \mathbf{Q}] | i \rangle}{\mathbf{Q}^2} \cdot \mathbf{P}_L + \right. \\ & \left. + \frac{mc}{e\hbar} \langle i | \mathbf{M}_S(\mathbf{Q}) | i \rangle \cdot \mathbf{P}_S \right\}^2, \quad (8) \end{aligned}$$

где $\mathbf{M}_L(\mathbf{Q})$, $\mathbf{M}_S(\mathbf{Q})$ есть фурье-образы плотности орбитального и спинового магнитных моментов, а поляризационные факторы \mathbf{P}_L и \mathbf{P}_S равны

$$\mathbf{P}_L = (\boldsymbol{\varepsilon}_f^* \times \boldsymbol{\varepsilon}_i) 4 \sin^2 \Theta_B, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_S = & \boldsymbol{\varepsilon}_f^* \times \boldsymbol{\varepsilon}_i + \frac{1}{k^2} [(\mathbf{k}_f \times \boldsymbol{\varepsilon}_f^*)(\mathbf{k}_f \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_i) - (\mathbf{k}_i \times \boldsymbol{\varepsilon}_i)(\mathbf{k}_i \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_f^*) - \\ & - (\mathbf{k}_f \times \boldsymbol{\varepsilon}_f^*) \times (\mathbf{k}_i \times \boldsymbol{\varepsilon}_i)]. \quad (10) \end{aligned}$$

Здесь $k = |\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_f|$ в упругом случае, и угол рассеяния (между векторами \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_f) обозначен $2\Theta_B$. В то время как первое слагаемое в (8) связано с зарядовым рассеянием, второе и третье, содержащие малый множитель $\hbar\omega_i/(mc^2)$, зависят от магнитного момента. Заметим, что благодаря различию поляризационных факторов $\mathbf{P}_L \neq \mathbf{P}_S$ орбитальный и спиновый моменты дают различные вклады, что дает возможность их отдельного определения при соответствующей геометрии эксперимента.

Непосредственное измерение магнитных вкладов в рассеяние линейно-поляризованных фотонов возможно в антиферромагнетиках, где магнитное и зарядовое рассеяние разделены в k -пространстве. Можно ли измерить слабый магнитный вклад в ферромагнетике, где он существует на фоне сильного пика от зарядового рассеяния? Оказывается, можно. Для поляризованного по кругу синхротронного излучения возможно индуцировать интерференцию амплитуд зарядового и магнитного рассеяния, что позволяет выделить магнитную интенсивность в нестационарных экспериментах. Необходимо либо периодически менять знак поляризации (правую на левую и наоборот), либо перемагничивать образец. На практике чаще используется последнее.

2. Магнитное резонансное упругое рассеяние. В этом случае $E_i - E_n + \hbar\omega_i \rightarrow 0$, и третье слагаемое в (5) доминирует. Резонансное условие означает, что энергия γ -кванта близка к энергии промежуточного состояния с

дыркой на внутренней атомной оболочке и электроном выше уровня Ферми. Как отмечено авторами [2, 3], условия резонанса выделяют небольшое число промежуточных состояний $|n\rangle$ с энергиями, близкими к $\hbar\omega_i$. Для магнитоупорядоченной системы одноэлектронные состояния со спином вверх и вниз имеют разные числа заполнения и энергии и поэтому по-разному доступны для виртуальных возбуждений с внутренних оболочек. Удобная форма записи резонансного рассеяния предложена в работе [3], где введены сферические компоненты для радиуса-вектора $\mathbf{r} = (R_0, R_{+1}, R_{-1})$, $R_0 = iz$, $R_{\pm 1} = \mp i/\sqrt{2}(x \pm iy)$ и сечение рассеяния записано в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dE_f d\Omega_f} = r_0^2 \left| \sum_{\mathbf{R}} \exp(i\mathbf{QR}) \left[\frac{1}{2}(\boldsymbol{\varepsilon}^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon})(F_{1,1} + F_{1,-1}) - \frac{i}{2}(\boldsymbol{\varepsilon}^* \times \boldsymbol{\varepsilon}) \cdot \mathbf{z}_R(F_{1,1} + F_{1,-1}) + (\boldsymbol{\varepsilon}^* \cdot \mathbf{z}_R)(\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{z}_R) \left(F_{1,0} - \frac{F_{1,1}}{2} - \frac{F_{1,-1}}{2} \right) \right] \right|^2. \quad (11)$$

Здесь \mathbf{z}_R — единичный вектор в направлении квантования, совпадающем с локальным направлением намагниченности, и

$$F_{1,q} = \frac{m}{\hbar^2} \sum_n (E_i - E_n)^2 \frac{|\langle n | R_q | i \rangle|^2}{E_i - E_n + \hbar\omega_i + i\Gamma_n/2}. \quad (12)$$

Выражение (11) получено для системы магнитных ионов, которые находятся в слабом кристаллическом поле и сохраняют вращательную симметрию атома. Это приближение вполне разумно для 4f-электронов РЗМ, но менее обосновано для 3d-металлов. В этом выражении видна зависимость от номера оболочки, с которой идет возбуждение электрона. Поскольку оно получено в дипольном приближении, то возбуждения с р-уровня (например, для L_2 - и L_3 -края) зависят от заполнения, а значит, и от магнитных свойств d-состояний. Таким образом, резонансное $L_{2,3}$ -рассеяние в 3d-металлах и их соединениях дает информацию о d-зонах. В то же время в РЗМ-системах $L_{2,3}$ -рассеяние позволяет определить магнитные свойства 5d-зон в дипольном приближении, тогда как более сильные магнитные моменты 4f-электро-

нов проявляются только в квадрупольном приближении. Дипольные и квадрупольные вклады могут разделяться по их разной зависимости от поляризации и волнового вектора [3].

3. Неупругое резонансное рассеяние. Когда в уравнении (12) $|i\rangle \neq |f\rangle$, дырка на внутренней оболочке в промежуточном состоянии $|n\rangle$ может быть заполнена другим электроном, оставляющим вместо себя новую дырку в валентной зоне или на внутренней оболочке, в то время как возбужденный электрон в состоянии $|n\rangle$ остается выше уровня Ферми. Таким образом, конечное состояние $|f\rangle$ содержит возбужденную электронно-дырочную пару. Следовательно, эксперименты по неупругому резонансному рассеянию отражают двухчастичные свойства подобно оптическому поглощению, отличаясь, тем не менее, правилами отбора и толщиной доступного для исследования слоя материала.

2.2. Сравнение методов магнитного рассеяния нейтронов и рентгеновских лучей

Рассеяние нейтронов применяется для исследования магнетизма около 50 лет, и за это время оно превратилось в мощный рутинный метод определения магнитной структуры порошков и монокристаллов, позволяющий также исследовать спиновую динамику в неупругом рассеянии. Магнитное рентгеновское рассеяние, которое может дать более детальную информацию о магнитной структуре, стало широко использоваться чуть более 10 лет назад. Сравнительные характеристики этих двух методов приведены в табл. 1. Для сравнения возможностей нейтронного и рентгеновского рассеяния на рис. 1 показаны участки дифракционной картины в окрестности магнитного пика (1, 0, 0) в $\text{Mn}_{0,75}\text{Zn}_{0,25}\text{F}_2$, полученной на одном образце после охлаждения до 30 К во внешнем поле $H = 6$ Тл [16]. Система $\text{Mn}_{0,75}\text{Zn}_{0,25}\text{F}_2$ представляет собой пример трехмерной неупорядоченной модели Изинга, в которой фазовая диаграмма определяется конкуренцией обменного взаимодействия и замороженного беспорядка. Согласно нейтронным данным, в объеме имеется ближний порядок с корреляционной длиной около 80 нм. Рентгеновские данные, полученные с гораздо лучшим пространственным разрешением, дают информацию о поверхностном слое глубины

Таблица 1. Сравнение методов рассеяния тепловых нейтронов и рентгеновского излучения

Нейтроны	Рентгеновское излучение
<p>Длина волны де Бройля $\lambda \sim 0,03\text{--}2$ нм порядка межатомных расстояний, так что дифракция дает прямую информацию об атомной и спиновой структуре</p> <p>Энергия $10^{-6}\text{--}1$ эВ порядка энергий элементарных возбуждений (фононы, магноны, ...). Неупругое рассеяние дает информацию о возбуждениях и об атомной спиновой динамике</p> <p>Незаряжены, глубоко проникают в объем материала. Могут применяться для исследования поверхности тонких пленок или многослойных структур при малоугловом рассеянии</p> <p>Длина рассеяния b_n зависит от ядра, а не прямо от атомного номера Z. Есть изотоп-эффект. Также b_n не зависит от вектора рассеяния Q</p> <p>Имеют магнитный момент $\mu = 5,4 \times 10^{-4} \mu_B$ и непосредственно взаимодействуют с атомными/ядерными спинами, давая информацию о магнитной структуре и динамике</p> <p>Требуются большие образцы (сечением $\sim 1 \text{ см}^2$)</p>	<p>Длина волны для синхротронного источника меняется в широком интервале, дифракция дает прямую информацию об атомной и спиновой структуре</p> <p>Энергия $1\text{--}10^3$ эВ слишком велика для изучения низкочастотной динамики (магнонов, фононов)</p> <p>Сильно взаимодействует с электронами. Более поверхностно-чувствительный метод, чем рассеяние нейтронов. Мягкое излучение с энергией < 4 кэВ проникает на глубины $10\text{--}10^3$ нм</p> <p>Зарядовое рассеяние определяется атомным фактором $f_x(Q)$, монотонно зависящим от Z и стремящимся к Z при $Q \rightarrow 0$. Нет изотоп-эффекта. Высокое разрешение в k-пространстве</p> <p>Не имеет магнитного момента, но амплитуда рассеяния зависит от плотности спинового и орбитального моментов в материале. Возможно разделение спинового и орбитального вкладов. Элементно-чувствительный метод вблизи края поглощения</p> <p>Ввиду большой яркости СИ и резонансного усиления сигнала возможно исследование маленьких образцов (для актинов $\sim 1 \text{ мм}^2$)</p>

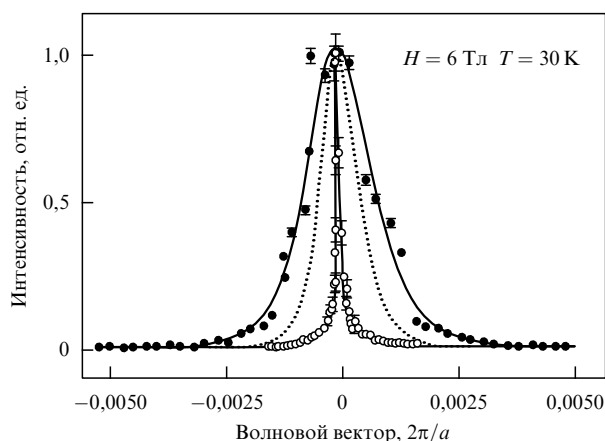


Рис. 1. Спектры рентгеновского (светлые кружки) и нейтронного (темные кружки) рассеяния в окрестности магнитного пика (1, 0, 0) в $\text{Mn}_{0.75}\text{Zn}_{0.25}\text{F}_2$, снятые на одном образце. Волновой вектор измеряется в единицах параметра обратной решетки $2\pi/a = 13 \text{ nm}^{-1}$ (из работы [16]).

около одного микрона и свидетельствуют о дальнем магнитном порядке в приповерхностной области.

2.3. Магнитный вклад в рентгеновское поглощение

Спектроскопия рентгеновского поглощения (XAS) позволяет изучать электронные переходы из внутренних атомных оболочек в незанятые состояния. Этот метод определяет объемные свойства и дает уникальную информацию о локальной электронной структуре и о локальном распределении атомов вокруг выбранного атома. Применение поляризованного по кругу излучения дало возможность изучать эффекты магнитного кругового дихроизма в спектрах мягкого (XANES) и жесткого (EXAFS) рентгеновского поглощения. Спектр МКД определяется как разность фотоэлектронных интенсивностей, измеренных для двух противоположных направлений циркулярной поляризации. Будучи разностным методом, МКД обеспечивает простое определение магнитного вклада в спектр, в котором вычитаются немагнитные вклады. Напомним, что рентгеновские спектры обозначаются термом, на котором находится рентгеновская дырка; соответствие двух типов обозначений следующее:

$$\begin{array}{cccccccccccc} 1s_{1/2} & 2s_{1/2} & 2p_{1/2} & 2p_{3/2} & 3s_{1/2} & 3p_{1/2} & 3p_{3/2} & 3d_{3/2} & 3d_{5/2} & \dots \\ K & L_1 & L_2 & L_3 & M_1 & M_2 & M_3 & M_4 & M_5 & \dots \end{array}$$

Вблизи края поглощения, т.е. в области энергий $\sim 20 \text{ эВ}$, наблюдаются большие эффекты МКД (в ряде случаев более 20 % для относительных величин). Корректная интерпретация экспериментальных спектров ограничена в настоящее время двумя предельными случаями поведения электронов в конечном состоянии: локализованные состояния, которые описываются в атомной картине (например, переходы $3d-4f$ в РЗМ-системах), и коллективизированные электроны, которые описываются зонной теорией (переходы $1s-4p$ в $3d$ -элементах и $2p-5d$ в $5d$ -элементах). Для промежуточных случаев, например, для $L_{2,3}$ -спектров в $3d$ -элементах кинетическая энергия электрона по порядку величины сравнима с потенциальной, и важны эффекты сильных корреляций. Законченная теория МКД для таких систем

отсутствует. Для мягкого рентгеновского излучения и зонных конечных состояний коэффициент поглощения описывается "золотым" правилом Ферми:

$$\mu_l(E) \sim |M(E)|^2 \rho_l(E), \quad (13)$$

где $M(E)$ — матричный элемент дипольного перехода, практически не зависящий от энергии, и $\rho_l(E)$ — плотность незанятых состояний с проекцией углового момента l в окрестности уровня Ферми. Если поглощающий атом (элементарная чувствительность определяется энергией края поглощения) имеет магнитный спиновый момент, то конечные состояния будут обменно расщеплены, и плотности состояний для спина вверх и вниз различны: $\rho_+(E_F) \neq \rho_-(E_F)$. Сигнал МКД

$$\mu_c = \frac{\mu_+ - \mu_-}{2} \sim |M(E)|^2 (\rho_+(E) - \rho_-(E)) \quad (14)$$

пропорционален локальной спиновой плотности. Более того, в работе [17] в рамках простой векторной модели сложения моментов показано, что измерения нормированных МКД спектров вблизи L_2 - и L_3 -порогов дают одновременно информацию о спиновом и орбитальном моментах:

$$\frac{\mu_S}{\mu_V} \sim -\frac{4}{3} \int \left[\frac{\mu_c(E)}{\mu_0} \right]_{L_3} - \frac{\mu_c(E)}{\mu_0} \left[\right]_{L_2} \rho(E) dE, \quad (15)$$

$$\frac{\mu_L}{\mu_V} \sim -\frac{4}{9} \int \left[2 \frac{\mu_c(E)}{\mu_0} \right]_{L_3} + \frac{\mu_c(E)}{\mu_0} \left[\right]_{L_2} \rho(E) dE. \quad (16)$$

Здесь μ_0 — коэффициент поглощения неполяризованного излучения.

Для локализованных конечных состояний электронов необходимо учитывать мультиплетную структуру ионных термов, в которую дают вклад многоэлектронные эффекты. Правила сумм [18] и в этом случае связывают сумму и разность сигналов дихроизма для двух разных начальных внутренних оболочек с локальными спиновым и орбитальным моментами частично заполненных валентных состояний. Более того, при условии $\mu_0(L_3) = 2\mu_0(L_2)$ выражения (15), (16), полученные в зонном пределе, эквивалентны правилу сумм для атомного предела [9].

В области жесткого рентгеновского поглощения существует довольно слабая зависимость сигнала EXAFS от направления циркулярной поляризации. Вклады спин-поляризованного EXAFS (SPEXAFS) в МКД — весьма распространенное явление [19], однако отсутствие расчетов сигнала из первых принципов затрудняет получение количественной информации о магнитных параметрах материала. Тем не менее сравнительный анализ разных систем показывает возможность извлечения информации о локальном ближнем магнитном порядке [9].

2.4. Эффекты сильных электронных корреляций в спектрах рентгеновского поглощения

Как упоминалось в разделе 2.3, последовательная интерпретация спектров поглощения для узкозонных материалов, к которым относится большое число магнитных оксидов $3d$ -металлов, а также РЗМ и соединений актинидов, требует учета сильных электронных корреляций. Для рентгеновских спектров важны два типа корреляций: во-первых, в системе валентных электронов; во-

вторых, корреляции валентных электронов и рентгеновской дырки из внутренней оболочки. Рассмотрим эффекты корреляций, следуя работам [20, 21].

Обозначим гамильтониан валентных электронов через H_d , куда явно включены межэлектронные взаимодействия (кулоновские и обменные матричные элементы). Это не обязательно d-электроны, могут быть и f-электроны для РЗМ, а для окислов и других ионных соединений в H_d включены d- или f-состояния магнитного иона и p-состояния аниона с эффектами гибридизации и взаимодействия. Взаимодействие валентных электронов с дыркой на внутренней оболочке опишем гамильтонианом

$$H_{cd} = V_{cd} \sum_{\mathbf{r}\lambda\sigma\sigma'} d_{\mathbf{r}\lambda\sigma}^+ d_{\mathbf{r}\lambda\sigma} n_{c\sigma'} . \quad (17)$$

Здесь $d_{\mathbf{r}\lambda\sigma}$ — оператор уничтожения валентного электрона в элементарной ячейке с радиусом-вектором \mathbf{r} в орбитальном состоянии λ со спином σ , $n_{c\sigma'}$ — оператор числа рентгеновских дырок на внутренней оболочке.

Пусть в данной элементарной ячейке, где поглощается γ -квант, имеется N_e валентных электронов. Собственные функции гамильтониана H_d обозначим $\Psi_m^{(d)}(N_e)$, а энергии — $E_m^{(d)}$. Тогда волновую функцию ячейки в начальном состоянии можно записать в виде

$$\Psi_i = \varphi_c^n \cdot \Psi_{0,i}^{(d)} , \quad (18)$$

где φ_c^n — волновая функция n электронов на внутренних оболочках, $\Psi_{0,i}^{(d)}$ — волновая функция N_e валентных электронов в начальном состоянии, вычисленная с учетом сильных корреляций (например, путем точной диагонализации многоэлектронного гамильтониана H_d для кластера конечных размеров, представляющего элементарную ячейку).

В приближении внезапного возмущения [22, 23] оператор числа дырок на внутренней оболочке $n_{c\sigma} \rightarrow 1$, тогда H_{cd} сводится к сдвигу уровней валентных электронов в кристаллическом поле. В результате в конечном состоянии функция N_e валентных электронов $\Psi_{m,f}^{(d)}$ вычисляется с гамильтонианом $H_d + H_{cd}$, а полная функция конечного состояния может быть записана в виде

$$\Psi_f^{(m)} = \varphi_c^{n-1} \varphi_l \Psi_{m,f}^{(d)}(N_e) , \quad (19)$$

где φ_l — волновая функция фотоэлектрона с энергией ϵ_l в состоянии l . Энергии начального и конечного состояний равны соответственно

$$E_i = n\epsilon_c + E_{0,i}^{(d)} , \quad E_{m,f} = (n-1)\epsilon_c + \epsilon_l + E_{m,f}^{(d)} . \quad (20)$$

Вероятность поглощения с образованием фотоэлектрона есть

$$I_m(\hbar\omega) = \left| \langle \Psi_i | e\mathbf{r} | \Psi_f^{(m)} \rangle \right|^2 = \left| \langle \varphi_c(\epsilon_c) | e\mathbf{r} | \varphi_l(\epsilon_l) \rangle \right|^2 \times \\ \times \left| \langle \Psi_{0,i}^{(d)}(E_{0,i}^{(d)}) | \Psi_{m,f}^{(d)}(E_{m,f}^{(d)}) \rangle \right|^2 . \quad (21)$$

Если бы не было взаимодействия с внутренней дыркой ($V_{cd} = 0$), то последний множитель в уравнении (21)

$$I^{(m)}(\Delta E_m) = \left| \langle \Psi_{0,i}^{(d)} | \Psi_{m,f}^{(d)} \rangle \right|^2 , \quad \Delta E_m = E_{m,f} - E_{0,i} , \quad (22)$$

был бы равен $\delta_{m,0}$, а спектр определялся бы одноэлектронным матричным элементом

$$I_0(\hbar\omega_0) = \left| \langle \varphi_c | e\mathbf{r} | \varphi_l \rangle \right|^2 , \quad \hbar\omega_0 = \epsilon_l - \epsilon_c . \quad (23)$$

Это бы означало, что многоэлектронная система валентных электронов не участвует в процессе поглощения, который определяется одноэлектронным переходом $\varphi_c \rightarrow \varphi_l$. На самом деле $V_{cd} \neq 0$, что приводит к неортогональности начальных и конечных состояний валентных электронов. Учитывая, что энергия поглощаемого γ -кванта равна

$$\hbar\omega = E_{m,f} - E_i = \hbar\omega_0 + \Delta E_m \quad (24)$$

и суммируя по всем конечным состояниям, получим для спектра поглощения с образованием фотоэлектрона выражение

$$I(\hbar\omega) = \sum_m I_0(\hbar\omega - \Delta E_m) I^{(m)}(\Delta E_m) . \quad (25)$$

Формула (25) означает, что спектр с учетом корреляций описывается сверткой двух спектров: спектра одноэлектронных переходов I_0 , но со сдвигом в энергии ΔE_m , и дискретного спектра сателлитов $I^{(m)}$, обусловленного неортогональностью различных конечных состояний валентных электронов к основному состоянию.

Аналогично может быть рассмотрена белая линия в $L_{2,3}$ -спектре поглощения. В этом случае конечное состояние запишем в виде:

$$\Psi_f^{(m)} = \varphi_c^{n-1} \Psi_{m,f}^{(d)}(N_e + 1) , \\ E_{m,f} = (n-1)\epsilon_c + E_{m,f}^{(d)}(N_e + 1) . \quad (26)$$

Для спектра поглощения получаем ту же формулу (26), где I_0 теперь определяется одноэлектронным матричным элементом $\varphi_c \rightarrow \varphi_d$, а

$$I^{(m)}(\Delta E_m) = \left| \langle \Psi_{0,i}^{(d)}(N_e) | d_{\mathbf{r}\lambda\sigma} | \Psi_{m,f}^{(d)}(N_e + 1) \rangle \right|^2 . \quad (27)$$

Эта величина также может быть вычислена, если многоэлектронные состояния $\Psi_{m,f}^{(d)}$ получены для каждого сектора гильбертова пространства со своим числом валентных электронов N_e . В конкретных расчетах [20, 21] Cu-K-спектров и Cu-L_{2,3}-спектров La₂CuO₄ величина $I^{(m)}$ находилась методом точной диагонализации гамильтониана многозонной p-d-модели для кластера CuO₄. Получен, в частности, высокоэнергетический сателлит (пик C) в Cu-K-спектрах, сдвинутый на 7,8 эВ от основного пика в согласии с экспериментами [24].

3. Экспериментальные методы исследования магнитных свойств с применением синхротронного излучения

Синхротронное, или магнитотормозное, излучение возникает при движении высокоэнергетических заряженных частиц (электронов и позитронов) в магнитном поле и давно уже применяется в физике высоких энергий, в физике твердого тела, в химии и биологии. Основные свойства СИ, а также способы его получения, соответствующая аппаратура и описание ряда возможных применений даны в обзорах [25–27]. Современные источ-

ники СИ третьего поколения основаны на кольцевых накопителях и характеризуются высокой интенсивностью и высокой степенью поляризации. Типичный поток характеризуется значением более чем 10^{12} фотонов в секунду в пятне площадью 1 мм^2 в энергетическом диапазоне 5 эВ. Синхротронное излучение в современных источниках генерируется с помощью ондуляторов или вигглеров, которые дают большую яркость, чем обычные магниты [28–30]. В настоящее время обсуждаются источники СИ четвертого поколения, у которых яркость будет на 2–3 порядка больше [37].

В мире насчитывается более десятка крупных современных центров исследования материалов с применением СИ. Самые крупные синхротронные центры — ESRF в Гренобле, Франция, центр в Аргонской национальной лаборатории, США, и центр СИ Spring-8 в Японии. Крупные центры СИ находятся в Брукхейвене, США, во Франции (LURE), следует отметить также Hasylab в Гамбурге, BESSY в Берлине и Фотонную фабрику в Цукуба, Япония. В каждом из этих центров имеется не один канал для различных экспериментов.

Так, например, в LURE пять каналов СИ выделено для исследования магнитных материалов, более 50 % работ отдела физики твердого тела и около 20 % — отделов физики поверхности и химии посвящены магнетизму [54]. Канал SU22 работает в диапазоне 800–2000 эВ с разрешением $\Delta E/E \approx 4 \times 10^{-4}$ при $E = 1 \text{ кэВ}$. Канал SU23 посвящен экспериментам с мягким рентгеновским излучением в диапазоне 100–1000 эВ с разрешением $\Delta E/E \approx 3 \times 10^{-4}$ при $E = 700 \text{ эВ}$. Канал SU23 напрямую соединен с камерой молекулярно-лучевой эпитаксии, оборудованной низкоэнергетическим и высокоэнергетическим электронными дифрактометрами и оже-спектрометром, и используется, в основном, для исследования магнетизма тонких поверхностных слоев и границ раздела между слоями. Источником СИ в каналах SU22 и SU23 является асимметричный вигглер. Поворотный магнит служит источником СИ в канале SA8, в котором проводятся эксперименты как с линейной, так и круговой поляризацией. Ондулятор служит источником СИ в канале SU7, работающем только с линейно-поляризованным рентгеновским излучением.

Большая часть исследований магнитных материалов в LURE связана с методами резонансно магнитного рассеяния и МКД, причем имеются возможности изучать спектры МКД под давлением и в сильных магнитных полях. Кроме того, применяется магнитометрия с временным разрешением и элементарно-чувствительная магнитометрия с использованием метода линейного магнитного дихроизма [54].

В Европейском центре ESRF в Гренобле рентгеновское излучение генерируется также источниками СИ третьего поколения. Три канала — ID12A, ID12B и ID20 — полностью посвящены магнитным исследованиям и еще 4 канала — ID3, ID10, ID15, ID24 — частично также работают с магнитными материалами. Применяются такие методики как нерезонансная магнитная дифракция (позволяющая разделить орбитальный и спиновый вклад в магнитный формфактор), резонансное магнитное рассеяние (дающее элементарно-чувствительную информацию на очень тонких пленках толщиной в несколько монослоев), МКД с временным и пространственным разрешением. Примеры конкретных исследований даны в следующем разделе.

В России основным центром применения СИ для задач материаловедения является Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера в Новосибирске (ИЯФ СО РАН). В ближайшем будущем, после ввода установки "Сибирь-2", планируются исследования с применением СИ в РНЦ "Курчатовский институт".

Остановимся подробнее на экспериментальных возможностях Сибирского центра синхротронного излучения, работающего на базе ИЯФ СО РАН. В настоящее время три накопительных кольца используются как источники СИ: ВЭПП-2М, ВЭПП-3 и ВЭПП-4М. В таблице 2 перечислены все экспериментальные станции, работающие на этих накопителях [38, 39]. Электрон-позитронный накопитель ВЭПП-2М используется в области ультрафиолетовых и мягких рентгеновских излучений ($\lambda = 5 \times 10^2 - 0,2 \text{ нм}$). Основным источником СИ в рентгеновском диапазоне является ВЭПП-3. В 1996 г. на накопителе ВЭПП-3 был запущен 11-канальный вигглер, дающий излучение в области 0,1–1 нм. Как правило, исследования новых материалов проводятся на накопителе ВЭПП-3. Среди работ последнего времени есть исследования магнитных сплавов $\text{Cu}_{30}\text{Cr}_{70}$ [40], $\text{Co}_{16}\text{Pd}_{84}$ [41] и многослойных структур Co/Pd [42, 43]. Проведены также первые эксперименты по получению периодических структур нанопроводов в многослойных матрицах Ni/Cu [39].

Методы исследования магнитных материалов можно подразделить на эксперименты по рассеянию либо по поглощению СИ, с использованием как линейной, так и круговой поляризации фотонов. Для практических применений представляют интерес тонкие магнитные пленки, получаемые в сверхвысоком вакууме, которые необходимо исследовать *in situ*, поэтому современные установки дополняются также вакуумными камерами для приготовления и исследования тонкопленочных образцов.

Рентгеновская дифракция в настоящее время превратилась в наиболее мощный метод исследования структуры тонких пленок и многослойных структур, обеспечивающий высокое разрешение в k -пространстве. Стандартный в наше время трехосный дифрактометр снабжен высококачественными монокристаллами (обычно Ge или Si), служащими монохроматором и анализатором. Типичное современное разрешение переданного волнового вектора примерно 0,002 нм или выше, что позволяет изучать особенности в рассеянии фотонов, обусловленные корреляциями в структуре с характерными масштабами от 1 до 10^3 нм . Анализ поляризационных зависимостей сечения рассеяния в нерезонансном случае (формула (8)) позволяет определить фурье-образы орбитального и спинового магнитных моментов по отдельности.

В резонансном режиме рентгеновского рассеяния энергия падающих фотонов варьируется в окрестности края поглощения. Наибольшие эффекты резонансного усиления сечения рассеяния достигаются вблизи L - и M -краев. Для РЗМ L -край поглощения легко доступен в окрестности энергий 8 кэВ. Для актинов M -край поглощения лежит вблизи 3,7 кэВ, что позволяет проводить дифракционные эксперименты. Для переходных элементов L -край лежит ниже 1 кэВ. Большое резонансное усиление магнитного рассеяния фотонов позволило изучать магнитную структуру более широкого класса материалов, чем предполагалось после первых экспери-

Таблица 2. Каналы СИ и экспериментальные станции на накопителях ВЭПП-2М, ВЭПП-3, ВЭПП-4М

Каналы СИ	Способ излучения	Экспериментальная станция
ВЭПП-2М		
1Е	вигглер	не используется
2Е	вигглер	не используется
3Е	поворотный магнит	фотоэлектронная спектроскопия для химического анализа
4Е	поворотный магнит	не используется
1Р	поворотный магнит	не используется
2Р	поворотный магнит	люминесценция с временным разрешением
3Р1	поворотный магнит	метрология (мягкий рентген)
3Р2	поворотный магнит	вакуумная ультрафиолетовая спектроскопия
4Р	поворотный магнит	стимулированная газовая фотодесорбция 1
5Р	вигглер	измерения параметров позитронного пучка
6Р	поворотный магнит	стимулированная газовая фотодесорбция 2
ВЭПП-3		
2	вигглер	высокоразрешающая рентгеновская дифракция и аномальное рассеяние
3	вигглер	рентгеновский флуоресцентный элементный анализ
4	вигглер	антиография
5	вигглер	а) рентгеновская микроскопия и микрофотография; б) дифрактометрия с временным разрешением; в) макромолекулярная кристаллография; г) неупругое рассеяние; д) малоугловая дифрактометрия
6	вигглер	спектроскопия с временным разрешением
7	вигглер	LIGA, рентгеновская топография и дифрактометрия
8	вигглер	EXAFS-спектроскопия
10	поворотный магнит	рентгеновская литография
ВЭПП-4М		
1	поворотный магнит (0,8 Тл)	EXAFS
2	поворотный магнит (1,3 Тл)	EXAFS
3	поворотный магнит (1,3 Тл)	дифракционное кино
4	поворотный магнит (1,3 Тл)	элементный анализ
5	поворотный магнит (0,9 Тл)	малоугловая дифрактометрия
6	поворотный магнит (0,9 Тл)	аномальное рассеяние
7	поворотный магнит (1,3 Тл)	дифрактометрия
8а	вигглер	медицина
8б	вигглер	микроскопия
9	поворотный магнит (1,35 Тл)	неупругие процессы
10	поворотный магнит (1,35 Тл)	метрология
12	поворотный магнит (0,95 Тл)	LIGA
13	поворотный магнит (1,35 Тл)	резерв
14	поворотный магнит (1,35 Тл)	технический канал

ментов на монокристаллических веществах [2]. Позднее была показана возможность исследования сплавов [31, 32], магнитных сверхструктур [33] и поверхностей [34, 35].

Спектры магнитного кругового дихроизма могут изучаться различными способами (рис. 2). Спектры

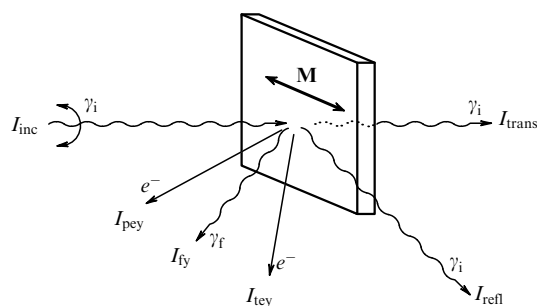


Рис. 2. Геометрия пяти различных способов исследования спектров магнитного кругового дихроизма образца с намагниченностью M . Падающий поток I_{inc} может быть использован для нормирования прошедшего потока I_{trans} , отраженного потока I_{refl} , общего выхода электронов I_{ey} , парциального выхода флуоресценции $I_{f\gamma}$ и парциального выхода электронов I_{ey} (из работы [71]).

поглощения, XAS, могут быть получены путем измерения прошедшего или отраженного потока γ -квантов или определены косвенно из измерения скорости распада дырки, созданной на внутренней оболочке. В последнем случае можно измерять спектры как флуоресценции, так и фотоэмиссии. Полный выход фотоэмиссии измеряется по величине фототока, а парциальный — с помощью энергоанализатора электронов. Разным методам соответствует разная глубина сбора информации: спектры флуоресценции формируются в слоях толщиной ~ 100 нм и дают информацию, соответствующую объемному материалу, а спектры фотоэлектронов определяются глубиной вылета фотоэлектронов (не более 10 нм) и являются поверхностно-чувствительными.

Спектр МКД представляет собой разность спектров поглощения для двух направлений момента фотона, параллельного и антипараллельного спину электрона. Вместо изменения направления поляризации более удобным на практике оказался способ перемангничивания образца за счет инверсии направления магнитного поля. Спектры МКД для магнитных материалов были получены сначала в области жесткого рентгеновского излучения (EXAFS) [19], а потом в области мягких (XANES) фотонов [36].

4. Примеры исследования магнитных материалов

Мы не ставили целью обзора всестороннее описание магнитных и электронных свойств конкретных магнетиков с использованием разных имеющихся данных. Приведенные ниже результаты скорее демонстрируют возможности рентгеновской магнитооптики для исследования различных свойств магнитных материалов.

4.1. Магнитный круговой дихроизм в 3d-металлах

В простой атомоподобной модели [44] получено, что отношение интенсивностей L_3/L_2 -спектров рентгеновского МКД равно -1 . Первые измерения для Ni выявили значительное отличие от -1 [45]. Причиной несоответствия, как показано в [46], является спин-орбитальное взаимодействие. Для $L_{2,3}$ -спектров, обусловленных $p-d$ -переходами электронов, получены следующие правила сумм, связывающие спектры МКД с $\langle L_z \rangle$ и $\langle S_z \rangle$ [18]:

$$\frac{\langle L_z \rangle}{\langle S_z \rangle} = \frac{4 R_M + 1}{3 R_M - 2}, \quad (28)$$

где $R_M = I(L_3)/I(L_2)$ есть отношение интегральных интенсивностей сигналов МКД. Спектры МКД для всего ряда 3d-металлов приведены на рис. 3 [47]. Образцы намагничивались *in situ* полем 0,2 Тл, для получения сигнала дихроизма применялась инверсия магнитного поля при фиксированной поляризации фотонов. Использовались следующие образцы: многослойная структура V/Fe, субмонослойные пленки Cr на Fe, Mn на Co и Fe, Co, Ni на Cu(001). Расщепление L_2 - и L_3 -пигов уменьшается монотонно при движении от Ni к V, для V и Cr нет четкого разделения пиков. Высокоэнергетический сателлит B в L_3 -спектре Ni и Co обусловлен смешиванием конфигураций разной мультиплетности в начальном состоянии, например d^9 и d^8 для Ni [48]. Вторая стрелка на рис. 3 указывает на небольшую отрицательную интенсивность в области между сателлитом B и L_2 -пиком в Ni и Co, которую авторы [47] связывают с диффузными магнитными моментами, обнаруженными в Fe, Co и Ni методом дифракции поляризованных нейтронов [49]. Согласно зонным расчетам [50] эти моменты обусловлены sp -электронами, спин которых поляризован противоположно спину 3d-электронов, величина диффузных моментов составляет $\leq 10\%$ от общего момента (нейтронные данные [49] дают 0,21, 0,28 и 0,105, а расчеты [50] — 0,04, 0,07 и 0,04 μ_B для Fe, Co и Ni соответственно).

Отношение орбитального и спинового моментов, вычисленное из правила сумм (28), приведено в табл. 3. Поскольку при выводе правила сумм учитывались только $p-d$ -переходы, то при наличии моментов в 4s-состояниях возникают систематические погрешности в определении $\langle L_z \rangle$ и $\langle S_z \rangle$, так как 2p–4s-переходы дипольно разрешены и дают вклад в сигнал МКД. Учет поправок на диффузные моменты дан во второй строке таблицы и приводит к уменьшению отношения $\langle L_z \rangle/\langle S_z \rangle$ и к сближению с нейтронными данными [49] и значениями, полученными в зонных расчетах [51].

Подобный спектр МКД для $L_{2,3}$ -поглощения в пленках Fe был получен в работе [9]. Использование правила сумм в предположении, что число дырок n в d -оболочке равно 4, дало для двух образцов разной толщины — 0,925 и 2,4 нм, следующие значения спинового и орбитального

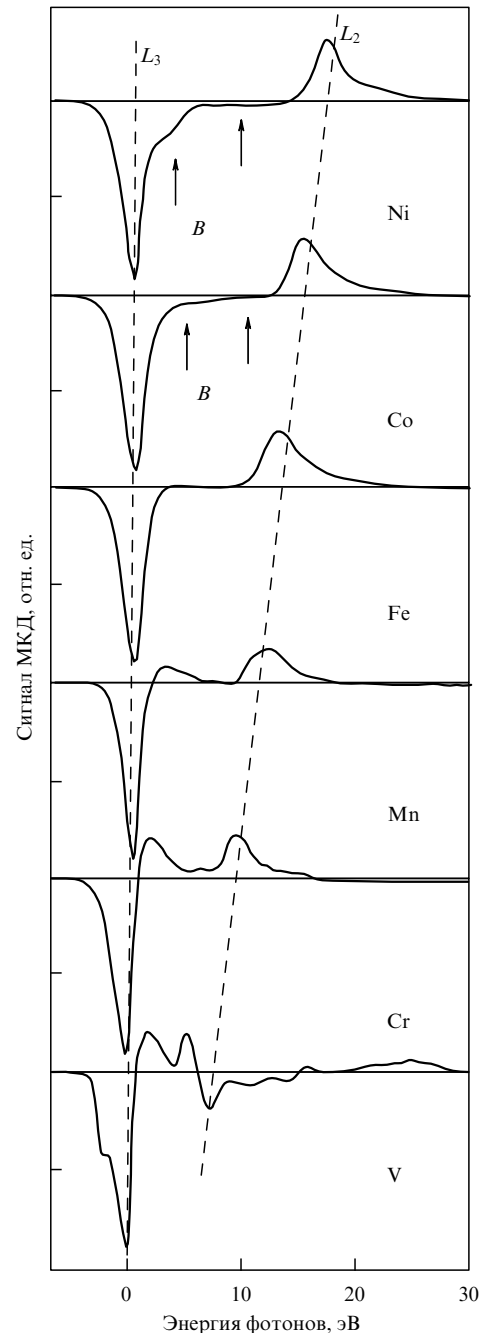


Рис. 3. Рентгеновские $L_{2,3}$ -спектры МКД для V, Cr, Mn, Fe, Co и Ni, нормированные на постоянную высоту L_3 -пика (из работы [47]).

Таблица 3. Отношение $\langle L_z \rangle/\langle S_z \rangle$, найденное методами рентгеновского МКД, нейтронной дифракцией и полученное в зонных расчетах

Метод	Ni	Co	Fe	Mn	Cr
МКД [47]	0,39	0,33	0,17	0,25	0,065 ± 0,02
МКД с учетом диффузных моментов	0,28	0,25			
МКД [9]			0,10		
МКД [18]			0,13		
Теория [51]	0,19	0,13	0,08		
Нейтронная дифракция [49]	0,22	0,15	0,12		
	0,17	0,14			

моментов: $m_S = 2,19\mu_B$, $m_L = 0,25\mu_B$ и $m_S = 2,29\mu_B$, $m_L = 0,21\mu_B$ соответственно. Усредненное по двум образцам отношение m_L/m_S из работы [9] приведено в третьей строке табл. 3. Используя данные по МКД [59], авторы [18] с помощью правила сумм (28) получили свои значения отношения $\langle L_z \rangle / \langle S_z \rangle$, также приведенные в таблице. Видно, что выводы разных авторов дают качественно похожие, хотя и количественно отличающиеся результаты.

Другой впечатляющий пример $L_{2,3}$ -спектров МКД был получен при исследовании примесей 5d-элементов в железе. При этом наибольший сигнал наблюдался при концентрации примесей 3 ат. % [52]. Хорошее согласие с теоретическими расчетами спектров МКД было получено для примесей Hf, W, Re, Os, Ir, Pt и Au. Величины локальных магнитных моментов примесей 5d-элементов показаны на рис. 4, из которого видно хорошее согласие также и с нейтронными данными [53].

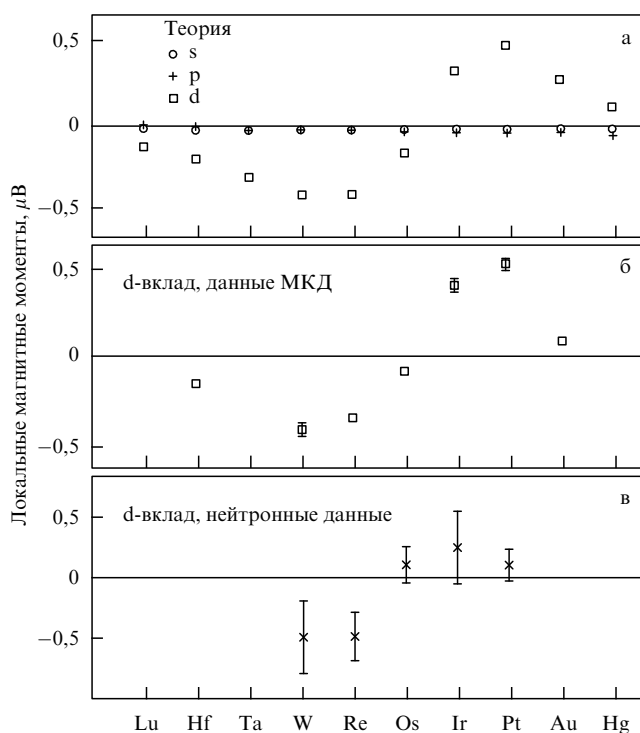


Рис. 4. Локальные магнитные моменты примесей 5d-элементов в железе: (а) одноэлектронный расчет; (б) вклад d-электронов из спектров МКД; (в) нейтронные данные [53] (из работ [52]).

Интересные возможности дает комбинация МКД и высокого давления. Результаты исследования МКД у L_{3-} края Pt в инваре PtFe₃ показаны на рис. 5. Наличие МКД у L_{3-} сигнала для Pt говорит о спиновой поляризации 5d-электронов Pt в молекулярном поле Fe, причем поляризация Pt резко уменьшается при переходе от высокоспинового к низкоспиновому состоянию Fe при давлении около 4 ГПа, далее до 13 ГПа сигнал МКД слабо меняется, а при $p > 20$ ГПа МКД пропадает, что свидетельствует о переходе в немагнитное состояние [54]. Этот эксперимент является первым четким доказательством существования немагнитного состояния PtFe₃ при высоких давлениях. Подобные эксперименты достаточно трудны, поскольку интенсивность сигнала МКД неизбежно уменьшается за счет поглощения в алмазной

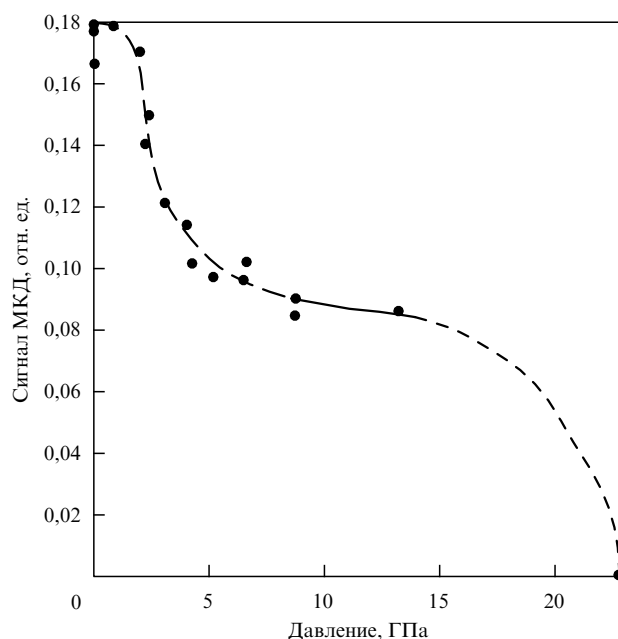


Рис. 5. Зависимость от давления сигнала МКД для L_{3-} края Pt в PtFe₃ [54].

наковальне. Поэтому для развития экспериментов под давлением необходимо увеличивать интенсивность синхротронного источника.

Высокое пространственное разрешение метода магнитного рентгеновского рассеяния было использовано для исследования несоизмеримых волн спиновой плотности (ВСП) и волн зарядовой плотности (ВЗП) в Cr [55] — периодических структур, для которых отношение периода структуры к периоду решетки выражается иррациональным числом. В обратном пространстве период волны определяется вектором $Q = (1 \pm \delta)2\pi/a$. Ниже $T_N = 311$ К в Cr существует несоизмеримая ВСП с периодом модуляции $\approx 27a$, параметр несоизмеримости δ ниже T_N равен приблизительно 0,037 и меняется до $\approx 0,048$ при $T = 10$ К. Искажение решетки имеет вид ВЗП и было обнаружено ранее методом дифракции нейтронов. В работе [55] подтверждены данные нейтронографии, кроме того измерения высших гармоник ВЗП и ВСП показали, что эти волны не описываются простыми синусоидами.

4.2. Редкоземельные металлы и их соединения

Сложные магнитные структуры и каскады фазовых переходов между ними характерны для тяжелых РЗМ. Среди этих структур можно отметить ферромагнитную, геликоидальную, коническую и несоизмеримую волну спиновой плотности [56, 57]. В частности, для монокристаллов Но магнитная структура исследована методом дифракции нейтронов [58] и характеризуется несоизмеримой геликоидальной структурой в интервале $T_C = 20$ К $< T < T_N = 132$ К; ниже T_C появляется ферромагнитная составляющая вдоль оси c . Несоизмеримость магнитной структуры проявляется на нейтронограммах в виде дополнительных линий (сателлитов), например сателлиты $(1, 0, -q)$ и $(1, 0, +q)$ около составного пика $(1, 0, 0)$, где q — вектор модуляции магнитной структуры. Когда температура понижается ниже T_N , вектор q плавно меняется от $q = 50/\pi$ к значению

$q = 1/6$, соответствующему переходу к соизмеримой фазе ниже T_C .

Магнитная рентгеновская дифракция дает такую же информацию [59], в частности, наблюдаются сателлиты для Ho, свидетельствующие о несоизмеримости магнитной структуры. На рисунке 6 показан сателлит $(0, 0, 2 + q)$, полученный методом резонансного рассеяния вблизи L_3 -края поглощения [60]. Рентгеновская дифракция обеспечивает лучшее угловое разрешение, чем нейтронная, что особенно важно при исследовании несоизмеримых структур. Температурные зависимости намагниченности подрешетки и вектора модуляции q близки к данным нейтронной дифракции. Амплитуда резонансного рассеяния СИ имеет острый максимум вблизи L_3 -края поглощения, чему нет аналогов в магнитной нейтронографии. Этот максимум является чисто атомным эффектом, специфическим для данного элемента, что позволяет измерять магнитные моменты, например, в сложных соединениях, для каждого элемента отдельно. Высокая точность резонансного рентгеновского рассеяния позволила определить критические индексы формирования несоизмеримых структур в окрестности точки Нееля в Dy, Ho, Er и Tm [61]. Оказалось, что для Er и Tm индекс параметра порядка близок к значению теории среднего поля: $\beta(\text{Er}) = 0,47 \pm 0,05$, $\beta(\text{Tm}) = 0,49 \pm 0,06$, в то время как для Dy $\beta = 0,36 \pm 0,04$ и для Ho $\beta = 0,41 \pm 0,04$. Эти значения близки к $\beta = 0,39$, следующему из симметричной $O(4)$ модели [62].

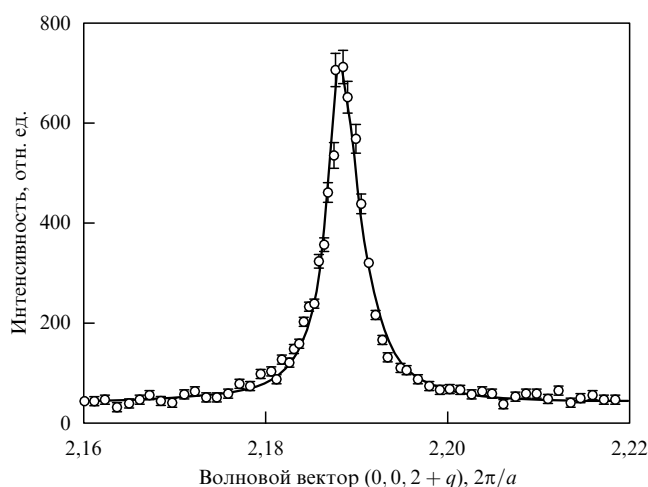


Рис. 6. Магнитный сателлит $(0, 0, 2 + q)$ в Ho при $T = 30$ K, полученный при резонансном рентгеновском рассеянии вблизи L_3 -края [60].

Определение орбитального и спинового вкладов в магнитный момент Ho было выполнено путем измерения степени линейной поляризации при нерезонансном рассеянии [59]. На рисунке 7 показаны три возможных варианта: чисто спиновый ($L = 0$), чисто орбитальный ($S = 0$) и состояние $S = 2$, $L = 6$, соответствующее правилу Хунда для Ho^{3+} . Видно, что только последний вариант согласуется с экспериментом.

С помощью неупругого рассеяния можно отделять вклады дипольных и квадрупольных переходов. Например, при рождении дырки $2p_{3/2}$ вблизи L_3 -края для РЗМ возбужденный электрон может оказаться в 5d-зоне за счет дипольного перехода или на 4f-уровне за счет

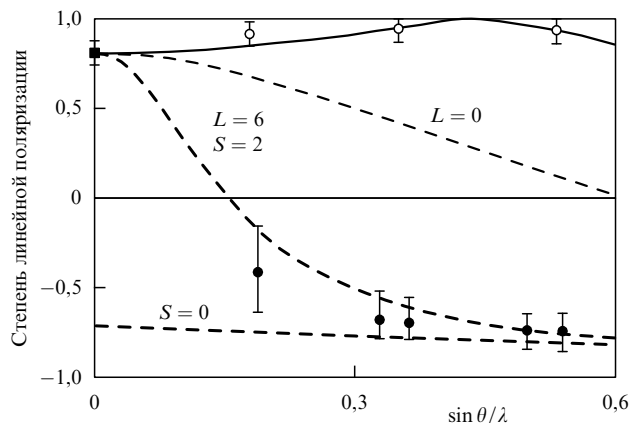


Рис. 7. Зависимость линейной поляризации нерезонансного рентгеновского рассеяния для Ho от волнового вектора [59]. Светлые кружки отвечают зарядовому рассеянию, темные — магнитному сателлиту.

квадрупольного перехода. Промежуточные состояния могут распадаться за счет перехода 3d-электрона на 2p-оболочку, так что для начального состояния $4f^n 5d^m$ возможны две конфигурации конечных состояний: $3d^9 4f^{n+1} 5d^m$ или $3d^9 4f^n 5d^{m+1}$. Благодаря сильным электронным корреляциям энергии трех термов различаются. Так, для Gd с начальным состоянием $4f^7 5d^0$ мультиплеты конечного состояния $3d^9 4f^8 5d^0$ и $3d^9 4f^7 5d^1$ разделены на 8 эВ [63], так что особенности в спектре поглощения с энергией 7240 эВ отвечают квадрупольному переходу в конфигурацию $2p^5 4f^8$, а около 7247,5 эВ связаны с дипольным переходом в конфигурацию $2p^5 5d^1$.

Вблизи L -края поглощения в РЗМ с характерными энергиями фотонов 5–10 кэВ наблюдаются отчетливые сигналы МКД [17, 19], например, для всей серии R_2Co_{17} . Для Gd в металлическом состоянии, в ферромагнитных оксидах и бинарных соединениях сигнал МКД пропорционален поляризации фотоэлектронов, вычисленной для свободного атома. Такая же ситуация имеет место для Ce в $\text{Ce}_2\text{Co}_{17}$ и CeFe_2 . В то же время расчет поляризации 5d-электронов в рамках одноэлектронной теории ($\mu_d^{(T)} = +0,4\mu_B$) противоречит экспериментальным данным МКД ($\mu_d^{(S)} = -0,25\mu_B$) [52]. В ферромагнетиках элементная чувствительность метода МКД позволяет определить температурные зависимости магнитных моментов отдельных подрешеток, что было сделано для $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [64] вблизи L_3 -края поглощения. Дополнительную информацию о магнитном ближнем порядке дает спин-поляризованный метод EXAFS. Сигнал SPEXAFS для $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ показан на рис. 8. Здесь сверху изображен спектр поглощения с L_2 - и L_3 -краями Eu и K-краем Fe, в центре показаны сигналы SPEXAFS χ_c для L_2 - и L_3 -краев Eu с небольшим вкладом от K-края Fe. Фурье-образы сигналов EXAFS χ_0 (зарядовое рассеяние) и SPEXAFS (магнитное рассеяние) показаны внизу. Видно, что основной пик в EXAFS, связанный с ближайшими соседями — атомами кислорода, отсутствует в SPEXAFS, где основной пик соответствует позиции четырех ближайших магнитных соседей — атомов Fe. Более слабые магнитные пики соответствуют следующим координационным сферам из 16 атомов Fe и 8 атомов Eu.

Магнитные фазовые переходы в аморфных сплавах $\text{Fe}_{73}\text{Er}_{27}$ были исследованы методом МКД в работе [65].

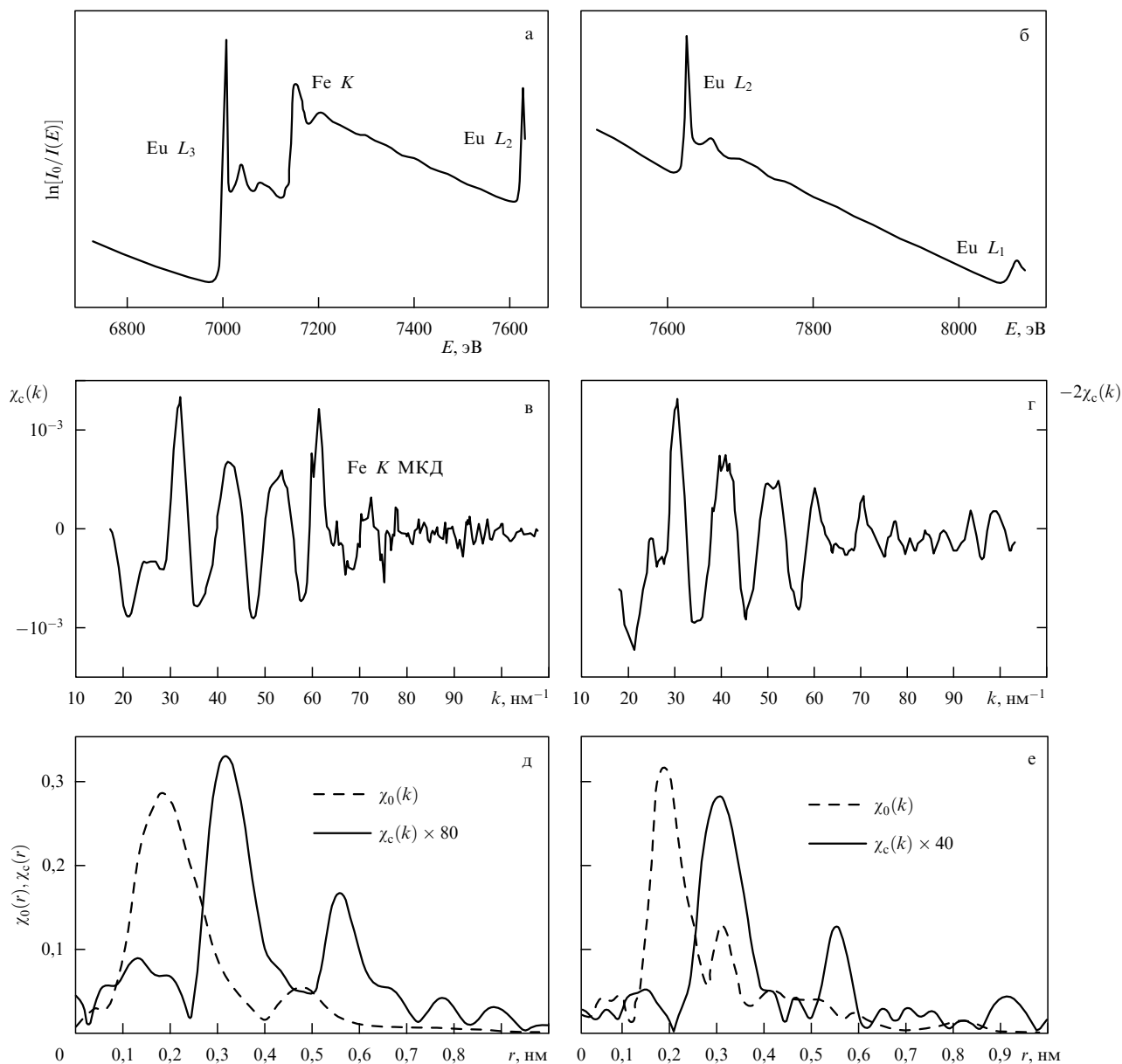


Рис. 8. Спектр поглощения $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в интервале 6700–7680 эВ (а) и 7480–8120 эВ (б); SPEXAFS для $\text{Eu } L_3$ (в) и L_2 (г); внизу фурье-образ сигнала EXAFS (штриховая линия) и SPEXAFS (сплошная линия) для L_3 (д) и L_2 (е) краев [9].

Антипараллельно упорядоченные подрешетки Fe и Eg в этом магнетике неколлинеарны, имеет место так называемая асперомагнитная структура, характеризующаяся веером разворота магнитных моментов в каждой подрешетке. При изменении температуры или магнитного поля возможны спин-ориентационные переходы с изменением направления намагниченности подрешетки на противоположное. На рисунке 9 показаны сигналы МКД для M_5 -края Eg, обусловленные переходами $3d-4f$. Температурная зависимость снималась в поле $H = 1$ Тл, зависимость от поля — при $T = 25$ К. Отрицательный сигнал МКД при $T = 4$ К означает, что намагниченность Eg параллельна внешнему полю. При $T = 15$ К система близка к точке компенсации, и сигнал МКД мал. Выше точки компенсации сигнал меняет знак, намагниченность Eg становится антипараллельной внешнему полю. Уменьшение сигнала с дальнейшим ростом T связано с приближением к температуре упоря-

дочения. Наибольший момент Eg при $T = 50$ К составляет приблизительно $3\mu_B$, что намного меньше, чем $\mu = 9\mu_B$ в насыщении. Это означает, что веер магнитных моментов подрешетки Eg довольно сильно развернут и, следовательно, подтверждается существование асперомагнитной структуры сплава. Зависимость сигнала МКД от поля показывает наличие двух точек компенсации для $T = 25$ К, в малом поле $H = 0,2$ Тл и в полях $H = 3-4$ Тл. Это указывает на заметную кривизну линии фазовых переходов на (H, T) диаграмме.

4.3. Актиниды

Рентгеновское резонансное магнитное рассеяние (XRMS) наиболее ярко проявляется в системах актинидов. В UAs амплитуда антиферромагнитного брэгговского пика вблизи M_4 -края поглощения увеличивается в 10^7 раз, в результате чего интенсивность сигнала XRMS достигает 1 % от величины сигнала зарядового рассея-

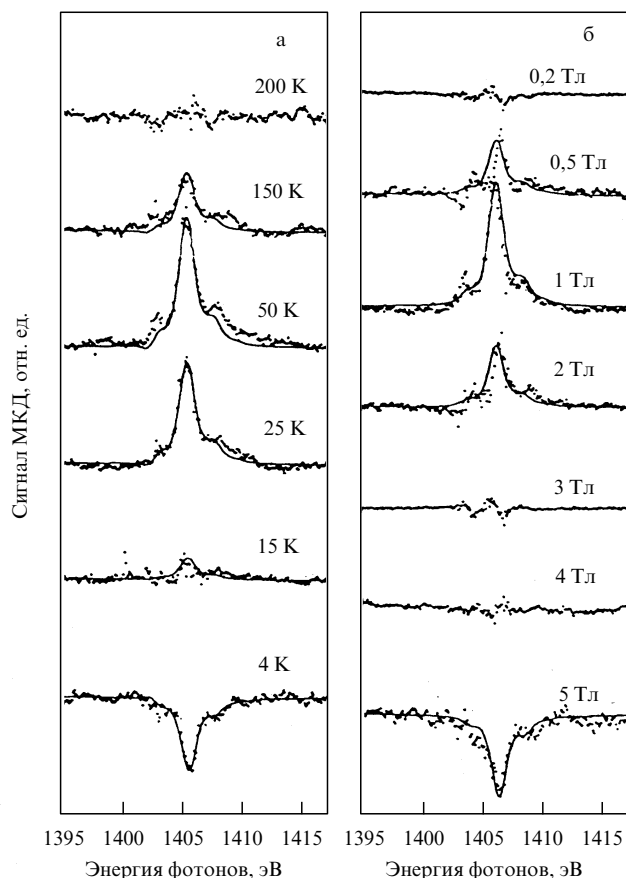


Рис. 9. Температурная (а) и полевая (б) зависимости сигнала МКД у M_5 -края Fe в аморфном сплаве $Fe_{73}Er_{27}$ [65].

ния [66]. Аналогичные эффекты были обнаружены и в других соединениях урана, таких как UN и UO_2 [67]. Для соединения URu_2Si_2 был измерен магнитный момент $0,04\mu_B$ и его температурная зависимость.

Пример определения тонких деталей магнитной структуры дает применение метода XRMS к соединениям UX. Известно, что UTe — ферромагнетик, USb — антиферромагнетик. В твердых растворах $USb_{1-x}Te_x$ при $x \leq 0,2$ появляется несоизмеримая фаза. Так, для $x = 0,2$ эта фаза существует в интервале температур $160\text{ K} < T < 200\text{ K}$, магнитные моменты урана ориентированы вдоль одного из направлений $[1, 1, 1]$ с вектором модуляции $(0, 0, q)$ [68].

Методом нейтронной дифракции было обнаружено, что ниже $T_N = 206\text{ K}$ появляется спутник с $q \approx 0,4$, а при понижении температуры возникает вторая модуляция с $q \approx 0,2$, преобладающая при $T = 165\text{ K}$ [69]. В этой же работе показано, что метод XRMS позволяет исследовать спутник $(0, 0, 2 + q)$ с лучшим пространственным разрешением, чем при дифракции нейтронов, и обнаружено существование нескольких несоизмеримых структур в интервале $165\text{--}190\text{ K}$. Особенно важно высокое пространственное разрешение при исследовании флуктуаций в окрестности точек фазовых переходов, что позволяет определять обратную корреляционную длину χ из ширины лоренцевской линии в спектре. Для $USb_{0,8}Te_{0,2}$ форма линии, найденная с помощью нейтронов и XRMS, близка к лоренцевской, а величины χ , определенные двумя методами, совпадают [69]. Но нередко метод XRMS дает сигналы более сложной

формы. Например, для USb сигнал описывается комбинацией обычной лоренцевской кривой и более резкой зависимостью, соответствующей квадрату лоренцевской функции [70]. Объяснение подобного двухкомпонентного критического рассеяния нам неизвестно. Разделение вклада спинового и орбитального моментов в антиферромагнетике UAs было выполнено с помощью нерезонансного магнитного рассеяния [71]. Анализ поляризации фотонов показал, что доминирующий вклад в полный момент вносит орбитальный момент и что отношение L/S близко к величине для свободного иона $5f^3$.

Высокая интенсивность сигнала XRMS для актинидов ($\sim 10^6$ отсчетов в секунду) позволяет проводить исследования малых кристаллов (площадь $\sim 0,2\text{ мм}^2$ и массой менее 1 мг), что дает ряд преимуществ по сравнению с нейтронными исследованиями. Во-первых, качество монокристаллов малых размеров лучше; во-вторых, с радиоактивными образцами малого размера проще работать; в-третьих, возможно исследование магнитных свойств элементов, обычно недоступных для изучения стандартными методами физики твердого тела, таких как кюрий, берклий, калифорний и другие трансурановые элементы.

4.4. Тонкие пленки и многослойные структуры

Для многослойных структур с разными магнитными слоями элементная чувствительность метода МКД позволяет получать информацию от каждого слоя отдельно, что невозможно в магнитной нейтронографии. Так, для структуры $Cu(4\text{ нм})/Co(5,1\text{ нм})/Cu(3\text{ нм})/Fe(10,2\text{ нм})$ методом МКД были измерены петли гистерезиса отдельно для слоя Co и слоя Fe (рис. 10). Сигналы МКД для $Co-L_3$ - и $Fe-L_3$ -края поглощения измерялись, как функция внешнего магнитного поля [71]. Сумма послойных петель гистерезиса практически неотличима от петли, измеренной вибрационным магнитометром для всего образца. Различие процессов перемагничива-

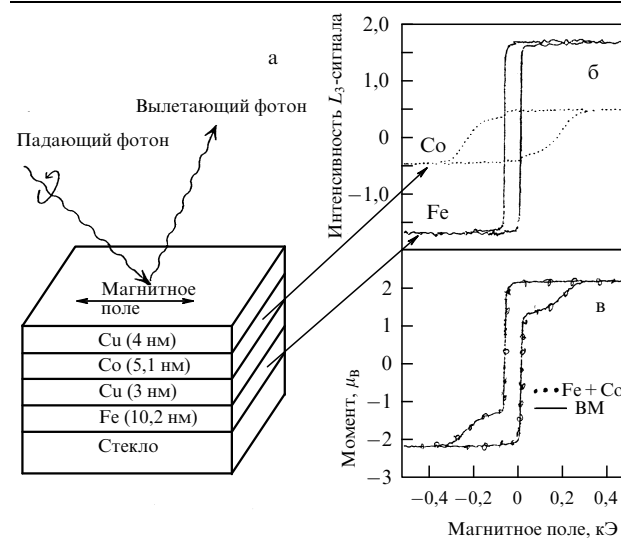


Рис. 10. Схема элементно-чувствительной послойной магнитометрии для структуры $Cu/Co/Cu/Fe$ на стеклянной подложке (а). Справа показаны петли гистерезиса для слоев Fe (сплошная линия) и Co (пунктир) (б) и петля гистерезиса для всего образца, измеренная вибрационным магнитометром (BM), точки на кривой отвечают сумме сигналов для Fe и Co (в) [71].

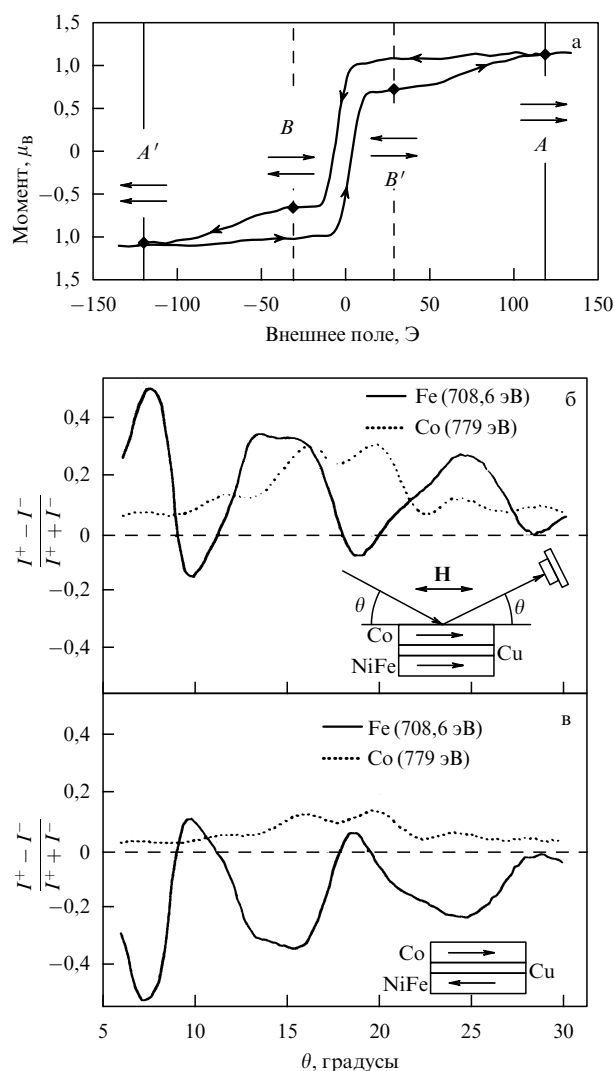


Рис. 11. Двухступенчатое перемагничивание трехслойной структуры NiFe/Cu/Co. Петля гистерезиса снята вибрационным магнитометром (а), сигнал XRMS измерен вблизи L_3 -краев для Fe и Co отдельно для параллельной (б) и антипараллельной (в) ориентации слоев [71].

ния для разных слоев исследовалось также методом XRMS [71]. Результаты статических измерений с помощью вибрационного магнитометра и сигнал XRMS для трехслойной структуры NiFe(5 нм)/Cu(3 нм)/Co(2 нм) представлены на рис. 11. Характерные точки A (A') на статической петле гистерезиса соответствуют насыщенному состоянию, когда все слои ориентированы по полю. В процессе перемагничивания, если стартовать, например, из точки A и направить магнитное поле противоположно намагнитченности, то сначала переориентируется слой NiFe, имеющий меньшую анизотропию (точка B'), и только потом слой Co выстроится по полю. Спектры XRMS сняты для L_3 -края Fe (708,6 эВ) и L_3 -края Co (779 эВ) при двух ориентациях слоев пермаллоя и кобальта — параллельной и антипараллельной. Видно изменение знака сигнала XRMS при переориентации слоя NiFe. Отметим, что сигнал для слоя Co, хотя и сохранил свой знак, но уменьшился по величине, что говорит о том, что слои не точно антипараллельны.

Сочетание МКД с угловым разрешением в фотоэмиссионных спектрах позволяет изучать дисперсию пиков

дихроизма и получать информацию об электронной зонной структуре. Для тонких пленок Ni толщиной 15 монослоев (ML) на подложке Cu(100) такие измерения показали не только хорошее согласие с рассчитанной зонной структурой, но и дали информацию о межзонной гибридизации [72]. Для ультратонкой (3 ML) пленке Co на подложке Cu(111) зонная структура оказалась близка к объемной [73], положительный пик МКД сигнала соответствует спиновой подзоне со спинов вверх, а отрицательный — со спином вниз, с расщеплением между подзонами около 50 мэВ. Исследование тонкой структуры спектров МКД с угловым разрешением позволило авторам [74] выявить эффекты электронных корреляций в Ni и Co, но не в Fe. Следует ожидать возрастания роли сильных корреляций в ультратонких пленках и многослойных структурах с тонкими слоями по сравнению с объемными кристаллами из-за уменьшения числа соседей данного слоя и, вследствие этого, уменьшения кинетической энергии электронов.

Методом МКД было выполнено немало исследований многослойных структур "ферромагнитный металл/немагнитный металл", для которых представляют интерес эффективное взаимодействие между магнитными слоями и магнитная поляризация немагнитного слоя. Для системы Co(2 ML)/Pt(13 ML) оказалось, что заметно поляризован ($\mu = 0,2\mu_B$) только первый слой Pt, граничащий с Co, а поляризация второго слоя на порядок меньше [75]. Эти же авторы, измеряя МКД для Co- $L_{2,3}$ - и Cu- $L_{2,3}$ -краев для системы Co(5 ML)/Cu(4 ML), обнаружили средний магнитный момент Cu $0,014\mu_B$, что находится в хорошем согласии с теоретическим значением $\mu(\text{Cu}) = 0,0137\mu_B$ [9]. Орбитальный вклад близок к нулю, так что индуцированный на Cu магнитный момент имеет чисто спиновую природу. Дополнительную информацию о системе Co/Cu получили авторы [76], исследовавшие МКД вблизи Co- $M_{2,3}$ - и Cu- $M_{2,3}$ -краев (переходы $3p_{1/2,3/2} - 3d$). При направлении магнитного поля, перпендикулярном плоскости слоев, были обнаружены магнитные сигналы не только для Co, но и для Cu, свидетельствующие о наведенной спиновой поляризации Cu вблизи границы раздела слоев за счет обменного взаимодействия $3d$ -орбиталей Co и $4s$ -орбиталей Cu. Для системы Pd/Fe спектры МКД вблизи белой линии $L_{2,3}$ -поглощения показывают, что структура слоя Pd, граничащего с Fe, отличается от ГЦК. Слой на границе раздела поляризован с моментом $\mu(\text{Pd}) = 0,4\mu_B$, причем орбитальный момент мал ($< 0,04\mu_B$). Зависимость спектров МКД от толщины позволила авторам [77] сделать вывод о том, что поляризовано 4 слоя Pd, т.е. магнитная граница раздела толще кристаллографической.

Весьма нетривиальные результаты получены методом МКД при исследовании структур Ce/Fe [54]. Существование магнитных моментов на $4f$ -электронах Ce, для которых одновременно возможны и эффекты сильных электронных корреляций, и сильная гибридизация с зоной проводимости, долгое время находилось под сомнением. Ранее методом МКД для $M_{4,5}$ -края Ce было получено, что в CeFe₂ магнитный момент $4f$ -электронов мал ($0,1\mu_B$). На рисунке 12 показаны МКД-спектры $M_{4,5}$ -края поглощения Ce для двух многослойных структур: Ce/Fe и La/Ce/La/Fe [54]. В этих структурах Ce сохраняет структуру α -фазы — фазы высокого давления для объемных материалов, для которой характерна сильная гибридизация $4f$ -электронов с зоной проводимости. Как видно

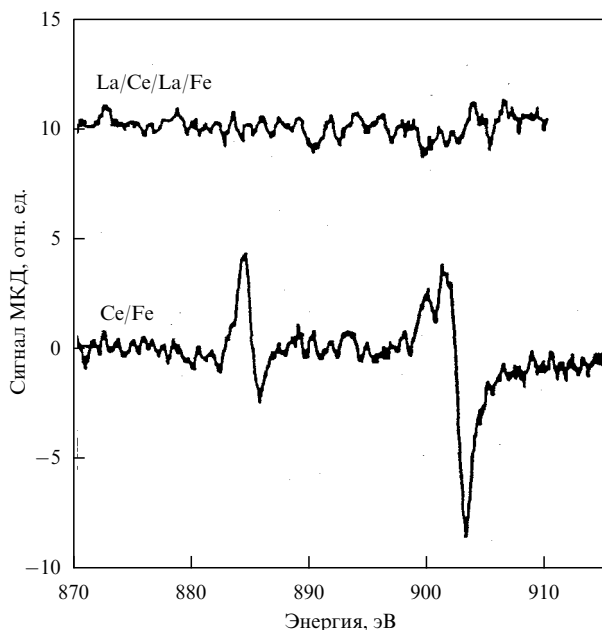


Рис. 12. Спектры МКД для $M_{4,5}$ -края поглощения Се в многослойных структурах Се (1 нм)/Fe (3 нм) и La (0,5 нм)/Се (1 нм)/La (0,5 нм)/Fe (3 нм) [54].

из рис. 12, в структуре Се/Fe на 4f-уровнях Се есть магнитные моменты. В то же время разделение слоев Се и Fe слоем La толщиной всего лишь 0,5 нм приводит к исчезновению 4f-моментов в Се. Подобные же спектры $L_{2,3}$ -края поглощения показывают, что магнитные моменты 5d-электронов Се сохраняются при разделении слоями La толщиной 0,5 нм. Это говорит о различной глубине 4f- и 5d-поляризации в Се, индуцированной гибридизацией с 3d-электронами Fe: 4f-поляризация локализована на границе с Fe, в то время как 5d-поляризация распространяется на глубину до 2 нм от границы раздела.

Для многослойных структур с резко различающимися магнитными моментами слоев магнитные моменты на границе раздела сильно зависят от структуры границы. Так, для системы Co/Cu отношение SPEXAFS-амплитуд Co и Cu, возникающих от обменного рассеяния в первой координационной сфере, должно быть равно 7,3 для резкой границы и 1,9 для полностью перемешанных двух слоев Co и Cu. Результаты измерений для структуры Co(5 ML)/Cu(4 ML) дают отношение, близкое к 2,0, что указывает на сильное перемешивание слоев на границе раздела [9].

Двумерные сплавы MnNi и MnCu были исследованы методом МКД в работе [78]. Эти сплавы образуются при напылении ультратонких (1/2 монослоя) пленок Mn на поверхности Cu(001) и Ni(001). По данным дифракции медленных электронов [79] при комнатной температуре эти сплавы характеризуются сверхструктурой (2×2) (рис. 13). Ферромагнитное упорядочение атомов Mn с большим значением магнитного момента $\mu(\text{Mn}) = 0,4\mu_B$ было предсказано в [79]. Образцы приготавливались в вакууме $\sim 10^{-10}$ торр, намагничивались *in situ* полем $H = 0,2$ Тл и при комнатной температуре снимались спектры МКД. Сравнение $L_{2,3}$ -спектров поглощения Mn с результатами атомных расчетов [80] показало, что Mn^{2+} находится в высокоспиновом состоянии $S = 5/2$.

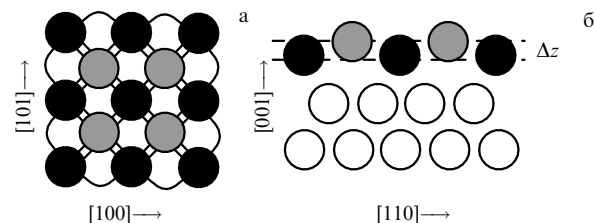


Рис. 13. Сверхструктура (2×2) поверхностного сплава MnCu (MnNi): вид сверху (а), вид сбоку (б). Серые кружки — атомы Mn; черные — Cu(Ni), слой 1; белые — Cu(Ni), слой 2, 3. Смещение атомов Mn из поверхностного слоя: $\Delta z = 0,03$ нм для MnCu, $\Delta z = 0,025$ нм для MnNi [78].

Хорошее согласие не с зонными, а с атомными расчетами объясняется высокой степенью локализации d-электронов Mn. Во-первых, как всегда для поверхностных атомов число соседей меньше, чем в объеме; во-вторых, для данных сплавов смещение атомов Mn над слоем Cu(Ni) дает дополнительную локализацию d-электронов. Для сплавов MnNi было приготовлено 2 типа образцов: на подложке Ni(001) ГЦК кристалла и на тонкой пленке Ni (2 ML), выращенной на монокристалле Cu(001). В первом случае магнитный момент подложки направлен вдоль поверхности, а во втором — поперек. В обоих случаях спектры МКД Mn и Ni вблизи $L_{2,3}$ -краев поглощения показали ферромагнитное упорядочение спинов Mn и Ni, что резко отличается от свойств объемного кристалла MnNi, антиферромагнитного при $T = 300$ К [81].

Высокая поверхностная чувствительность МКД в спектрах фотоэмиссии была использована в работе [82] для исследования границы раздела в многослойных структурах со слоями РЗМ. Двухслойная структура Eu/Gd приготавливалась в вакууме $\sim 10^{-11}$ торр путем осаждения высокочистых РЗМ из паровой фазы на поверхность монокристалла W(110). Сначала напылялась пленка Gd(0001) толщиной 10 нм, а сверху — пленки Eu разной толщины. Для тонких (менее 2 монослоев) пленок Eu дифракция медленных электронов выявила гексагональную сверхструктуру 6×6 , которая разрушается при больших толщинах. Спектры МКД в фотоэмиссии снимались при $T = 25$ К и анализировались методом разложения на базисные спектры, предложенным в работе [83]. Спектр 4f-Gd для структуры Eu/Gd совпал со спектром непокрытой пленки Gd(0001) [82], т.е. адсорбция Eu не повлияла на магнитные свойства границы раздела со стороны Gd. Используя значительный химический сдвиг спектров Gd и Eu (около 6 эВ), можно выделить 4f-спектр Eu. Для обеих ориентаций намагниченности относительно спина фотона спектр МКД в структуре Eu(2 ML)/Gd может быть разделен на два пика, относящихся к границе и верхнему слою Eu с расщеплением между пиками 0,7 эВ. Изменение спектров при изменении ориентации внешнего магнитного поля указывает на ферромагнитную структуру в пленке Eu в противоположность объемному Eu, антиферромагнитному ниже 90 К.

4.5. Доменная структура и динамика перемангничивания

Известно, что для исследования неоднородных систем используется малоугловое рентгеновское рассеяние,

позволяющее получить характерные размеры частиц и корреляционные длины. Магнитная амплитуда малоуглового рассеяния дает подобную информацию о магнитной компоненте материала. Аморфный сплав $Gd_{25}Fe_{75}$ был исследован этим методом в работе [75]. Четко выраженный максимум в интенсивности рассеяния возле L_3 -края поглощения Gd для $q \sim 0,6 \text{ nm}^{-1}$ дает значение корреляционной длины для частиц Gd, $l_c \sim 10 \text{ nm}$. Различие магнитной и немагнитной амплитуд рассеяния в области малых q авторы [75] объясняют существованием магнитных доменов с характерным размером $\sim 100 \text{ nm}$, которые они наблюдали непосредственно с помощью рентгеновского магнитного микроскопа. Метод рентгеновской магнитной микроскопии является комбинацией методов просвечивающей микроскопии и МКД [84]. Для энергии фотонов ниже L_3 -края поглощения Fe пространственное распределение интенсивности МКД однородно, но при $\hbar\omega = 706 \text{ эВ}$ появляется структура, показанная на рис. 14. Толщина доменных стенок находится на пределе пространственного разрешения (40 нм). Теоретическое значение толщины $\delta = \pi(A/K)^{1/2} \sim 30 \text{ nm}$, где A и K — параметры обменного взаимодействия и анизотропии соответственно. Этот результат показывает, что метод МКД с пространственным разрешением, наряду с магнитным силовым микроскопом, сканирующим электронным микроскопом с поляризационным анализом и лоренцевской микроскопией, позволяет исследовать неоднородные структуры, обладая вместе с тем преимуществом элементной чувствительности.

В другом варианте визуализации пространственных магнитных структур с разрешением порядка 50 нм используется фотоэлектронный эмиссионный микроскоп, в котором метод МКД также применяется для получения магнитного контраста [85]. Для металлических систем глубина вылета фотоэлектронов при неупругом рассеянии фотонов составляет около 2–3 нм. Для пленок пермаллоя $Fe_{19}Ni_{81}$ толщиной 30 нм магнитная

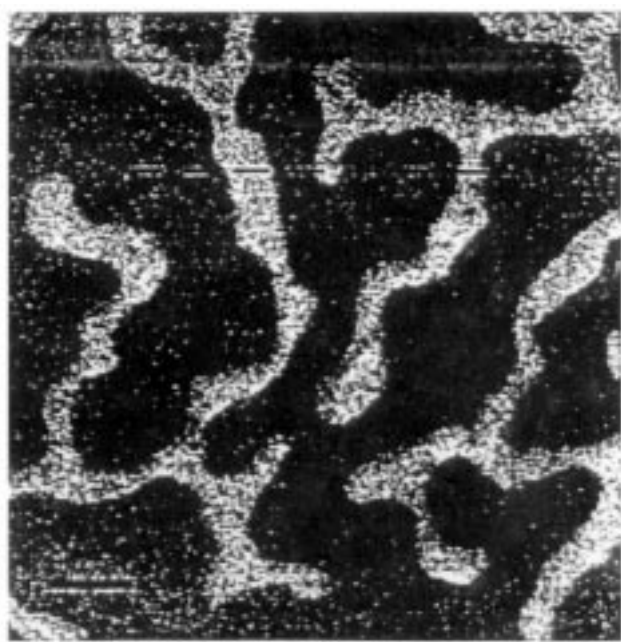


Рис. 14. Магнитные домены в аморфном сплаве $Gd_{25}Fe_{75}$, наблюдавшиеся возле L_3 -края поглощения Fe [75].

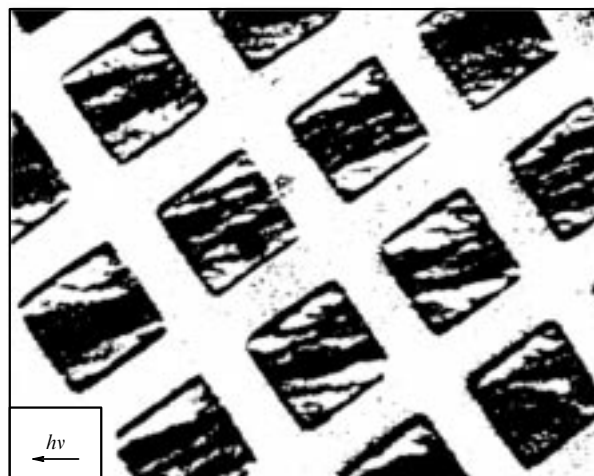


Рис. 15. Доменная структура Co/Pt многослойной системы, выращенной в ячейках $20 \times 20 \text{ мкм}$ на поверхности подложки Si [85].

структура, полученная для Fe– $L_{2,3}$ -края и Ni– $L_{2,3}$ -края, совпадает, и правильная форма доменов формируется в основном под влиянием формы и размеров образца, поскольку собственная анизотропия пермаллоя мала. Иная доменная структура наблюдается для поликристаллической многослойной структуры Co/Pt, выращенной на подложке Si. С помощью травления пленка была разбита на квадраты $20 \text{ мкм} \times 20 \text{ мкм}$, толщина пленки составляла 50 нм (рис. 15). Благодаря сильной магнито-кристаллической анизотропии Co и ее случайной ориентации в поликристаллическом образце возникает сложная нерегулярная доменная структура, обнаруживающаяся по спектрам МКД вблизи L_3 -края поглощения Co.

Методом МКД можно наблюдать не только домены, но и доменные стенки. Поскольку сигнал МКД пропорционален $\epsilon \cdot \mathbf{M}$, где ϵ — направление поляризации фотона, а \mathbf{M} — намагниченность, то при взаимно перпендикулярной ориентации ϵ и намагниченности в домене последний не имеет магнитного контраста. Зато в доменной стенке, где идет разворот магнитных моментов, участки с \mathbf{M} , параллельные или антипараллельные ϵ , будут выглядеть как яркие или темные линии. Намагниченности соседних доменов противоположны друг другу, и в доменной стенке происходит разворот вектора \mathbf{M} на 180° . В объемном кристалле такой разворот привел бы к возникновению блоховской стенки, для которой ось вращения вектора \mathbf{M} всегда перпендикулярна стенке. На поверхности такой разворот энергетически невыгоден, так как в центре стенки вектор \mathbf{M} направлен перпендикулярно поверхности пленки. Более выгоден разворот \mathbf{M} , при котором вектор всегда лежит вдоль поверхности (стенка Нееля). Таким образом, в приповерхностной области происходит смена типа вращения вектора \mathbf{M} , что приводит к появлению магнитных сингулярностей, наблюдавшихся с помощью фотоэмиссионного МКД-микроскопа [86].

В работе [54] для изучения динамики перемагничивания с временным разрешением был использован источник СИ с длительностью импульса 500 пс. Подобные исследования представляют большой интерес для технологии магнитной записи, поскольку такой важный параметр как коэрцитивная сила зависит от времени перемагничивания. Характерные вре-

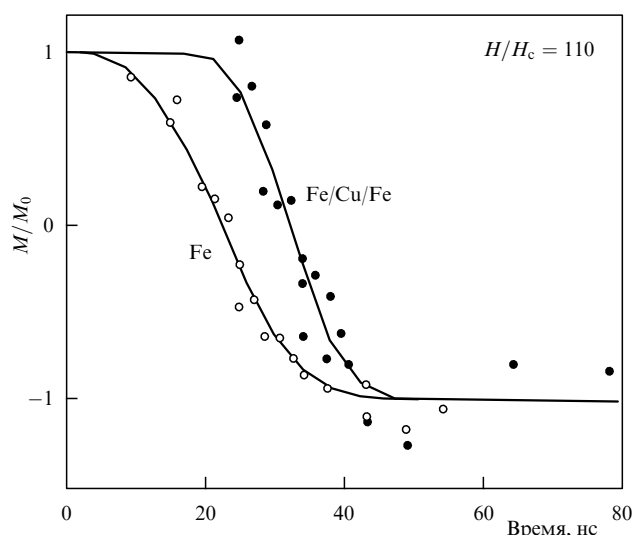


Рис. 16. Динамика перемагничивания пленки Fe и трехслойной структуры Fe/Cu/Fe [54].

мена перемагничивания имеют порядок 10^{-8} с. На рисунке 16 показана динамика перемагничивания двух систем: пленки Fe (1,5 нм) и трехслойной структуры Fe (1,5 нм)/Cu (1,5 нм)/Fe (1,5 нм). Перемагничивание производилось во внешнем поле, на два порядка превышающем коэрцитивное поле подложки H_c . Из рисунка видно, что время перемагничивания в трехслойной структуре примерно на 10 нс больше, чем для однослойной пленки. Разная крутизна кривых на рис. 16 показывает, что скорость перемагничивания для трехслойной структуры выше, чем для однослойной.

4.6. Орбитальные моменты и их упорядочение в окислах 3d-металлов

Для частично заполненных d-оболочек основной вклад в μ вносит, как правило, спиновый момент, хотя и орбитальный вклад также возможен. Более того, орбитальные моменты могут упорядочиваться с образованием орбитальной поляризации, что существенно обогащает фазовые диаграммы и физические свойства. В настоящем разделе мы рассмотрим подобные эффекты для окислов 3d-металлов.

Анализ линейной поляризации данных нерезонансного магнитного рентгеновского рассеяния дает отношение фурье-образов орбитального и спинового моментов $L(Q)/S(Q)$. В пределе $Q \rightarrow 0$ из этого отношения можно определить вклад орбитального момента в общую намагниченность. Для NiO такой анализ выявил, что в антиферромагнитной фазе вклад орбитального момента в общий момент подрешетки равен $17 \pm 3\%$ [87], что заметно превышает данные нейтронных экспериментов.

Орбитальное упорядочение в окислах имеет тесную связь с зарядовым и магнитным упорядочением. Последнее обусловлено зависимостью эффективного обменного интеграла суперобменного взаимодействия от взаимной ориентации занятых орбиталей соседних ионов (правила Гудинафа – Канамори). Рассмотрим возможность орбитального упорядочения в LaMnO_3 , кристалле с решеткой перовскита, привлечем большое внимание в связи с открытием эффекта колоссального магнитосопротивления в твердых растворах $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ [88]. Ион Mn^{3+} в

конфигурации $3d^4$ находится в центре кислородного октаэдра, кристаллическое поле которого расщепляет атомный d-уровень на триплет t_{2g} и дублет e_g . По правилу Хунда основное состояние имеет конфигурацию $t_{2g}^3 e_g^1$, т.е. занято одно из двух e_g состояний — $d_{x^2-y^2}$ или $d_{3z^2-r^2}$, и основное состояние вырождено по орбитальному моменту. Можно ввести понятие изоспина, в данном случае $I = 1/2$, и рассматривать орбитальное упорядочение как изоспиновое. Снятие вырождения и упорядочение может быть обусловлено локальными деформациями решетки (эффект Яна – Теллера), квадрупольным взаимодействием соседних ионов или зависимостью обменного интеграла от заполнения орбиталей.

Параметр порядка при орбитальном упорядочении пропорционален $\langle I^z \rangle \sim \langle d_\alpha^+ d_\alpha \rangle - \langle d_\beta^+ d_\beta \rangle$, где $d_{\alpha(\beta)}^+$ — оператор рождения d-электрона на орбитали α (или β). В случае более сложных пространственных структур (аналогичных спиральным спиновым структурам) в качестве параметра порядка можно выбрать величину

$$\langle \hat{O}(q) \rangle = \sum_{\mathbf{R}} \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{R}) \sum_{\alpha\beta} c_{\alpha\beta} \langle d_\alpha^+ d_\beta \rangle_{\mathbf{R}}.$$

Орбитальное упорядочение в случае LaMnO_3 должно сопровождаться структурными искажениями, и естественно предположить, что они могут быть обнаружены обычными методами кристаллографии. Однако в родственном соединении $\text{La}_{0.5}\text{Sr}_{1.5}\text{MnO}_4$, где ожидаются такие же искажения, в экспериментах по рассеянию нейтронов они не обнаружены [89]. В то же время, резонансное рентгеновское рассеяние позволило обнаружить орбитальный порядок в этом соединении [90], а именно, наблюдалось резонансное увеличение интенсивности для волнового вектора \mathbf{Q}_0 вблизи K-края поглощения Mn, связанного с переходами $1s \rightarrow 4p$ в Mn. Вектор \mathbf{Q}_0 соответствует зарядовому упорядочению, при котором решетка эквивалентных ионов Mn разбивается на подрешетки Mn^{3+} и Mn^{4+} . Температуры орбитального и зарядового упорядочений совпадают и примерно на 100 К превышают температуру спинового упорядочения. Согласно интерпретации этих результатов в работе [91], зависимость амплитуды рассеяния от орбитального упорядочения возникает из-за расщепления незаполненных 4p-уровней кристаллическим полем, различным для разных заполнений уровней e_g . В результате знаменатель формулы (12) различен для ионов с разными числами заполнения уровней $d_{x^2-y^2}$ и $d_{3z^2-r^2}$, что и приводит к модуляции рассеяния для вектора \mathbf{Q}_0 . Количественные оценки величины эффекта выполнены в работе [91] на основе атомного подхода к описанию 3d- и 4p-уровней, что несколько сомнительно для 4p-состояний ввиду их значительной делокализации.

5. Заключение

За последние 10 лет рентгеновская магнитооптика превратилась в мощное направление, давшее целый набор различных методов, использующих рассеяние и поглощение рентгеновских лучей для определения тонких деталей магнитной структуры объемных кристаллов, тонких пленок и поверхностных слоев. Конкурируя в ряде случаев с методами магнитной нейтронографии, рентгеновская магнитооптика обладает рядом бесспорных преимуществ, связанных с возможностью разделе-

ния орбитального и спинового моментов, с элементной чувствительностью метода и с высоким разрешением в k -пространстве.

Приведенный обзор результатов для ряда магнитных веществ не претендует на полноту картины в описании свойств конкретных магнетиков, а лишь дает примеры использования различных вариантов рентгеновской магнитооптики. Совсем недавно появились работы по применению инфракрасного СИ в диапазоне энергий 0,01–1,5 эВ и были выполнены первые эксперименты по исследованию 4f-электронных систем методом МКД [92]. Дальнейшее развитие методики требует, наряду с экспериментальными разработками, также и теоретических усилий для описания наблюдаемых спектров, особенно для метода спин-поляризованного EXAFS.

Исследование доменной структуры и процессов перемагничивания доменов имеет важное технологическое значение. Контролируемое и воспроизводимое создание магнитных доменов определяет свойства систем записи и хранения информации, например, жестких дисков. В настоящее время размер области, содержащей 1 бит информации, составляет около 100 нм, а характерное время перемагничивания $\sim 10^{-8}$ с, поэтому требуется пространственное разрешение порядка 10 нм и временное разрешение $\sim 10^{-9}$ с. Как упоминалось выше, в [84–86] достигнуто пространственное разрешение ~ 50 нм, а в [54] — временное разрешение 0,5 нс. Можно ожидать в ближайшем будущем дальнейшего улучшения пространственного разрешения.

Рассмотренные в настоящем обзоре конкретные материалы подобраны не случайно. Магнитные многослойные системы являются важным элементом магнитной памяти. Разработка новых устройств памяти с большей плотностью записи информации требует знания основных магнитных параметров материалов. Структуры Co/Pt и Co/Pd активно исследуются в этом плане. Пленки с гигантскими магниторезистивными эффектами такие, как Co/Cu, Co/Cr или манганиты на основе LaMnO₃ интересны как материалы для магниторезистивных головок. Поэтому нет сомнения в том, что в ближайшее время рассмотренные методы исследования магнитных материалов с помощью синхротронного излучения выйдут за рамки научно-исследовательских лабораторий и начнут активно использоваться промышленностью.

Автор благодарен Г.Н. Кулипанову за постоянное внимание и помощь в процессе работы над обзором.

Список литературы

- De Bergevin F, Brunel M *Phys. Lett. A* **39** 141 (1972)
- Gibbs D et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 1241 (1988)
- Hannon J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 1245 (1988)
- Goedkoop J B et al. *J. Appl. Phys.* **64** 5595 (1988)
- Schütz G et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 737 (1987)
- Bohr J et al. *Physica B* **159** 93 (1989)
- Brunel P M et al. *Acta Crystallogr. A* **39** 84 (1983)
- Van der Laan G et al. *Phys. Rev. B* **34** 6529 (1986)
- Schütz G et al. *J. Appl. Phys.* **76** 6453 (1994)
- Gell-Mann M, Goldberger M L *Phys. Rev.* **96** 1433 (1954)
- Platzman P M, Tzoar N *Phys. Rev. B* **2** 3556 (1970)
- Бабушкин Ф А *Динамическая теория магнитного рассеяния рентгеновских лучей в антиферромагнетиках* (Л.: Изд-во ЛГУ, 1979)
- Жижимов О Л, Хриплович И Б *ЖЭТФ* **87** 547 (1984)
- Blume M *J. Appl. Phys.* **57** 3615 (1985)
- Altarelli M *Elastic and Inelastic X-ray Scattering from Correlated Electrons: A Theoretical Perspective. Lecture at 6-th Summer School on Neutron Scattering, Zuoz, Switzerland* (1998)
- Hill J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 3281 (1991)
- Schütz G et al. *Z. Phys. B* **73** 67 (1989)
- Thole B T et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1943 (1992); Carra P et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 694 (1993)
- Schütz G et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 2620 (1989)
- Аврамов П В, Овчинников С Г *ЖЭТФ* **108** 1479 (1995)
- Avramov P V, Ovchinnikov S G *J. Phys. IV (Paris)* **7** 2 (1997)
- Larson S *Chem. Phys. Lett.* **32** 401 (1974)
- Larson S *Chem. Phys. Lett.* **40** 362 (1976)
- Kosugi N et al. *Phys. Rev. B* **41** 131 (1990)
- Research Applications of Synchrotron Radiation* (BNL 50381) (Eds R Watson, M R Perlman) (1973)
- Vacuum Ultraviolet Radiation Physics* (Eds E Koch, R Haensel, C Kunz) (9) (New York: Pergamon, 1974)
- Кулипанов Г Н, Скринский А Н *УФН* **122** 369 (1977)
- Алферов Д Ф, Башмаков Ю А, Бессонов Е Г *ЖТФ* **46** 2392 (1976)
- Моисеев М Б, Никитин М М, Федосов Н И *Изв. вузов. Сер. Физика* (3) 76 (1978)
- Kulipanov G N, Mezentsev N A, Skrinisky A N *Rev. Sci. Instrum.* **63** 289 (1992)
- Pengra D B et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **6** 2409 (1994)
- Stunault A et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144** 753 (1995)
- McMorrow D F et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144** 779 (1995)
- Ferrer S et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 747 (1996)
- Watson B, Naushad A *J. Phys.: Condens. Matter.* **8** 361 (1996)
- Chen C T et al. *Phys. Rev. B* **42** 7262 (1990)
- Kulipanov G N, Skrinisky A N, Vinokurov N A *J. Synchrotron Rad.* **5** 176 (1998)
- Kulipanov G N *Nucl. Instrum. Methods A* **303** 435 (1995)
- Chernov V A et al. *Nucl. Instrum. Methods A* **405** 179 (1998)
- Gerasimov R B et al. *J. Alloys Comp.* **252** 179 (1997)
- Kim S K et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 66 (1997)
- Kim S K, Koo Y M, Chernov V A *J. Phys. IV Colloq. (Paris)* **7** C2 1097 (1997)
- Kim S K, Koo Y M, Chernov V A *J. Magn. Magn. Mater.* **170** L7 (1997)
- Erskine J L, Stern E A *Phys. Rev. B* **12** 5016 (1975)
- Chen C T, Smith N V, Sette F *Phys. Rev. B* **43** 6785 (1991)
- Smith N V et al. *Phys. Rev. B* **46** 1023 (1992)
- O'Brien W L et al. *J. Appl. Phys.* **76** 6462 (1994)
- Tjeng L H et al. *Phys. Rev. B* **48** 13378 (1993)
- Stearns M B, in *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology* (Landolt-Börnstein Group 3) Vol. 19 Pt. A (Ed. H P J Wijn) (Berlin: Springer, 1986)
- Eriksson O et al. *Phys. Rev. B* **45** 2868 (1992)
- Söderlin P et al. *Phys. Rev. B* **45** 12911 (1992)
- Schütz G et al., in *Proc. 2nd Europ. Conf. Progress in X-ray Synchrotron Radiation Research* Vol. 25 (Eds A Balerna, E Berrieri, S Mobilio) (Bologna: SIF, 1990) p. 229
- Campbell I A *Proc. Phys. Soc. London* **89** 71 (1966)
- Krill G *Synchr. Rad. News* **10** (3) 26 (1997)
- Hill J P, Helgesen G, Gibbs D *Phys. Rev. B* **51** 10336 (1995)
- Изюмов Ю А, Озеров Р П *Магнитная нейтронография* (М.: Наука, 1966)
- Вонсовский С В *Магнетизм* (М.: Наука, 1971)
- Koehler W C et al. *Phys. Rev.* **151** 414 (1966)
- Gibbs D et al. *Phys. Rev. B* **43** 5663 (1991)
- Tang C C et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **103** 86 (1992)
- Helgesen G et al. *Phys. Rev. B* **52** 9446 (1995)
- Bak P, Mukamel D *Phys. Rev. B* **13** 5086 (1976)
- Krisch M N et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4931 (1995)
- Schütz G et al. *Rev. Sci. Instrum.* **60** 1661 (1989)
- Garsia L M et al. *J. Appl. Phys.* **79** 6497 (1996)
- Isaacs E D et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 1671 (1989)
- Vettier C, in *Proc. 2nd Europ. Conf. Progress in X-ray Synchrotron Radiation Research* Vol. 25 (Eds A Balerna, E Berrieri, S Mobilio) (Bologna: SIF, 1990) p. 217

68. Rossat-Magnod J et al., in *Handbook on the Physics and Chemistry of the Actinides* Vol. 1 (Eds A J Freeman, G H Lander) (Amsterdam: North-Holland, 1984) Ch. 6
69. Nutall W J et al. *Phys. Rev. B* **52** 4409 (1995)
70. Perry S C et al. *Phys. Rev. B* **54** 15234 (1996)
71. Idzerda Y U, Chakarian V, Freeland J W *Synchr. Rad. News* **10** (3) 6 (1997); Langride S et al. *Phys. Rev. B* **55** 6392 (1997)
72. Kuch W et al. *Phys. Rev. B* **53** 11621 (1996)
73. Kuch W, Kirschner J *Synchr. Rad. News* **10** (3) 18 (1997)
74. Schneider C M et al. *Phys. Rev. B* **54** 15612 (1996)
75. Schutz G et al. *Synchr. Rad. News* **10** (4) 13 (1997)
76. Kawaguchi S et al. *Abstr. 2nd Intern. Conf. Synchrotron Radiation in Material Science, Kobe, Japan* (1998) p. 56
77. Vogel J et al. *Phys. Rev. B* **55** 3663 (1997)
78. O'Brein W L, Tonner B P J. *Appl. Phys.* **76** 6468 (1994)
79. Wuttig M, Gauthier Y, Blügel S *Phys. Rev. Lett.* **70** 3619 (1993)
80. Van der Laan G, Thole B T *Phys. Rev. B* **43** 13401 (1991)
81. Pál L et al. *J. Appl. Phys.* **39** 538 (1968)
82. Starke K, Arenholz E, Kaindl G *Synchr. Rad. News* **10** (3) 16 (1997)
83. Thole B T, Van der Laan G *Phys. Rev. B* **44** 12424 (1991); **49** 9613 (1994)
84. Fischer P et al. *Z. Phys.* **101** 313 (1996)
85. Schneider C M et al. *Synchr. Rad. News* **10** (3) 22 (1997)
86. Schneider C M J. *Magn. Magn. Mater.* **175** 160 (1997)
87. Fernandez V et al. *Phys. Rev. B* **57** 7870 (1998)
88. Von Helmolt R et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2331 (1993)
89. Steinlieb B J et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 2169 (1996)
90. Murakami Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 1932 (1998)
91. Ishihara S, Maekawa S *Phys. Rev. Lett.* **80** 3799 (1998)
92. Kimura S *Abstr. 2nd Intern. Conf. Synchrotron Radiation in Material Science, Kobe, Japan* (1998)

Application of synchrotron radiation to the study of magnetic materials

S.G. Ovchinnikov

*L.V. Kirensky Institute of Physics, Siberian Division, Russian Academy of Sciences
Akademgorodok, 660036 Krasnoyarsk, Russian Federation
Tel. (7-3912) 43-29 06
Fax (7-3912) 43-89 23
E-mail: sgo@post.krascience.rssi.ru*

The recent results of the studies of magnetic materials using synchrotron irradiation are reviewed. The influence of magnetic effects on X-ray scattering is studied for linearly and circularly polarized photons, and effects of magnetic circular dichroism on the spectra of X-ray absorption and photoelectron emission are discussed. It is shown that X-ray magnetooptics techniques provide fine details of crystal and magnetic structures and also make it possible to separate the spin and orbital contributions to the total moment; to obtain element- and position-sensitive information on the magnetic properties of the material; to visualize domains and domain walls; and to probe magnetization reversal dynamics. A comparison of magnetic neutron and X-ray methods is given.

PACS numbers: 61.10.Ht, 75.25.+z, **75.70.i**, 78.20.Ls

Bibliography — 92 references

Received 4 February 1999, revised 11 May 1999