

МОРФОЛОГИЯ, МАГНИТНЫЕ И ПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОГЕННЫХ СЛОИСТЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР [(Co₄₅Fe₄₅Zr₁₀)₃₅(Al₂O₃)₆₅/a-Si:H]₃₆

Е. А. Дядькина^{a,*}, А. А. Воробьев^{a,b}, В. А. Уклеев^a, Д. Лотт^{c,**},
А. В. Ситников^d, Ю. Е. Калинин^d, О. В. Геращенко^a, С. В. Григорьев^{a,e}

^a Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
188300, Гатчина, Россия

^b European Synchrotron Radiation Facility, 38000, Grenoble, France

^c Helmholtz-Zentrum, 21502, Geesthacht, Germany

^d Воронежский государственный технический университет
394026, Воронеж, Россия

^e Санкт-Петербургский государственный университет
198904, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 2 июля 2013 г.

Исследованы морфология, а также магнитные и проводящие свойства аморфной многослойной наносистемы [(Co₄₅Fe₄₅Zr₁₀)₃₅(Al₂O₃)₆₅/a-Si:H]₃₆ с контактирующими магнитными (Co₄₅Fe₄₅Zr₁₀)₃₅(Al₂O₃)₆₅ и полупроводниковыми a-Si:H слоями в зависимости от толщины последних. Комбинацией методов рефлектометрии поляризованных нейтронов и малоуглового рассеяния синхротронного излучения в скользкой геометрии продемонстрировано, что морфология многослойных систем определяет их магнитные и электрические свойства. Установлено, что намагниченность и электрическое сопротивление образца немонотонно зависят от толщины слоя a-Si:H. Они минимальны для образца с толщиной полупроводникового слоя 0.4 нм. Образец с толщиной слоя кремния менее 0.4 нм представляет собой трехмерную структуру слабоупорядоченных в пространстве гранул Co₄₅Fe₄₅Zr₁₀, в то время как в образце с толщиной слоя кремния более 0.4 нм гранулы упакованы в вертикально чередующиеся слои. Определено среднее расстояние между наночастицами в плоскости слоя, что позволило рассчитать размеры металлических гранул для каждого образца.

DOI: 10.7868/S0044451014030094

1. ВВЕДЕНИЕ

В связи со значительным развитием спинтроники большое внимание исследователей в настоящее время сфокусировано на многослойных наноструктурах, содержащих контактирующие ферромагнитные и полупроводниковые слои. Особый интерес проявляется к исследованию аморфных многослойных наноструктур, потому что наряду с высокими магнитными и магниторезистивными характери-

стиками аморфные аналоги обладают лучшей структурной стабильностью [1–3] благодаря отсутствию межзеренных границ и большей однородности интерфейсов.

Одним из таких материалов является многослойная наноструктура [(Co₄₅Fe₄₅Zr₁₀)_x(Al₂O₃)_{100-x}/a-Si:H]_m, где *m* — число бислоев. Один из слоев наноструктуры — аморфный металл-диэлектрический композит (Co₄₅Fe₄₅Zr₁₀)_x(Al₂O₃)_{100-x}, другой — гидрогенизированный аморфный кремний a-Si:H, представляющий собой полупроводник. Наличие примесей водорода в атмосфере аргона на стадии напыления кремния позволяет уменьшить дефектность

*katy@lns.pnpi.spb.ru

**D. Lott

получаемых аморфных Si-слоев и увеличить их электрическое сопротивление. В качестве магнитной компоненты композита $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ использовался аморфный сплав $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$, который относится к легко аморфизуемым безметаллоидным системам с содержанием ферромагнитной фазы 90 ат. %. Порог перколяции между металлической и диэлектрической частями композита $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ был обнаружен при $x = 46$ ат. % [4].

Задача данной работы состоит в исследовании структурных особенностей и связанных с ними магнитных и проводящих свойств наносистемы $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}/a\text{-Si:H}]_m$ в зависимости от толщины слоя $a\text{-Si:H}$ методами рефлектометрии поляризованных нейтронов и малоуглового рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии.

2. ОБРАЗЦЫ

Наноструктура была получена методом ионно-лучевого распыления двух мишеней на вращающуюся стеклокерамическую подложку [5]. В качестве одной из мишеней использовался отлитый в вакууме сплав $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ с закрепленными на его поверхности пластинами оксида алюминия, другой мишенью был кремний. Все особенности получения образцов описаны в работе [6].

В настоящей работе были изучены три образца с различными номинальными толщинами полупроводникового слоя (0.6 нм — образец S_1 ; 1.4 нм — образец S_2 ; 2.3 нм — образец S_3) и концентрацией $x = 35$ ат. %, что ниже порога перколяции металла [4].

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Намагниченность наноструктуры $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{35}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{65}/a\text{-Si:H}]_{36}$ была изучена методом магнитооптического эффекта Керра при приложении магнитного поля $H = -850\text{--}850$ мТл в плоскости образца и перпендикулярно ей (рис. 1). Из рисунка видно, что все три образца, S_1 , S_2 и S_3 , лучше намагничиваются в плоскости, чем в перпендикулярном направлении, и что образец S_2 намагничивается хуже двух других и в плоскости, и перпендикулярно ей.

Средняя намагниченность индивидуальных металл-диэлектрических слоев образцов была исследована методом рефлектометрии поляризованных ней-

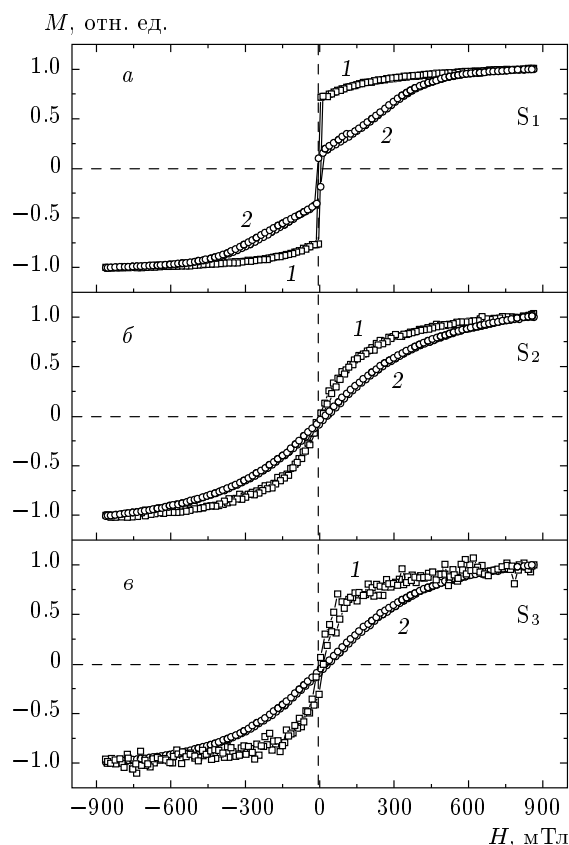


Рис. 1. Измерение намагниченности методом магнитооптического эффекта Керра в плоскости (кривые 1) и перпендикулярно плоскости (кривые 2) для образцов S_1 (а), S_2 (б), S_3 (в)

тронов на установке NeRo (GKSS Forschungszentrum, Germany). Использовался пучок поляризованных нейтронов с начальной поляризацией $P_0 = 0.95$ и длиной волны нейтронов $\lambda = 4.35$ Å. Интенсивность отраженного пучка регистрировалась при комнатной температуре для двух направлений поляризации падающего пучка: параллельно ($+P_0$) и антипараллельно ($-P_0$) приложенному в плоскости образца магнитному полю H , варьировавшемуся в диапазоне от 0 до 500 мТл. Углы полного внешнего отражения нейтронов от всех трех образцов лежат в пределах $\alpha_c = 0.20\text{--}0.24^\circ$. Перед измерениями все образцы были размагничены, т.е. к каждому образцу прикладывалось магнитное поле величиной $H = 500$ мТл, но противоположного направления.

Для каждого образца в отсутствие внешнего магнитного поля интенсивности отраженных нейтронов, $I(+P_0)$ и $I(-P_0)$, совпадают, что свидетельствует о нулевой средней намагниченности индивидуальных металл-диэлектрических слоев. Кри-

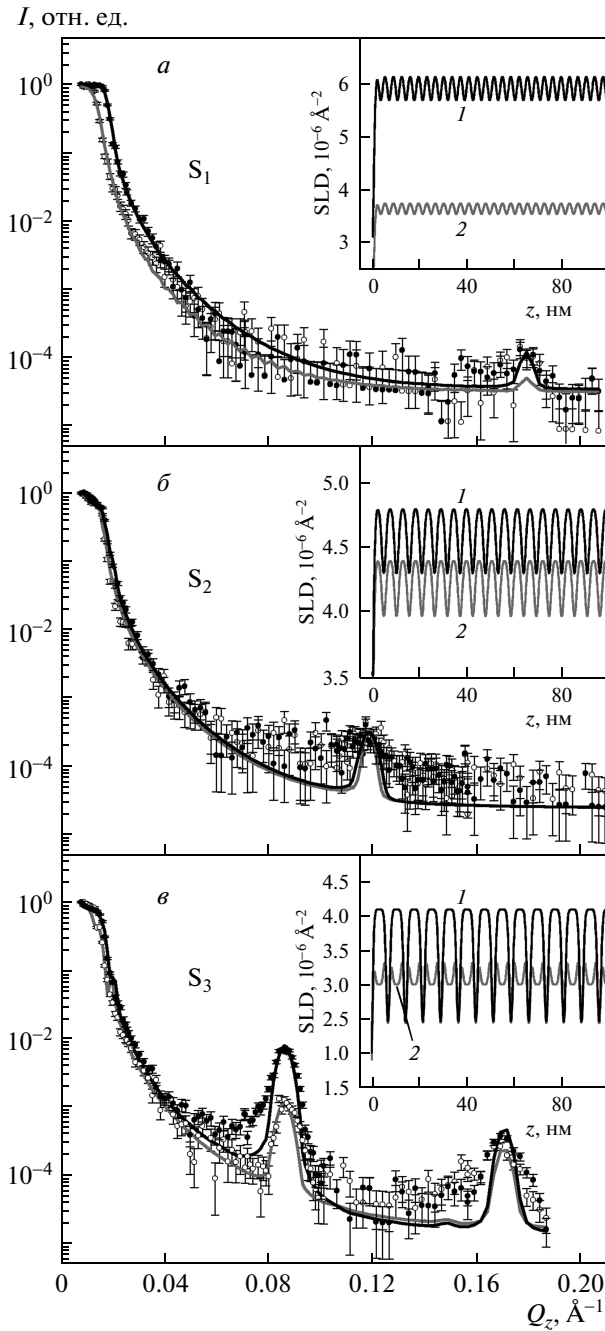


Рис. 2. Кривые отражения поляризованных нейтронов для двух направлений поляризации падающего пучка ($+P_0$) и ($-P_0$) при $H = 500$ мТл для образцов S₁ (а), S₂ (б), S₃ (в). Экспериментальные данные: ● — $I(+P_0)$, ○ — $I(-P_0)$; теоретические кривые представлены сплошными линиями: черной для $I(-P_0)$ и серой для $I(+P_0)$. На вставках изображены соответствующие профили плотности длины рассеяния для нескольких периодов структуры: сумма $N_n + N_m$ ядерного и магнитного профилей (кривые 1) и их разность $N_n - N_m$ (кривые 2)

вые отражения поляризованных нейтронов при приложении к образцам поля $H = 500$ мТл приведены на рис. 2. Теоретические кривые были рассчитаны по методу Парратта [7]. Для образцов S₁ и S₃ наблюдается расщепление кривых $I(+P_0)$ и $I(-P_0)$, свидетельствующее о появлении ненулевого параллельного полю среднего магнитного момента металл-диэлектрических слоев (рис. 2а и 2в). Металл-диэлектрические слои образца S₂, напротив, практически не намагничиваются в приложенном поле, о чем можно судить по почти полному отсутствию расщепления кривых $I(+P_0)$ и $I(-P_0)$ на рис. 2б. Кроме того, из рис. 2 видно, что для образца S₁ (рис. 2а) расщепление кривых $I(+P_0)$ и $I(-P_0)$ начинается с области малых углов (полного внешнего отражения), в то время как для образца S₃ (рис. 2в), напротив, расщепление происходит в области первого рефлекса ($Q = 0.09 \text{\AA}^{-1}$), соответствующего первому структурному брэгговскому пику, причем в области второго пика ($Q = 0.17 \text{\AA}^{-1}$) и в области малых углов расщепление не зарегистрировано. Обнаруженное поведение интенсивности уже наблюдалось нами в многослойных структурах, подобных исследованной здесь, и связано с неоднородным распределением средней намагниченности в пределах индивидуального металл-диэлектрического слоя, а именно, с наличием в каждом металл-диэлектрическом слое магнитно-активной центральной части и магнитно-«мертвых» частей на интерфейсах с полупроводником [8].

Экспериментальные кривые для образцов S₁ и S₂ достаточно хорошо аппроксимировались моделями, в каждой из которых период структуры составляют два слоя: металл-диэлектрический и полупроводниковый. Для образца S₃ каждый металл-диэлектрический слой дополнительно разбивался на магнитно-активный центральный подслой и два магнитно-мертвых подслоя на интерфейсах с α -Si:H. В таблице представлены толщины металл-диэлектрического (h_1) и полупроводникового (h_2) слоев, а также толщины h бислоев (периоды структур), определенные из процедуры подгонки по методу наименьших квадратов. Толщины слоев определены с точностью до 0.1 нм. Отклонение этих параметров на 0.1 нм от приведенных в таблице значений заметно ухудшало ошибку подгонки χ^2 . Видно, что экспериментально определенные толщины полупроводникового слоя оказались несколько отличными от заявленных номинально (0.2 нм вместо 0.6 нм для образца S₁; 0.4 нм вместо 1.4 нм для S₂; 1.3 нм вместо 2.3 нм для S₃), а толщина ме-

Таблица. Параметры образцов S_1, S_2, S_3 , определенные методами рефлектометрии поляризованных нейтронов (I) и малоуглового рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии (II)

Образец	I			II		r_v , нм	r_h , нм	δ , нм
	h_1 , нм	h_2 , нм	h , нм	h , нм	d , нм			
S_1	3.3	0.2	3.5	3.8	4.2	1.6	1.6	0.05
S_2	5.0	0.4	5.4	5.2	7.9	2.5	3.0	0
S_3	6.2	1.3	7.5	7.6	7.0	2.8	2.8	0.3

талл-диэлектрического слоя не является одинаковой для образцов S_1, S_2 и S_3 . Из рис. 2б и рис. 2в также видно, что экспериментальные пики, соответствующие периоду многослойной структуры, более широкие по сравнению с теоретическими. Мы полагаем, что это уширение связано с небольшой раскоррелированностью толщины бислоев в разных областях образцов.

Профили плотности длины рассеяния (scattering length density, SLD), также полученные в результате аппроксимации экспериментальных данных, для каждого образца представлены на соответствующих вставках к рис. 2 для нескольких периодов структуры. Профиль для кривой $I(+P_0)$ соответствует магнитному профилю плотности длины рассеяния, N_m , добавленному к ядерному профилю N_n , а профиль для кривой $I(-P_0)$ — разности $N_n - N_m$. Для образца S_3 профиль плотности длины рассеяния, изображенный на вставке к рис. 2в, соответствует следующей структуре одного металл-диэлектрического слоя: магнитно-активная центральная часть толщиной примерно 4.4 нм окружена двумя магнитно-мертвыми частями (толщиной примерно 0.9 нм) на интерфейсах с полупроводником.

Величина N_m , определенная для каждого образца в результате подгонки, прямо пропорциональна средней намагниченности индивидуального металл-диэлектрического слоя (рис. 3). На рис. 3 видно, что образец S_2 слабее других намагничивается в приложенном поле.

Мы заключаем, что в образце S_1 из-за слишком малого количества кремния (толщина слоя 0.2 нм) еще не успевают сформироваться непрерывный полупроводниковый слой. Поэтому образец намагничивается не как слоистая структура, а как толстая пленка толщиной, равной периоду структуры, умноженному на число бислоев (в нашем случае их 36). Такое предположение объясняет легкое намагничивание образца в очень малых полях ($H = 30$ мТл), в

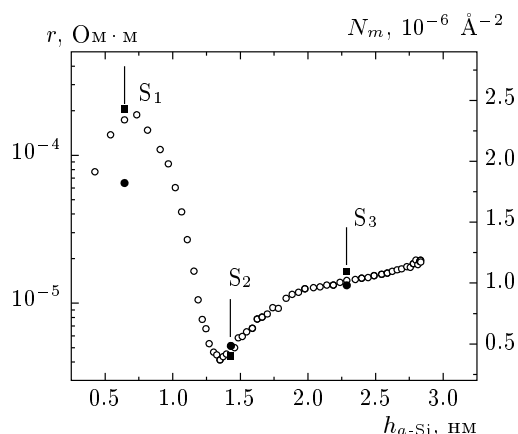


Рис. 3. Сопротивление многослойных наноструктур $[(Co_{0.45}Fe_{0.45}Zr_{0.10})_{35}(Al_2O_3)_{65}/a-Si:H]_{36}$, измеренное в плоскости образцов (o — всех приготовленных образцов; • — трех исследованных образцов) и магнитная плотность длины рассеяния N_m (■) для образцов S_1, S_2 и S_3 при $H = 700$ мТл

том числе и перпендикулярно плоскости структуры (см. рис. 1а). Образец S_3 характеризуется наличием четких полупроводниковых слоев толщиной 1.3 нм, поэтому он намагничивается как слоистая структура, причем намагниченность сосредоточена в центре каждого металл-диэлектрического слоя. На рис. 1в видно, что этот образец значительно хуже намагничивается в перпендикулярной плоскости, по сравнению с латеральной, чему мешают сформировавшиеся слои $a-Si:H$.

Дополнительные исследования транспортных свойств образцов показали, что на зависимости сопротивления, измеренного в плоскости образцов, от толщины кремниевого слоя наблюдается минимум, соответствующий наименее намагниченному образцу S_2 с толщиной полупроводникового слоя 0.4 нм (рис. 3). Очевидно, что сопротивление и магнитное упорядочение в образцах скоррелированы.

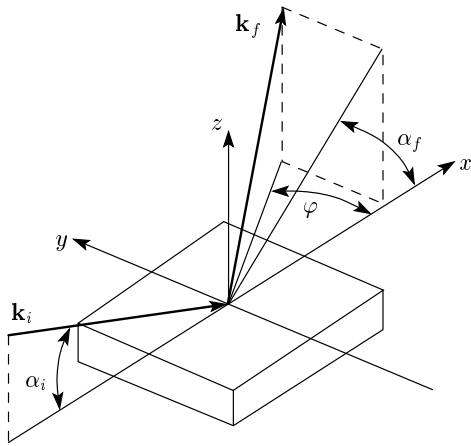


Рис. 4. Геометрия экспериментов по малоугловому рассеянию синхротронного излучения под скользющим углом (\mathbf{k}_i и \mathbf{k}_f — волновые векторы соответственно падающего и рассеянного пучков). Значения углов α_i , α_f и φ определяют величину компонент Q_x , Q_y , Q_z переданного импульса в системе координат, где направления x и y находятся в плоскости образца соответственно вдоль и перпендикулярно падающему пучку, направление z перпендикулярно плоскости образца

Можно предположить, что немонотонный характер изменения магнитных и транспортных свойств исследованной наноструктуры определяется сложной морфологией составляющих ее слоев, т. е. размером и формой металлических гранул $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$ в индивидуальном металл-диэлектрическом слое и расстоянием между ними. Для исследования морфологии пленок использовали метод малоуглового рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии. Метод позволяет анализировать распределение неоднородностей (в нашем случае металлических гранул) по размерам и их пространственную организацию, что осуществляется за счет значительного улучшения поверхностной чувствительности при ориентации образца в скользящей геометрии по сравнению с классическим методом «на прохождение». Меняя угол падения вблизи критического угла полного внешнего отражения, можно регулировать распространение пучка в глубь образца и установить профиль распределения гранул по толщине образца, а также их размер и форму.

Измерения проводились в Европейском центре синхротронных исследований (ESRF, Grenoble, France) на линии ID10B [9]. Геометрия эксперимента задавалась скользющим углом падения α_i синхротронного излучения на поверхность образца

и двумя углами рассеяния, α_f и φ (рис. 4). При этом, измеряя компоненту переданного импульса Q_z , перпендикулярную плоскости поверхности образца, можно получить информацию о распределении электронной плотности в направлении z , поперек многослойной структуры, в то время как измеряя компоненту Q_{\parallel} в плоскости образца xy , можно изучать его латеральную структуру. Величина компонент переданного импульса выражается через углы падения и рассеяния следующим образом [10]:

$$\begin{aligned} Q_z(\varphi, \alpha_f) &= \frac{2\pi}{\lambda} (\sin \alpha_f + \sin \alpha_i), \\ Q_{\parallel}(\varphi, \alpha_f) &= \sqrt{Q_x^2(\varphi, \alpha_f) + Q_y^2(\varphi, \alpha_f)}, \\ Q_x(\varphi, \alpha_f) &= \frac{2\pi}{\lambda} (\cos \alpha_f \cos \varphi - \cos \alpha_i), \\ Q_y(\varphi, \alpha_f) &= \frac{2\pi}{\lambda} \cos \alpha_f \sin \varphi. \end{aligned} \tag{1}$$

В эксперименте использовался коллимированный пучок фотонов с длиной волны $\lambda = 0.95 \text{ \AA}$ и размером $0.1 \times 0.1 \text{ мм}^2$. Интенсивность рассеяния измерялась двумерным позиционно-чувствительным детектором MARCCD-133. Центральная часть детектора была защищена специальным поглотителем интенсивности прямого и зеркально отраженного пучков. Углы полного внешнего отражения фотонов от всех трех образцов лежат в пределах $\alpha_c = 0.17\text{--}0.18^\circ$.

На рис. 5 представлены двумерные карты интенсивности малоуглового рассеяния синхротронного излучения для образцов S_1 , S_2 и S_3 , полученные при угле падения $\alpha_i = 0.36^\circ$. По положениям дифракционных пиков в пространстве импульсов $\mathbf{Q}(Q_x, Q_y, Q_z)$ можно определить характерную структурную периодичность в образцах в реальном пространстве. Период многослойной структуры рассчитывается как $h = 2\pi/\Delta Q_z(Q_{\parallel}=0)$, где ΔQ_z — расстояние между пиками на прямой зеркального отражения $\mathbf{Q}(Q_{\parallel} = 0, Q_z)$. Аналогичным образом можно получить значения характерных межчастичных расстояний d в плоскости образца (при рассмотрении пиков на прямой $\mathbf{Q}(\pm Q_{\parallel}, Q_z = \text{const})$).

Характерной особенностью карт для всех образцов является наличие как минимум одного яркого брэгговского пика, расположенного на прямой $\mathbf{Q}(Q_{\parallel} = 0, Q_z)$, что подтверждает периодическое упорядочение металл-диэлектрического и полупроводниковых слоев, обнаруженное методом нейтронной рефлектометрии. Из положений брэгговских пиков, полученных при сечении карт при

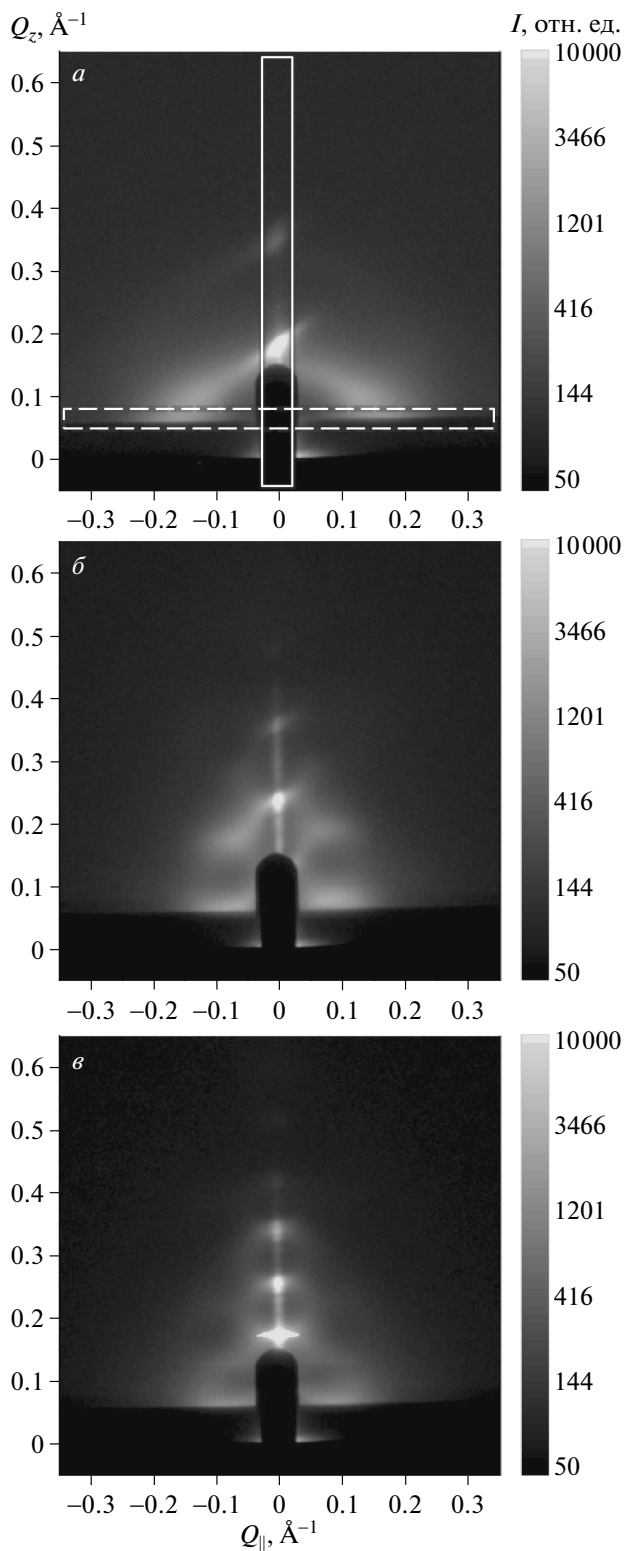


Рис. 5. Двумерные карты малоуглового рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии для образцов S_1 (а), S_2 (б), S_3 (в). Прямоугольниками показаны области, по которым делались сечения карт, представленные на рис. 6

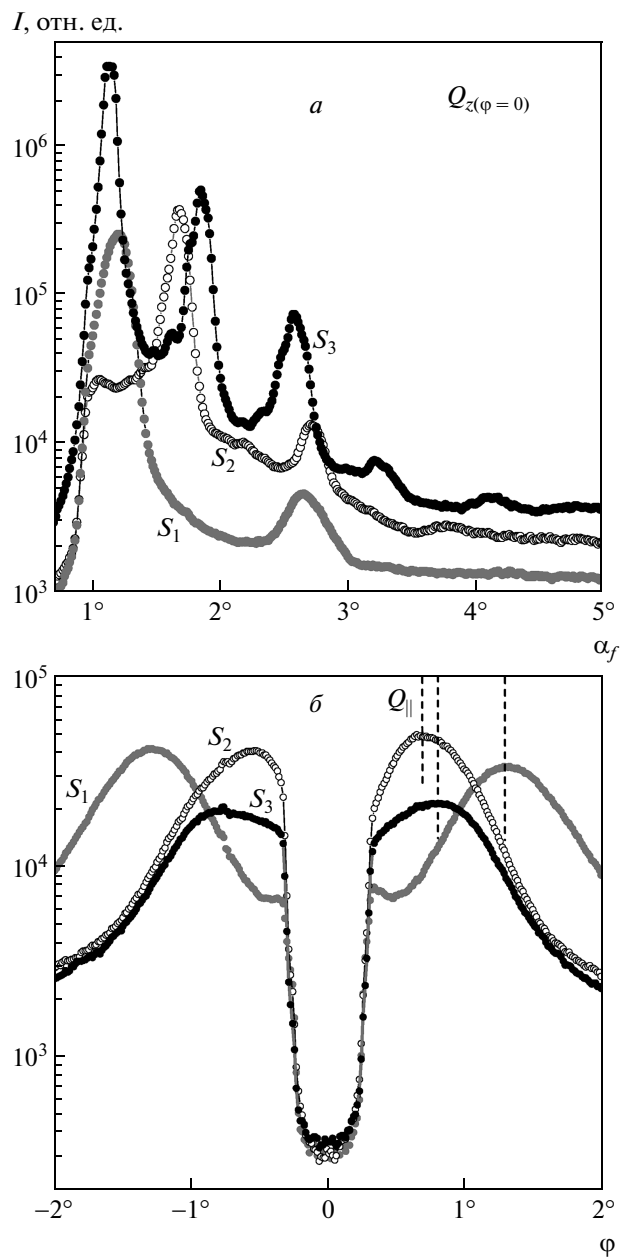


Рис. 6. Сечения двумерных карт малоуглового рассеяния синхротронного излучения вдоль Q_z при фиксированном $Q_{||} = 0 \pm 0.025 \text{ \AA}^{-1}$ (а) и вдоль $Q_{||}$ при фиксированном значении $Q_z = 0.065 \pm 0.015 \text{ \AA}^{-1}$ (б) для образцов S_1 , S_2 и S_3

$Q_{||} = 0 \pm 0.025 \text{ \AA}^{-1}$ (одинаковая для всех образцов область внутри прямоугольника, показанного сплошной линией на рис. 5а) и представленных на рис. 6а, можно определить период h структуры (см. таблицу). Из рис. 6б, на котором показаны сечения карт,

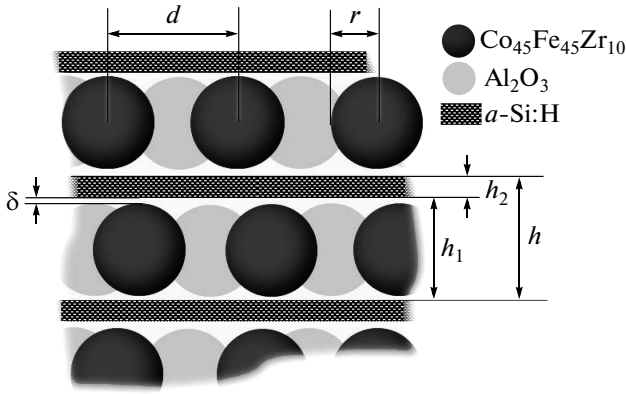


Рис. 7. Схема, иллюстрирующая структурные параметры, представленные в таблице (δ — толщина металл-диэлектрического слоя между металлической гранулой и слоем полупроводника, $\delta = h_1/2 - r$)

сделанные при $Q_z = 0.065 \pm 0.015 \text{ \AA}^{-1}$ (одинаковая для всех образцов область внутри прямоугольника, изображенного штриховой линией на рис. 5а), можно установить средние расстояния между центрами металлических гранул в плоскости образцов: $d = 2\pi/Q_{\parallel}$ (см. таблицу). Предполагается, что каждый металл-диэлектрический слой представляет собой монослой частиц. Допуская, что металлические гранулы имеют форму сфероидов с вертикальным радиусом r_v и горизонтальным радиусом r_h , в самом общем случае для сферы получаем $r_v = r_h = r$. Объем сфероида $V_s = (4/3)\pi r_v r_h^2$. Для монослой сферoidalных частиц, упакованных в двумерную гексагональную решетку и внедренных в диэлектрический слой толщиной $2(r_v + \delta)$ (рис. 7), можно записать

$$\frac{2\pi}{3} r_v r_h^2 = \chi \frac{\sqrt{3}}{2} d^2 (r_v + \delta), \quad (2)$$

где χ — объемный процент содержания металла в диэлектрике. В нашем случае $2(r_v + \delta) = h_1$. Из формулы (2) получаем

$$r_h = \frac{d}{2} \sqrt{\chi \frac{3\sqrt{3}}{\pi} \left(1 + \frac{\delta}{r_v}\right)} = \frac{d}{2} \sqrt{\chi \frac{3\sqrt{3}}{2\pi} \frac{h_1}{r_v}}. \quad (3)$$

Варьируя r_v , можно определить r_h , а также параметр δ , поскольку толщина h_1 металл-диэлектрического слоя имеет фиксированное значение, полученное из эксперимента по нейтронной рефлектометрии.

Радиусы металлических гранул для исследованных образцов представлены в таблице. На рис. 8 показаны модели структуры для образцов S₁, S₂ и S₃,

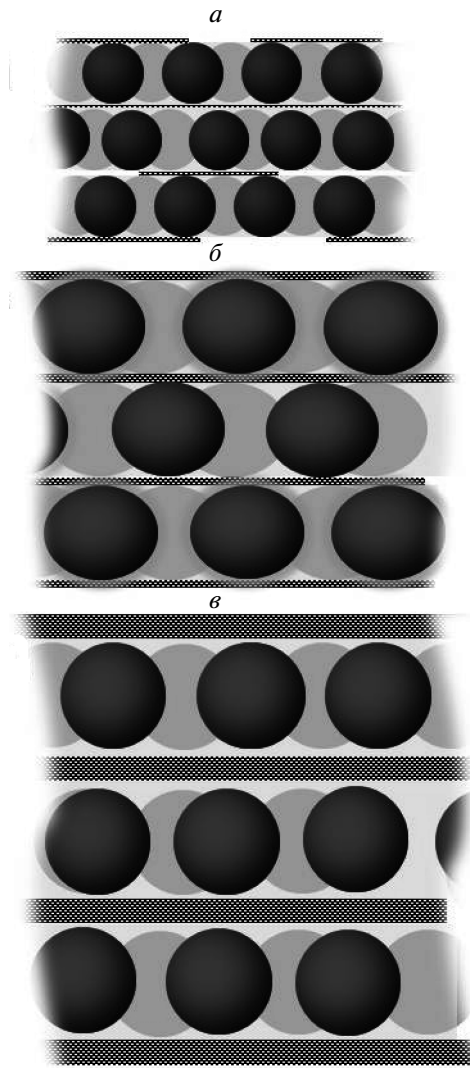


Рис. 8. Модели структуры для трех исследованных образцов, полученные в результате комбинации экспериментов по нейтронной рефлектометрии и малоугловому рассеянию синхротронного излучения в скользящей геометрии: а — S₁, $r = 1.6$ нм, $\delta = 0.05$ нм; б — S₂, $r_v = 2.5$ нм, $r_h = 3$ нм, $\delta = 0$; в — S₃, $r = 2.8$ нм, $\delta = 0.3$ нм. Рисунки а, б и в выполнены в относительном друг к другу масштабе

изображенные соответственно значениям, приведенным в таблице. Из расчетов и рис. 8 видно, что металлические гранулы в образцах S₁ и S₃ находятся внутри металл-диэлектрических слоев и не соприкасаются с полупроводником, хотя отдельные гранулы в образце S₁ могут контактировать ($\delta = 0.05$ нм) с разрозненными частями полупроводника (рис. 8а).

Если предположить, что гранулы в образце S_2 имеют сферическую форму, то параметр δ получается отрицательным ($\delta = -0.3$ нм). В этом случае частицы проникают сквозь слой полупроводника и перколируют в вертикальном направлении (при этом кремниевый слой частично разрушен). Однако такая структура образца не объясняет его низкую намагниченность в направлении нормали к плоскости. Если же предположить, что гранулы остаются в пределах металл-диэлектрического слоя, т. е. $\delta = 0$, то вертикальный радиус частицы равен $r_v = 2.5$ нм, а горизонтальный — $r_h = 3$ нм. Следовательно, гранулы представляют собой эллипсоиды, сплюснутые в направлении, перпендикулярном плоскости слоя. Контакты металлических гранул с полупроводником ($\delta = 0$) объясняют низкое сопротивление образца S_2 . Форма частиц (большой размагничивающий фактор) и наличие неповрежденных полупроводниковых слоев определяют его низкую намагниченность в вертикальном направлении.

Следует отметить, что помимо зеркальных брэгговских пиков на распределении интенсивности рассеяния (см. рис. 5) наблюдается усиление сигнала вдоль линий, соответствующих углу $\alpha_f = \alpha_c$, так называемые пики Йонеды. Кроме того, для образцов S_2 и S_3 (рис. 5б, в) обнаружены брэгговские пики на незеркальных сечениях ($Q_{\parallel} \neq 0$), смещенные относительно пиков на линии $Q_{\parallel} = 0$, что указывает на латеральное смещение соседних металл-диэлектрических слоев друг относительно друга на расстояние порядка размера одной гранулы [11]. На карте рассеяния для образца S_1 (рис. 5а) кроме брэгговского пика на линии зеркального отражения ($Q_{\parallel} = 0$) и пиков Йонеды присутствует также дифракционное кольцо, характерное для рассеяния на трехмерной изотропной системе рассеивающих центров, то есть металлических гранул в нашем случае.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе установлена морфология многослойных гетерогенных структур металл-диэлектрик/полупроводник $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_{35}(Al_2O_3)_{65}/a-Si:H]_{36}$ с различной толщиной полупроводника. Установлено, что образец S_2 обладает меньшей намагниченностью насыщения и большей проводимостью по сравнению с образцами S_1 и S_3 . В магнитном смысле образец S_1 представляет собой трехмерную сетку взаимодействующих диполей, что объясняет его большую магнитную восприимчивость. В образце S_3 , благо-

даря формированию непрерывного слоя кремния, взаимодействие между частицами возможно лишь внутри одного металл-диэлектрического слоя, поэтому восприимчивость этого образца ниже, чем восприимчивость образца S_1 . Кроме того, наличие в индивидуальном металл-диэлектрическом слое диэлектрического зазора между металлическими гранулами и слоем полупроводника ($\delta = 0.3$ нм) объясняет возникновение магнитно-мертвых подслоев на интерфейсах с полупроводником, наблюдаемое нами в экспериментах по рефлектометрии поляризованных нейтронов. Образец S_2 характеризуется наибольшим расстоянием d между металлическими гранулами в индивидуальном металл-диэлектрическом слое, что объясняет его наименьшую латеральную восприимчивость и намагниченность насыщения. Эллиптическая форма частиц (большой размагничивающий фактор) и наличие сформировавшихся полупроводниковых слоев определяют низкую намагниченность в вертикальном направлении, а контакт металлических гранул с полупроводником ($\delta = 0$) объясняет низкое сопротивление этого образца. Таким образом, можно заключить, что морфология гетерогенной слоистой структуры $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}/a-Si:H]_{36}$ является фактором, определяющим ее магнитные и проводящие свойства, а комбинация методов магнитооптического эффекта Керра, рефлектометрии поляризованных нейтронов и малоуглового рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии — эффективным инструментом для полного исследования многослойных магнитных наноструктур.

Авторы данной работы выражают благодарность Европейскому центру синхротронных исследований (ESRF) за предоставленное время и оборудование для синхротронного эксперимента. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-12066-офи_м) и в рамках государственных контрактов №№ 02.740.11.0874, 07.514.12.4003.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. G. Cho, Y. K. Kim, and S.-R. Lee, *J. Appl. Phys.* **91**, 8581 (2002).
2. B. S. Chun, S.-R. Lee, and Y. K. Kim, *J. Magnetism* **9**, 13 (2004).
3. C.-M. Choi, J.-O. Song, and S.-R. Lee, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 2667 (2005).

4. А. В. Иванов, Ю. Е. Калинин, В. Н. Нечаев и др., ФТТ **51**, 2331 (2009).
5. И. В. Золотухин, Ю. Е. Калинин, П. В. Неретин, Альтернативная энергетика и экология **2**, 7 (2002).
6. В. А. Белоусов, Ю. Е. Калинин, К. Г. Королев и др., Вестник ВГТУ **2**, 24 (2006).
7. L. G. Parratt, Phys. Rev. **95**, 359 (1954).
8. E. A. Dyadkina, S. V. Grigoriev, D. Lott et al., Physica B **406**, 2397 (2011).
9. <http://www.esrf.eu/UsersAndScience/Experiments/SoftMatter/ID10/>.
10. G. Renaud, R. Lazzari, and F. Leroy, Surf. Sci. Rep. **64**, 255 (2009).
11. K. Vegso, P. Siffalovic, M. Venkovicova et al., Nanotechnology **23**, 045704 (2012).