

Рентгеновский круговой дихроизм в условиях отражения от антиферромагнитных структур

М. А. Андреева^а, Е. Е. Одинцова^б

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики твердого тела. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: ^аmandreeva1@yandex.ru, ^бkatya.iney@gmail.com

Статья поступила 10.11.2011, подписана в печать 10.01.2012

Теоретически проанализирован выход флуоресценции в условиях брэгговского отражения излучения правой и левой круговой поляризации с длиной волны в окрестности $L_{2,3}$ -краев поглощения атомов Fe от многослойной периодической структуры $[\text{Fe}(1.5 \text{ нм})/\text{V}(1.5 \text{ нм})]_{10}$, характеризующейся антиферромагнитным межслойным упорядочением, в геометрии меридионального эффекта Керра. Показано, что наибольшая асимметрия отражения по поляризации имеет место в «магнитных» максимумах, соответствующих удвоению магнитного периода. Предполагаемое возникновение дихроичного сигнала в выходе флуоресценции за счет ее селективного возбуждения в слоях с одинаковым направлением намагниченности подтвердилось, однако эффект ослаблен спецификой стоячих волн в поглощающих средах, когда максимум стоячих волн располагается в слоях с наименьшим поглощением.

Ключевые слова: рентгеновская рефлектометрия, стоячие волны, многослойные пленки.

УДК: 539.1:539.2:535. PACS: 78.70.Dm, 79.60.Dp, 68.49.Uv.

Введение

Многослойные структуры с антиферромагнитным межслойным взаимодействием, обнаруживающие эффект гигантского магнетосопротивления, обладают огромным технологическим потенциалом, а их исследование представляет интересную фундаментальную проблему. Отметим, что за открытие эффекта гигантского магнетосопротивления в таких структурах в 2007 г. была присуждена Нобелевская премия по физике [1]. Для исследования таких структур не может быть использован современный и эффективный метод рентгеновского магнитного кругового дихроизма (ХМСД — X-ray magnetic circular dichroism), поскольку, к сожалению, сигнал дихроизма от слоев с противоположным направлением намагниченности компенсируется.

В настоящей работе мы проанализировали возможности метода стоячих рентгеновских волн [2, 3] для селективного возбуждения флуоресценции в слоях с одним направлением намагниченности, чтобы получить, тем не менее, сигнал дихроизма от пленок с антиферромагнитным межслойным упорядочением.

1. Теория

Выход вторичного излучения описывается общей формулой [4, 5]

$$Y(\lambda_f, \omega) = \int_0^{\infty} T(z, \lambda_f) A_f(z, \omega) dz,$$

где $A_f(z, \omega)$ — число флуоресцентных квантов, образовавшихся в слое dz на глубине z от атомов вида f ; ω — частота падающего излучения; $T(z, \lambda_f)$ — функция выхода вторичного излучения с глубины z , имеющего длину волны λ_f .

В случае флуоресценции функция выхода имеет вид

$$T(z, \lambda_f) \sim \int_{l_1}^{l_2} e^{-\mu(\lambda_f)l(z)} dl(z),$$

где $\mu(\lambda_f)$ — линейный коэффициент поглощения; $l(z) = z/\sin \psi$ — путь вторичного излучения внутри вещества; ψ — углы с поверхностью для флуоресцентного излучения, попадающего в детектор, определяющие интервал $l_1 < l < l_2$.

Возбуждение флуоресценции в каждом анизотропном слое $A_f(z, \omega)$, в котором одновременно распространяются четыре собственные волны с различной поляризацией, сложно рассматривать в формализме собственных волн. Мы будем основываться на общем законе сохранения энергии электромагнитного поля

$$\text{div } \mathbf{S} + \frac{\partial W}{\partial t} = -Q,$$

где $\mathbf{S} = \frac{c}{8\pi} \text{Re}[\mathbf{E}\mathbf{H}^*]$ — усредненный по времени вектор Пойнтинга, $W = \frac{c}{16\pi} (\mathbf{E}^* \hat{\epsilon}' \mathbf{E} + |\mathbf{H}|^2)$ — плотность энергии электромагнитного поля, $\hat{\epsilon}' = (\hat{\epsilon} + \hat{\epsilon}^{\times})/2$ — эрмитова часть тензора диэлектрической проницаемости среды (верхний индекс « \times » обозначает операцию эрмитова сопряжения), а антиэрмитова часть $\hat{\sigma}$ определяет потери энергии падающего излучения Q в единицу объема среды в единицу времени:

$$Q = \frac{\mathbf{E}^* \hat{\sigma} \mathbf{E}}{2}, \quad \hat{\sigma} = \frac{\omega}{4\pi i} \frac{\hat{\epsilon} - \hat{\epsilon}^{\times}}{2}.$$

В таком подходе удается разделить эффекты поглощения и гиротропии, а также связать вероятность образования флуоресцентного излучения $A_f(z, \omega)$, пропорционального, очевидно, потерям излучения в каждом слое Q , с векторами суммарного электрического

поля \mathbf{E} :

$$A_f(z, \omega) = \omega_f \frac{\mathbf{E}^*(z, \omega) \hat{\sigma}^f(z, \omega) \mathbf{E}(z, \omega)}{2}, \quad (1)$$

где ω_f — парциальная вероятность возбуждения вторичного излучения данного типа на один поглощенный квант падающего излучения в атомах вида f .

Для определения амплитуды поля $\mathbf{E}(z, \omega)$ мы используем матричный метод. Известно, что изменение тангенциальных компонент поля $\mathbf{H}_t(z) = -[\mathbf{q}|\mathbf{qH}]$ и $[\mathbf{qE}(z)]$ (\mathbf{q} — единичный вектор нормали к поверхности) в плоскостной анизотропной среде в случае, когда образец освещается монохроматической плоской волной $\sim \exp(i\frac{\omega}{c}\boldsymbol{\kappa}r - i\omega t)$, описывается дифференциальным уравнением [6, 7]

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \mathbf{H}_t(z) \\ [\mathbf{qE}(z)] \end{pmatrix} = \frac{d}{dz} \begin{pmatrix} H_x(z) \\ H_y(z) \\ -E_y(z) \\ E_x(z) \end{pmatrix} = i\frac{\omega}{c} \hat{\mathbf{M}}(z) \begin{pmatrix} \mathbf{H}_t(z) \\ [\mathbf{qE}(z)] \end{pmatrix} \quad (2)$$

(система осей представлена на рис. 1). Если вектор намагниченности пленки лежит в плоскости поверхности и плоскости рассеяния (геометрия меридионального эффекта Керра (L-МОКЕ — longitudinal magneto-optical Kerr effect)), дифференциальная матрица распространения может быть записана в виде [8–10]

$$\hat{\mathbf{M}}(z) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & (1+\chi_0) & 0 \\ \pm \frac{i\Delta\chi_m \cos\theta_0}{1+\chi_0} & 0 & 0 & (1+\chi_0) - \cos^2\theta_0 - \frac{\Delta\chi_m^2}{1+\chi_0} \\ \frac{(1+\chi_0) - \cos^2\theta_0}{1+\chi_0} & 0 & 0 & \mp \frac{i\Delta\chi_m \cos\theta_0}{1+\chi_0} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где χ_0 — диагональная компонента тензора восприимчивости; θ_0 — угол скольжения падающего излучения; $\pm\Delta\chi_m$ — магнитная добавка к тензору восприимчивости, знак которой зависит от направления намагниченности в слое (или направления круговой поляризации).

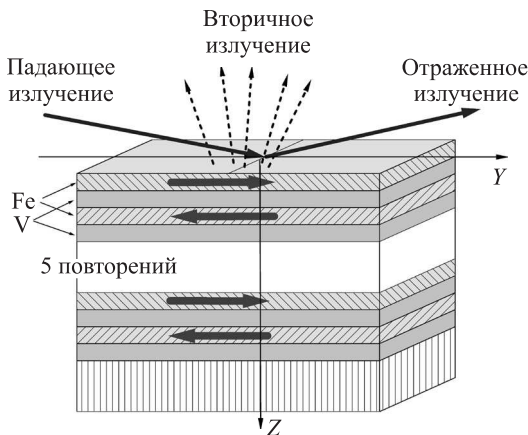


Рис. 1. Геометрия эксперимента и схематическое изображение структуры $[\text{Fe}\uparrow(1.5 \text{ нм})/\text{V}(1.5 \text{ нм})/\text{Fe}\downarrow(1.5 \text{ нм})/\text{V}(1.5 \text{ нм})]_5/\text{MgO}$ с антиферромагнитным упорядочением между слоями железа

Решением дифференциального уравнения (2) для многослойной среды является интегральная матрица распространения $\hat{\mathbf{L}}$:

$$\hat{\mathbf{L}}(d) = e^{ikd_N \hat{\mathbf{M}}_N} e^{ikd_{N-1} \hat{\mathbf{M}}_{N-1}} \dots e^{ikd_1 \hat{\mathbf{M}}_1},$$

которая связывает тангенциальные компоненты поля на верхней и нижней границе многослойной пленки из N однородных слоев с толщинами d_n . Решая граничную задачу для падающего излучения правой и левой круговой поляризации, находим для отраженных волн \mathbf{H}_t^R и $[\mathbf{qE}_t^R]$ и соответственно тангенциальные компоненты полного поля. Затем последовательно с помощью матриц распространения в каждом слое находим тангенциальные компоненты векторов поля на глубине z . Поле $\mathbf{E}(z)$, необходимое для вычисления выхода вторичного излучения по формуле (1), восстанавливаем из тангенциальных компонент $\mathbf{H}_t(z)$ и $[\mathbf{qE}(z)]$ с помощью тензорного соотношения [6]:

$$\mathbf{E}(z) = \frac{1}{\varepsilon_q(z)} \mathbf{q} \circ \mathbf{aH}_t(z) + \left(\hat{\mathbf{I}} - \frac{1}{\varepsilon_q(z)} \mathbf{q} \circ \mathbf{q} \hat{\varepsilon}(z) \hat{\mathbf{I}} \right) [\mathbf{qE}(z)],$$

где $\varepsilon_q = \mathbf{q} \hat{\varepsilon} \mathbf{q}$ — свертка полного вектора с единичными векторами нормали, $\mathbf{a} = [\mathbf{qb}]$, $\hat{\mathbf{I}} = 1 - \mathbf{q} \circ \mathbf{q}$, а символ « \circ » соответствует операции внешнего произведения векторов.

2. Моделирование

В условиях отражения от периодической многослойной структуры суммарное поле в среде $\mathbf{E}(z)$, являясь когерентной суперпозицией волн в прямом и обратном направлениях, осциллирует с периодом, определяемым порядком брэгговского отражения. Для структуры с антиферромагнитным межслойным упорядочением магнитный период удваивается по сравнению с химическим периодом. Если падающее на среду излучение рентгеновского диапазона имеет длину волны, соответствующую краям поглощения, амплитуда рассеяния магнитными атомами и соответственно восприимчивость магнитных слоев зависят от направления их намагниченности. В этом случае удвоение магнитного периода структуры проявится в появлении «магнитных максимумов» на кривой рефлектометрии, а поле излучения в среде для углов скольжения, соответствующих «магнитному» максимуму первого порядка, будет иметь период осцилляций, соответствующий магнитному периоду. При этом мы можем ожидать селективного возбуждения слоев с одинаковым направлением намагниченности.

Для проверки этой идеи мы провели модельный расчет выхода флуоресценции в условиях отражения излучения правой и левой круговой поляризации с длиной волны в окрестности $L_{2,3}$ -краев поглощения атомов Fe ($\lambda = 1.79 \div 1.67$ нм, $E_{\text{ph}} = 690 \div 740$ эВ) от многослойной периодической структуры $[\text{Fe}\uparrow(1.5 \text{ нм})/\text{V}(1.5 \text{ нм})/\text{Fe}\downarrow(1.5 \text{ нм})/\text{V}(1.5 \text{ нм})]_5/\text{MgO}$ (стрелки указывают на различное направление магнитного момента железа) в геометрии меридионального эффекта Керра (см. рис. 1). Программный пакет для расчетов, созданный нами на основе общей теории,

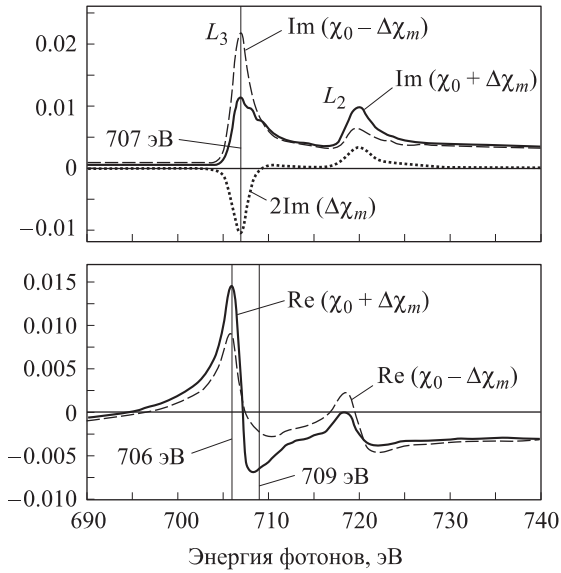


Рис. 2. Энергетические зависимости реальной и мнимой частей восприимчивости слоев железа из работы [12] для излучения правой и левой круговой поляризации и их разность. Вертикальными линиями на рисунке отмечены энергии фотонов, для которых рассчитаны угловые зависимости коэффициента отражения

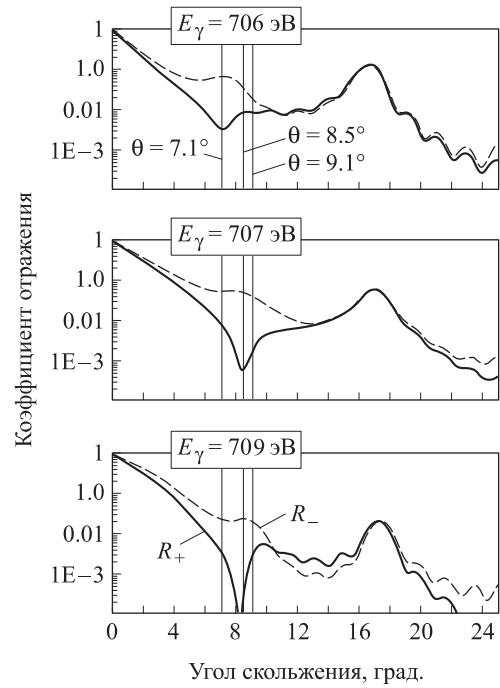


Рис. 3. Рассчитанные угловые зависимости коэффициента зеркального отражения от модельной структуры при энергиях фотонов вблизи L_3 -края поглощения железа: $E_\gamma = 706$ эВ (вверху), 707 эВ (в середине) и 709 эВ (внизу). Вертикальными линиями на рисунке отмечены углы скольжения вблизи «магнитного» максимума, для которых были рассчитаны энергетические спектры выхода флуоресценции и коэффициента отражения

изложенной выше, имеется в свободном доступе [11]. Компоненты тензора восприимчивости для слоев железа $\chi_0(E_{ph})$ и $\Delta\chi_m(E_{ph})$ в области $L_{2,3}$ -краев поглощения были найдены в статье [12] (рис. 2). Для V и MgO восприимчивость бралась из таблиц [13, 14].

Рассчитанные угловые зависимости коэффициента отражения для 3^\times -энергий фотонов в окрестности L_3 -края поглощения железа (рис. 3) оказались весьма экзотическими. Различие этих кривых для излучения

правой и левой круговой поляризации действительно оказалось максимальным в области «магнитного» максимума ($\theta \approx 8^\circ$), соответствующего магнитному пе-

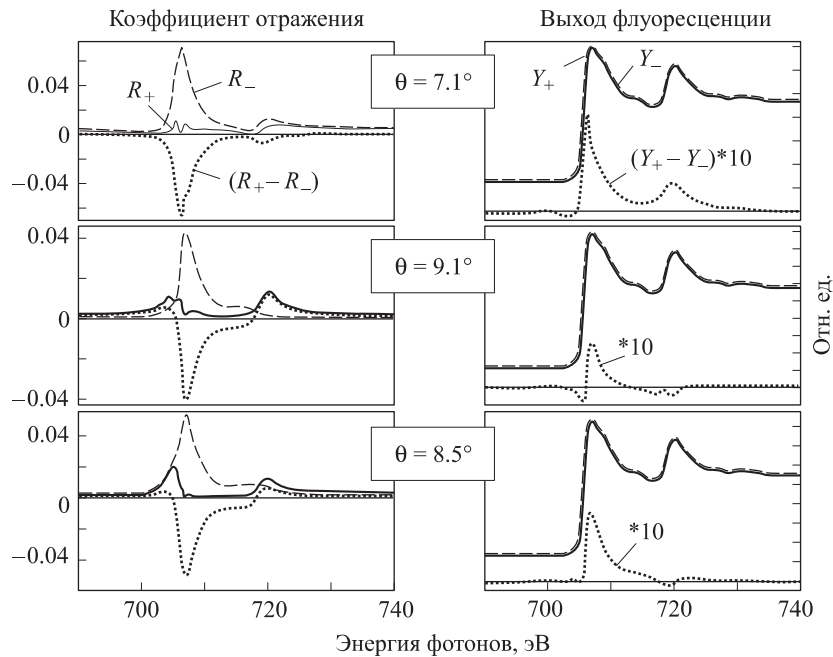


Рис. 4. Энергетические спектры отражения (слева), выхода флуоресценции из слоев железа (справа) и их асимметрии по знаку круговой поляризации падающего излучения с энергией вблизи $L_{2,3}$ -краев поглощения Fe (690–740 эВ) для углов скольжения вблизи сверхструктурного «магнитного» максимума

риоду 6 нм. Однако для излучения правой круговой поляризации вместо ожидаемого максимума появляется глубокий минимум. Такие особенности рефлектометрических кривых с учетом магнитного вклада в амплитуду рассеяния объясняются интерференцией остаточного электронного отражения от поверхности и брэгговского магнитного отражения с фазой, изменяющейся на π при изменении поляризации с правой на левую (см. [15]).

Энергетические зависимости отражения излучения правой и левой круговой поляризации для углов скольжения θ в окрестности «магнитного» максимума (рис. 4, левая часть) также обнаруживают достаточно яркую асимметрию по поляризации. Эффект же магнитного кругового дихроизма во флуоресцентном выходе из слоев железа (рис. 4, правая часть) оказался существенно меньше ожидаемого.

Для выяснения деталей формирования выхода вторичного излучения мы провели расчет поля излучения $|E(z)|^2$ (стоячей волны) в рассматриваемой структуре в интересующей нас области параметров и убедились, что, хотя коэффициенты отражения в «магнитном» максимуме невелики, модуляция поля по глубине z с удвоенным «магнитным» периодом вполне достаточна, казалось бы, для селективного возбуждения флуоресценции в слоях с одинаковым направлением намагниченности (рис. 5, левая сторона). Однако послойный выход флуоресцентного излучения (рис. 5, правая сторона) обнаруживает противоположную полю зависимость. Выход флуоресценции из слоев, где амплитуда поля больше, оказывается меньше и наоборот. Поэтому и знак эффекта асимметрии по поляризации в отражении и в выходе флуоресцентного излучения оказывается противоположным.

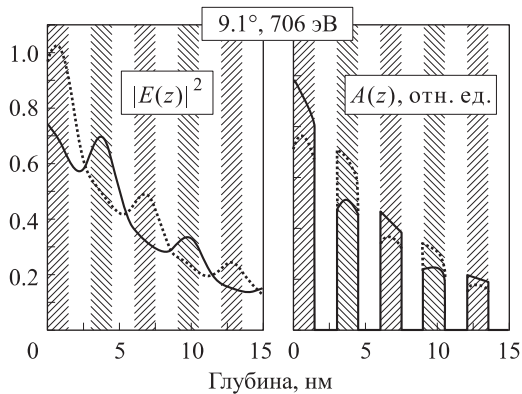


Рис. 5. Зависимость квадрата амплитуды поля излучения (слева) и выхода флуоресценции из слоев железа (справа) от глубины пленки. В слоях железа 1, 3, 5 и т. д. направление намагниченности совпадает с направлением проекции волнового вектора на плоскость поверхности (т. е. суммарное поглощение больше для излучения правой круговой поляризации), в слоях 2, 4 и т. д. — противоположно ему (поглощение меньше). Пунктирные линии соответствуют правой круговой поляризации падающего излучения, сплошные линии — левой

Объяснение этого эффекта на самом деле известно в теории рефлектометрии. Для структуры с периодически изменяющимся поглощением минимум суммарной

амплитуды поля в условиях брэгговского отражения приходится на слои с большим поглощением. Такое поведение поля излучения обуславливает известный эффект Боррмана в динамической дифракции рентгеновского излучения [16] или эффект подавления неупругих каналов ядерной реакции, теоретически обоснованный и реально наблюдаемый в условиях дифракционного отражения мессбауэровского излучения [17–19].

Качественная интерпретация особенностей стоячих волн в поглощающих структурах может быть легко получена в кинематическом приближении теории отражения (см., например, [20]), применимом в нашем случае. Для брэгговского угла амплитуды отраженных волн от разных периодов складываются точно в фазе (разность фаз 2π для первого порядка отражения), поэтому можно ограничиться рассмотрением одного периода. Если восприимчивости двух слоев ($\text{Im } \chi_2 > \text{Im } \chi_1$), то амплитуда отражения от нижней границы бислоя $\sim (\chi_2 - \chi_1) \sim i$ (фаза $\pi/2$). Разность фаз для проходящей и отраженной волн будет равна π на расстоянии от этой границы, равном $1/4$ периода (т. е. минимум стоячей волны приходится на поглощающий слой), и 2π на расстоянии $3/4$ периода. При отклонении угла от точного угла Брэгга амплитуды отражения от разных периодов расфазированы, узлы и пучности стоячих волн смещаются, но одновременно падает их амплитуда (которая и в брэгговском угле невелика). Так что получить усиление поля излучения в поглощающем слое за счет смещения угла не представляется возможным. В реальной ситуации картина сложнее (необходимо учитывать преломление, анизотропные поправки, наличие 4^x -слоев в периоде и т. д.), но, как показывает наше моделирование (рис. 5), качественный характер поведения стоячих волн сохраняется.

Заключение

Исследования многослойных структур с антиферромагнитным межслойным взаимодействием достаточно эффективно можно проводить методом рентгеновской рефлектометрии вблизи краев поглощения, при этом эффект асимметрии по поляризации максимально проявляется в «магнитных» максимумах брэгговского отражения. К сожалению, как показывает наш анализ, для вторичного (флуоресцентного) излучения, возникающего в таких условиях, ожидаемый эффект кругового дихроизма хотя и существует, но в значительной мере подавлен в соответствии с особенностями модуляции поля излучения в периодических структурах с варьируемым поглощением.

Авторы благодарны А. Рогалеву (ESRF) за стимулирующее обсуждение.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-02-00924-а и 10-02-00768-а).

Список литературы

1. http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/
2. Ковальчук М.В., Кон В.Г. // Усп. физ. наук. 1986. 149. С. 69.

3. *Vartanyants I.A., Koval'chuk M.V.* // Rep. Prog. Phys. 2001. **64**. P. 1009; http://arxiv.org/PS_cache/cond-mat/pdf/0012/0012047v1.pdf.
4. *Бушуев В.А., Кузьмин Р.Н.* // Вторичные процессы в рентгеновской оптике. М., 1990.
5. *Андреева М.А., Кузьмин Р.Н.* // Мёссбауэровская и рентгеновская оптика поверхности. М., 1996.
6. *Борздов Г.Н., Барковский Л.М., Лаврукович В.И.* // Журн. прикл. спектроск. 1976. **25**. С. 526.
7. *Аззам Р., Башара Н.* // Эллипсометрия и поляризованный свет / Под. ред. А.В. Ржанова, К.К. Свиташева. М., 1981.
8. *Andreeva M.A., Smekhova A.G.* // Applied Surface Science. 2006. **252**. P. 5619.
9. *Андреева М.А., Снехова А.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. **72**, № 5. С. 693.
10. *Одинцова Е.Е., Андреева М.А.* // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед. 2010. № 11. С. 46.
11. *Одинцова Е.Е., Андреева М.А.* <http://kftt.phys.msu.ru/programs/XFRAM.zip>
12. *Kortright J.B., Kim S.* // Phys. Rev. B. 2000. **62**. P. 12216.
13. *Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C.* // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1993. **54**. P. 181.
14. http://henke.lbl.gov/optical_constants/getdb2.html.
15. *Андреева М.А., Одинцова Е.Е.* // Письма в ЖЭТФ. 2011. **93**. С. 78.
16. *Иверонова В.И., Ревкевич Г.П.* // Теория рассеяния рентгеновских лучей. М., 1972.
17. *Афанасьев А. М., Каган Ю.* // ЖЭТФ. 1965. **48**. С. 327.
18. *Kagan Yu., Afanas'ev A.M.* // Z. Naturforsch. 1973. **28a**. P. 1351.
19. *Смирнов Г.В., Чумаков А.И.* // ЖЭТФ. 1985. **89**, № 4. С. 1169.
20. *Andreeva M.A., Lindgren B.* // Phys. Rev. B. 2005. **72**. P. 125422-1-22.

X-ray circular dichroism at the reflection from antiferromagnetically coupled multilayers

М. А. Андреева^a, Е. Е. Одинцова^b

Department of Solid State Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^amandreeva1@yandex.ru, ^bkatya.iney@gmail.com.

Fluorescence yield at the Bragg reflection of the right and left circular polarized radiation with the wavelength in vicinity of the $L_{2,3}$ absorption edges of Fe from periodic multilayer $[\text{Fe}(1.5 \text{ nm})/\text{V}(1.5 \text{ nm})]_{10}$ characterizing by the antiferromagnetic exchange coupling has been theoretically analyzed in L-MOKE geometry. It has been shown that the largest polarization asymmetry of reflectivity takes place at the «magnetic» Bragg reflection appearing due to the doubling of the magnetic period. The expected occurrence of the dichroic signal in the fluorescence yield by its selective excitation in the layers with the same magnetization direction has been confirmed, but the effect is attenuated by the specific character of the standing waves in the strong absorbing multilayers where the standing waves antinodes are situated in the layers with low absorption.

Key words: X-ray reflectivity, X-ray standing waves, multilayers.

PACS: 78.70.Dm, 79.60.Dp, 68.49.Uv.

Received 10 November 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin 2(2012).*

Сведения об авторах

1. Андреева Марина Алексеевна — докт. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, вед. науч. сотрудник; e-mail: mandreeva1@yandex.ru.
2. Одинцова Екатерина Евгеньевна — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; e-mail: katya.iney@gmail.com.