

03,05,08

Исследование кристаллической структуры, фазового состава и магнитных свойств текстурированных пленок магнетита, выращенных методом реактивного осаждения

© В.В. Балашев^{1,2}, А.В. Шевлягин¹, А.В. Приходченко², Д.А. Цуканов^{1,2}, А.Ю. Самардак², М.И. Собиоров², А.В. Огнев^{2,3}, А.С. Самардак^{2,3}

¹ Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия

² Институт наукоемких технологий и передовых материалов, Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

³ Сахалинский государственный университет, Южно-Сахалинск, Россия

E-mail: balashev@mail.dvo.ru

Поступила в Редакцию 29 ноября 2023 г.

В окончательной редакции 29 ноября 2023 г.

Принята к публикации 17 января 2024 г.

Изучение магнитных пленок, выращенных на окисленной поверхности кремния, представляет интерес с точки зрения создания туннельных контактов „ферромагнитный металл/диэлектрик“ и реализации транспорта спин-поляризованных электронов. В этой работе были получены поликристаллические пленки магнетита с текстурой путем реактивного осаждения железа на поверхность $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ в атмосфере молекулярного кислорода. Методами рамановской спектроскопии и рентгеновской дифракции проведено исследование пленок толщиной 15–250 нм. Из анализа полученных экспериментальных данных установлено, что в результате реактивного осаждения происходит рост кристаллитов магнетита преимущественно двух ориентаций — (311) и (100). Постоянная решетка кристаллитов не зависит от толщины пленки, однако ее значение на $\sim 1\%$ меньше, чем для монокристаллического магнетита. Исследования магнитных свойств показали, что магнитное поведение образцов сильно изменяет свой характер в образцах с толщиной пленки магнетита менее 70 нм.

Ключевые слова: кремний, магнетит, текстура, реактивное осаждение, рамановская спектроскопия.

DOI: 10.61011/FTT.2024.03.57477.265

1. Введение

Согласно теоретическим расчетам такой полуметалл как магнетит (Fe_3O_4) может обладать 100% спин-поляризацией электронов проводимости [1] и является перспективным для спинтроники в качестве материала для устройств, в которых спин электрона может быть использован для получения, обработки и переноса информации [2]. Отмечается, что барьер Шоттки на границе раздела между ферромагнетиком и полупроводником может выступать в качестве туннельного барьера при инжекции спин-поляризованных электронов в полупроводник [3]. Для исследования спиновой аккумуляции и реализации спинового транспорта в кремнии активно используются туннельные контакты „ферромагнитный металл/диэлектрик“ — Fe/SiO_2 [4], CoFe/MgO [5], Fe/MgO [6] и другие, в качестве инжекторов/детекторов спин-поляризованных электронов. Экспериментальное исследование спиновой аккумуляции в кремнии [7], показало, что использование туннельного контакта $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{MgO}$ является более предпочтительным, чем Fe/MgO . Также, как и $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{MgO}$, туннельный контакт $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2$ с ультратонким слоем SiO_2 является не менее перспективным с точки

зрения реализации более эффективной инжекции спин-поляризованных электронов в кремний. Поэтому можно говорить о важности как синтеза качественной с точки зрения структурно-фазового состава пленки магнетита на поверхности окисленного Si, так и исследования ее электрических и магнитных свойств. Миниатюризация компонентов в современной электронике требует, чтобы магнитные и электрические свойства пленок не ухудшались в результате их уменьшения. В связи с этим важен выбор диапазона толщин в котором пленки будут иметь оптимальные свойства, необходимые для тех или иных приборных устройств.

В ранее проведенных нами исследованиях было показано [8,9], что при осаждении железа в атмосфере кислорода на поверхности ультратонкого слоя SiO_2 происходит рост поликристаллической пленки магнетита с преимущественной ориентацией кристаллитов. Установлена связь между магнитотранспортными свойствами пленок магнетита и их толщиной. Исследование структурных свойств пленок было ограничено только анализом картин дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭ) от поверхности роста пленок Fe_3O_4 . Картины дифракции в данном методе формируются в результате рассеяния электронов, падающих под скользящими углами к по-

верхности пленки ($\sim 0.5\text{--}3^\circ$). Дифракция электронов происходит главным образом от крупных островков, выступающих над поверхностью пленки. Из анализа картин ДБЭ было установлено [9], что для пленок в диапазоне толщин 15–250 nm кристаллиты имеют преимущественную (311)-ориентацию. С другой стороны, метод ДБЭ не позволяет дать в полной мере ответ на вопрос о возможности присутствия кристаллитов с другой ориентацией. В данной работе нами были получены текстурированные пленки магнетита в диапазоне толщин 15–250 nm, для которых эволюция фазового состава от толщины была исследована с помощью рамановской спектроскопии (или спектроскопии комбинационного рассеяния света), а для исследования структурных свойств пленок использовался рентгеноструктурный анализ.

2. Методика получения и исследования образцов

Синтез пленок магнетита на окисленной поверхности кремния проводился в сверхвысоковакуумной камере „Катунь“ с базовым давлением $1 \cdot 10^{-10}$ Torr, оснащенной методами дифракции быстрых электронов („Omicron RH 20 S“) и спектральной эллипсометрии („Ellipse-1891 SAG“). С этой целью железо испарялось термически из ячейки Кнудсена со скоростью 2.5 nm/min. В процессе осаждения Fe на поверхность SiO₂/Si(001) при температуре 300°C, в вакуумную камеру напускался молекулярный кислород. Парциальное давление кислорода во время роста пленки оксида железа составляло $3 \cdot 10^{-6}$ Torr. В процессе роста можно было регистрировать картину ДБЭ и получать информацию о кристаллической структуре. Сразу после осаждения пленки оксида железа можно было контролировать ее толщину, используя метод эллипсометрии. Диапазон толщин, исследованных в этой работе пленок, составлял от 15 до 250 nm. Очистка поверхности Si и формирование на ней ультратонкого слоя SiO₂, толщиной около 1.5 nm, проводились методом влажной химической обработки [10].

Рамановские спектры были получены при комнатной температуре в диапазоне частот 150–1000 cm⁻¹ при возбуждении на длине волны 473 nm, используя измерительную систему NTEGRA Spectra II (NT-MDT, Russia). Структура пленок была исследована методом рентгеновской дифракции, используя дифрактометр COLIBRI portable XRD system (АО ИЦ „Буревестник“, Россия). Исследование магнитных свойств проводилось с использованием вибрационного магнитометра VSM 7410 (LakeShore, USA).

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены рамановские спектры от поверхности поликристаллических пленок Fe₃O₄ разной

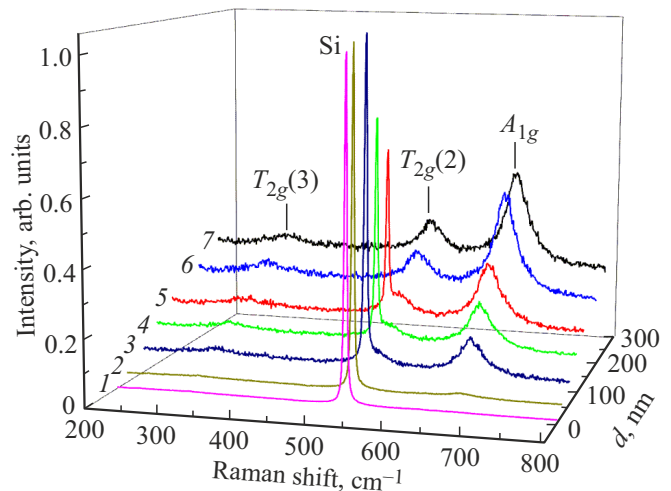


Рис. 1. Спектры рамановского рассеяния света, полученные при разных толщинах пленок магнетита: 1 — 15 nm, 2 — 35 nm, 3 — 70 nm, 4 — 100 nm, 5 — 135 nm, 6 — 200 nm и 7 — 250 nm.

толщины. Можно видеть, что с увеличением толщины от 15 до 250 nm рамановский спектр полностью изменяется. На спектрах, полученных от толстых пленок, можно выделить пики на частотах 308, 538, и 667 cm⁻¹, которые хорошо согласуются с положением пиков для магнетита в рамановском спектре. Известно, что спектр магнетита [11] характеризуется тремя активными рамановскими T_{2g}-модами на частоте 193, 308 и 540 cm⁻¹, и одной активной A_{1g}-модой на частоте 670 cm⁻¹. Пик на частоте 193 cm⁻¹ имеет малую интенсивность и в данной работе не наблюдался. Положение пиков для выращенных пленок также хорошо согласуется со значениями 306, 538, и 668 cm⁻¹, полученными из спектра для объемного образца природного магнетита [12].

Наиболее интенсивным для магнетита является рамановский пик A_{1g}, который отчетливо наблюдается после осаждения 35 nm магнетита и более. Положение этого пика, практически не изменяется во всем диапазоне толщин и составляет около 666.5 ± 0.5 cm⁻¹. Измерение ширины пика A_{1g} на полувысоте (FWHM) показало, что толщина пленки также не оказывает существенного влияния на ее значение. Значение ширины пика составило 40 cm⁻¹, что хорошо согласуется с данными, полученными для кристаллического магнетита — ~ 39 [11], для эпитаксиальной 150 nm-пленки магнетита — 39.9 cm⁻¹ [13] и 200 nm-пленки с преимущественной (111)-ориентацией — 41 cm⁻¹ [14].

При увеличении толщины пленки магнетита сигнал от подложки кремния, соответствующий пику на частоте 520 cm⁻¹, затухает и перестает наблюдаться при толщине 200 nm. В результате этого, пик T_{2g}(2) от пленки магнетита на частоте 538 cm⁻¹, становится хорошо различимым. Значения ширины этого пика для пленок толщиной 200 и 250 nm составили 52.4 и 50.6 cm⁻¹. Эти значения являются близкими значению ~ 48 cm⁻¹,

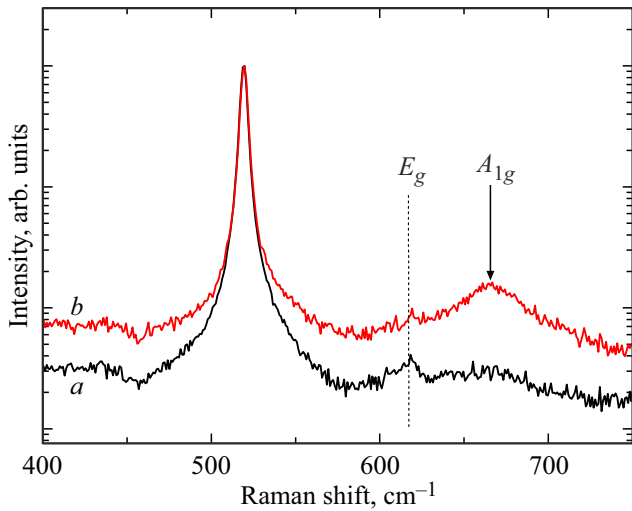


Рис. 2. Спектры рамановского рассеяния для пленок магнетита толщиной 15 (а) и 35 нм (b).

полученном для объемного кристалла магнетита в работе [15]. Более высокие значения в этой работе возможно связаны с малым размером зерен магнетита. Так в работе [16] обнаружено, что для пленки толщиной 200 нм с размером зерен в 35 нм ширина пика $T_{2g}(2)$ составляет 57.87 cm^{-1} , а при увеличении размера зерна ширина уменьшается.

На рис. 2 показаны спектры рамановского рассеяния для пленок с наименьшей толщиной — 15 и 35 нм. Можно видеть, что для пленки толщиной 15 нм наблюдается пик на частоте $\sim 617 \text{ cm}^{-1}$.

Для пленки толщиной 35 нм данный пик становится менее различимым из-за роста интенсивности соседнего A_{1g} -пика от магнетита. Данный пик можно было бы связать с образованием гематита ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) [17] для которого характерно присутствие в спектре пика на частоте 615 cm^{-1} . Однако, одновременно с этим пиком на спектре должен присутствовать дополнительный, более интенсивный, пик (E_g) на частоте $\sim 414 \text{ cm}^{-1}$ от этого оксида железа, но он отсутствует. Кроме того, образование гематита может быть исключено, так как должно происходить при высоких значениях давления кислорода [18]. Пик на частоте $610\text{--}620 \text{ cm}^{-1}$ также наблюдается в рамановский спектре от поверхности чистого кремния с ориентацией (001) [19]. Этот пик авторы работы [20] объясняют комбинацией акустического и оптического фононов в Σ -направлении. Таким образом, присутствие в спектре для 15 нм-пленки пика на частоте $\sim 617 \text{ cm}^{-1}$ скорее всего объясняется рассеянием от подложки Si(001).

На рис. 3 показаны рентгенограммы поликристаллических пленок различной толщины. В диапазоне углов 2θ от 15 до 60° наблюдались пики только от магнетита, за исключением запрещенного (200)-пика от подложки Si(001) при $2\theta \approx 32.9^\circ$ [21]. Как было отмечено выше, ДБЭ картины от поверхности пленок

показывают (311)-текстуру [9]. В случае идеальной одноосной (311)-текстуры, когда [311] ось решетки кристаллитов совпадает с нормалью к поверхности пленки (угол разориентации $\varphi = 0^\circ$), на рентгенограмме должны присутствовать только брэгговские пики от системы плоскостей 311, 622 и т.д., параллельных поверхности. Согласно геометрии Брэгга–Брентано, только те кристаллиты, которые имеют (hkl)-отражающие плоскости, параллельные поверхности образца, будут вносить вклад в интенсивность отражения на рентгенограмме. В случае идеальной (311)-текстуры только (311) плоскости должны быть параллельны поверхности образца, а перпендикуляр к этим плоскостям должен делить пополам угол между падающим и отраженным рентгеновским пучком. Если (311)-текстура не идеальная ($\varphi \neq 0^\circ$), о чем свидетельствуют дуги на картинах ДБЭ, то некоторые другие плоскости разориентированных кристаллитов могут совпадать с плоскостью поверхности, что должно приводить к появлению дополнительных брэгговских пиков на рентгенограмме. Действительно, на рентгенограммах рис. 3 можно видеть дополнительные пики помимо (311). Однако, интенсивность этих пиков должна быть меньше по сравнению с пленкой, имеющей полную разориентацию кристаллитов (порошкового магнетита).

В таблице представлены интенсивности брэгговских пиков, как для экспериментально выращенных пленок, так и для порошкового магнетита [22]. Действительно, большинство брэгговских пиков либо имеют меньшую интенсивность (220, 422 и 511/333), чем в случае порошка, или при некоторых толщинах не наблюдаются на рентгенограмме (такие как (111) и (222)). Исключение составляет (400)-пик. Высокая интенсивность этого брэгговского пика (более чем 28) не совсем понятна, так как ДБЭ картины показывают преимущественную ориентацию (311) плоскостей параллельно поверхности

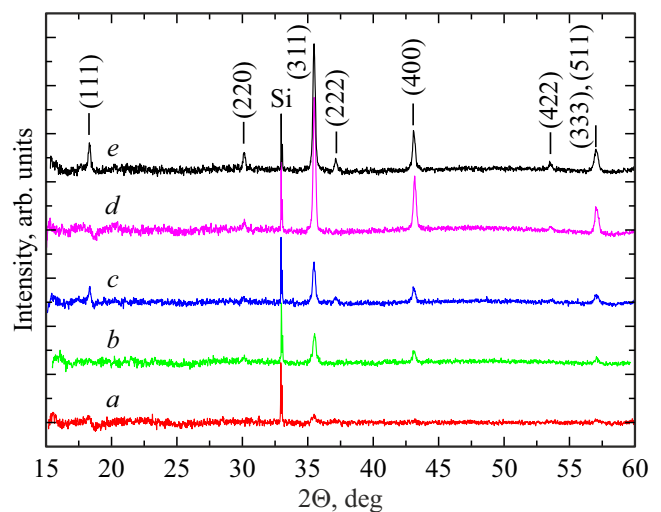


Рис. 3. Дифрактограммы пленок магнетита толщиной 35 (а), 70 (b), 135 (c), 210 (d), 250 нм (e), осажденных на поверхность 1.5 нм-SiO₂/Si(001).

Интенсивность и положения брэгговских пиков, полученных экспериментальных рентгенограмм

	(111)	(220)	(311)	(222)	(400)	(422)	(511/333)
Интенсивность брэгговских пиков							
Fe ₃ O ₄ [22]	8	28	100	7	21	10	27
35 nm	0	0	100	0	0	0	0
70 nm	0	0	100	0	39.3	0	20.8
135 nm	35	0	100	12	38	0	21
210 nm	0	0	100	0	39.5	2.4	19.5
250 nm	22	12	100	9.5	31	6	18
Положения брэгговских пиков							
Fe ₃ O ₄ [22]	18.27°	30.09°	35.42°	37.05°	43.05°	53.39°	56.94°
35 nm	–	–	35.48	–	–	–	–
70 nm	–	–	35.45	–	43.09	–	56.96
135 nm	18.32	–	35.47	37.13	43.11	–	57.06
210 nm	–	–	35.50	–	43.17	53.55	57.04
250 nm	18.31	30.13	35.47	37.13	43.12	53.54	57.03
Lattice constant, Å			8.383 ± 0.004		8.381 ± 0.006		8.382 ± 0.006

пленки. Возможным объяснением этому может служить то, что угол между атомной плоскостью (100) и (311) является наименьшим — 25.2° по сравнению с другими плоскостями. В связи с этим, рассеяние от системы (100)-плоскостей более вероятно при разориентации кристаллитов (311)-текстуры. С другой стороны, возможно, что помимо зерен с 311-ориентацией происходит также рост зерен с (100)-ориентацией. Сосуществование кристаллитов разной ориентации также отмечалось в работе [23] в результате магнетронного осаждения железа в атмосфере кислорода. Наблюдаемая нами картина ДБЭ только (311)-текстуры может объясняться тем, что высота выступающих на поверхности 311-кристаллитов больше, чем у кристаллитов с (100) ориентацией. Так как электронный пучок падает под скользящим углом к поверхности, то дифракция на просвет будет происходить только через (311)-кристаллиты, выступающие на поверхности. Косвенным подтверждением, сделанному выше предположению, может служить отсутствие (/очень малая интенсивность) пика (220). Так как атомные (110)-плоскости перпендикулярны плоскостям (311) и (100), а значит и поверхности, то брэгговское условие (в геометрии Брэгг–Брентано) для них не выполняется.

В таблице также представлены положения брэгговских пиков для пленок разной толщины. Видно, что положения пиков практически не зависят от толщины пленок. Что говорит о том, постоянная решетки кристаллитов не зависит от толщины, начиная с толщины 35 nm.

Как видно из таблицы, значения углов всех брэгговских пиков больше чем для порошкового магнетита [22]. Используя значения углов наиболее интенсивных пиков

(311, 400 и 511/333), были определены постоянные решетки пленок магнетита. Полученное в этой работе среднее значение — 8.382 ± 0.005 Å приблизительно на 1% меньше чем для объемного магнетита (8.396 Å). Интересно отметить, что малая величина постоянной решетки также получалась как для поликристаллических, так и для эпитаксиальных пленок. Так, в работе [24] для 68 nm-пленки, полученной при оптимальных условиях магнетронным распылением Fe, максимальное значение

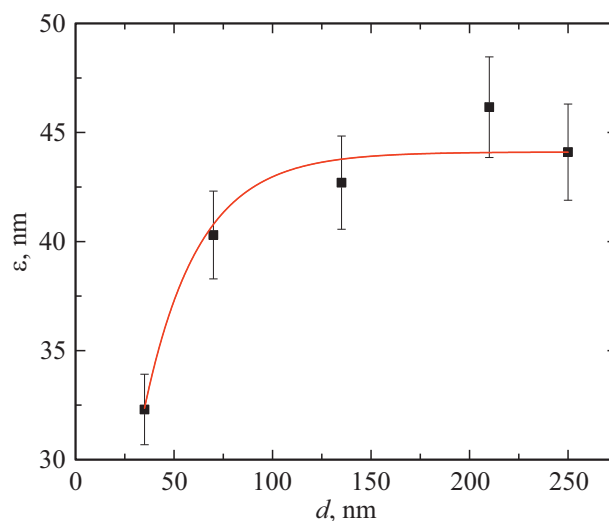


Рис. 4. Зависимость среднего размера кристаллита (ϵ), рассчитанного с помощью формулы Шеррера для (311)-пика, от толщины пленки магнетита (d).

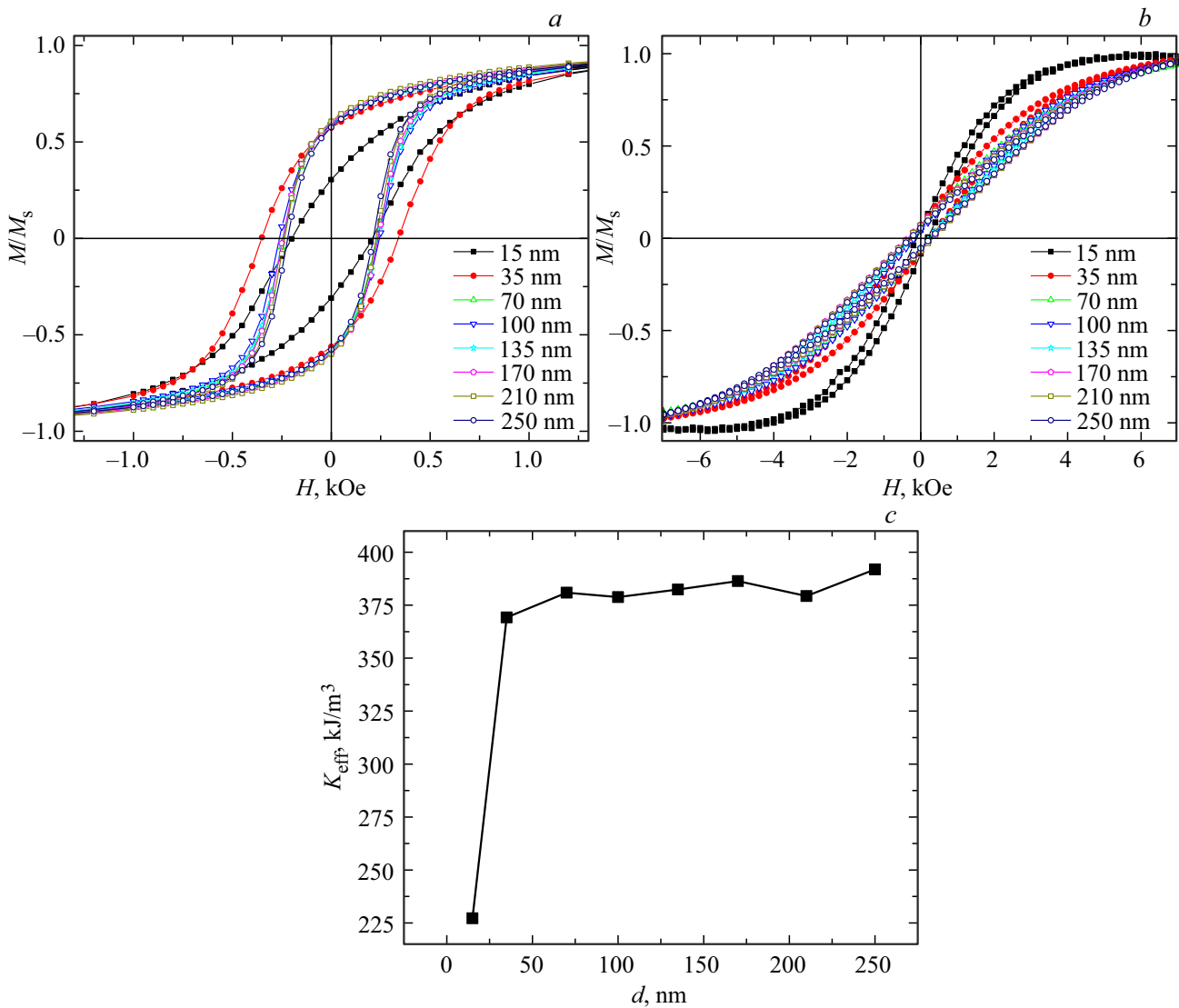


Рис. 5. Петли магнитного гистерезиса при направлении внешнего магнитного поля H в плоскости образца (а) и перпендикулярно плоскости образца (б). Зависимость величины эффективной магнитной анизотропии K_{eff} от толщины пленки d (с).

постоянной решетки составило 8.384 \AA , а в случае эпитаксиальной 150 nm-пленки [13] постоянная решетка была 8.382 \AA .

Используя значения ширины брэгговских пиков на полувысоте (FWHM) были получены средние значения размеров (ε) кристаллитов/зерен. С этой целью, для анализа пика (311), который наблюдался, начиная с толщины 35 nm, была использована формула Шеррера:

$$\varepsilon = \frac{K\lambda}{b \cos \Theta_B},$$

где ε — размер кристаллита, K — константа Шеррера, λ — длина волны излучения (1.54 \AA), b — значение FWHM (в радианах), Θ_B — значение брэгговского угла (в градусах). Константа Шеррера, в случае определения параметра b из FWHM (K_w) [25], равна приблизительно 0.9, как для кубической, так и октаэдрической формы

кристаллитов. На рис. 4 показана зависимость размера кристаллитов от толщины пленки магнетита. Как видно из рисунка, максимальный средний размер кристаллитов составляет около 45 nm при толщине пленки 250 nm. Также можно видеть, что размер кристаллитов быстро увеличивается только до толщины ~ 100 nm (при которой $\varepsilon = 43$ nm), а при последующем увеличении толщины пленки (до 250 nm) меняется слабо.

Как нами ранее было показано [8], используя метод просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), пленка с текстурой (311) имеет столбчатую структуру, в которой кристаллиты оксида железа растут главным образом вдоль нормали к поверхности. Можно предположить, при таком механизме роста латеральный размер (311)-кристаллитов (параллельно поверхности) должен достигнуть среднего постоянного значения при некоторой определенной толщине пленки. Последующее осаждение пленки должно приводить к росту кристалли-

тов только вдоль нормали к поверхности. Наблюдаемое на рис. 4 эволюция размера кристаллита от толщины может объясняться быстрым изменением латерального размера кристаллитов магнетита при толщинах менее 100 nm, и незначительным изменением при последующем увеличении толщины от 100 до 250 nm.

Магнитные свойства образцов исследовались при направлении внешнего магнитного поля (H) в плоскости и перпендикулярно плоскости образца. Полученные петли магнитного гистерезиса представлены в нормированном виде на рис. 5. Все исследованные образцы имели ось легкого намагничивания в плоскости пленки и ось трудного намагничивания в перпендикулярном направлении.

При направлении H в плоскости пленки (рис. 5, *a*), петли магнитного гистерезиса для образцов с толщиной более 70 nm характеризовались схожей формой петель и близкими показателями $H_c = 235 \pm 10$ Oe и $M_r/M_s = 0.59 \pm 0.01$. При уменьшении толщины пленки до 35 nm наблюдался сильный рост коэрцитивной силы до $H_c = 345$ Oe с немного уменьшенным значением $M_r/M_s = 0.58$. Дальнейшее уменьшение толщины привело к сильному уменьшению как $H_c = 203$ Oe, так и $M_r/M_s = 0.3$. В направленном перпендикулярно плоскости пленки H (рис. 5, *b*) наблюдалась похожая картина — для образцов с толщиной выше 70 nm наблюдается схожая форма петель с близкими показателями $H_c = 269 \pm 30$ Oe и $M_r/M_s = 0.07 \pm 0.01$. Уменьшение толщины пленки до 35 nm в этом направлении поля приводило к незначительному изменению формы петели и значений $H_c = 260$ Oe и $M_r/M_s = 0.06$. Образец толщиной 15 nm характеризуется сильным уменьшением поля насыщения относительно других образцов, сопровождаемым уменьшением $H_c = 144$ Oe и $M_r/M_s = 0.03$.

Такое поведение петель гистерезиса напрямую связано с изменением эффективной магнитной анизотропии (рис. 5, *c*). У объемных образцов с толщиной пленки более 70 nm наблюдается сильная плоскостная анизотропия, с $K_{\text{эф}} = 383 \pm 5$ kJ/m³. На таких толщинах наибольший вклад в эффективную анизотропию образца вносит анизотропия формы. При уменьшении до $d = 35$ nm наблюдается умеренный спад величины $K_{\text{эф}} = 369$ kJ/m³, а при достижении $d = 35$ nm показатель анизотропии резко уменьшается до $K_{\text{эф}} = 227$ kJ/m³. Можно предположить, что на толщинах пленки менее 15 nm величина $K_{\text{эф}}$ станет равной нулю, когда анизотропия формы достигнет равновесия с другими видами анизотропии, а потом поменяет знак и легкая ось намагничивания будет ориентирована перпендикулярно плоскости образца, что является частым явлением в тонких магнитных пленках.

4. Заключение

В настоящей работе на поверхности монокристаллического кремния, покрытого ультратонким слоем SiO₂, были выращены поликристаллические пленки магнетита методом реактивного осаждения железа в атмосфере молекулярного кислорода. Проведено исследование

эволюции структурно-фазового состава пленок магнетита (Fe₃O₄) в диапазоне толщин от 15 до 250 nm. Из анализа данных рамановской спектроскопии установлено, что при заданных условиях реактивного осаждения, химический состав полученных пленок оксида железа соответствует фазе магнетита, а другие фазы не обнаружены. Рентгеноструктурный анализ показал, что пленки содержат кристаллиты с двумя преимущественными ориентациями. Обнаружено, что с ростом толщины пленки размер кристаллитов увеличивается и достигает постоянного значения ~ 43 nm при толщине 100 nm. Исследования магнитных свойств показали, что магнитное поведение образцов сильно изменяет свой характер в образцах с толщиной пленки менее 70 nm в связи с уменьшением величины эффективной анизотропии направленной в плоскости образца, что оказывает существенное влияние на величину коэрцитивной силы и соотношения остаточной намагниченности к намагниченности насыщения.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания „Физика низкоразмерных структур и полупроводниковых наноматериалов“ FFWF-2021-0002. Работа А.В. Огнева, А.Ю. Самардака, М.И. Собинова выполнена при поддержке государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FZNS-2023-0012). Работа А.В. Приходченко выполнена при поддержке гранта правительства Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах, научных фондах и государственных научных центрах Российской Федерации (проект № 075-15-2021-607).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов

Список литературы

- [1] Z. Zhang, S. Satpathy. Phys. Rev. B **44**, 13319 (1991).
- [2] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
- [3] K. Takanashi. Jap. J. Appl. Phys. **49**, 110001 (2010).
- [4] S. Sato, R. Nakane, M. Tanaka. Appl. Phys. Lett. **107**, 032407 (2015)
- [5] Y. Saito, T. Inokuchi, M. Ishikawa, T. Ajay, H. Sugiyama. AIP Advances **7**, 055937 (2017).
- [6] A. Spiesser, Y. Fujita, H. Saito, S. Yamada, K. Hamaya, S. Yuasa, R. Jansen. Appl. Phys. Lett. **114**, 242401 (2019).
- [7] Shwetha G. Bhat, P.S. Anil Kumar. AIP Advances **6**, 056308 (2016).
- [8] V.V. Balashev, K.S. Ermakov, A.Yu. Samardak, A.V. Ognev, A.S. Samardak, S.V. Komogortsev, M.N. Volochaev, A.S. Tarasov, V.V. Korobtsov. J. Alloys Compd. **815**, 152398(1–8) (2020).

- [9] V.V. Balashev, K.S. Ermakov, D.A. Tsukanov, A.Yu. Samardak, A.V. Ognev, A.S. Samardak. *J. Alloys Compd.* **961**, 170967(1–7) (2023).
- [10] В.В. Балашев, В.В. Коробцов, Т.А. Писаренко, Л.А. Чеботкевич. *ЖТФ* **81**, 10, 122 (2011)
- [11] L.V. Gasparov, D.B. Tanner, D.B. Romero, H. Berger, G. Margaritondo, L. Forro. *Phys. Rev. B* **62**, 12, 7939 (2000).
- [12] Olga N. Shebanova, Peter Lazor. *J. Solid State Chem.* **174**, 424 (2003).
- [13] D.M. Phase, Shailja Tiwari, Ram Prakash, Aditi Dubey, V.G. Sathe, R.J. Choudhary. *J. Appl. Phys.* **100**, 123703 (2006).
- [14] Shailja Tiwari, R.J. Choudhary, Ram Prakash, D.M. Phase. *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 176002 (2007).
- [15] Rajeev Gupta, A.K. Sood, P. Metcalf, J.M. Honig. *Phys. Rev. B* **65**, 104430 (2002).
- [16] Qisong Sun, Chunfang Wu, Xinchu Fang, Dongmin Zhang, Minggang Zhu, Dewei Zhao, Congmian Zhen, Li Ma, Denglu Hou. *J. Magn. Magn. Mater.* **536**, 168128 (2021).
- [17] Aaron M. Jubb, Heather C. Allen. *ACS Appl. Mater. Interfaces* **2**, 10, 2804 (2010).
- [18] В.В. Балашев, В.А. Викулов, Т.А. Писаренко, В.В. Коробцов. *ФТТ* **57**, 12, 2458 (2015).
- [19] K. Ochinokura, T. Sekine, E. Matsuura. *J. Phys. Chem. Solids* **35**, 171 (1974).
- [20] P.A. Temple, C.E. Hathaway. *Phys. Rev. B* **7**, 8, 3685 (1973).
- [21] Peter Zaumseil. *J. Appl. Cryst.* **48**, 528 (2015).
- [22] Natl. Bur. Stand. (U.S.) Monogr., **25**, 5, 31 (1967).
- [23] G. Zhang, C. Fan, L. Pan, F. Wang, P. Wu, H. Qiu, Y. Gu, Y. Zhang. *J. Magn. Magn. Mater.* **293**, 737 (2005).
- [24] Suraj Kumar Singh, Sajid Husain, Ankit Kumar, Sujeet Chaudhary. *J. Magn. Magn. Mater.* **448**, 303 (2018).
- [25] J.I. Langford, A.J.C. Wilson. *J. Appl. Cryst.* **11**, 102 (1978).

Редактор Д.В. Жуманов