

УДК 537.5

СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСИСТЕМ НА ОСНОВЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК КОБАЛЬТА И МЕТАЛЛОВ ГРУППЫ ХРОМА, НАНЕСЕННЫХ МАГНЕТРОННЫМ СПОСОБОМ

© 2024 г. А. В. Проказников^{а,*}, В. А. Папорков^{б,**}, Р. В. Селюков^а,
С. В. Васильев^а, О. В. Савенко^б

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
Ярославский филиал Физико-технологического института им. К.А. Валиева РАН, Ярославль, 150007 Россия
^бЯрославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Ярославль, 150003 Россия

*e-mail: prokaznikov@mail.ru

**e-mail: pva@uniyar.ac.ru

Поступила в редакцию 12.01.2024 г.

После доработки 22.03.2024 г.

Принята к публикации 22.03.2024 г.

В пленочных наноструктурах на основе кобальта и буферных слоев металлов группы хрома, сформированных методом магнетронного распыления, обнаружены особенности проводимости буферных слоев различной толщины и магнитооптического отклика пленок кобальта на вольфраме. Анализ данных электронной микроскопии, рентгенофазового анализа, магнитооптических измерений свидетельствует о специфике строения и свойств пленок вольфрама, сопротивление которых зависит от их толщин и определяется переносом заряда между кристаллитами. В наноструктурах на основе слоев вольфрам/кобальт отсутствует магнитная анизотропия.

Ключевые слова: магнетронное распыление, тонкие пленки, кобальт, хром, молибден, вольфрам, магнитооптический эффект Керра, удельное сопротивление, рентгеновская рефлектометрия, рентгеновская дифракция.

DOI: 10.31857/S1028096024100066, EDN: SHMJVU

ВВЕДЕНИЕ

Магнетронный способ нанесения тонких слоев металлов группы хрома (хром, молибден, вольфрам) в настоящее время является одним из основных ввиду целого ряда преимуществ по сравнению с другими методами осаждения [1]. Магнетронный способ нанесения тонких слоев соответствующих материалов позволяет контролировать характеристики формируемых наноструктур [2]. Кроме того, имеется возможность модификации свойств систем посредством воздействия ионными пучками (например, [3, 4]). Соответствующим подбором режимов магнетронного нанесения слоев, например вольфрама, можно добиться структурирования металличе-

ской пленки в широких пределах, которая может быть колончатой, дендритной, зернистой [5]. Тонкие пленки таких металлов, как хром, молибден, вольфрам, интересны тем, что, во-первых, позволяют сформировать магнитные структуры на основе кобальта в элементах магнитной памяти с осью анизотропии, расположенной в плоскости пленки кобальта [6]. Во-вторых, в этих материалах наблюдаются волны зарядовой и спиновой плотности [7], в-третьих, модификации вольфрама применяют для детектирования темной материи в чувствительных болометрах [8]. Исследование хрома и металлов его группы (Cr, Mo, W) обусловлено наличием, в частности, в хrome волн зарядовой и спиновой плотности,

что определяет при комнатной температуре его антиферромагнитные свойства (температура Нееля хрома $T_N = 311$ К [9]). Формирование таких волн связано с особым строением поверхности Ферми (например, [9, 10]). Волны зарядовой плотности наблюдаются также в слоистых соединениях дихалькогенидов переходных элементов типа MX_2 , где $M = \text{Ta}, \text{Nb}$ и $X = \text{Se}, \text{Te}, \text{S}$. Причина их формирования связана с особыми геометрическими свойствами поверхности Ферми электронов слоистых металлов [11].

Магнетронное нанесение слоев вольфрама привлекает внимание, в частности, ввиду использования его пленок при изготовлении специальных сенсорных устройств для детектирования в физике элементарных частиц, астрофизике, космологии [8]. Магнетронное напыление слоев вольфрама на подложку имеет ряд характерных особенностей, в частности, формируются две фазы — α - и β -фазы, причем возможно одновременное сосуществование этих фаз [12]. Выраженными сверхпроводящими свойствами, необходимыми для формирования чувствительных сенсорных устройств [13], обладает метастабильная β -фаза [5], что позволяет обнаружить труднодетектируемые нейтрино, темную материю, а также использовать ее для детектирования фотонов и других элементарных частиц. Эти факты обуславливают неизменный повышенный интерес к магнетронному напылению нанослоев указанной группы металлов [6].

МЕТОДИКА ПРИГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ И МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Пленки металлов осаждали методом магнетронного распыления на установке SCR-651 Tetra (Alcatel). При распылении мишеней Cr, Mo, W рабочее давление аргона составляло 0.2 Па. Давление в камере было равно 5×10^{-5} Па, высокочастотная мощность на мишени 300 Вт. Пленки Mo и W осаждали на поверхность окисленных пластин Si(100) с толщиной слоя оксида 1 мкм, пленки Cr — на поверхность неокисленных пластин кремния при температуре 300 К с плавающим потенциалом на подложке. Толщину слоя оксида измеряли интерференционным методом на микроспектрофотометре MPV SP Leitz.

Съемку дифрактограмм в режиме $\theta-2\theta$ проводили на дифрактометре ДРОН-3М с использованием трубки с медным анодом и графитового кристалла-монокроматора. Рентгеновскую рефлектометрию выполняли с помощью дифрактометра ARL X'TRA. Изображения поверхности получены в растровом электронном микроскопе

(РЭМ) Supra-40 (Carl Zeiss). Удельное сопротивление металлических пленок измеряли стандартным четырехзондовым методом.

В работе исследовали магнитооптические петли гистерезиса и угловые зависимости амплитудных значений магнитооптического экваториального эффекта Керра. Исследования проводили при комнатной температуре согласно методике, детально изложенной в [14]. Образец помещали между полюсами электромагнита, создающего синусоидальное магнитное поле частотой $\nu = 30$ Гц с амплитудой до 500 Э, достаточной для магнитного насыщения образца [14]. Поляризованный в плоскости падения (p -волна) лазерный пучок света диаметром 1 мм падал на поверхность пленки под разными углами в стандартной конфигурации для измерений магнитооптического экваториального эффекта Керра, направление магнитного поля было перпендикулярно плоскости падения. Измеряли величину

$$\delta = \Delta I / I(0), \quad (1)$$

где $\Delta I = I(H) - I(0)$. Здесь $I(H)$ — интенсивность света, отраженного от намагниченной поверхности, а $I(0)$ — интенсивность света, отраженного от ненамагниченной поверхности, H — напряженность магнитного поля, $H = H_m \sin(2\pi\nu t)$, H_m — амплитуда напряженности магнитного поля, t — время. Значение ΔI пропорционально намагниченности образца, $I(0)$ пропорционально постоянной составляющей тока. Зависимость величины δ от напряженности магнитного поля $\delta(H)$ представляла собой магнитооптическую петлю гистерезиса. Длина волны когерентного излучения лазера составляла $\lambda = 633$ нм.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В настоящей работе обнаружена специфика магнитных свойств двухслойных пленочных наноструктур на основе кобальта и буферных слоев металлов группы хрома (хрома, молибдена, вольфрама), сформированных методом магнетронного распыления. Свойства буферных слоев тонких металлических пленок оказывают влияние на характер магнитооптического отклика верхнего слоя кобальта, в частности, на наличие или отсутствие магнитной анизотропии, которая отсутствует только у наноструктур на основе пленок вольфрама по сравнению с другими материалами (хром, молибден). Электронная микроскопия показала однородную поверхность наноструктур на основе хрома и молибдена и неоднородную в случае вольфрама (рис. 1). Проведенные исследования

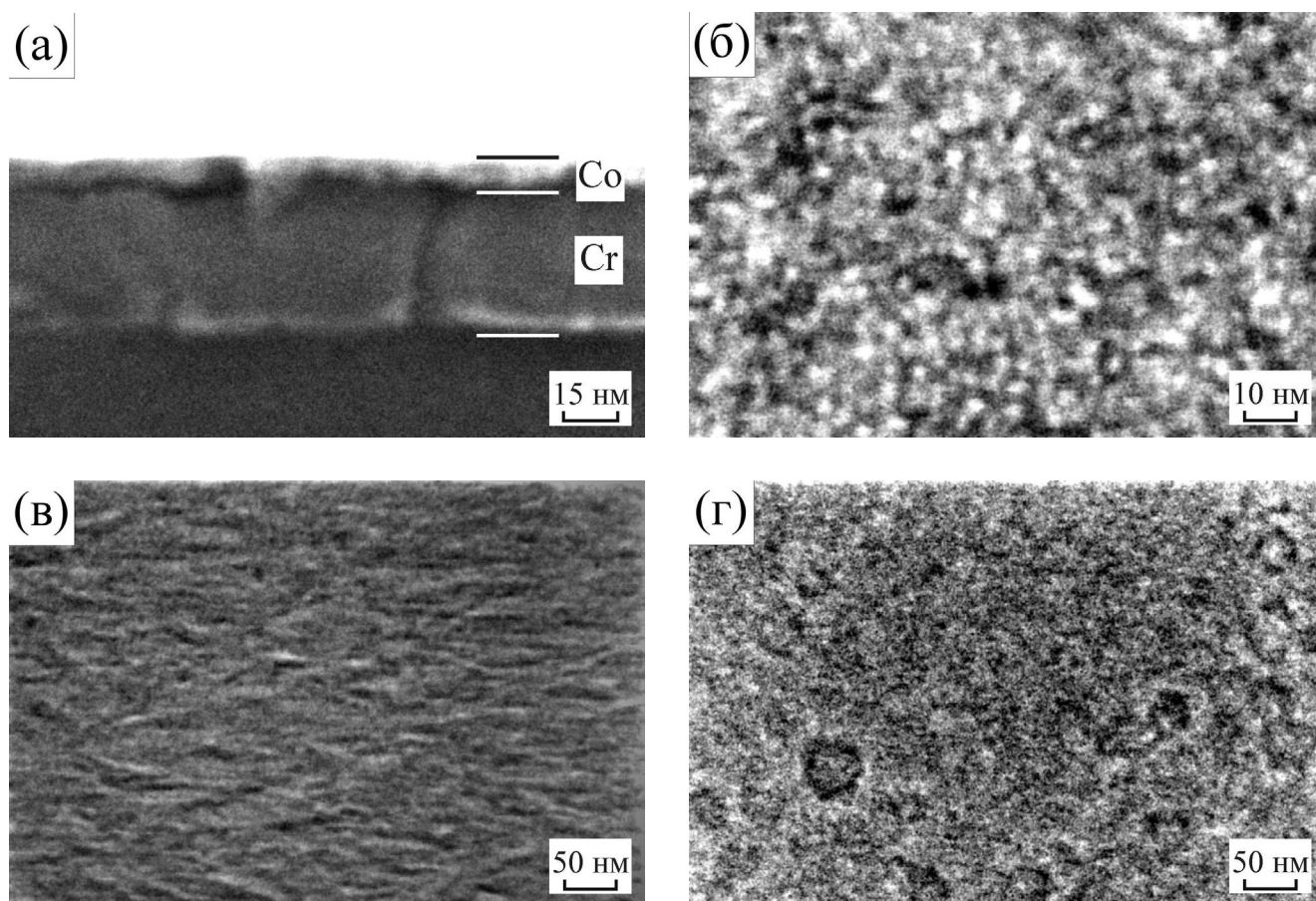


Рис. 1. РЭМ-изображение поперечного скло системы Co(6 нм)/Cr(50 нм)/Si (а), поверхности Co(6 нм)/Cr(50 нм)/Si (б, в), Co(6 нм)/W(20 нм)/SiO₂ (г).

продемонстрировали качественное сходство сформированных систем Co/Cr/Si и Co/Mo/SiO₂.

Изображения поверхности кобальта большого разрешения позволяют зафиксировать зернистую структуру пленки Co толщиной порядка 6 нм. Поверхность пленок хрома и молибдена толщиной 50 нм (до нанесения слоя Co) достаточно однородная (рис. 1в), а пленок вольфрама (до нанесения слоя Co) толщиной 20 нм неоднородная (рис. 1г) — имеет островковые формирования. В настоящей работе были проведены многочисленные исследования различных тонкопленочных структур, в частности, вольфрама, которые свидетельствуют о воспроизводимости отмеченных закономерностей.

По данным рентгенофазового анализа в пленках вольфрама присутствуют две фазы (рис. 2). На дифрактограмме Co/Cr/Si (рис. 2а) наблюдается только пик Cr 110 при $2\theta \sim 44.6^\circ$. В случае Co/Mo/SiO₂/Si наблюдаются пик Mo 110 при $2\theta \sim 40.3^\circ$. На дифрактограмме образца Co/W/SiO₂/Si присутствуют пики β -W 200, 210, 211, а также пик α -W 110 при $2\theta \sim 40^\circ$, который полно-

стью не разрешается относительно пика β -W 210 (рис. 2в). Вертикальными линиями на рисунке указаны табличные положения дифракционных пиков Cr, Mo, α -W, а также положения пиков β -W [15].

Исследования дифрактограмм при малых углах рассеяния позволили зарегистрировать осцилляции интенсивности и определить толщины пленочных покрытий (рис. 3). Осцилляции появляются при достаточно хорошем качестве поверхности пленки, так как связаны с интерференцией коротковолновых рентгеновских лучей, отраженных от нижней и верхней поверхностей пленки [16]. Любые неоднородности поверхности масштабов рентгеновской длины волны приводят к исчезновению осцилляций [16].

Из анализа положений экстремумов осцилляций Киссига может быть оценена толщина пленки t согласно следующей формуле [17]:

$$\sin^2 \theta_n = (n\lambda / 2t)^2 + \sin^2 \theta_c, \quad (2)$$

где θ_n — угол, определяющий положение n -го максимума, n — порядковый номер максимума,

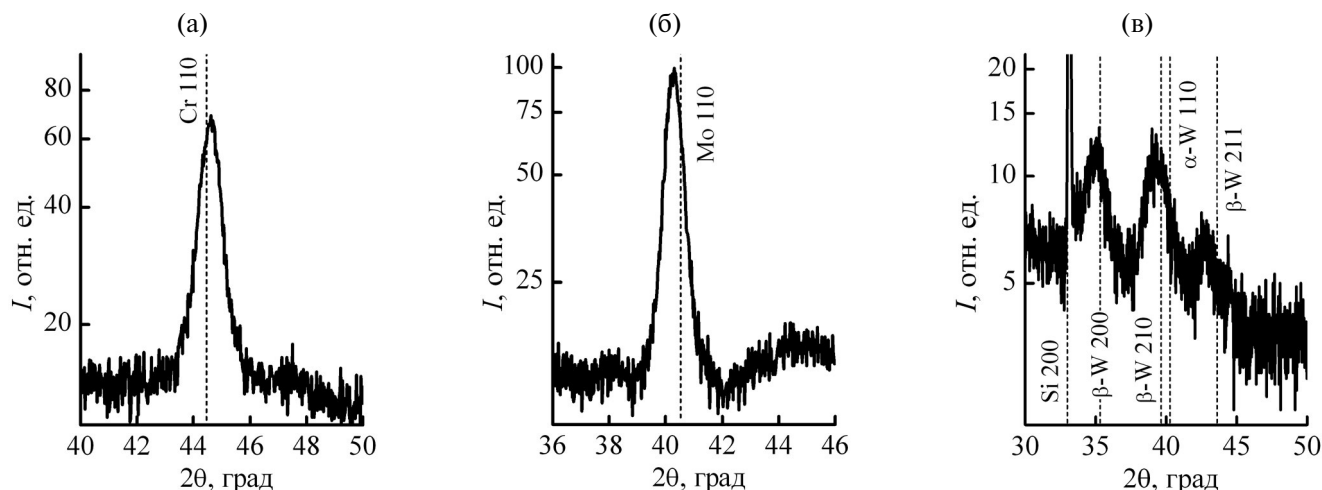


Рис. 2. Дифрактограммы образцов Co(6 нм)/Cr(50 нм)/Si (а), Co(6 нм)/Mo(50 нм)/SiO₂ (б), Co(6 нм)/W(20 нм)/SiO₂ (в). Вертикальными линиями указаны табличные положения дифракционных пиков Cr, Mo, α-W, а также положения пиков β-W.

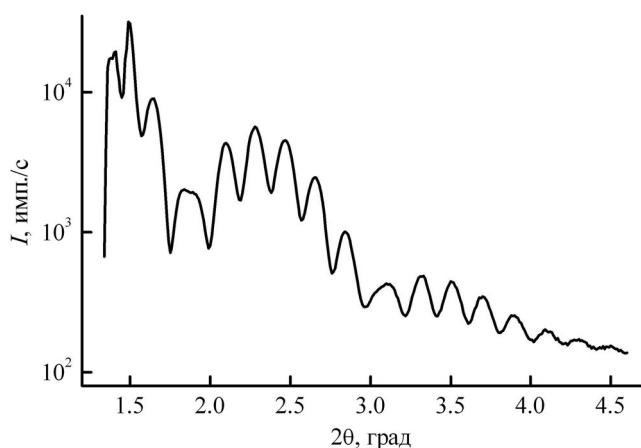


Рис. 3. Дифрактограмма системы Co(6 нм)/Cr(50 нм)/Si при рассеянии на малые углы.

θ_c — критический угол, от которого начинается отсчет порядкового номера максимума, t — толщина пленки, λ — длина волны рентгеновского излучения $\text{CuK}_{\alpha 1}$.

Для исключения неизвестных параметров строили график зависимости $\sin^2\theta_n$ от n^2 согласно формуле (1) и по наклону прямой оценивали толщину металлической пленки. Оценка толщины металлических слоев, полученная по осцилляциям Киссига на основании выражения (1) с помощью быстрого фурье-преобразования, дает, соответственно, для хрома 43.8 ± 4 нм, для кобальта — 8.1 ± 0.8 нм. Оцененная общая суммарная толщина обоих слоев составляет 52 ± 5 нм. Оценки по формуле (1) согласуются в пределах точности с величинами, полученными на основе данных технологических процессов

магнетронного распыления (общая толщина 56 нм, толщина слоя кобальта 6 нм), а также с измерениями поперечного скола образцов Co/Cr/Si (рис. 1а), который дает общую толщину пленки порядка 52 нм.

Магнитооптические измерения свидетельствуют о наличии магнитной анизотропии в плоскости пленок в системах кобальт/хром, кобальт/молибден и ее отсутствии в системе кобальт/вольфрам (рис. 4).

ОБСУЖДЕНИЕ И ОЦЕНКИ

Сформированные металлические пленки были поликристаллическими. Размеры отдельных кристаллитов, оцененные по ширине пиков дифрактограмм с помощью формулы Шерера, составляли для хрома 9 нм, молибдена — 12 нм, в случае вольфрама размеры кристаллитов разных фаз различаются и составляют 6–9 нм.

Основные характеристики металлов (проводимость, теплопроводность, магнитные свойства) обусловлены строением поверхности Ферми. В случае хрома оно обуславливает наличие волн зарядовой и спиновой плотности [9]. Представленные в научной литературе поверхности Ферми для молибдена и вольфрама (объемно-центрированная кубическая решетка) имеют одинаковые, достаточно сложные структуры [10]. При магнетронном напылении формируются поликристаллические пленки металлов, кроме того, они могут быть многофазными.

Как показывает настоящее исследование, пленки вольфрама могут содержать смесь различ-

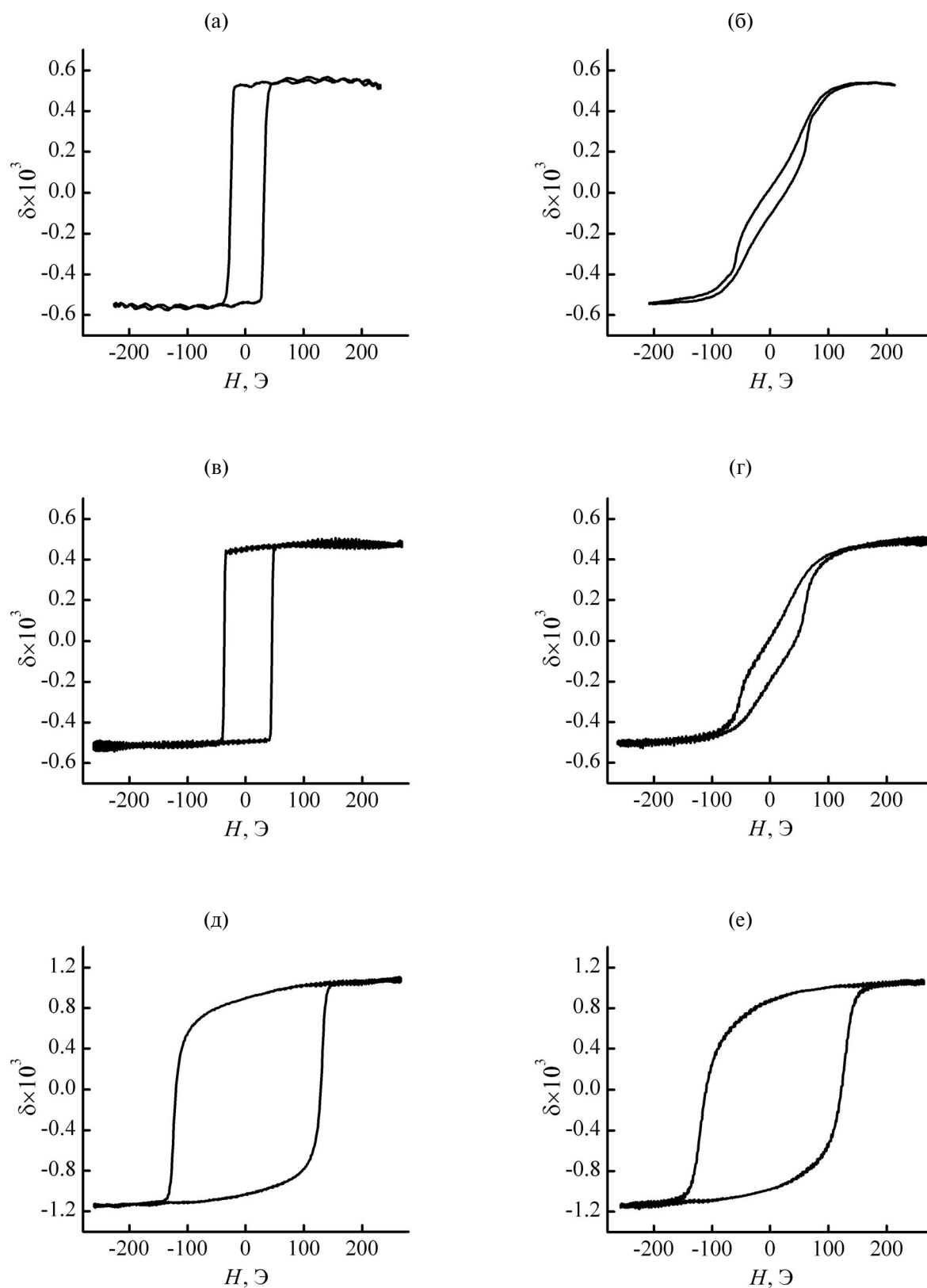


Рис. 4. Магнитооптические петли гистерезиса в экваториальной конфигурации для образцов $\text{Co}(6 \text{ nm})/\text{Cr}(50 \text{ nm})/\text{Si}$ (а, б), $\text{Co}(6 \text{ nm})/\text{Mo}(50 \text{ nm})/\text{SiO}_2$ (в, г), $\text{Co}(6 \text{ nm})/\text{W}(20 \text{ nm})/\text{SiO}_2$ (д, е) для осей легкого (столбец слева) и тяжелого намагничивания (столбец справа).

ных фаз, которые обладают различной структурой и разными физическими свойствами, что привлекает повышенный интерес к их дальнейшему изучению. Кристаллическая решетка α -фазы W объемно-центрированная кубическая (ОЦК), параметр элементарной ячейки $a = 0.3159$ нм [18], число формульных единиц (в простых веществах число атомов в элементарной ячейке) $Z = 2$ [19]. Кристаллическая решетка β -фазы W имеет симметрию элементарной ячейки A15 [19, 20] с параметром $a = 0.504$ нм [19, 21], $Z = 8$ [21]. Ввиду меньшей постоянной решетки α -фазы области этой фазы выглядят как лакуны на фоне слоев β -фазы с большей постоянной решетки (рис. 1г). В [21] отмечается, что имеют место четыре модификации вольфрама — помимо аморфной фазы существуют три модификации (α -, β -, γ -фазы), однако в настоящем исследовании надежно фиксируются только две из них, причем наиболее изучена α -фаза. Отметим, что объемные кристаллические структуры различных модификаций вольфрама характеризуются достаточно низкими температурами Кюри (T_c): для α -фазы (ОЦК) $T_c \sim 15$ мК, для β -фазы (A15) $T_c \sim 1\text{--}4$ К [22]. Температуры Кюри пленочных структур на основе вольфрама могут существенно отличаться от температур объемных кристаллов [22]. Пленки вольфрама находятся в напряженном состоянии, т.е. в них имеют место внутренние механические напряжения [12]. Дополнительным фактором, вносящим вклад в механические напряжения в пленках вольфрама, является несоизмеримость параметров элементарных ячеек различных фаз [19]. Внутренние механические напряжения при напылении тонких пленок возникают также при коалесцентном росте кристаллитов согласно механизмам, описанным в [23]. Это приводит к образованию дислокаций и дополнительному рассеянию на них носителей заряда [24]. Наличие дислокаций и вакансий даже в чистом и подвергнутом длительному отжигу образце вольфрама отмечено в [21]. Указанные факты способствуют увеличению удельного сопротивления пленок вольфрама при увеличении механических напряжений, что может, в частности, иметь место в системе, состоящей из двух фаз с несоизмеримыми постоянными решетки, по сравнению с более однородными образцами, содержащими только α -фазу [25]. Отметим также, что удельное сопротивление полученных в работе пленочных структур более чем на порядок превышает сопротивление объемного материала. Наличие внутренних механических напряжений влияет также на температуру перехода в сверхпроводящее состояние [26].

Ранее было проведено исследование электрических свойств, нанесенных магнетронным способом в различных режимах пленок вольфрама и измерены их удельные сопротивления [25] стандартным четырехзондовым методом. Проведенная последующая ионно-плазменная обработка образцов привела к уменьшению их удельного сопротивления за счет фазового перехода из метастабильной β -фазы в α -фазу [25], что зафиксировано в ходе рентгеновских исследований и электронной микроскопии [25].

Проведенные теоретические оценки проводимости и удельного сопротивления свидетельствуют о хорошем согласии с табличными значениями объемного кристаллического α -W. Эффект, связанный с зависимостью проводимости от толщины пленки вольфрама, который был оценен на основании экспериментальных данных [25], находится в хорошем согласии с теорией, развитой в [27].

Проанализируем экспериментальные результаты и их согласие с теоретическими оценками удельного сопротивления объемного вольфрама. Используем выражение для проводимости, представленное в [28]:

$$\sigma = (1/3)e^2[v^2\tau v(\epsilon = \epsilon_F)], \quad (3)$$

где e — заряд электрона, v — скорость электрона (для металла на поверхности Ферми, т.е. v_F), τ — время свободного пробега, $v(\epsilon_F)$ — плотность состояний (на поверхности Ферми), ϵ — энергия электрона, (ϵ_F — энергия Ферми в кристалле). Для объемного вольфрама на основании [29] $v_F = 0.7 \times 10^6$ м/с, $v(\epsilon) = 1.9 \times 10^{47}$ Дж $^{-1}$ ·м $^{-3}$, как будет показано ниже, $\tau \approx 2.5 \times 10^{-14}$ с, поэтому получаем оценку удельного сопротивления $\rho \approx 3.5 \times 10^{-8}$ Ом·м, что согласуется с табличными значениями для объемного кристаллического образца при температуре $T = 300$ К — $\rho = 5.44 \times 10^{-8}$ Ом·м [30], а также с экспериментальными значениями из [31] ($\rho = 5.28 \times 10^{-8}$ Ом·м).

Теоретические оценки, проведенные по формуле $\sigma = e^2 n \tau / m$, где n — концентрация электронов в металле ($n \sim 5 \times 10^{28}$ м $^{-3}$), m — масса электрона, приводят в случае объемного вольфрама к удельному сопротивлению $\rho \approx 2.8 \times 10^{-8}$ Ом·м (для свободного электрона). Отметим, что эффективная масса носителей заряда в твердом теле анизотропна, поэтому в зависимости от взаимной ориентации плотности тока и осей симметрии кристалла масса носителей заряда может быть различной [29], и удельное сопротивление в этом случае может достигать значения $\rho \approx 5 \times 10^{-8}$ Ом·м.

Усредненная эффективная масса электрона в вольфраме [29] близка к массе свободного электрона, поэтому приведенная оценка удельного сопротивления справедлива. Таким образом, обе стандартные теоретические формулы удельной проводимости, основанные на различных подходах, приводят к результатам, хорошо согласующимся с табличными [30] и экспериментальными [31] значениями для объемного вольфрама.

Время свободного пробега оценивают, вычисляя времена релаксации импульса при рассеянии на различных неоднородностях кристалла [24, 28]. Оценки характерных времен релаксации импульса для носителей заряда были проведены на основании результатов [24]. Согласно [24], рассеяние электронов в ферми-газе на акустических фононах оценивается по времени релаксации импульса при рассеянии в поле деформационного потенциала: $\tau_{\text{ДА}} \approx \omega_D^{-1}$, где ω_D — частота Дебая. Рассеяние в поле деформационного потенциала всегда имеет место в твердом теле [24] особенно в случае монокристаллических веществ с атомами одного сорта в элементарной ячейке при температурах ниже температуры Дебая. Для вольфрама температура Дебая $\theta_D = 310$ К (для молибдена $\theta_D = 380$ К) согласно [29], откуда в соответствии с соотношением $\omega_D = k_B T / \hbar$, получаем оценку $\tau_{\text{ДА}} \approx 2.5 \times 10^{-14}$ с для вольфрама ($\tau_{\text{ДА}} \approx 2 \times 10^{-14}$ с для молибдена). Это значение дает свободный пробег в вольфраме порядка $\lambda_0 \approx 25 \times 10^{-9}$ м при рассеянии в поле деформационного потенциала. Для рассеяния электрона на равновесном электронном газе, согласно результатам [24], получаем оценку $\tau_{\text{эл}} \sim 5 \times 10^{-8}$ с.

Особого внимания требует оценка рассеяния электронов на дислокациях. На основании [24] оценка обратного времени релаксации импульса электрона при рассеянии на дислокации $\tau_{\text{дис}}^{-1}$ выражается формулой:

$$\tau_{\text{дис}}^{-1} = (1/8) N d^2 |\Xi^*|^2 (m / \hbar^3 k_{\perp}^2), \quad (4)$$

где N — концентрация дислокаций в расчете на единицу площади, d — длина дислокации (длина вектора Бюргерса) порядка постоянной решетки a , $\Xi^* = \Xi(1 - 2\sigma^*) / (1 - \sigma^*)$ — эффективная константа деформационного потенциала, причем $\Xi = e^2 / a$ [24], σ^* — коэффициент Пуассона (для вольфрама — $\sigma^* = 0.28 - 0.3$ [21]), $k_{\perp}$ — проекция волнового вектора электрона на перпендикулярную оси дислокации плоскость, причем $k_{\perp} \sim \lambda_0^{-1}$, λ_0 — длина свободного пробега. Для концентрации дислокаций порядка $N = 10^6$ см $^{-2}$ [21] в α -фазе W получим оценку $\tau_{\text{дис}} \approx 4.7 \times 10^{-12}$ с.

Таким образом, при концентрациях дислокаций $N \geq 10^9$ см $^{-2}$ рассеяние будет целиком определяться дислокационным механизмом, а, следовательно, и вклад в сопротивление со стороны этого механизма будет преобладать. Подобные концентрации имеют место в тонких пленках, фольгах, стержнях, металлических опилках [21, 24]. Отметим, что чрезвычайно сложно точно измерить концентрацию дислокаций в тонких пленках, в которых имеют место механические напряжения (например, [31]).

Для оценки зависимости удельного сопротивления от толщины пленки воспользуемся известной формулой Томсона для проводимости тонкой пленки [27]:

$$\sigma / \sigma_0 = (t / 2\lambda_0) [\ln(\lambda_0 / t) + 3/2], \quad (5)$$

где σ_0 — проводимость в объеме образца, t — толщина пленки, λ_0 — длина свободного пробега. Формула (5) корректна для тонких пленок, когда имеет место соотношение $\lambda_0 > t$. Кроме того, важным фактором является относительная гладкость границ металлических пленок, о чем свидетельствует наличие осцилляций Киссига [16, 17]. Это позволяет воспользоваться результатами [27], считая границы металлической пленки гладкими. Как показывает сравнение полученных экспериментальных данных для удельного сопротивления ($\rho = \sigma^{-1}$), даже в случае α -фазы вольфрама удельные сопротивления тонких пленок отличаются от теоретических значений объемных образцов в среднем на порядок. Удельные сопротивления тонкой пленки β -фазы и объемной α -фазы различаются на два порядка [25]. По этой причине удобно выделить зависимость от толщины пленки в чистом виде, исключив из рассмотрения объемную проводимость образца. Сравним отношение проводимостей для пленок с различной толщиной, выражаемое формулой:

$$\sigma_1 / \sigma_2 = (t_1 / t_2) [\ln(\lambda_0 / t_1) + 3/2] / [\ln(\lambda_0 / t_2) + 3/2], \quad (6)$$

где σ_1 , σ_2 — проводимость при различных толщинах пленок, t_1 , t_2 — различные толщины пленок. Заметим, что имеет место соотношение: $\sigma_1 / \sigma_2 = \rho_2 / \rho_1$. На основании формулы (6) получаем для α -фазы вольфрама $(\rho_{40}^{\alpha} / \rho_{20}^{\alpha})_{\text{теор}} = 0.62$, а из экспериментальных данных [25] измерения удельного сопротивления стандартным четырехзондовым методом при комнатной температуре после ионно-плазменной обработки получаем $(\rho_{40}^{\alpha} / \rho_{20}^{\alpha})_{\text{эксп}} = 0.82$, где ρ_{20}^{α} — удельное сопротивление пленки α -фазы вольфрама толщиной 20 нм,

ВЫВОДЫ

Как показали исследования посредством электронной микроскопии поверхностей тонких металлических пленок, нанесенных магнетронным способом, поверхности хрома и молибдена имеют однородную структуру, тогда как структура поверхности вольфрама неоднородна.

Малоугловое рентгеновское рассеяние обнаруживает осцилляции Киссига, которые свидетельствуют о высоком качестве сформированной магнетронным способом поверхности металлических пленок, а также позволяет оценить толщины отдельных металлических слоев в многослойных структурах.

Рентгенофазовый анализ показал, что пленки хрома и молибдена однородны по составу и состоят из нанометровых кристаллитов. Пленки вольфрама состоят из двух различных фаз: стабильной α -фазы и метастабильной β -фазы. Соотношение фаз зависит от технологических параметров формирования пленки при магнетронном напылении (температуры подложки, толщины пленки). С увеличением этих параметров растет доля α -фазы по сравнению с β -фазой. При температуре 500°C формируется пленка α -фазы.

Магнитооптические исследования свидетельствуют об одноосной анизотропии магнитных свойств нанопленок кобальта, напыленного на поверхности хрома и молибдена магнетронным способом. Магнитооптические свойства нанопленок кобальта, напыленного на поверхность вольфрама, магнитно-изотропные.

Удельное сопротивление нанопленок вольфрама, нанесенного магнетронным способом, в диапазоне толщин от 5 до 40 нм зависит от толщины пленок — уменьшается с ростом толщины. Доминирующим механизмом рассеяния носителей заряда в пленках вольфрама нанометровой толщины, сформированных посредством магнетронного распыления, является рассеяние на границах кристаллитов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Авторы выражают благодарность И.И. Амирову за помощь в изготовлении структур, В.В. Наумову за нанесение магнитных пленок. Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № FFNN-2022-0018 “Фундаментальные и поисковые исследования в области создания приборных структур и активных сред для хранения информации на основе элементов спинтрони-

ρ_{40}^{α} — удельное сопротивление пленки α -фазы вольфрама толщиной 40 нм. Аналогично для β -фазы вольфрама получаем, соответственно, $(\rho_{10}^{\beta}/\rho_3^{\beta})_{\text{теор}} = 0.58$ и $(\rho_{10}^{\beta}/\rho_3^{\beta})_{\text{эксп}} = 0.81$ для толщин пленок 5 и 10 нм при комнатной температуре. Для смешанной $\alpha+\beta$ -фазы вольфрама при комнатной температуре имеем $(\rho_{40}^{\alpha+\beta}/\rho_{20}^{\alpha+\beta})_{\text{эксп}} = 0.7$. Отметим, что соотношение фаз в пленках вольфрама зависит от технологических параметров (температуры подложки при напылении, толщины пленки). С увеличением этих параметров растет доля α -фазы. Сравнивая представленные соотношения, приходим к выводу, что размерный эффект в тонких пленках толщиной 5–40 нм описывается формулой (5) для любых модификаций вольфрама, однако имеет место и значительный вклад рассеяния на межкристаллитных границах. Хотя используемые теоретические выражения для отношения удельных проводимостей (удельных сопротивлений) не содержат объемных характеристик (формула (6)), тем не менее объемные значения для пленок разной толщины могут различаться, что скажется на отношении соответствующих экспериментальных величин. Этот факт требует специального исследования с использованием теории рассеяния носителей заряда на границах кристаллитов (например, [32]). Кроме того, оценки объемной удельной проводимости, с одной стороны, свидетельствуют о корректности используемых теоретических подходов, а, с другой стороны, дают представление о разнице в порядках соответствующих величин в тонких пленках и о факторах, влияющих на них. Отметим, что можно провести оценки по формулам, приведенным в работе, с учетом рассеяния носителей заряда на границах кристаллитов [32]:

$$\rho_g/\rho_0 = (4/3)\alpha, \quad (7)$$

причем $\alpha = (\lambda_0/d)R/(1 - R)$, ρ_g — сопротивление гранулированной пленки, ρ_0 — сопротивление α -фазы объемного вольфрама, λ_0 — длина свободного пробега, d — размер кристаллита, R — коэффициент отражения от границы кристаллита. Подстановка приведенных выше оценочных значений ($\rho_0 = 3.5 \times 10^{-8}$ Ом·м, $d = 9 \times 10^{-9}$ м, $\lambda_0 \approx 25 \times 10^{-9}$ м, $\rho_g = 88 \times 10^{-8}$ Ом·м) [25] в формулу (9) дает оценку коэффициента отражения от границы кристаллита вольфрама $R \approx 0.87$. Это согласуется с оценками для механизма туннелирования электрона через потенциальный барьер шириной порядка 0.5–1 нм на границе раздела между кристаллитами. Таким образом, доминирующим механизмом рассеяния носителей заряда в пленках вольфрама, нанесенных магнетронным способом, является механизм рассеяния на границах кристаллитов.

ки и мемристорного эффекта” с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Диагностика микро- и наноструктур”.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Merlo A., Leonard G. // *Materials*. 2021. V. 14. № 14. P. 3823.
<https://doi.org/10.3390/ma14143823>
2. Селюков Р.В., Изюмов М.О., Наумов В.В. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2020. № 8. С. 26.
<https://doi.org/10.31857/S1028096020080142>
3. Селюков Р.В., Наумов В.В., Изюмов М.О., Васильев С.В., Мазалецкий Л.А. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2023. № 2. С. 9.
<https://doi.org/10.31857/S1028096023020097>
4. Аверкиев И.К., Колотов А.А., Бакиева О.Р. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2023. № 3. С. 46.
<https://doi.org/10.31857/S1028096023030020>
5. Vüllers F.T.N., Spolenak R. // *Thin Solid Films*. 2015. V. 577. P. 26.
<https://doi.org/10.1016/j.tsf.2015.01.030>
6. Wang S.X., Taratorin A.M. *Magnetic Information Storage Technology*. London: Academic Press, 1999.
7. Rotenberg E., Freelon B.K., Koh H., Bostwick A., Rossnagel K., Schmid A., Kevan S.D. // *New J. Phys.* 2005. V. 7. № 1. P. 114.
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/7/1/114>
8. Abdelhameed A.H., Angloher G., Bauer P., Bento A., Bertoldo E., Canonica L., Fuchs D., Hauff D., et al. // *J. Low Temp. Phys.* 2020. V. 199. P. 407.
<https://doi.org/10.1007/s10909-020-02357-x>
9. Blundell S. *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford, NY: Oxford University Press Inc, 2001.
10. Mattheiss L.F. // *Phys. Rev.* 1965. V. 139. № 6A. P. A1893.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.139.A1893>
11. Булаевский Л.Н. // УФН. 1976. Т. 120. № 2. С. 259.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0120.197610c.0259>
12. Bouziane K., Mamor M., Meyer F. // *Appl. Phys. A*. 2005. V. 81. № 1. P. 209.
<https://doi.org/10.1007/s00339-004-2558-5>
13. Enss C. *Cryogenic Particle Detection*. Berlin—Heidelberg—NY: Springer, 2005.
14. Buchin E.Yu., Vaganova E.I., Naumov V.V., Paporkov V.A., Prokashnikov A.V. // *Tech. Phys. Lett.* 2009. V. 35. № 7. P. 589.
<https://doi.org/10.1134/S1063785009070025>
15. Nagakubo A., Lee H.T., Ogi H., Moruyama T., Ono T. // *Appl. Phys. Lett.* 2020. V. 116. P. 021901.
<https://doi.org/10.1063/1.5131768>
16. Pouloupoulos P., Grammatikopoulos S., Trachylis D., Bissas G., Dragatsikas I., Velgakis M.J., Politis C. // *J. Surf. Interfaces Mater.* 2015. V. 3. № 1. P. 52.
<https://doi.org/10.1166/jsim.2015.1077>
17. Miller A.M., Lemon M., Choffel M.A., Rich S.R., Harvel F., Johnson D.C. // *Z. Naturforsch. B*. 2022. V. 77. № 4—5. P. 313.
<https://doi.org/10.1515/znb-2022-0020>
18. Basaviah S., Pollak S. R. // *J. Appl. Phys.* 1968. V. 39. № 12. P. 5548.
<https://doi.org/10.1063/1.1656012>
19. Morcom W.R., Worrell W.L., Sell H. G., Kaplan H. I. // *Metall. Trans.* 1974. V. 5. P. 155.
<https://doi.org/10.1007/BF02642939>
20. Frank F.C., Kasper J.S. // *Acta Crystallogr.* 1959. V. 12. P. 483.
<https://doi.org/10.1107/S0365110X59001499>
21. Lassner E., Schubert W.-D. *Tungsten: Properties, Chemistry, Technology of the Element, Alloys, and Chemical Compounds*. New York: Kluwer Academic/Plenum Publishers, 1999.
22. Li W., Fenton J.C., Wang Y., McComb D. W., Warburton P.A. // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104. № 9. P. 093913.
<https://doi.org/10.1063/1.3013444>
23. Nix W.D., Clemens B.M. // *J. Mater. Res.* 1999. V. 14. № 8. P. 4367.
<https://doi.org/10.1557/JMR.1999.0468>
24. Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*. М.: Наука, 1984. 350 с.
25. Selyukov R.V., Amirov I.I., Naumov V.V. // *Russ. Microelectronics*. 2022. V. 51. № 6. P. 488.
<https://doi.org/10.1134/S1063739722700081>
26. Lita E., Rosenberg D., Nam S., Miller A.J., Balzar D., Kaatz L. M., Schwall R. E. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2005. V. 15. № 2. P. 3528.
<https://doi.org/10.1109/TASC.2005.849033>
27. Fuchs K. // *Math. Proc. Cambridge Phil. Soc.* 1938. V. 34. № 1. P. 100.
<https://doi.org/10.1017/S0305004100019952>
28. Абрикосов А.А. *Основы теории металлов*. М.: Наука, 1987. 520 с.
29. Boiko V.V., Gantmacher V.F., Gasparov V.A. // *Sov. Phys. JETP*. 1974. V. 38. № 3. P. 604.
30. Desai P.D., Chu T.K., James H.M., Ho C.Y. // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. 1984. V. 13. № 4. P. 1094.
<https://doi.org/10.1063/1.555723>
31. Lee J.-S., Cho J., You C.-Y. // *J. Vac. Sci. Technol. A*. 2016. V. 34. № 2. P. 021502.
<https://doi.org/10.1116/1.4936261>
32. Mayadas A.F., Shatzkes M. // *Phys. Rev.* 1970. V. 1. № 4. P. 1382.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.1.1382>

Structure and Magnetic Properties of Multilayer Nanosystems Based on Thin Films of Cobalt and Chromium-Group Metals Deposited by Magnetron Method

A. V. Prokaznikov^{1, *}, V. A. Paporkov^{2, **}, R. V. Selyukov¹, S. V. Vasilev¹, O. V. Savenko²

¹*NRC Kurchatov Institute, Valiev Institute of Physics and Technology RAS, Yaroslavl Branch, Yaroslavl, 150007 Russia*

²*Demidov Yaroslavl State University, Yaroslavl, 150003 Russia*

**e-mail: prokaznikov@mail.ru*

***e-mail: pva@uniyar.ac.ru*

In film nanostructures based on cobalt and buffer layers of chromium group metals formed by magnetron sputtering, features of the conductivity of buffer layers of various thicknesses and the magneto-optical response of cobalt films on tungsten were revealed. Analysis of electron microscopy data, X-ray phase analysis, and magneto-optical measurements indicates the specific structure and properties of tungsten films, the resistance of which depends on their thickness and is determined by the charge transfer between the crystallites. There is no magnetic anisotropy in nanostructures based on tungsten/cobalt layers.

Keywords: magnetron sputtering, thin films, cobalt, chromium, molybdenum, tungsten, magneto-optical Kerr effect, resistivity, X-ray reflectometry, X-ray diffraction.