Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 12, с. 817 – 823 © 2014 г. 25 июня

Анализ структуры и магнитных свойств интерфейса в многослойных наноструктурах $(Fe/Si)_N$ с применением поверхностно-чувствительного метода XMCD

М. С. Платунов[+*×1)], *С. Н. Варнаков*[+×], *С. М. Жарков*[+*], *Г. В. Бондаренко*[+], *О. Вешке*[°2)], *Э. Шиерле*[°2)], *С. Г. Овчинников*[+*×]

[+]*Институт физики им. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия*

[*]*Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*

[×]*Сибирский государственный аэрокосмический университет им. Решетнева, 660014 Красноярск, Россия*

[°]*BESSY II, Helmholtz-Zentrum Berlin, 12489 Berlin, Germany*

Поступила в редакцию 19 мая 2014 г.

Представлены результаты исследования структурных и магнитных свойств наноструктур $(Fe/Si)_N$, полученных при последовательном напылении на поверхность SiO_2/Si(100) при температуре подложки 300 К. Измерения методом просвечивающей электронной микроскопии позволили определить толщины всех слоев Fe и Si. Магнитные свойства исследованы методом рентгеновского магнитного кругового дихроизма (XMCD) вблизи $L_{3,2}$-краев поглощения Fe. Разделены орбитальный (m_l) и спиновый (m_S) вклады в полный магнитный момент железа. С использованием поверхностной чувствительности метода XMCD и модели интерфейса из немагнитной и ослабленной магнитной фаз, определены толщины магнитного и немагнитного силицида Fe на интерфейсах Si/Fe и Fe/Si.

DOI: 10.7868/S0370274X14120078

1. Введение. Силициды $3d$-металлов проявляют большое разнообразие физических свойств. Поэтому они представляют значительный интерес как для фундаментальной науки, так и для практических приложений [1]. Формирование силицида происходит путем проникновения атома одного типа в решетку другого. При этом образование силицидов сильно зависит от кристаллического качества мультислоев, в частности от шероховатости интерфейса [2]. Структура ферромагнитного интерфейса является ключевым параметром с точки зрения создания магнитных многослойных структур, проявляющих эффекты гигантского магнитосопротивления.

Образование силицидов железа на интерфейсе будет отличаться в случаях [3–7], когда Fe наносится на Si или Si наносится на Fe. Например, в работе [3] указывается, что когда Si наносится на Fe, интерфейс Si/Fe представляет собой несколько немагнитных фаз различного состава. В работе [4] сообщается, что в интерфейсе Si/Fe формируется кристаллический силицид железа, который определяется как фаза c-$Fe_{1-x}Si_x$ с твердым раствором ферромагнитного силицида. В литературе приводятся толщины и шероховатости интерфейсов немагнитных структур Fe/Si, полученных различными методами. В частности, в работах [5–7] было показано, что толщина интерфейса в 1.3–1.4 нм и шероховатость в 0.5–0.6 нм не зависят от толщин слоев Fe и Si, а также от метода изготовления и скоростей роста.

Несмотря на большое количество литературных данных, остается невыясненным вопрос о распределении магнитных и немагнитных силицидов в интерфейсах Si/Fe и Fe/Si. В настоящей работе мы изучаем пространственную структуру интерфейса с применением поверхностно-чувствительного метода рентгеновского магнитного кругового дихроизма (XMCD). Для этого проводится комплексное исследование структурных и локальных магнитных свойств нанослоев Fe/Si. Объектом исследования является относительное количество магнитной фазы, которая формируется на границе раздела слоев Si/Fe и Fe/Si.

2. Образцы и методика эксперимента. Два образца $(Si/Fe)_3/SiO_2$/Si(100) с различными толщинами Fe и упаковкой изотопа ^{57}Fe (#1 и 2) были получены с помощью термического испарения в сверхвысоком вакууме при комнатной температу-

1) e-mail: platunov@iph.krasn.ru
2) E. Weschke; E. Schierle

ре (базовое давление $P = 10^{-8}$ Па) с использованием модернизированной молекулярно-лучевой установки Ангара [8]. Изотоп железа ^{57}Fe был добавлен в структуру для проведения исследований морфологии и химического состава различных интерфейсов Si/Fe и Fe/Si методом конверсионной мессбауэровской электронной спектроскопии (КМЭС) [6]. Магнитные структуры создавались последовательным напылением слоев Fe и Si на подготовленную поверхность Si(100) с тонким буферным слоем SiO_2. Скорость роста контролировалась *in situ* высокоскоростным лазерным эллипсометром. Толщины Fe дополнительно контролировались с помощью метода рентгеновской флуоресценции. Определение структурного совершенства *ex situ* осуществлялось методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на микроскопе JEOL JEM- 2100 центра коллективного пользования Сибирского федерального университета [9, 10]. Измерения спектров рентгеновского поглощения (XAS) на $L_{3,2}$-краях Fe были выполнены на специализированной станции UE46-PGM1 синхротрона BESSY II при Научно-исследовательском центре им. Гельмгольца (г. Берлин). Источником поляризованного излучения являлся геликоидальный ондулятор. В качестве монохроматора применялся плоский дифракционный монохроматор PGM-типа. Измерения проводились с использованием сверхпроводящего магнита в магнитном поле до 6 Т при температурах 5 и 300 К. Спектры записывались в режиме полного выхода электронов (*total electron yield, TEY*) [11, 12]. Метод детектирования TEY был использован в связи с его поверхностной чувствительностью.

Глубина выхода вторичных фотоэлектронов гарантирует, что измеренные спектры определяются главным образом атомами Fe вблизи межфазной границы. Диаметр пятна при измерении XMCD-сигнала составлял не менее 200 мкм. После каждого измерения спектра менялась ориентация магнитного поля или поляризация излучения. Эффекты самопоглощения и насыщения могут оказывать влияние на спектральный вес околокраевых особенностей, что вносит ошибки в определение спинового и орбитального магнитных моментов [13]. В связи с этим [14] геометрия эксперимента выбиралась таким образом, чтобы направления магнитного поля и падающего излучения были нормальными к поверхности образца. В такой конфигурации магнитное насыщение для всех образцов достигалось в полях 2 Т.

Для того чтобы применить к измеренным данным XMCD правила сумм [15, 16], вклад фотоэлектронных возбуждений в состояния континуума был выделен из поперечного сечения поглощения с использованием ступенчатой функции [17, 18]. Внутриатомный дипольный терм μ_T, который содержится в экспериментально полученном эффективном спиновом магнитном моменте $\mu_{S\,\mathrm{eff}} = \mu_S + 7\mu_T$, предполагается для кубической структуры силицида незначительным [19]. Однако поскольку μ_T не исчезает полностью, необходимо понимать спиновые магнитные моменты, выведенные из экспериментальных данных, как эффективные.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение. На рис. 1 представлено электронно-микроскопическое изображение поперечного сечения образца # 2. Согласно ПЭМ-изображениям пленки имеют четкую слоистую структуру, включающую аморфные слои оксида кремния, а также тонкие поликристаллические слои железа с минимальным размером кристаллита, сопоставимым с толщиной пленки. Плавное изменение в оптическом контрасте происходит из-за постепенного изменения атомной концентрации Fe и Si от слоя к слою, что происходит в результате взаимной диффузии и последующего образования силицидов. Полученные аппроксимированные значения толщин для двух образцов представлены в табл. 1.

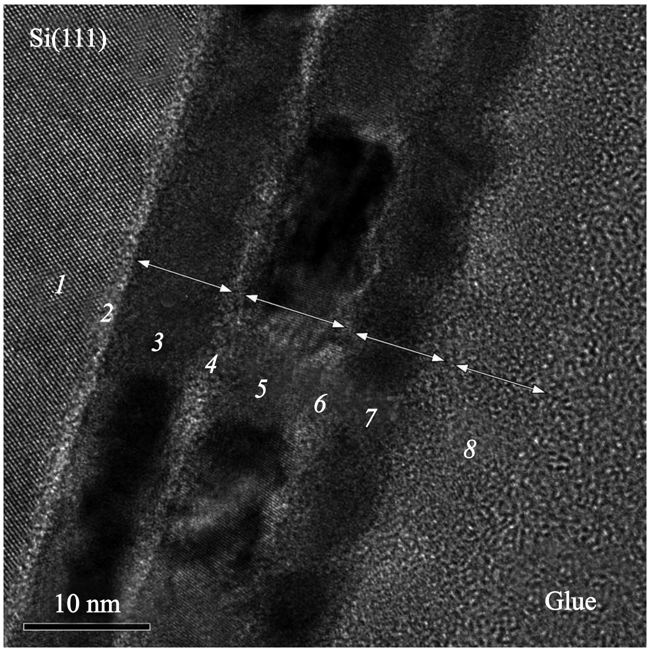

Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение поперечного сечения структур Fe/Si (образец # 2)

В качестве дополнительной информации можно отметить, что результаты исследования методом КМЭС [6] для образца # 1 из этой же серии пока-

Таблица 1

Толщины слоев согласно ПЭМ-исследованию образцов # 1 и 2

Образец # 1	t, нм	Образец # 2	t, нм
Si	9.8	Si	8.7
Fe	9.8	Fe	7.3
Si	1.1	Si	1.5
Fe	10.5	Fe	8.4
Si	1.1	Si	1.1
Fe	9.5	Fe	8.0
Si/SiO_2	1.5	Si/SiO_2	1.1
Si(100)		Si(100)	
$\sum$Fe	29.8	$\sum$Fe	23.7

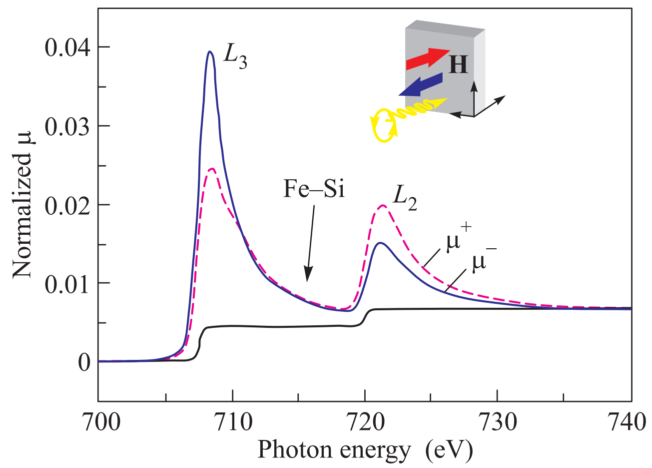

Рис. 2. Нормализованные поверхностно-чувствительные XAS-спектры (снятые в TEY-режиме) на $L_{3,2}$-краях Fe образца # 1, записанные при 5 K в магнитном поле 6 T. Внешнее магнитное поле было приложено параллельно рентгеновскому лучу. Ступенчатая функция показана черным цветом

зали наличие секстета α-Fe, парамагнитного вклада (широкий дублет), который связан с эпитаксиально стабильной неравновесной фазой (c-FeSi). Одновременное присутствие парамагнитных и ферромагнитных компонент в КМЭС-спектрах на структурах Fe/Si указывает на то, что эти интерфейсы с относительно большой шероховатостью состоят из пространственно-распределенного окружения Fe от c-$Fe_{1-x}Si_x$ до атомов Fe с отсутствием или небольшим количеством атомов Si в качестве ближайших соседей. Преобразование части Fe/Si-интерфейса в немагнитную фазу c-FeSi должно уменьшать полную намагниченность насыщения образцов, которая может быть количественно выражена как недостаток магнитного момента железа [3]. Подчеркнем, что мессбауэровская спектроскопия в отличие от XMCD дает объемную информацию.

Поскольку экспериментальные XAS- и XMCD-спектры для двух представленных образцов подобны, ограничимся только рассмотрением спектров для образца # 1.

На рис. 2 и 3 представлены нормализованные XAS- и XMCD-спектры, полученные при температуре 5 K в магнитном поле H до 6 T. Форма спектров рентгеновского поглощения на $L_{3,2}$-краях (рис. 2) указывает на d(Fe)/sp(Si)-гибридизацию [19, 20]. Слабозаметное плечо при 715 эВ на спектрах XAS указывает на наличие силицидной фазы Fe–Si (рис. 2) [19].

Исследование XMCD-сигнала на $L_{3,2}$-краях Fe показало, что с уменьшением температуры от 300 до 5 K амплитуда, профиль и асимптотика сигнала не изменяются. Максимальный XMCD-эффект наблюдается в поле от 2–3 T и далее не растет, что свидетельствует о насыщении магнитного момента (рис. 3).

С помощью правил сумм [15, 16] можно разделить полный магнитный момент на спиновую (m_S)

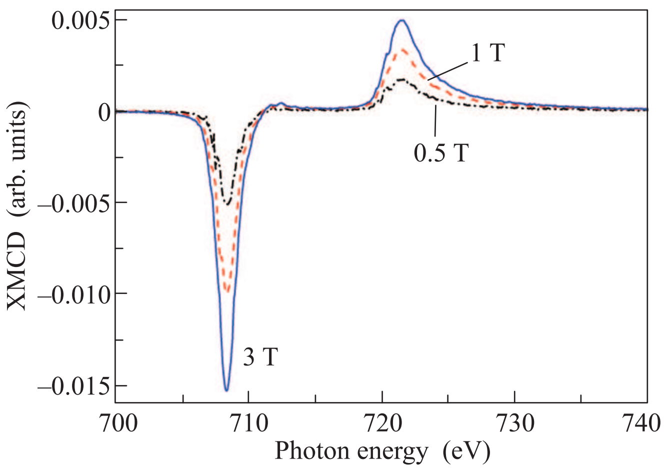

Рис. 3. Спектры рентгеновского магнитного кругового дихроизма (XMCD) образца # 1, записанные при 5 K. Кривые для $H = 4.5$ и 6 T практически не отличаются от кривых для $H = 3$ T

и орбитальную (m_l) составляющие. Экспериментальные результаты показывают, что полный магнитный момент на атом Fe для образца # 1 $M_1 = 1.92\,\mu_B$, а для образца # 2 $M_2 = 1.89\,\mu_B$. При этом полученная величина магнитного момента в насыщенном состоянии согласуется с данными других исследователей (см. табл. 2). Результаты обработки XMCD-спектров указывают также на выход спинового магнитного момента в насыщение около 2.5 T для обоих образцов (рис. 4a и b).

Таблица 2

Орбитальные и спиновые магнитные моменты образцов #1 и #2. Сравнение с литературными данными

Ссылки	m_S, μ_B	m_l, μ_B	m_S+m_l, μ_B
bcc Fe [22]	2.36	0.071	2.431
bcc Fe [21]	-	-	2.227
ML Fe [23]	2.31	0.30	2.61
ML Fe [17]	1.98	0.086	2.066
Fe_3Si [19]	1.76±0.1	0.073±0.01	1.833
Образец #1	1.71 (300 K)	0.04 (300 K)	1.75
	1.86 (5 K)	0.06 (5 K)	**1.92**
Образец #2	1.72 (300 K)	0.04 (300 K)	1.76
	1.85 (5 K)	0.04 (5 K)	**1.89**

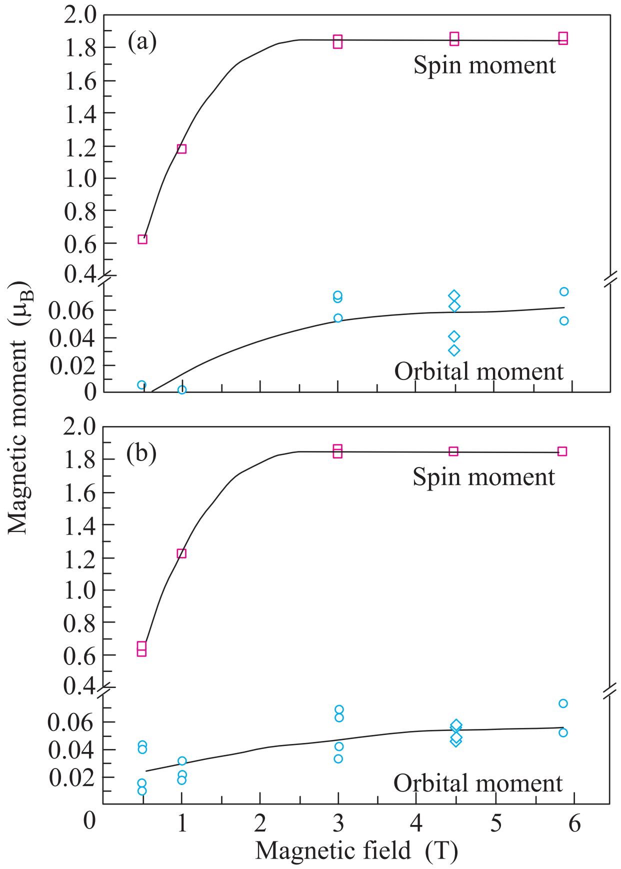

Рис. 4. Полевые зависимости спинового и орбитального магнитных моментов пленки при 5 K для образцов #1 (a) и 2 (b) (Fe $L_{3,2}$-края)

Полученный момент Fe оказался существенно меньше, чем в объемном α-Fe ($2.227\,\mu_B$ [21]). Он находится в хорошем согласии со значениями, приводимыми в литературе (табл. 2). Отметим, что для структуры Fe_3Si ($D0_3$) [24] магнитные моменты в позициях Fe_I и Fe_{II} равны 2.2–2.4 и $1.35\,\mu_B$ соответственно. Это отвечает среднему моменту в $Fe_{I,II}$-позициях 1.775–1.875 μ_B, что согласуется с результатами данной работы. Следовательно, в нашем случае магнитным силицидом на поверхности преимущественно является Fe_3Si.

Обратим внимание на ненулевое значение орбитального магнитного момента (рис. 4). Направление $m_{\rm orb}$ является таким же, как и для спинового момента $m_{\rm spin}$. Согласно литературе отношение $m_{\rm orb}/m_{\rm spin}$ меняется с атомной структурой, размерностью и координационным числом. В наноструктурах $m_{\rm orb}$ весьма чувствителен к ближайшему окружению и быстро увеличивается с уменьшением координационного числа [25].

Так как измерение XMCD-сигнала реализовано TEY-методом, полный магнитный сигнал определяется главным образом верхним слоем железа и магнитным интерфейсом. Кроме того, сигнал XMCD в основном определяется линейной комбинацией сигналов от каждого атома, который локализован в образце или силициде. Он представляет собой статистическую информацию о силициде в образцах.

При выполнении XMCD–TEY-исследований всегда необходимо оценивать глубину проникновения фотонов в режиме мягкого рентгеновского излучения. Неточный учет данного факта может привести к неправильным результатам в интерпретации магнитных свойств исследуемых материалов [17].

Строгая пропорциональность между TEY и поперечным сечением поглощения реализуется, если длина затухания падающего излучения λ_x намного больше, чем глубина выхода электронов λ_e [12]. В нашем случае это условие выполняется при глубине проникновения $\lambda_x \sim 150$ нм и глубине выхода $\lambda_e \sim 2.5$ нм [17, 19].

Для описания данных XMCD введем модель, описывающую интерфейс Si/Fe переменного состава магнитным профилем, показанным на рис. 5. Мы предполагаем, что непосредственно к слою Si примыкает немагнитный силицид FeSi толщиной Δ_1, после которого имеется непрерывный ряд магнитных твердых растворов от Fe_3Si с намагниченностью M_{Fe_3Si} до объемного Fe с намагниченностью $M_{\rm Fe}$ на толщине Δ_2. Для простоты мы рассматриваем линейный рост намагниченности между M_{Fe_3Si} и $M_{\rm Fe}$. Для оценки было принято $M_{Fe_3Si} = 1270$ Гс [26] и $M_{\rm Fe} = 1740$ Гс. Такой же моделью, но со своими параметрами толщин Δ'_2 и Δ'_1 мы описываем интерфейс Fe/Si. Модели магнитных профилей образцов #1 и 2 показаны на рис. 6. Предло-

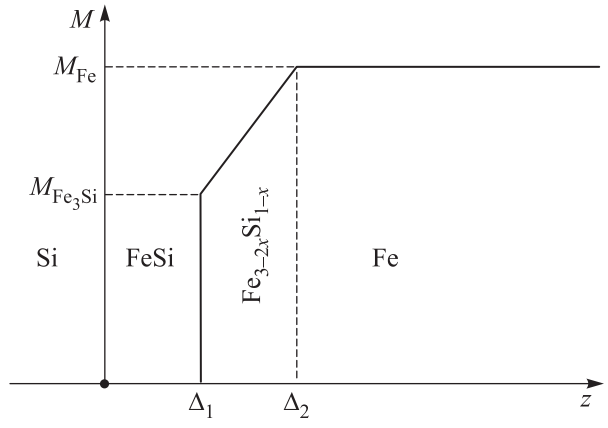

Рис. 5. Профиль намагниченности интерфейса с бесконечным слоем Fe

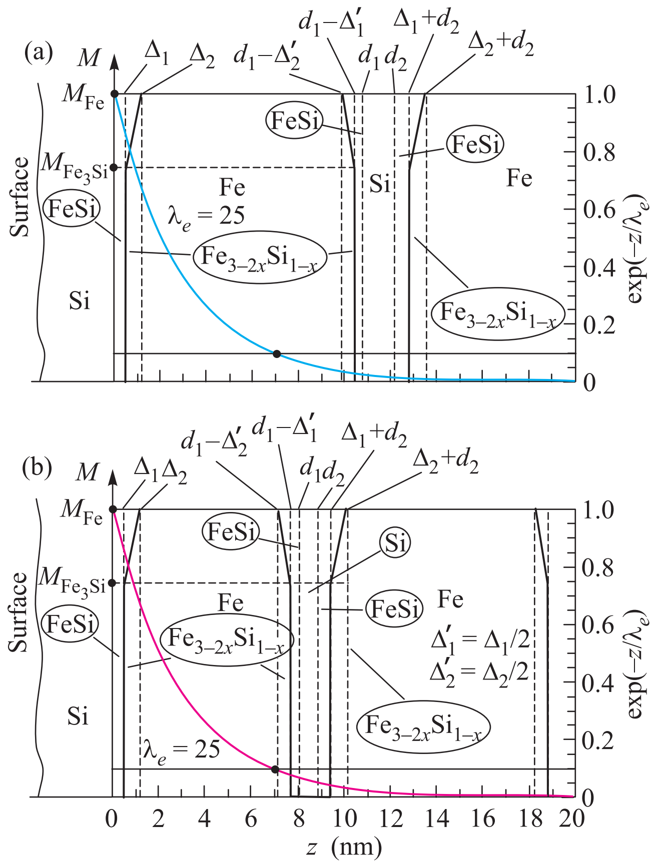

Рис. 6. Профили намагниченности для образцов # 1 (a) и 2 (b) с затухающей экспонентой, ограничивающей глубину вылета электронов

женную модель можно описать простыми формулами:

$$M(z) = \begin{cases} 0 \text{ при } 0 < z < \Delta_1; \\ M_{\mathrm{Fe_3Si}} + (M_{\mathrm{Fe}} - M_{\mathrm{Fe_3Si}})\dfrac{z-\Delta_1}{\Delta_2-\Delta_1} \\ \text{при } \Delta_1 \le z \le \Delta_2; \\ M_{\mathrm{Fe}} \\ \text{при } \Delta_2 \le z < d_1 - \Delta'_2; \\ M_{\mathrm{Fe}} - (M_{\mathrm{Fe}} - M_{\mathrm{Fe_3Si}})\dfrac{z-d_1+\Delta'_2}{\Delta'_2-\Delta'_1} \\ \text{при } d_1-\Delta'_2 \le z \le d_1-\Delta'_1; \\ 0 \text{ при } d_1-\Delta'_1 < z < d_2+\Delta_1; \\ M_{\mathrm{Fe_3Si}} + (M_{\mathrm{Fe}} - M_{\mathrm{Fe_3Si}})\dfrac{z-d_2+\Delta_1}{\Delta_2-\Delta_1} \\ \text{при } d_2+\Delta_1 \le z \le d_2+\Delta_2; \\ M_{\mathrm{Fe}} \text{ при } d_2+\Delta_2 < z < \infty, \end{cases} \tag{1}$$

где z – толщина исследуемой пленки, Δ_1 и Δ_2 – толщина немагнитного FeSi и полная толщина интерфейса соответственно, $d_1 = 9.8$ нм и $d_2 = 10.9$ нм для образца # 1, $d_1 = 7.3$ нм и $d_2 = 8.8$ нм для образца # 2 (см. табл. 1).

С учетом того что число электронов, которые достигают поверхности, затухает экспоненциально как функция глубины первоначального процесса рентгеновского поглощения [12], мы приходим к следующему уравнению:

$$M = \frac{1}{\lambda_e}\int M(z)e^{-z/\lambda_e}dz = f(\Delta_1,\Delta_2,\lambda_e), \tag{2}$$

где λ_e – глубина выхода электронов. В левой части уравнения (1) стоит измеренная намагниченность $M = m_S + m_l$ для образцов # 1 и 2 (см. табл. 2). Интегрируя M в вышеуказанных пределах и решая уравнения, мы получаем толщины немагнитного и магнитного слоев.

В работе [6] установлено, что толщина слоя силицида $\Delta_2 = 1.4$ нм. С условием $\lambda_e \sim 2.5$ нм для образца # 1 толщина слоя железа в 9.8 нм достаточно велика. Поэтому вторым интерфейсом можно пренебречь. В таком случае можно считать слой железа бесконечным и перейти от модели на рис. 6а к модели, представленной на рис. 5.

Тогда уравнение (2) с учетом магнитного момента $M_1 = 1.92\,\mu_{\mathrm{B}}$ примет вид

$$M_1 = e^{-\Delta_1/\lambda_e}\left[M_{\mathrm{Fe_3Si}} + \frac{(M_{\mathrm{Fe}}-M_{\mathrm{Fe_3Si}})\lambda_e}{\Delta_2-\Delta_1}\right] - e^{-\Delta_2/\lambda_e}\frac{(M_{\mathrm{Fe}}-M_{\mathrm{Fe_3Si}})\lambda_e}{\Delta_2-\Delta_1}.$$

Решением этого уравнения для образца # 1 являются толщины немагнитного силицида $\Delta_1 = 0.23$ нм и магнитной прослойки $\Delta_2 - \Delta_1 = 1.17$ нм.

В случае образца # 2 необходимо учитывать оба интерфейса от первого слоя железа и еще один интерфейс от второго слоя (рис. 6b), параметры которого мы считаем совпадающими с параметрами для первого слоя. Согласно работе [7] $\Delta_2' = \Delta_2/2 = 0.7$ нм. В итоге с учетом магнитного момента $M_1 = 1.89\,\mu_B$ уравнение, описывающее магнитный профиль образца # 2, принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} M_2 = M_1 - \\ - e^{-(d_1-\Delta_1')/\lambda_e}\left[M_{\mathrm{Fe_3Si}} + \frac{(M_{\mathrm{Fe}} - M_{\mathrm{Fe_3Si}})\lambda_e}{\Delta_2' - \Delta_1'}\right] - \\ - e^{-(d_1-\Delta_2')/\lambda_e)}\frac{(M_{\mathrm{Fe}} - M_{\mathrm{Fe_3Si}})\lambda_e}{\Delta_2' - \Delta_1'} + \\ + e^{-(d_2+\Delta_1)/\lambda_e}\left[M_{\mathrm{Fe_3Si}} + \frac{(M_{\mathrm{Fe}} - M_{\mathrm{Fe_3Si}})\lambda_e}{\Delta_2 - \Delta_1}\right] - \\ - e^{-(d_2+\Delta_2)/\lambda_e}\frac{(M_{\mathrm{Fe}} - M_{\mathrm{Fe_3Si}})\lambda_e}{\Delta_2 - \Delta_1}. \end{aligned} \quad (3)$$

В данном случае для образца # 2 при $\lambda_e \sim 2.5$ нм и $\Delta_2' = 0.7$ нм толщина немагнитной прослойки $\Delta_1' = 0.15$ нм, а магнитной – $\Delta_2' - \Delta_1' = 0.55$ нм. С учетом погрешности предложенной модели, которая может быть связана с неточным значением λ_e, а также отклонением полученных аппроксимированных значений толщин слоев для двух образцов, доверительный интервал толщин магнитных интерфейсов был принят составляющим 1.1–1.2 нм для Si/Fe и 0.5–0.6 нм для Fe/Si.

Значения толщин Δ_2 и Δ'_2 для интерфейсов Si/Fe и Fe/Si взяты из работы [7]. Их различие может быть объяснено следующим образом. Слои железа имеют кристаллическую структуру. Когда кремний наносится на Fe, атомы Si легче диффундируют вдоль границ зерен Fe. Кроме того, атомный радиус для кремния меньше, чем для железа. Таким образом, толщины интерфейса получаются больше в случае Si/Fe. В случае Fe/Si аморфный кремний ограничивает диффузию железа в слой кремния. Следовательно, толщина интерфейса здесь меньше.

4. Заключение. Исследования с помощью просвечивающей электронной микроскопии показали, что изучаемые пленки имеют слоистую структуру, включающую аморфные слои Si и SiO_2, а также поликристаллические слои Fe. Немагнитные фазы силицида образуются в процессе синтеза наноструктур.

Из анализа данных XMCD получены толщины магнитных интерфейсов: 1.1–1.2 нм для Si/Fe и 0.5–0.6 нм для Fe/Si. Сам интерфейс может быть представлен как $(Fe_3Si)_{1-x} + Fe_x = Fe_{3-2x}Si_{1-x}$.

Таким образом, нами предложен способ определения толщин магнитных и немагнитных составляющих интерфейсов Fe/Si и Si/Fe с использованием элементной чувствительности метода XMCD.

Авторы выражают благодарность С. В. Комогорцеву за полезные обсуждения. Авторы также благодарны руководству исследовательского центра BESSYII за возможность проведения экспериментов на станции UE46-PGM1. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 13-02-01265 а, 14-02-31051 мол-а), гранта поддержки ведущей научной школы # НШ-2886.2014.2, программы # 24.34 президиума РАН и Министерства образования и науки Российской Федерации (госконтракт # 02.G25.31.0043, а также в рамках госзадания СФУ в части проведения НИР на 2014 г.).

1. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. Von Molnar, M. L. Roukes, and D. M. Treger, Science **294**(5546), 1488 (2001).
2. S. N. Varnakov, S. V. Komogortsev, S. G. Ovchinnikov, J. Bartolomé, and J. Sesé, J. Appl. Phys. **104**(9), 094703 (2008).
3. R. Kläges, C. Carbone, W. Eberhardt, C. Pampuch, O. Rader, T. Kachel, and W. Gudat, Phys. Rev. B **56**(17), 10801 (1997).
4. G. J. Strijkers, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, and W. J. M. de Jonge, Phys. Rev. Lett. **84**(8), 1812 (2000).
5. A. Gupta, D. Kumar, and V. Phatak, Phys. Rev. B **81**(15), 155402 (2010).
6. L. Badia-Romano, J. Rubin, J. Bartolomé, S. Ovchinnikov, S. Varnakov, C. Magén, J. Rubio-Zuazo, and C. R. Castro, SPIN **4**(1), 1440002 (2014).
7. S. R. Naik, S. Rai, M. K. Tiwari, and G. S. Lodha, J. Phys. D: Appl. Phys. **41**(11), 115307 (2008).
8. С. Н. Варнаков, А. А. Лепешев, С. Г. Овчинников, А. С. Паршин, М. М. Коршунов, P. Nevoral, Приборы и техника эксперимента **6**, 125 (2004).
9. С. М. Жарков, Е. Т. Моисеенко, Р. Р. Алтунин, Н. С. Николаева, В. С. Жигалов, В. Г. Мягков, Письма в ЖЭТФ **99**, 472 (2014).
10. S. M. Zharkov, R. R. Altunin, E. T. Moiseenko, G. M. Zeer, S. N. Varnakov, and S. G. Ovchinnikov, Solid State Phenomena **215**, 144 (2014).
11. W. Gudat and C. Kunz, Phys. Rev. Lett. **29**(3), 169 (1972).
12. J. Stöhr, *NEXAFS spectroscopy* , Springer (1992), v. 25.
13. V. Chakarian and Y. U. Idzerda, J. Appl. Phys. **81**(8), 4709 (1997).
14. R. Nakajima, J. Stöhr, and Y. U. Idzerda, Phys. Rev. B **59**(9), 6421 (1999).
15. B. T. Thole, P. Carra, F. Sette, and G. van der Laan, Phys. Rev. Lett. **68**, 1943 (1992).
16. P. Carra, B. T. Thole, M. Altarelli, and X. Wang, Phys. Rev. Lett. **70**, 694 (1993).

17. C. T. Chen, Y. U. Idzerda, H. J. Lin, N. V. Smith, G. Meigs, E. Chaban, and F. Sette, Phys. Rev. Lett. **75**(1), 152 (1995).
18. H. J. Elmers, G. H. Fecher, D. Valdaitsev, S. A. Nepijko, A. Gloskovskii, G. Jakob, and S. Cramm, Phys. Rev. B **67**(10), 104412 (2003).
19. C. Antoniak, H. C. Herper, Y. N. Zhang, A. Warland, T. Kachel, F. Stromberg, and H. Wende, Phy. Rev. B **85**(21), 214432 (2012).
20. B. Krumme, C. Weis, H. C. Herper, F. Stromberg, C. Antoniak, A. Warland, and H. Wende, Phys. Rev. B **80**(14), 144403 (2009).
21. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 6th ed., Wiley, N.Y. (1986).
22. C. Piamonteze, P. Miedema, and F. M. de Groot, Phys. Rev. B **80**(18), 184410 (2009).
23. A. Lehnert, *Magnetism of Individual Adatoms and of Epitaxial Monolayers*, Doctoral dissertation, Ècole Polytrchnique Fèdèrale de Lausanne (2009).
24. E. G. Moroni, W. Wolf, J. Hafner, and R. Podloucky, Phys. Rev. B **59**(20), 12860 (1999).
25. J. Bansmann, S. H. Baker, C. Binns, J. A. Blackman, J. P. Bucher, J. Dorantes-Dávila, and Y. Xie, Surf. Sci. Rep. **56**(6), 189 (2005).
26. H. P. Wijn, *Magnetic Properties of Metals: d-elements, alloys and Compounds*, Springer (1991).