

## Влияние давления аргона и отжига на микрокристаллическую структуру текстурированных пленок Co, осаждаемых магнетронным распылением

© А.С. Джумалиев,<sup>1,2</sup> Ю.В. Никулин,<sup>1,2</sup> Ю.А. Филимонов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 410019 Саратов, Россия

<sup>2</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия

<sup>3</sup> Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина, 410054 Саратов, Россия  
e-mail: yvnikulin@gmail.com

(Поступило в Редакцию 5 декабря 2017 г.)

Исследовано влияние давления аргона  $P$  ( $0.13 \leq P \leq 1$  Па) и отжига в вакууме на микроструктуру и текстуру пленок кобальта толщиной  $d \approx 300$  нм, полученных методом магнетронного распыления на подложках SiO<sub>2</sub>/Si. Показано, что пленки, осаждаемые при давлении  $0.26 \leq P < 1$  Па, характеризуются столбчатой микроструктурой по толщине и смешанной кристаллической фазой hcp-Co(002)/fcc-Co(111). Отжиг приводит к более однородному микроструктурному строению за счет увеличения размеров зерен и улучшает текстуру hcp-Co(002)/fcc-Co(111). Пленки, осаждаемые при  $0.13 \leq P < 0.18$  Па, имеют смешанную кристаллическую фазу — помимо фаз hcp-Co(002)/fcc-Co(111) и hcp-Co(101) присутствует кристаллическая фаза с гранецентрированной кубической кристаллической решеткой и текстурой fcc-Co(200). Пленки, выращенные при  $P \approx 0.13$  Па, характеризуются текстурой fcc-Co(200) и неоднородным микроструктурным строением по толщине — на границе с подложкой, в слое толщиной  $d_c \approx 100$ –130 нм, пленки имеют квазиоднородную микроструктуру, которая на толщинах  $d > d_c$  переходит в „гранулированную“. Отжиг таких пленок приводит к более однородному микроструктурному строению за счет увеличения размеров зерен, улучшает текстуру fcc-Co(200) и приводит к появлению кристаллической фазы fcc-Co(111)/hcp-Co(002).

DOI: 10.21883/JTF.2018.11.46638.2586

### Введение

Механизмы формирования кристаллической текстуры и микроструктурного строения пленок кобальта (Co) активно изучаются как с практической, так и с фундаментальной точек зрения. Этот интерес связан прежде всего с перспективами широкого применения пленок и многослойных структур Co и сплавов на его основе при разработке сред для перпендикулярной магнитной записи [1,2], решеток наночастиц для сверхплотной записи [3], а также магнитной памяти с произвольным доступом [1]. Туннельные [4] и многослойные структуры [5] на основе пленок Co демонстрируют высокое магнитосопротивление, что делает пленки Co одним из основных материалов спинтроники [6]. Кроме того, пленки кобальта широко используются в качестве катализаторов при осаждении углеродных нанотрубок [7] и графена [8], в производстве биотоплива [9].

С фундаментальной точки зрения, пленки кобальта представляют интерес в качестве удобной модели для изучения структурно-зависимых магнитных эффектов, а также явлений, чувствительных к энергетическим характеристикам поверхности. Пленки Co демонстрируют метастабильные гранецентрированные (fcc) [10–12] и объемноцентрированные (bcc) [10,12,13] кубические

кристаллические фазы и стабильные гексагональные плотноупакованные (hcp) фазы в зависимости от условий роста и подложки. Текстура пленок кобальта оказывает влияние на протекание каталитических [14,15] и твердофазных [16] химических реакций. Использование в качестве спин-поляризационного электрода пленок bcc-Co(001) позволяет поднять туннельное магнитосопротивление структур Co/MgO/Co до 400% [17]. Кроме того, текстура и микроструктурное строение пленок кобальта оказывают существенное влияние на величину поля перпендикулярной магнитной анизотропии слоистых структур Co/Pd [18] и Co/Ni [19], а также на величину и однородность поля перемагничивания решеток магнитных наночастиц Co/Pd [20].

Пленки кобальта могут быть получены с помощью различных технологий осаждения: молекулярно-лучевой эпитаксии [11], ионно-лучевым распылением [21], электронно-лучевым испарением [22,23], магнетронным распылением [24–26], электролитическим осаждением [27,28] и химическим осаждением из газовой фазы металлоорганических соединений [29]. При этом на формирование текстуры и микроструктурное строение пленок оказывают влияние, прежде всего, параметры подложки [30,31] и осаждения [21–29] пленок, а также толщина [13,32] и послеростовой отжиг [21,23,33] пленки.

Применительно к пленкам Co, полученным методом магнетронного распыления на неориентирующих подложках [34], исследование механизмов формирования и модификации текстуры и микроструктурного строения проводилось в работах [24,25,30,33,35–39]. При этом обсуждались влияния температуры подложки  $T_s$  [35], температуры отжига  $T_a$  [33,36], типа подслоя [30] и бомбардировки пленки потоком ионов [38]. Было показано, что пленки Co формируются, как правило, с двумя кристаллическими фазами: hcp-Co(002) и fcc-Co(111) [35,36,24,38]. Однако при определенных условиях наблюдалось формирование пленок с кристаллической фазой fcc-Co(200) [35,24,38]. Например, в [35,24] отмечалось, что в пленках толщиной  $d \approx 123–300$  nm, выращенных радиочастотным распылением на „горячих“ подложках с температурой  $T_s$  выше комнатной, обнаруживается присутствие кристаллитов fcc-Co(200). При этом в работе [24] было показано, что в пленках толщиной  $d \approx 12–25$  nm кристаллическая фаза fcc-Co(200) может стать доминирующей в узком диапазоне температур ( $\pm 50$  K) вблизи  $T_s \approx 550$  K. Также было показано [38], что воздействие потока ионов золота с энергией 320 keV на поликристаллическую пленку hcp-Co приводит к структурному изменению из hcp-Co в текстурированную fcc-Co(200). Вместе с тем на сегодняшний день возможность формирования текстурированных пленок кобальта fcc-Co(200) на неориентирующих подложках при комнатной температуре методом магнетронного распыления на постоянном токе не обсуждалась.

В настоящей работе показана возможность формирования на подложках SiO<sub>2</sub>/Si, находящихся при комнатной температуре, текстурированных пленок кобальта толщиной  $d \approx 300$  nm с термически стабильной доминирующей кристаллической фазой fcc-Co(200) за счет снижения давления рабочего газа до значений  $P \approx 0.13$  Pa, при которых режим пролета распыленных атомов Co становится бесстолкновительным и обеспечивает высокую миграционную способность адатомов по подложке [40]. Также исследовано влияние послеростового отжига в вакууме при  $T_a \approx 650$  K на кристаллическое и микроструктурное строение полученных пленок Co/SiO<sub>2</sub>/Si.

## 1. Результаты и обсуждение

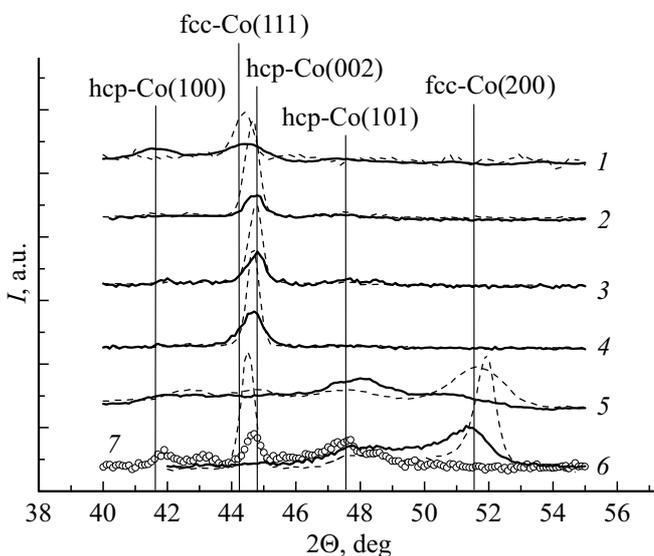
Осаждение пленок кобальта производилось в магнетронной распылительной системе на постоянном токе с базовым давлением 0.2 mPa. Для напыления использовались мишени из кобальта чистотой 99.95% (Williams) и аргон марки ОЧ (99.998%). Подложка размещалась по центру мишени на расстоянии  $L \approx 100$  mm. Напряжение на мишени составляло  $U \approx -500$  V. В качестве подложек использовались пластины Si(100) с термически окисленным слоем SiO<sub>2</sub> толщиной 300 nm и среднеквадратичной амплитудой шероховатости поверхности  $\sigma \approx 0.3$  nm. Подложки подвергались ультразвуковой

очистке в ацетоне и непосредственно перед напылением термическому отжигу в вакууме при  $T_a \approx 650$  в течение 30 min. Пленки осаждались на „заземленную“ подложку (напряжение смещения на подложке  $U_s \approx 0$ ) при температуре  $T_s \approx 300$  K и давлении аргона  $P \approx 0.13, 0.18, 0.26, 0.4, 0.67$  и 1 Pa, а также при  $T_s \approx 77$  K и  $P \approx 0.13$  Pa. Скорость напыления составляла  $v \approx 9–14$  nm/min для давления аргона  $P \approx 1–0.13$  Pa. После напыления часть пленок подвергалась отжигу в вакууме в течении 30 min при температуре  $T_a \approx 650$  K, ниже температуры мартенситного перехода hcp(002)–fcc(111) для кобальта ( $T_m \approx 700$  K). Отжиг при выбранной  $T_a$  позволял добиваться изменения кристаллической структуры пленок в отсутствие вклада от мартенситного перехода.

Кристаллическая структура пленок изучалась методом рентгеновской дифракции на дифрактометре ДРОН-4 с фокусировкой по плоскому образцу в геометрии Брэгга–Брентано (схема  $\Theta-2\Theta$  Cu-K $\alpha$  излучение,  $\lambda \approx 0.15418$  nm). Величина межплоскостного расстояния  $d_{[hkl]}$  вдоль кристаллографической оси [hkl], совпадающей с направлением нормали к пленке, определялась по формуле Брэгга–Вульфа  $2 \cdot d_{[hkl]} \cdot \sin \Theta \approx \lambda$ , где  $\Theta$  — угол падения излучения, отсчитываемый от плоскости пленки. Из сравнения положения экспериментальных дифракционных линий и линий эталонного порошка Co (база данных Международного Центра по дифракционным данным, карточки № 15-0806, № 05-0727) было установлено, что в зависимости от ростовых условий в пленках формируются кристаллические фазы с гексагональной плотноупакованной (hcp) и гранцентрированной кубической (fcc) кристаллической структурой. Морфология поверхности пленок исследовалась методами атомно-силовой микроскопии (АСМ), среднеквадратичная шероховатость поверхности  $\sigma$  пленок определялась с помощью программного обеспечения микроскопа Solver P-47 (NT-MDT). Микроструктура пленок изучалась методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) (Auriga, Carl Zeiss). Толщина пленок определялась методом профилометрии (Dectak 150, Veeco) с точностью 5%. Приведенные в настоящей работе результаты получены для пленок толщиной  $d \approx 300$  nm. Такой выбор толщины обусловлен высокой чувствительностью микроструктурного строения и текстуры поликристаллических пленок к упругим напряжениям, которые вызваны дефектами упаковки, что, в частности, проявляется для пленок Co/SiO<sub>2</sub>/Si(100) при фазовом переходе hcp–fcc [22]. С ростом толщины пленки упругие напряжения накапливаются [41,42] и в ряде случаев могут достигать насыщения при некоторой толщине пленки  $d \approx d_c$  [42]. Ранее для пленок Ni/SiO<sub>2</sub>/Si(100), полученных при таких же, как в настоящей работе, технологических параметрах магнетронного распыления, мы наблюдали перестройку микроструктурного строения по толщине в с  $d > d_c \approx 130–150$  nm [40,43].

### 1.1. Влияние давления аргона на микрокристаллическую структуру пленок

На рис. 1 приведены дифрактограммы пленок кобальта толщиной  $d \approx 300$  nm, осажденных при различных давлениях рабочего газа  $P$ . Из рисунка видно, что осажденные при  $P \approx 0.26$ –1 Pa пленки имеют смешанную кристаллическую фазу hcp-Co(002)/fcc-Co(111), которая характеризуется минимальной поверхностной энергией  $\gamma$  ( $\gamma_{\text{hcp}}^{(002)} \approx 3.18$  J/m<sup>2</sup>,  $\gamma_{\text{fcc}}^{(111)} \approx 3.23$  J/m<sup>2</sup> [44,45]). Интенсивность дифракционного пика hcp-Co(002)/fcc-Co(111) слабая, что согласуется с результатами работы [30]. Отметим, что поверхностная энергия подложки SiO<sub>2</sub> составляет  $\gamma^{\text{SiO}_2} \approx 0.253$  J/m<sup>2</sup> [46], и в нашем случае выполняется условие ( $\gamma^{\text{SiO}_2} \ll \gamma^{\text{Co}}$ ) трехмерной модели роста пленок Co [47,30]. То обстоятельство, что, помимо hcp-Co(002) кристаллической фазы с наименьшим значением  $\gamma$ , присутствуют зерна fcc-Co(111), объясняется близостью значений поверхностных энергий ( $\gamma_{\text{hcp}}^{(002)} \approx \gamma_{\text{fcc}}^{(111)}$ ) кристаллитов hcp-Co(002) и fcc-Co(111). Кроме того, на границах кристаллитов hcp-Co(002)/fcc-Co(111) происходит уменьшение координационного числа атомов Co, что может снижать энергию дефектов упаковки на границах зерен (ГЗ) относительно границ зерен одинаковой кристаллической фазы (hcp–hcp или fcc–fcc) и способствовать минимизации плотности энергии пленки [48].



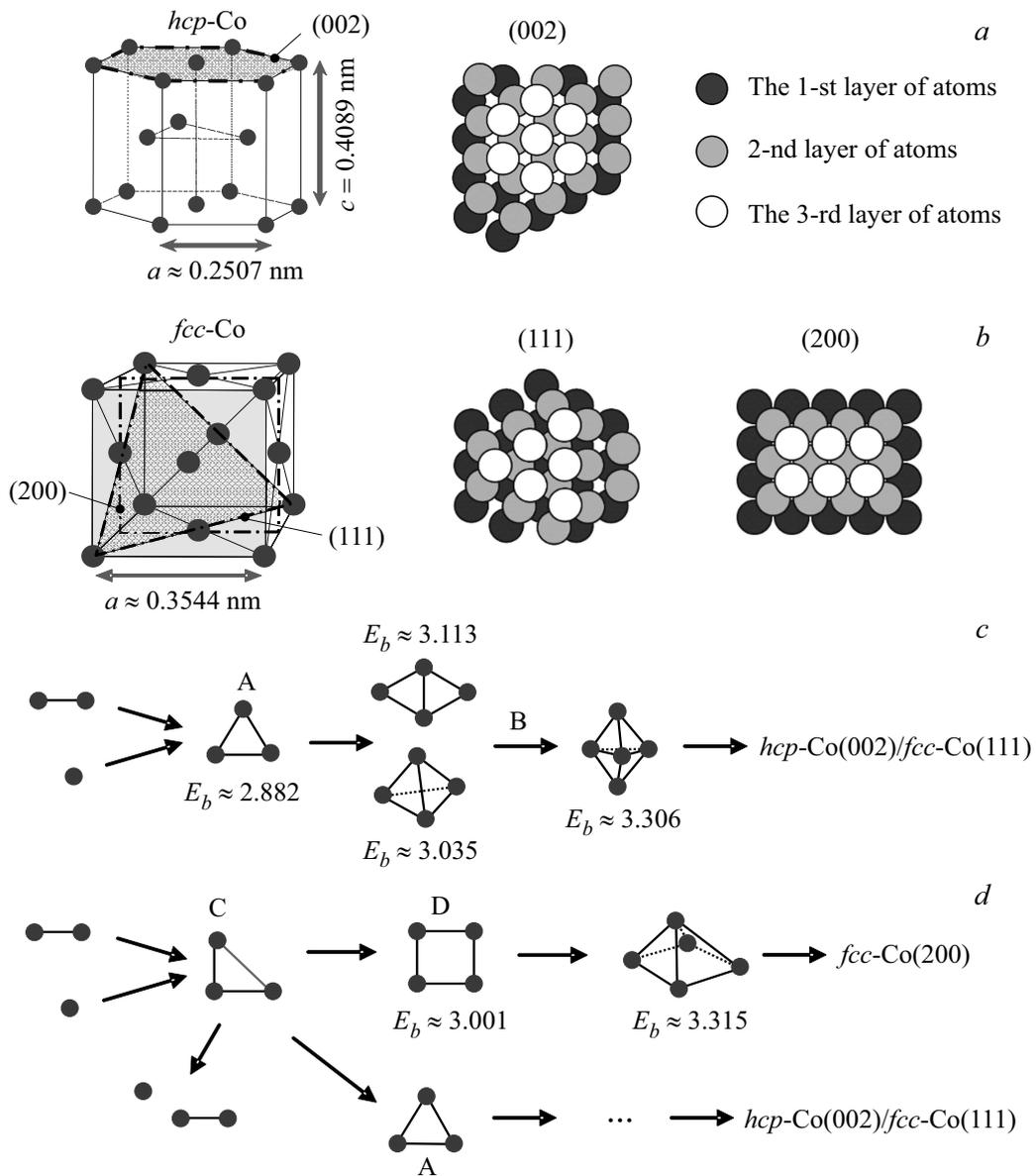
**Рис. 1.** Дифрактограммы пленок Co толщиной  $d \approx 300$  nm, полученных при различном давлении рабочего газа при температуре подложки  $T_s \approx 300$  K до отжига (сплошные линии) и после отжига при  $T_a \approx 650$  K (штриховые линии)  $P$ , Pa: 1 —  $\approx 1$ , 2 —  $\approx 0.67$ , 3 —  $\approx 0.4$ , 4 —  $\approx 0.26$ , 5 —  $\approx 0.18$ , 6 —  $\approx 0.13$ . Кривая 7 — дифрактограмма пленки, выращенной при  $T_s \approx 77$  K,  $P \approx 0.13$  Pa. Вертикальными линиями обозначены положения дифракционных линий эталонного порошка Co (база данных Международного Центра по дифракционным данным, карточки № 15-0806, № 05-0727).

Снижение давления рабочего газа до  $P \approx 0.18$  Pa приводит к формированию широкого дифракционного пика с максимумом вблизи положения линии от кристаллической фазы hcp-Co(101), в который также дают вклад дифракционные линии, отвечающие fcc-Co(200) и hcp-Co(002). При  $P \approx 0.13$  Pa кристаллическая фаза fcc-Co(200) становится доминирующей, о чем говорит превышение интенсивности дифракционной линии fcc-Co(200) над интенсивностью линии hcp-Co(101) в 2.2 раза. При этом в спектре отсутствует дифракционная линия, отвечающая кристаллической фазе hcp-Co(002)/fcc-Co(111).

Изменение кристаллического строения и текстуры пленки с hcp-Co(002)/fcc-Co(111) на fcc-Co(200) при снижении  $P$  обусловлено энергетическими процессами, происходящими с атомами кобальта как в пространстве между распыляемой мишенью и подложкой, так и на поверхности подложки. Действительно, длина свободного пробега атома Co в пространстве между мишенью и подложкой при  $P \approx 1$  Pa составляет около 5 mm, тогда как при  $P \approx 0.13$  Pa — около 55 mm. Поэтому при высоком давлении каждый из распыленных атомов Co испытывает около 20 столкновений в промежутке между мишенью и подложкой, что ведет к потерям энергии. Вследствие этого, миграционная способность (МС) адатомов на поверхности подложки снижается, что способствует образованию зародышей наименьшего размера [49]. При низком  $P$  режим пролета атомов становится практически бесстолкновительным (происходит в среднем около 2 столкновений), что ведет не только к увеличению МС адатомов, но и к большему по сравнению с  $P \approx 0.26$ –1 Pa нагреву формирующейся пленки [34].

Стадии формирования кристаллических плоскостей fcc-Co(200) и hcp-Co(002) схематически показаны на рис. 2 (плоскость fcc-Co(111) формируется аналогично hcp-Co(002) [50]). При низкой МС адатомов Co на подложке ( $P \approx 1$ –0.26 Pa) наиболее устойчивым из зародышей, образование и рост которых приводит к формированию кристаллитов hcp-Co(002) (или fcc-Co(111)) (рис. 2, a, c), является кластер А из трех атомов, на каждый атом в котором приходится по 2 одинаковые связи. В процессе роста кластер А может присоединить к себе еще один атом и стать кластером из четырех атомов, расположенных в виде ромба или пирамиды (кластеры В), увеличив тем самым свою энергию связи [51]. Дальнейшее увеличение размеров кластеров В приведет к дальнейшему увеличению энергии связи, увеличению стабильности кластеров [51] и в итоге к образованию кристаллической фазы hcp-Co(002)/fcc-Co(111).

При высокой МС адатомов на подложке ( $P \approx 0.18$ –0.13 Pa) одним из наиболее устойчивых кластеров малого размера, формирование и рост которых может привести к образованию кристаллитов fcc-Co(200), является кластер С (рис. 2, d). Такой кластер является менее устойчивым с точки зрения энергии связи  $E_b$  по сравнению с кластером



**Рис. 2.** *a, b* — изображение гексагональной плотноупакованной (hcp) кристаллической решетки Co (*a*) и гранецентрированной кубической (fcc) решетки Co (*b*) и кристаллографических плоскостей hcp-Co(002), fcc-Co(111) и fcc-Co(200); *c, d* — этапы образования кластеров, рост которых приводит к формированию текстуры (*c*) hcp-Co(002)/fcc-Co(111) и (*d*) fcc-Co(200). Рядом с изображениями кластеров указаны энергии связи  $E_b$  (eV/atom) [15].

A [51]. Он может распаться на димер и мономер, либо перестроиться в кластер A, либо до того, как распадется, может успеть присоединить к себе один атом Co и стать устойчивым кластером D, дальнейший рост которого приведет к формированию кристаллитов fcc-Co(200). Таким образом, условием формирования кристаллитов fcc-Co(200) является высокая миграционная способность адатомов по подложке. При высоком давлении рабочего газа (низкая MC) кластеры D не успевают зародиться, и в пленке формируется только смешанная кристаллическая фаза hcp-Co(002)/fcc-Co(111) с наименьшей поверхностной энергией [44,45].

В качестве подтверждения данного предположения на рис. 1 приведена дифрактограмма пленки, осажденной при  $P \approx 0.13$  Pa и  $T_s \approx 77$  K. При этом ожидалось, что снижение температуры подложки до температуры жидкого азота ограничит MC адатомов, и образование кристаллической фазы fcc-Co(200), как и в случае высокого давления, будет затруднено. Как видно из рис. 1, в этом случае действительно формируются поликристаллические пленки с преобладанием текстуры hcp-Co(002) и hcp-Co(101), тогда как кристаллическая фаза fcc-Co(200) не формируется.

Отметим, что формирование пленок fcc-Co(200) с точки зрения поверхностной энергии  $\gamma$  является ме-

нее выгодным по сравнению с кристаллическими фазами hcp-Co(002) и fcc-Co(111):  $\gamma_{\text{fcc}}^{(002)} > \gamma_{\text{fcc}}^{(111)} > \gamma_{\text{hcp}}^{(002)}$  ( $\gamma_{\text{fcc}}^{(002)} \approx 3.40 \text{ J/m}^2$  [44,45]). Однако в случае формирования кристаллической фазы fcc-Co(200) при  $P \approx 0.13 \text{ Pa}$  и  $T_s \approx 300 \text{ K}$ , минимизация полной энергии пленки и соответственно стабилизация кристаллической фазы fcc-Co(200) может происходить за счет минимизации энергии упругих напряжений [52], возникающих в процессе роста пленки. Принимая во внимание, что для пленок fcc-Co(200) значение модуля Юнга  $E \approx 100 \text{ GPa}$  меньше, чем для пленок hcp-Co ( $E \approx 280\text{--}380 \text{ GPa}$ ) [33], следует ожидать, что кристаллиты fcc-Co легче поддаются деформациям сжатия или растяжения и тем самым более эффективно минимизируют возникающие в процессе роста пленки упругие напряжения.

Кроме того, дополнительным фактором, способным компенсировать проигрыш в поверхностной энергии при формировании пленок с текстурой fcc-Co(200), может выступать снижение энергии дефекта упаковки на ГЗ [48,53]. Присутствие в дифрактограммах пленок, осажденных при низком давлении, рефлекса от кристаллитов hcp-Co(101) (рис. 1) также следует связать с минимизацией энергии упругих деформаций hcp-кристаллитов в пирамидальной плоскости (101), для которой модуль Юнга ( $E \approx 280 \text{ GPa}$ ) имеет наименьшее значение среди других плоскостей hcp-Co [33].

Отметим, что наряду с изменением текстуры и кристаллического строения, снижение  $P$  с 1 до 0.13 Pa приводит также к изменению микроструктурного строения пленок кобальта. Осаждение при высоком давлении рабочего газа (1–0.26 Pa) способствует преимущественному росту кристаллитов в направлении поступления атомов, что при низкой МС адатомов приводит к формированию столбчатой структуры пленки (рис. 3). Рассуждения о влиянии низкой МС на формирование столбчатой структуры подтверждаются изображением скола пленки, осажденной при  $P \approx 0.13 \text{ Pa}$  и  $T_s \approx 77 \text{ K}$  (низкая МС), представленного на вставке к рис. 3, а 4. Из рисунка видно, что в этом случае также происходит формирование столбчатой структуры.

Снижение давления рабочего газа до  $P \approx 0.13 \text{ Pa}$  приводит к тому, что пленки формируются с „переходным“ типом микроструктурного строения — на начальных этапах роста образуется квазиоднородная микроструктура, которая изменяется на „гранулированную“ при достижении пленкой критической толщины  $d_c$ , величина которой определяется условиями осаждения, в частности температурой подложки. Нужно отметить, что „переходный“ тип микроструктурного строения пленок по толщине ранее наблюдался для текстурированных пленок Ni(200) с fcc кристаллической структурой [40,43], и его формирование может быть связано с конкурирующим воздействием на кинетику роста пленки процессов нестабильности скорости роста fcc и hcp кристаллитов из-за эффекта самозатенения и ограничения поверхностной диффузии [54,55]. При этом к ограничению

МС адатомов могут приводить потенциальные барьеры, формирующиеся за счет упругой энергии дефектов упаковки на ГЗ. Неоднородность микроструктурного строения пленок, выращенных при „низком“ давлении (рис. 3, а 4), вызвана неоднородными упругими деформациями по толщине пленки. С упругими деформациями как в плоскости, так и в направлении нормали к пленке можно связать появление дифракционного максимума hcp-Co(101), который отражает сдвиг атомов кобальта в пирамидальной плоскости hcp кристаллической решетки, направленной под углом  $\approx 60^\circ$  к плоскости hcp-Co(001). На присутствие упругих деформаций кристаллитов также указывает смещение максимумов дифракционных линий fcc-Co(200) и hcp-Co(101) при  $P \approx 0.13$  и  $\approx 0.18 \text{ Pa}$  относительно эталонных и их значительная ширина (рис. 1). Последнее обстоятельство проявляется в расхождении оценок среднего размера зерна  $D$ , полученных, с одной стороны, из обработки изображений СЭМ и АСМ и, с другой, по формуле Шеррера [56]:

$$D \approx \frac{K\lambda}{\beta \cos \theta}. \quad (1)$$

где  $K$  — константа Шеррера, зависящая от формы кристаллитов и их распределения по размерам, порядка дифракционного максимума и способа определения ширины дифракционного пика,  $\beta$  — ширина рефлекса на полувысоте (в радианах),  $\theta$  — угол дифракции (брегговский угол). Если считать форму кристаллитов близкой к сферической ( $K \approx 1$ ), то для случая Cu-K $\alpha$  излучения ( $\lambda \approx 0.15418 \text{ nm}$ ) и рассматриваемых на рис. 1 углов  $\theta$ , формула (1) может быть представлена в виде:

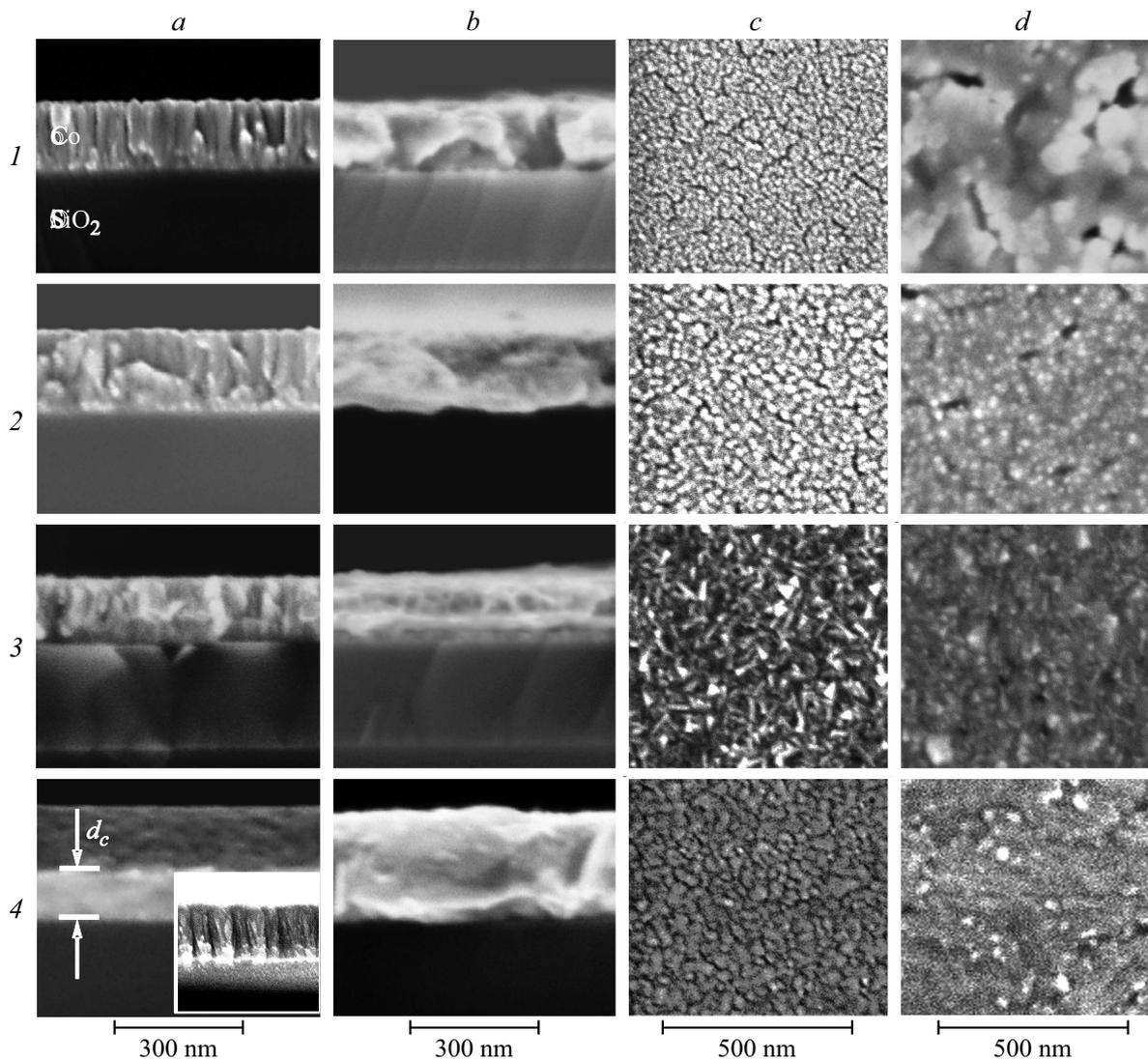
$$D(\text{nm}) \approx \frac{10 \text{ nm}}{\Delta(2\theta)}. \quad (2)$$

где  $\Delta(2\theta)$  — ширина пика по уровню 1/2 в градусах, которая для дифракционных линий fcc-Co(200) и hcp-Co(101) при  $P \approx 0.13$  и  $\approx 0.18 \text{ Pa}$  на рис. 1 составляет  $\Delta(2\theta) \approx (1.7\text{--}2)^\circ$ . С учетом этого из формулы (2) получаем оценку среднего размера гранул  $D \approx 5\text{--}6 \text{ nm}$ , тогда как обработка СЭМ (см. рис. 3, с, d) изображений дает значения  $D \approx 25\text{--}50 \text{ nm}$ .

Изменение микроструктурного строения пленок Co со столбчатого на „переходный“ проявляется в снижении шероховатости поверхности  $\sigma$  с 3.2 до 0.84 nm при уменьшении давления аргона от 1 до 0.13 Pa. При этом средний размер зерна  $D$  с понижением давления, наоборот, увеличивается с  $D \approx 10\text{--}20$  до  $\approx 35\text{--}60 \text{ nm}$ , что можно видеть из сравнения электронных изображений на рис. 3.

## 1.2. Влияние отжига на микрокристаллическую структуру пленок

На рис. 1 штриховыми линиями приведены дифрактограммы пленок кобальта толщиной  $d \approx 300 \text{ nm}$ , осажденных при различных давлениях рабочего газа  $P$



**Рис. 3.** СЭМ изображения поперечного сечения (*a, b*) и поверхности (*c, d*) пленок Co, выращенных при различном давлении аргона  $P$ , Па: 1 —  $\approx 1$ ; 2 —  $\approx 0.67-0.4$ ; 3 —  $\approx 0.18$ ; 4 —  $\approx 0.13$  до (*a, c*) и после отжига при  $T_a \approx 650$  К (*b, d*). На вставке к рис. 3, *a* 4 показано СЭМ изображение поперечного сечения пленки Co, осажденной при  $T_s \approx 77$  К,  $P \approx 0.13$  Па.

после отжига в вакууме при  $T_a \approx 650$  К в течении 30 min. Можно видеть, что отжиг пленок, полученных при  $P \approx 1-0.26$  Па, значительно улучшает текстуру Co(002)/fcc-Co(111), о чем свидетельствует увеличение в 2.5–4 раза интенсивности дифракционной линии, а также приводит к увеличению однородности пленки за счет увеличения среднего размера зерна до  $D \approx 50-100$  nm.

Наиболее заметно отжиг влияет на текстуру и микроструктурное строение пленок, полученных при давлении  $P \approx 0.18-0.13$  Па (рис. 1). Можно видеть, что интенсивность дифракционного максимума вблизи линии hcp-Co(101) снижается, а фаза fcc-Co(200) становится доминирующей. При этом наблюдаются рефлексы от кристаллических фаз hcp-Co(002) и fcc-Co(111). Отметим, что отжиг приводит к заметному смещению дифракционных максимумов относительно положения эталонных образцов, который, например, для fcc-Co(200) фазы

проявляется в уменьшении на 0.8% межплоскостного расстояния в направлении нормали к пленке. В результате отжига микроструктурное строение пленок по толщине становится более однородным — увеличивается средний размер зерна до  $D \approx 100-200$  nm.

Обсудим механизм преобразования текстуры hcp-Co(101) в fcc-Co(200). Термический нагрев структуры Co/Si будет сопровождаться ростом упругих деформаций  $\varepsilon$  в пленке Co из-за различия коэффициентов термического расширения Co ( $\alpha_{Co} \approx 14.4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [33]) и подложки Si ( $\alpha_{Si} \approx 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [33]):

$$\varepsilon \approx (\alpha_{Co} - \alpha_{Si}) \cdot (T_a - T_0) \approx 3.8 \cdot 10^{-3}, \quad (3)$$

где в качестве комнатной температуры  $T_0$  взято значение  $T_0 \approx 298$  К. При этом выигрыш в энергии упругих

деформаций  $\Delta E_{el}$  между hcp-Co(101) и fcc-Co(200) составит

$$\begin{aligned} \Delta E_{el} &= (E_{fcc(200)} - E_{hcp(101)}) \cdot \varepsilon^2 \\ &\approx (100 - 280) \cdot 14.4 \cdot 10^3 \approx -2.6 \text{ МПа}, \end{aligned} \quad (4)$$

где значения упругих модулей взяты из [33]. Если энергия упругих деформаций при смене текстуры пленки hcp-Co(101) на fcc-Co(200) скомпенсирует прирост поверхностной энергии  $\Delta\gamma$  пленки, то при температуре отжига  $T_a \approx 650$  К такая смена текстуры будет возможна. К сожалению, нам не удалось найти в литературных источниках значение поверхностной энергии пленок Co с текстурой hcp-Co(101). Поэтому для оценки  $\Delta\gamma$  мы воспользуемся значениями поверхностной энергии для пленок hcp-Co(002), которые являются наименьшими для кобальта и, следовательно, дадут наибольшее из возможных значений  $\Delta\gamma$  [47]:

$$\Delta\gamma = 2 \frac{\gamma_{fcc}^{(200)} - \gamma_{hcp}^{(002)}}{d} \approx 1.46 \text{ МПа}, \quad (5)$$

где толщина пленки  $d$  взята равной  $d \approx 300$  нм. Из сравнения значений  $\Delta\gamma$  и  $\Delta E_{el}$  следует, что при  $T_a \approx 650$  К деформации пленки способны привести к формированию пленок с текстурой fcc-Co(200). Однако в рамках такого подхода по завершении отжига и возврата температуры пленки к  $T_0 \approx 298$  К текстура пленки должна вернуться к hcp-Co(002), что не соответствует результатам на рис. 1. Отметим, что в нашем случае температура отжига  $T_a \approx 650$  К меньше температуры мартенситного перехода для объемного кобальта  $T_m \approx 710$  К [57].

Чтобы объяснить стабильность текстуры fcc-Co(200), необходимо учесть пластические деформации кристаллитов, вследствие чего в поведении кристаллической структуры при нагреве и остывании наблюдается гистерезис [58]. В нашем случае упруго-пластический характер деформаций проявляется в несовпадении дифракционных максимумов до и после отжига (рис. 1). Кроме того, это находит отражение в сдвиге дифракционных максимумов относительно эталонных образцов. Учтем далее, что поликристаллические наноматериалы характеризуются многообразием типов ГЗ, в пределах которой расположение атомов теряет периодичность, что ведет к росту энергии границ относительно соседних нанокристаллитов. Поэтому поликристаллическая структура оказывается термодинамически неравновесной, и размер кристаллитов может увеличиваться при отжиге за счет уменьшения общего объема ГЗ. При этом миграция межзеренных границ приводит к росту кристаллитов большего размера за счет поглощения малых зерен, что сопровождается возникновением упруго-пластических деформаций.

Отметим, что возникновение при отжиге упруго-пластических деформаций отражает изменение эффективного объема пленки при уменьшении числа дефектов упаковки и релаксации энергии ГЗ. Сжатие объема

пленок, жестко связанных с подложкой, вызовет в них напряжения

$$\Delta\sigma = \frac{E_{Co} \cdot \Delta v}{3(1 - \nu)}. \quad (6)$$

где  $\Delta v = \Delta V/V$  относительное изменение объема,  $\nu \approx 0.32$  — коэффициент Пуассона [57].

Типичные значения концентрации избыточных вакансий  $C_v$  в распыленных пленках составляет  $C_v \approx 10^{-4}$  [59,60]. Исчезновение избыточных вакансий приведет к относительному уменьшению объема пленки  $\Delta V_v$  [42]:

$$\Delta V_v = C_v \frac{\Omega_v}{\Omega}. \quad (7)$$

где  $\Omega_v$  — объем вакансии,  $\Omega$  — атомарный объем. Если энергию образования вакансии принять равной [61,62]  $\Delta E_v \approx 1.3$  eV, то исчезновение вакансий приведет к уменьшению плотности энергии пленки на величину  $\Delta e_v$ :

$$\Delta e_v = \frac{\Delta E_v C_v}{\Omega} \approx 3 \cdot 10^6 \frac{\text{J}}{\text{m}^3} \approx 3 \text{ МПа}, \quad (8)$$

где принято  $\Omega_v = \Omega \approx 6 \cdot 10^{-30} \text{ м}^3$ . По порядку величины вызванное исчезновением избыточных вакансий изменение энергии (8) существенно меньше упругих напряжений, вызванных разницей коэффициентов термического расширения при отжиге (3) ( $\sigma_{hcp(101)} \approx 1$  GPa,  $\sigma_{fcc(200)} \approx 380$  МПа) и, следовательно, не может рассматриваться как источник пластических деформаций пленки при отжиге.

Другим источником напряжений, способных привести к пластическим деформациям и вызвать рост зерен, может являться релаксация ГЗ. Если считать, что кристаллиты имеют вид прямоугольных колонн с длиной стороны порядка среднего размера зерна  $D \approx 20$  нм, то отношение площади ГЗ к объему зерен составит

$$a_{gb} = \frac{2}{D} \approx 10^8 \text{ м}^{-1}. \quad (9)$$

Следуя [42], будем считать, что избыточный объем границы на единицу площади  $v_{gb,exc}$  составляет

$$v_{gb,exc} = a_{gb} \cdot \Delta V_{exc} \approx 0.0125. \quad (10)$$

где  $\Delta V_{exc}$  — избыточный объем ГЗ на единицу поверхности, по порядку величины совпадающий с атомным радиусом кобальта  $\Delta V_{exc} = 0.125 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ . Это значит, что изменение объема  $v_{gb,exc}$  составит  $v_{gb,exc} \approx 0.0125$ . Если учесть, что размер зерна  $D$  в результате отжига увеличивается в 3–5 раз ( $D^* \approx (3-5) \cdot D$  (рис. 3), то с учетом (9), (10) получим изменение избыточного объема ГЗ

$$v_{gb,exc} = a_{gb} \cdot \Delta V_{exc} \frac{D^* - D}{D^*} \approx (0.3-0.8) \cdot 0.0125, \quad (11)$$

что, согласно (6), приведет к возникновению упругих напряжений  $\Delta\sigma \approx (400-500)$  МПа, что сопоставимо

с величинами напряжений, вызывающих пластические деформации в пленках кобальта при нагреве выше 500 К [22].

Отметим, что в пленках со смешанной текстурой hcp и fcc нанокристаллиты при отжиге деформируются по-разному, поскольку имеют различные коэффициенты термического расширения  $\alpha_{\text{Co}}^{\text{fcc}} \approx 14.4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ,  $\alpha_{\text{Co}}^{\text{hcp}} \approx 13.9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [33]. Это различие может приводить к рождению новых дефектов упаковки на ГЗ и влиять на рост кристаллитов.

Рассмотренные выше механизмы деформаций, связанные с разностью коэффициентов термического расширения пленки и подложки, а также исчезновения избыточных вакансий и ГЗ, в условиях жесткой связи с подложкой создают в плоскости пленки деформации разнонаправленного характера. Отжиг приводит к деформациям сжатия, тогда как уменьшение объема — к деформациям растяжения пленки. Дифрактограммы отожженных пленок, выращенных при  $P \approx 0.13\text{--}0.18 \text{ Pa}$ , показывают наличие в плоскости пленки деформаций растяжения для кристаллитов fcc-Co(200). Однако связывать сдвиг положения дифракционной линии hcp-Co(200) на 0.8% относительно эталонного значения только с изменением объема пленки, видимо, не следует. Действительно, отжиг также приводит к падению интенсивности дифракционного максимума hcp-Co(101) и появлению дифракционной линии hcp-Co(002)/fcc-Co(111), что особенно ярко проявляется при  $P \approx 0.13 \text{ Pa}$ . Поскольку фазы hcp-Co(002)/fcc-Co(111) характеризуются наиболее плотной упаковкой атомов в плоскости пленки, их формирование также может усиливать сдвиг рефлекса от фазы fcc-Co(002).

## Заключение

В настоящей работе исследовано влияние давления рабочего газа  $P$  и отжига в вакууме при  $T_a \approx 650 \text{ K}$  на текстуру и микроструктурное строение пленок кобальта толщиной  $d \approx 300 \text{ nm}$ , полученных магнетронным распылением на постоянном токе на подложках окисленного кремния. Показано, что при высоком давлении аргона ( $0.26 \leq P \leq 1 \text{ Pa}$ ), когда из-за многократных столкновений с ионами аргона в пространстве между мишенью и подложкой MC адатомов Co оказываются низкой, формируются текстурированные пленки с кристаллической структурой hcp-Co(002)/fcc-Co(111) и столбчатой микроструктурой по толщине. Отжиг таких пленок приводит к увеличению размера зерен и улучшает текстуру hcp-Co(002)/fcc-Co(111). При давлении рабочего газа  $0.13 \leq P < 0.18 \text{ Pa}$  режим пролета атомов кобальта в пространстве между мишенью и подложкой становится близким к бесстолкновительному, и энергия адатомов Co на поверхности подложки увеличивается. В результате увеличивается как MC адатомов, так и разогрев подложки за счет термализации адатомов. Пленки, полученные при

$0.13 \leq P \leq 0.18 \text{ Pa}$ , имеют смешанную кристаллическую фазу: помимо фаз hcp-Co(002)/fcc-Co(111) и hcp-Co(101) присутствует кристаллическая фаза fcc-Co(200). Пленки, осаждаемые при  $P \approx 0.13 \text{ Pa}$ , характеризуются текстурой fcc-Co(200) и неоднородным микроструктурным строением по толщине — на границе с подложкой в слое толщиной  $d_c \approx 100\text{--}130 \text{ nm}$  пленки имеют квазиоднородную микроструктуру, которая на толщинах  $d > d_c$  переходит в „гранулированную“. Отжиг таких пленок приводит к более однородному микроструктурному строению по толщине пленки, улучшает текстуру fcc-Co(200) и приводит к появлению кристаллической фазы fcc-Co(111)/hcp-Co(002).

Полученные результаты могут представлять интерес с точки зрения формирования ориентирующего подслоя fcc-Co(200) при создании многослойных структур с перпендикулярной магнитной анизотропией на основе пленок кобальта и благородных металлов [11,12], а также при создании магнито-плазмонных устройств терагерцового диапазона [63].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ: грант № 16-37-60052.

## Список литературы

- [1] *Sbiaa R., Meng H., Piramanayagam S.N.* // Phys. Stat. Solid. 2011. Vol. 5. N 12. P. 413–419. DOI: 10.1002/pssr.201105420
- [2] *Gottwald M., Lee K., Kan J.J., Ocker B., Wrona J., Tibus S., Langer J., Kang S.H., Fullerton E.E.* // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 102. P. 052405-1–4. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4791577>
- [3] *Pfau B., Gunter C.M., Guenhrs E., Hauet T., Yang H., Vinh L., Xu X., Yaney D., Rick R., Eisebitt S., Hellwig O.* // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99. P. 062502-1–3. DOI: 10.1063/1.3623488
- [4] *Moodera J.S., Kinder L.R., Wong T.M., Mesevey R.* // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. P. 3273–3276. DOI: <https://doi.org/10.1103/Phys.Rev.Lett.74.3273>
- [5] *Tsutsumi K., Haan P., Eisenberg M., Monsma D., Lodder J.C.* // JMMM. 1996. Vol. 156. P. 327–328.
- [6] *Barthelemy A., Mattana R.* // Mater. Spintronic. Lect. Notes Phys. 2006. Vol. 697. P. 429–462.
- [7] *Madani S.S., Zare K., Ghoranneviss M., Elahi A.S.* // J. Alloys Compounds. 2015. Vol. 648. P. 1104–1108. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jallcom.2015.07.063>
- [8] *Mehedi H.-A., Baudrillart B., Alloyeau D., Mouhoub O., Ricolleau C., Pham V.D., Chacon C., Gicquel A., Lagoute J., Farhat S.* // J. Appl. Phys. 2016. Vol. 120. P. 065304-1–11. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4960692>
- [9] *Andreev A.S., d'Espinose de Lacaillerie J.-B., Lapina O.B., Gerashenko A.* // Phys. Chem. Chem. Phys. 2014. Vol. 17. P. 14598–14604. DOI: 10.1039/C4CP05327C
- [10] *Ultrathin Magnetic Structure II.* / Ed. B. Heinrich, J.A.C. Bland. Berlin: Springer, 1994. Ch. 1. 350 p.
- [11] *Prinz G.A.* // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 1051–1054.
- [12] *Harp G.R., Farrow R.F.C., Weller D., Rabedeau T.A., Marks R.F.* // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48. P. 17538–17544. DOI: <https://doi.org/10.1103/Phys.Rev.B.48.17538>
- [13] *Methfessel T., Elmers H.J.* // Surf. Sci. 2009. Vol. 603. P. 462–468. DOI: 10.1016/j.susc.2008.11.038

- [14] Hao X., Wang Q., Li D., Zhang R., Wang B. // RSC Advances. 2014. Vol. 4. P. 43004–43011. DOI: 10.1039/c4ra04050c
- [15] Liu J.-X., Su H.-Y., Sun D.-P., Zhang B.-Y., Li W.-X. // J. Amer. Chem. Soc. 2013. Vol. 135. P. 16284–1–16.
- [16] Мягков В.Г., Быкова В.Г., Бондаренко Г.Н., Мягков Ф.В. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 8. С. 122–125.
- [17] Yuasa S., Fukushima A., Kubota H., Suzuki Y., Ando K. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. P. 042505-1–3. DOI: 10.1063/1.2236268
- [18] Kim S., Lee S., Kim J., Hong J. // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 109. P. 07B766-1–3. DOI: 10.1063/1.3565204
- [19] Kurt H., Venkatesan M., Coey J.M.D. // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 108. P. 073916-1–4. DOI: 10.1063/1.3481452
- [20] Lau J.W., McMichael R.D., Chung S.H., Rantschler J.O., Parekh V., Litvinov D. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. P. 012506-1–3. DOI: 10.1063/1.2822439
- [21] Kumar D., Gupta A. // JMMM. 2007. Vol. 308. P. 318–324. DOI: 10.1016/j.jmmm.2006.06.008
- [22] Cabral C., Barmak K., Gupta J., Clevenger L.A., Arcot B., Smith D.A., Harper J.M.E. // J. Vac. Sci. Techn. A. 1993. Vol. 11. P. 1435–1440. DOI: 10.1116/1.578569
- [23] Jergel M., Cheshko I., Halahovets Y., Siffalovic P., Matko I., Senderak R., Protsenko S., Majkova E., Ludy S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. Vol. 42. P. 135406 -1–8. DOI: 10.1088/0022-3727/42/13/135406
- [24] Morawe Ch., Stierle A., Metoki N., Brihl K., Zabel H. // JMMM. 1991. Vol. 102. P. 223–232.
- [25] Shi H., Lederman D. // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 87. P. 6095–6097. DOI: 10.1063/1.372620
- [26] Джумалиев А.С., Никулин Ю.В., Филимонов Ю.А. // РЭ. 2009. Т. 54. С. 347–351.
- [27] Армуянов С. // Electrochimica Acta. 2000. Vol. 45. P. 3323–3335.
- [28] Budendorff J.L., Meny C., Beaurepaire E., Panissod P., Bucher J.P. // Eur. Phys. J. B. 2000. Vol. 17. P. 635–643. [https://DOI.org/10.1007/s100510070102](https://doi.org/10.1007/s100510070102)
- [29] Chioncel M.F., Hyacock P.W. // Chem. Vap. Deposition. 2005. Vol. 11. P. 235–243. DOI: 10.1002/cvde.200406341
- [30] Kitakami O., Okamoto S., Shimada Y. // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 79. P. 6880–6883.
- [31] Ohtake M., Yabuhara O., Higuchi J., Futamoto M. // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 109. P. 07C105-1–3. DOI: 10.1063/1.3537817
- [32] Kharmouche A., Cherif S.-M., Bourzami A., Layadi A., Schmerber G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. Vol. 37. P. 2583–2587. DOI: 10.1088/0022-3727/37/18/014
- [33] Lee S.B., Kim D.-I., Kim Y., Yoo S.J., Byun J.Y., Han H.N., Lee D.Y. // Metallurgical and Materials Transactions. 2015. Vol. 46A. P. 1888–1899. DOI: 10.1007/s11661-015-2778-7
- [34] Кузьмичев А.И. Магнетронные распылительные системы. Киев: Аверс, 2008. 244 с.
- [35] Sakuma H., Tai H., Ishii K. // Trans. Electrical and Electron. Engineer. 2008. Vol. 3. P. 375–378. DOI: 10.1002/tee.20285
- [36] Hesemann H.Th., Mullner P., Kraft O., Nowak D., Baker S.P., Finkelstein K., Arzt E. // Scripta Mater. 2003. Vol. 48. P. 1129–1133. DOI: 10.1016/S1359-6462(02)00603-6
- [37] Gil W., Görlitz D., Horisberger M., Kötzler J. // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. P. 134401-1–10. DOI: 10.1103/Phys. Rev. B. 72.134401
- [38] Gupta R., Khandelwal A., Avasthi D.K., Nair K.G.M., Gupta A. // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107. P. 033902-1–6. DOI: 10.1063/1.3294609
- [39] Itoh K., Ichikawa F., Ishida Y., Okamoto K., Uchiyama T., Iguchi I. // JMMM. 2002. Vol. 248. P. 112–120.
- [40] Джумалиев А.С., Никулин Ю.В., Филимонов Ю.А. // ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 6. С. 126–131. [Dzhumaliev A.S., Nikulin Yu.V., Filimonov Yu.A. // Techn. Phys. 2016. Vol. 61. N 6. P. 924–928. DOI: 10.1134/S1063784216060141].
- [41] Hoffman R.W. // Thin Sol. Film. 1976. Vol. 34. P. 185–190.
- [42] Doerner M.F., Nix W.D. // Critical Rev. Sol.Stat. Mater. Sci. 1988. Vol. 14. P. 225–268. [http://dx.Doi.org/10.1080/10408438808243734](http://dx.doi.org/10.1080/10408438808243734)
- [43] Джумалиев А.С., Никулин Ю.В., Филимонов Ю.А. // ФГТ. 2016. Т. 58. Вып. 6. С. 1206–1215. [Dzhumaliev A.S., Nikulin Yu.V., Filimonov Yu.A. // Phys. Sol. Stat. 2016. Vol. 58. N 6. P. 1247–1256. DOI: 10.1134/S1063783416060135].
- [44] Alden M., Skriver H.L., Mirbt S., Johansson B. // Surf. Sci. 1994. Vol. 315. P. 157–172.
- [45] Alden M., Mirbt S., Skriver H.L., Rosengaard N.M., Johansson B. // Phys. Rev. B. 1992. Vol. 46. N 10. P. 6303–6312.
- [46] Yu R., Song H., Zhang X.-F., Yang P. // J. Phys. Chem. B. 2005. Vol. 109. N 15. P. 6940–6943. DOI: 10.1021/jp050973r
- [47] Freund L.B., Suresh S. Thin Film materials: Stress, Defect Formation and Surface Evolution. Cambridge: Cambridge University Press, 2003.
- [48] Randall M. German. Sintering: From empirical observation to scientific principles. Elsevier/Butterworth-Heinemann, 2014.
- [49] Walton D. // J. Chem. Phys. 1962. Vol. 37. P. 2182–2188. DOI: 10.1063/1.1732985
- [50] Куммель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
- [51] Ma Q.-M., Xie Z., Wang J., Liu Y., Li Y.-C. // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 358. P.289–296. DOI: 10.1016/j.physleta.2006.05.033
- [52] Thompson C.V. // Annu. Rev. Mater. Sci. 2000. Vol. 30. P. 159–190. [https://DOI.org/10.1146/annurev.matsci.30.1.159](https://doi.org/10.1146/annurev.matsci.30.1.159); Thompson C.V., Carel R. // Mater. Sci. Eng. B. 1995. Vol. 32. P. 211–219. [https://DOI.org/10.1016/0921-5107\(95\)03011-5](https://doi.org/10.1016/0921-5107(95)03011-5)
- [53] Pierce D.T., Jimenez J.A., Bentley J., Raabe D., Oskay C., Wittig J.E. // Acta Mater. 2014. Vol. 68. P. 238–253. [http://dx.Doi.org/10.1016/j.actamat.2014.01.001](http://dx.doi.org/10.1016/j.actamat.2014.01.001)
- [54] Karunaisiri R.P.U., Bruinsma R., Rudnick J. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62. N 7. P. 788–791.
- [55] Thornton J.A. // Ann. Rev. Mater. Sci. 1977. Vol. 7. P. 239–260.
- [56] Langford J.I., Wilson A.J.C. // J. Appl. Cryst. 1978. Vol. 11. P. 102–113. DOI: 10.1107/S0021889878012844
- [57] Betteridge W. // Progr. Mater. Sci. 1979. Vol. 24. P. 51–142.
- [58] Bidaux J.-E., Schaller R., Benoit W. // J. Phys. Colloques. 1987. Vol. 48. C8–477–482. DOI: [https://DOI.org/10.1051/jphyscol:1987874](https://doi.org/10.1051/jphyscol:1987874)
- [59] Lloyd J.R., Nakahara S. // Thin Sol. Film. 1977. Vol. 45. P. 411–420. [https://DOI.org/10.1016/0040-6090\(77\)90282-6](https://doi.org/10.1016/0040-6090(77)90282-6)
- [60] Трусов Л.И., Новиков В.И., Ренин И.А., Казилин Е.Е., Ганелин В.Я. // Металлофизика. 1988. Т. 10. С. 104–107.
- [61] Matter H., Winter J., Triftshäuser W. // Appl. Phys. 1979. Vol. 20. P. 135–140.
- [62] LaBrosse M.R., Chen L., Johnson J.K. // Modelling and Simulation Mater. Sci. Engineer. 2010. Vol. 18. P. 015008–1–10. DOI: 10.1088/0965-0393/18/1/015008
- [63] Gupta B., Pandey S., Nahata A., Sensale-Rodriguez B., Guruswamy S., Nahata A. // Scientific Reports. 2017. Vol. 7. N 12019. P. 1–6. DOI: 10.1038/s41598-017-12369-5