

Влияние поверхностного окисления и интерфейсов на магнитные свойства системы $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$

© А.В. Кобяков,^{1,2} Г.С. Патрин,^{1,2} В.И. Юшков,^{1,2} Д.А. Иванов,^{1,2} В.А. Комаров,^{1,2} Р.Ю. Руденко¹

¹Сибирский федеральный университет,
660041 Красноярск, Россия

²Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Обособленное подразделение Федерального исследовательского центра Красноярский научный центр СО РАН,
660036 Красноярск, Россия
e-mail: naonauka@mail.ru

Поступило в Редакцию 11 июля 2025 г.

В окончательной редакции 7 августа 2025 г.

Принято к публикации 8 августа 2025 г.

Изучено магнитное поведение трехслойных образцов $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$, полученных магнетронным методом с переменной толщиной оксидной прослойки от 3 до 8 nm и постоянными толщинами магнитных слоев кобальта 10 nm. Проанализированы вклады в магнитное поведение от верхней окисленной поверхности кобальта (интерфейс $\text{Co}-\text{CoO}$), межслоевого взаимодействия слоев кобальта и эффектов из-за дефектов на интерфейсах $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$. Обнаружено отрицательное обменное смещение при низких температурах. Температура появления ступенчатой петли гистерезиса увеличивалась с ростом толщины оксидной прослойки.

Ключевые слова: интерфейс, ферромагнетик, оксидная прослойка, межслоевое взаимодействие, обменное смещение.

DOI: 10.61011/JTF.2026.02.62300.178-25

Введение

Трехслойные структуры типа ферромагнетик(FM)/немагнитный слой (NM)/ферромагнетик являются важными устройствами спинтроники. В качестве немагнитного слоя используются проводники, полупроводники, оксиды металлов и другие слои. Для технического применения подобные структуры имеют большие перспективы и уже используются в качестве датчиков магнитного считывания в жестких дисках и ячейках магнитной памяти, для магниторезистивной памяти с произвольным доступом (MRAM), для устройств гибкой электроники и в других приложениях [1–4]. Для фундаментального исследования в физике твердого тела, система также является интересной, в частности при изучении явлений, связанных с переносом заряда, спина и тепла через оксидный слой [5–7].

Структуры FM/NM/FM могут обладать уникальными свойствами. Например, изменение сопротивления в них может происходить за счет антипараллельного выравнивания намагниченностей в FM-слоях или вихревой конфигурации намагниченности свободного слоя [8]. Если изменение сопротивления сделать достаточно большим, а поле, необходимое для выравнивания намагниченности, сделать достаточно малым, то тогда структура становится очень чувствительным детектором магнитного поля. Антиферромагнитная (AFM) связь между FM-слоями также является предметом большого экспериментального и теоретического интереса. Во многих структурах возникает колебательный характер

связи FM-слоев в зависимости от толщины NM. В большинстве теоретических моделей периоды осцилляций определяются свойствами ферми-поверхности материала NM. Периоды осцилляций, измеренные на образцах, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, хорошо согласуются с предсказаниями этих теорий в системах: Cr/Fe [9], Mo/Fe [10], Cu/Co [11], Cu/Fe [12], Pd/Fe [13], Au/Fe [14], Al/Fe [14].

В целом, в структурах FM/NM/FM возможно наличие билинейного обменного взаимодействия в случае коллинеарного расположения намагниченностей в FM-слоях, биквадратичного обменного взаимодействия в случае неколлинеарного расположения намагниченностей в FM-слоях и/или наличия закрученных доменных структур [15]. С другой стороны, не совсем понятно, как образование сплавов на интерфейсах влияет на межслоевое взаимодействие. Механизм взаимодействия неясен из-за трудностей в описании очень сложных интерфейсов между слоями. Кроме того, сам интерфейс наравне с вкладом промежуточного слоя будет влиять на характер электрической проводимости. Кроме того, в тонких слоистых системах, которые имеют интерфейс AFM/FM или FM/AFM, может возникнуть эффект обменного смещения или смещение петли гистерезиса вдоль оси напряженности магнитного поля.

В работе [16] A.R. Fert с соавторами представили спин-поляризованный туннельный переход с пленочной структурой $\text{NiO}-\text{Co}-\text{AlO}_x-\text{Co}$. Команда сфокусировала свое внимание на анизотропии магнитных слоев, эффек-

те обменного смещения и связи между двумя магнитными электродами в зависимости от различных условий подготовки пленок NiO. В работе получен устойчивый результат, более 20 % TMR (туннельное магнитосопротивление) при комнатной температуре вдоль легкой оси. Позже [17] было показано, что спиновая поляризация в магнитных туннельных переходах Co-AlO_x-Co контролируется межфазной атомной структурой и возникающей химической связью, а межфазная адсорбция кислорода может быть основным фактором, приводящим к положительной спиновой поляризации в системе Co-AlO_x-Co. Таким образом, контроль окисления ферромагнитного слоя в туннельных переходах на основе оксида алюминия имеет первостепенное значение для достижения существенных значений спиновой поляризации туннельного тока.

Помимо сдвигов петель намагничивания [5] и более сложных форм петель намагничивания [18] для некоторых систем, наблюдается асимметричное поведение на восходящей и нисходящей ветвях петли гистерезиса [19–21]. Асимметрию петли гистерезиса можно связать с разными видами механизмов магнитного разворота нисходящих и восходящих ветвей. В общем, одна ветвь тогда относится к когерентному вращению, а другая часть относится к зарождению домена и движение доменной стенки [21–23]. В таких исследованиях происхождение асимметричных петель гистерезиса связывается с различными причинами, например, наличие анизотропии более высокого порядка [24]; необратимости вследствие эффекта тренировки [25]; неколлинеарности FM- и AFM-осей анизотропии [20]; неоднородности латерально структурированных образцов [26]; внутренними свойствами с коллинеарной анизотропией [27]. Также обнаружено, что асимметрия может зависеть от угла измерения, т.е. разворот может быть более симметричным, когда поле приложено вдоль трудной оси [22].

Следует отметить, ранее в многослойной структуре FM/NM/FM, представляющей собой диск, проанализировано влияние различных магнитных обменов и анизотропии на формирование и форму скирмионов [28]. В частности, обнаружено, что связь RKKY (взаимодействие Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды) может определять, могут ли генерироваться скирмионы. При этом связь не оказывает существенного влияния на размер скирмионов. Когда связь RKKY оказывается слаба, могут образовываться нерегулярные крестообразные доменные состояния.

Таким образом, многослойные структуры с интерфейсом FM/NM стали перспективными кандидатами в области спинтроники для широких исследований, где интерфейсы FM-слоев могут быть значительно модифицированы. В результате этого, для таких многослойных систем можно наблюдать очень интересные магнитные поведения. Мы исследуем магнитные свойства, в частности, обменное смещение и магнитное взаимодействие FM-слоев системы FM/NM/FM с переменной толщиной

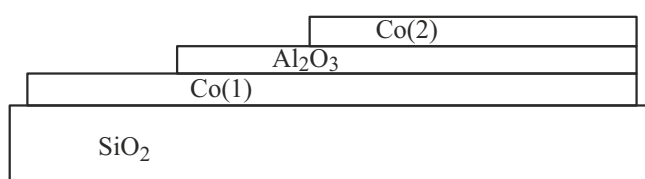
оксидной прослойки. В качестве ферромагнитного слоя выбран кобальт (Co). В качестве немагнитной прослойки оксид алюминия (Al₂O₃). Мы предположили наличие неупорядоченных спинов на границе раздела. Поэтому было решено сделать трехслойные ступенчатые образцы для исследования каждой ступени. Для объяснения магнитного поведения учитывается феноменологическая модель FM-ядро–AFM-оболочка [29].

1. Материалы и методика эксперимента

В настоящей работе были исследованы структуры Co/Al₂O₃/Co со слоем оксида алюминия — Al₂O₃ и магнитными слоями кобальта — Co. Пленки наносились на стеклянную подложку с помощью установки сверхвысокого вакуума магнетронного напыления компании „Omicron NanoTechnology“ (Германия) с турбомолекулярными насосами „Pfeiffer Vacuum“. Подложка помещается в лифт рабочей камеры через шлюзовую систему загрузки образцов. Позиция подложки в лифте относительно магнетрона задавалась ~ 20 см. Осаждение проводилось при базовом давлении 10^{–10} Торг в атмосфере аргона при давлении 3 мТорг (с системой контроля толщины пленки в процессе роста). Подложка предварительно очищалась ионно-плазменным травлением в рабочей камере, непосредственно перед процессом напыления в атмосфере аргона. Напыление всех слоев проводилось на вращающуюся подложку при ее температуре $T \approx 373$ К.

Напыление слоя оксида алюминия осуществлялось магнетроном, работающим на переменном токе, с использованием мишени Al₂O₃ (99.99 %). Напыление слоя кобальта осуществлялось магнетроном, работающим на постоянном токе, с использованием мишени Co (99.95 %). Все мишени произведены компанией „SCOTECH LIMITED“ UK.

Для исследования была получена серия образцов с переменной толщиной Al₂O₃ от 3 до 8 nm. Дополнительно, при тех же условиях был получен образец Al₂O₃/Co с толщиной Al₂O₃ 5 nm. Толщины всех слоев кобальта были постоянны — 10 nm. Скорости осаждения: Al₂O₃ — 0.55 nm/min, Co — 7.2 nm/min. Барьерный слой Al₂O₃ был выращен на слое кобальта с толщиной от 3 nm с низкой скоростью, что указывает на резкий интерфейс между Al₂O₃ и нижним слоем. Скорость осаждения материала регулировалась мощностью, подаваемой на магнетрон. Толщина пленки измерялась *in situ* с использованием калиброванного кварцевого кристалла-измерителя толщины. Для более детального исследования магнитных свойств, образцы были получены с помощью специально разработанной подвижной заставки для формирования ступенчатых пленок. Заставка работает *in situ*. Конфигурация образцов представлена на рис. 1. Точки, в которых были сделаны измерения, будем именовать: поверхность первого слоя кобальта —

Рис. 1. Конфигурация образцов Co/Al₂O₃/Co.

„Co(1)“, поверхность Al₂O₃ — „Al₂O₃“, точка на верхнем слое кобальта — „Co(2)“.

Морфология поверхности всех образцов, включая чистую поверхность стекла, исследовалась на атомно-силовом микроскопе VeecoMultiMode (разрешение 1 nm). Фазовый состав исследован методом рентгеновской дифракции (РФА) на приборе ДРОН-4-07. Анализ интенсивности рентгеновских дифракционных рефлексов выполнен с использованием кристаллографической базы данных ICDD PDF 4+.

Магнитные измерения проводились с использованием магнитооптического метода эффекта Керра (NanoMOKE-2) и на СКВИД-магнитометре (MPMS-XL). Несмотря на то что осаждение кобальта проводилось на вращающуюся подложку, в образцах с открытой поверхностью кобальта возникала небольшая магнитная анизотропия. Для более точного определения ориентации оси легкого намагничивания использован метод магнитооптического эффекта Керра: при комнатной температуре образец вращался от 0 до 3600 и снимались петли намагничивания через каждые 50. Затем из анализа петель определялась ориентация оси легкого намагничивания. Далее для всех измерений магнитное поле было направлено в плоскости образца вдоль легкой оси намагничивания.

В магнитооптическом методе измерения величина максимального используемого магнитного поля была 1.5 kOe, в случае СКВИД-магнитометрии 15 kOe. Интервал температур в обоих случаях был от 4.2 до 300 K. С помощью магнитооптического эффекта Керра были измерены характеристики петель намагничивания по методике, описанной в работе [30]. При измерении на СКВИД-магнитометре перед каждым измерением пленка сначала помещалась в демагнетизатор, а затем охлаждалась в нулевом магнитном поле (режим ZFC). В результате получены петли гистерезиса для всех образцов. СКВИД-магнитометром измерения проведены только для трехслойных частей образцов. Магнитооптическим методом измерения проведены на каждой ступени образца.

2. Результаты и обсуждение

На рис. 2, а представлены рентгенограммы образца с толщиной Al₂O₃, равной 8 nm. Дифракционные пики указывают на присутствие ГПУ ((100) и (101)) и ГЦК ((111) и (200)) фаз кобальта. Имеется пик для Al₂O₃.

Средние шероховатость Ra и диаметр гранул d на поверхностях (рис. 1)

Образец	Поверхность	Ra , nm	d , nm
Co/Al ₂ O ₃ (3 nm)/Co	Co(1)	0.27	18
	Al ₂ O ₃	0.29	30
	Co(2)	0.3	28
Co/Al ₂ O ₃ (5 nm)/Co	Co(1)	0.35	22
	Al ₂ O ₃	0.4	18
	Co(2)	0.3	27
Co/Al ₂ O ₃ (8 nm)/Co	Co(1)	0.3	18
	Al ₂ O ₃	0.45	16
	Co(2)	0.3	27

На рентгенограмме присутствуют шумы, которые можно отнести к наличию в малом количестве соединений кобальта с кислородом (CoO и Co₃O₄) и оксидом алюминия (CoAl₂O₃).

В таблице представлены результаты измерений параметров средней шероховатости Ra и диаметров гранул d на поверхностях образцов с помощью АСМ.

СЭМ-изображения для образцов Co/Al₂O₃(3 nm)/Co представлены на рисунках: поверхность Co(1) (рис. 2, b), поверхность Al₂O₃ (рис. 2, c), поверхность Co(2) (рис. 2, d). Шероховатости поверхностей верхнего слоя кобальта образцов Co/Al₂O₃/Co были порядка 0.3–0.4 nm. Это говорит о том, что слои сформированы с гладкой верхней поверхностью. Кроме того, следует отметить, что шероховатость поверхности слоя Al₂O₃ при возрастании его толщины возрастает от 0.29 до 0.45 nm. При этом размер гранул на поверхности слоя Al₂O₃ уменьшается с 30 до 16 nm. Такая же эволюция шероховатости поверхности слоя Al₂O₃ наблюдалась ранее при росте Al₂O₃ на подложках Si от начальной стадии роста до толщины слоя 23 nm с увеличением шероховатости от 0.25 до 0.4 nm [31]. А эволюция размеров гранул Al₂O₃, вероятно, связана с появлением новых центров зародышеобразования при росте пленки Al₂O₃, что приводит к образованию более мелких и многочисленных зерен. Кроме того, более тонкие пленки Al₂O₃ имеют больше взаимосвязанных пор, в то время как более толстые пленки, как правило, более плотные и с меньшим количеством пор [32]. Это сказывается на существенном уменьшении размеров гранул. Таким образом, при различных толщинах слоя Al₂O₃ интерфейс Al₂O₃/Co будет иметь различное влияние на поведение Co/Al₂O₃/Co в магнитном поле.

На рис. 3 представлены петли гистерезиса, измеренные на каждой поверхности ступеньки. Результаты для поверхности Co(1) представлены на рис. 3, а. Результаты для отдельной пленки Al₂O₃/Co представлены

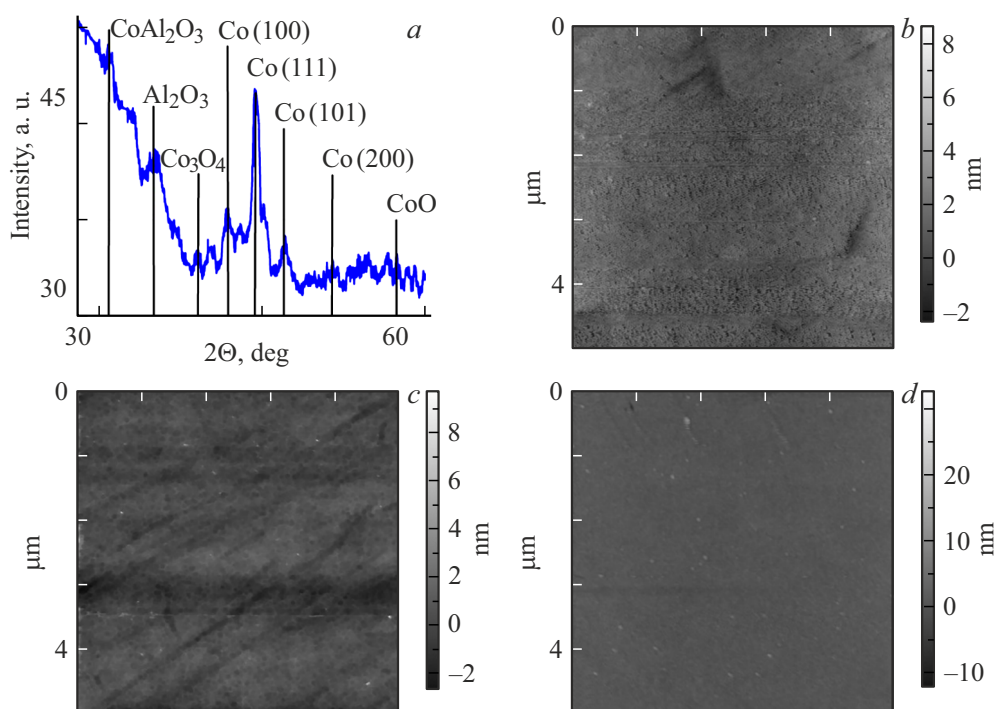


Рис. 2. Изображение картины XRD для образца $\text{Co}(10\text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3(8\text{ nm})/\text{Co}(10\text{ nm})$ (*a*), СЭМ-изображения для образцов $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3(3\text{ nm})/\text{Co}$: поверхность $\text{Co}(1)$ (*b*), поверхность Al_2O_3 (*c*), поверхность $\text{Co}(2)$ (*d*).

на рис. 3, *b*. Результаты для поверхности Al_2O_3 представлены на рис. 3, *c–e*. Результаты для поверхности $\text{Co}(2)$, полученные с помощью магнитооптического метода эффекта Керра, представлены на рис. 3, *f–h*, а для СКВИД магнитометрии результаты представлены на рис. 3, *i, j, k*. На рисунках изображены результаты для температур 4.2–300 К для образцов с толщинами прослойки Al_2O_3 — 3 (рис. 3, *c, f, i*), 5 (рис. 3, *d, g, j*), 8 нм (рис. 3, *e, h, k*).

Для одиночной пленки кобальта (поверхность $\text{Co}(1)$, рис. 3, *a*) возникают два эффекта: обменное смещение петли гистерезиса и изменение формы петли ниже 180 К, что очевидно связано с возникновением окислов кобальта на его поверхности, так как такое смещение не наблюдается на пленке кобальта, закрытой Al_2O_3 (рис. 3, *c–e*). Ранее эти эффекты рассматривались нами в работе [29]. Было показано, что фотоэлектронный спектр, полученный с поверхности кобальта, состоит из основных компонент, характерных для кобальта (доля равна 49.7% — $2p_{3/2}$) и компонента кислорода (доля равна 41.6%), а именно оксидов CoO и Co_3O_4 (антиферромагнетики с температурами Нееля в объемном состоянии $T_N \sim 290$ и 40 К соответственно). Здесь появление обменного смещения при охлаждении подтверждает образование антиферромагнитных оксидных частиц CoO , которые возникают при окислении поверхности кобальта.

Следует обратить внимание на смещение петли в положительную сторону при охлаждении в нулевом внешнем магнитном поле. Это не является типичным

для системы Co/CoO . Направление смещения петли связано со многими факторами, в частности с изменениями в электронных свойствах и структурной конфигурации материала на границе раздела между кобальтом и его окислами, такими как CoO , Co_3O_4 , дефектами и гранулами ФМ-ядро–АФМ-оболочка. Это обусловлено сложной интерфейсной связью между частицами Co и окислами, и зависит от интерфейсных спинов и поведения окислов. Положительное обменное смещение в кобальте с окисленной поверхностью может возникать только в определенных условиях. Например, оно наблюдалось при охлаждении в поле, при применении эффекта „тренировки“ образца и другими способами [5].

В работе [33] методами SQUID-магнитометрии в пленках Co/CoO обнаружено положительно обменное смещение при охлаждении в режиме ZFC в диапазоне температур 200–400 К с последующим уменьшением смещения петли. Кобальт представлял собой аморфный материал. Причиной появления необычного положительного смещения при комнатной температуре и ниже авторы называли то, что размеры различных кристаллов Co–CoO в пленке не одинаковы, поэтому температура блокировки кристаллов имеет распределение. В результате возникает конкуренция между магнитными моментами Co и магнитными моментами зерен CoO , сохраняющих АФМ-структуру. При этом АФМ-моменты могут находиться в состоянии с низкой энергией, и в состоянии с высокой энергией, в зависимости от направления внешнего магнитного поля. Учитывая, что кристаллы

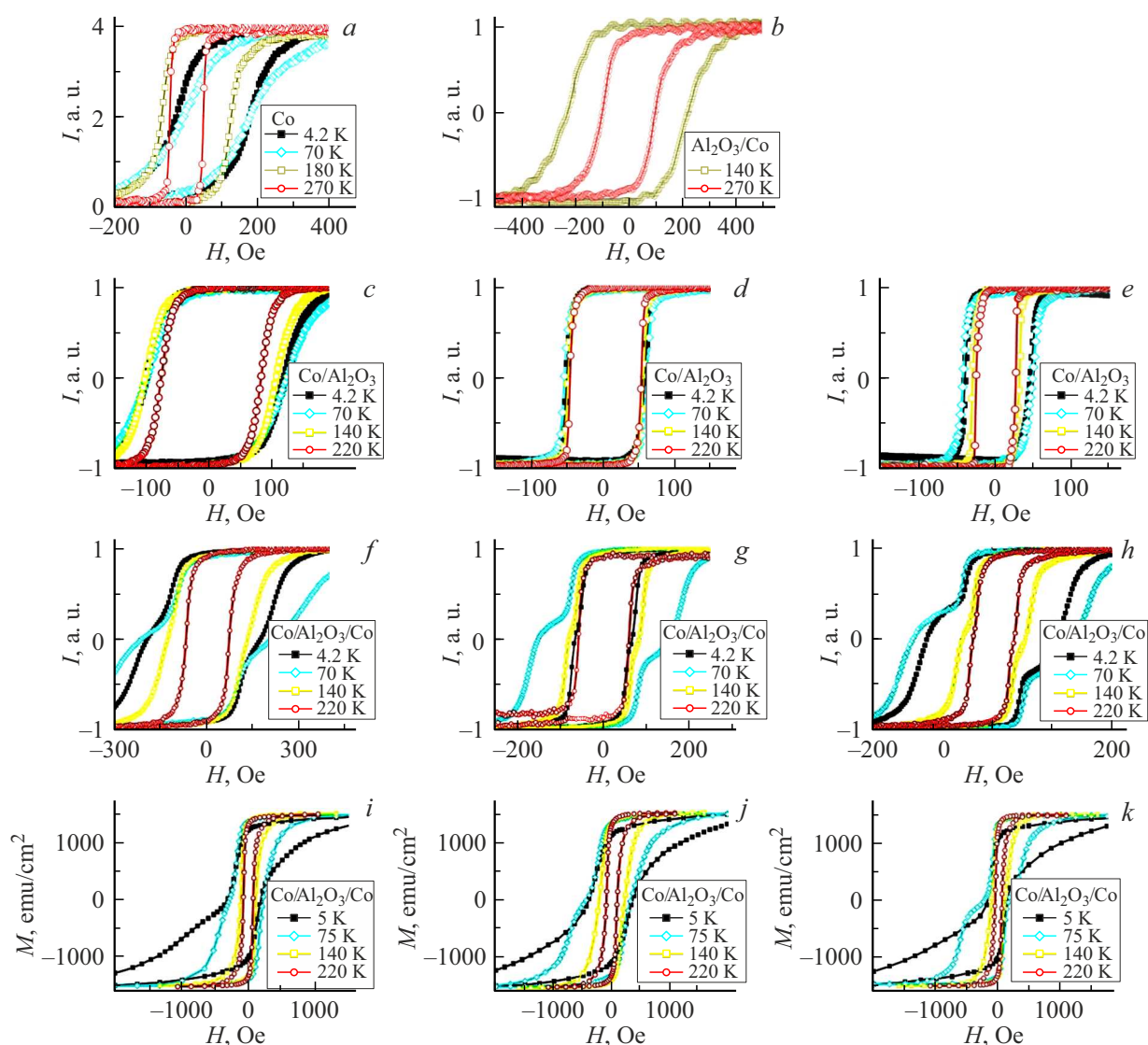


Рис. 3. Локальные петли намагничивания, полученные с помощью эффекта Керра для системы Co/Al₂O₃/Co с поверхностями (рис. 1): *a* — (Co(1)), *b* — (Al₂O₃/Co), *c–e* — (Al₂O₃), *f–h* — (Co(2)). Интегральные петли намагничивания, полученные с помощью СКВИД-магнитометрии трехслойной пленки Co/Al₂O₃/Co: (*i–k*). Толщины слоев Al₂O₃: 3 нм (*c,f,i*), 5 нм (*d,g,j*) и 8 нм (*e,h,k*). *I* — интенсивность МОКЕ-сигнала, *M* — намагниченность.

в пленке не одинаковые, эти факторы способствуют появлению положительного смещения.

Такую ситуацию довольно хорошо интерпретировал А.Н. Добрынин с соавторами [34]. В модели А.Н. Добрынина и соавторов предполагается, что T_N на границе раздела ФМ/АФМ меньше, чем в остальной части АФМ-слоя. Это вызывает подвижность интерфейсных АФМ-спинов вблизи T_N , фактически меняя знак интерфейсной обменной связи с положительного на отрицательный и, таким образом, индуцируя положительный эффект обменного смещения. Авторы статьи показывают, что положительный эффект обменного смещения определяется обменными взаимодействиями внутри слоя АФМ, конкурируя с обменом FM–АФМ. Таким образом, такая модель может применяться в случаях,

когда обменные взаимодействия достаточно слабы для того, чтобы зерна АФМ перемагничивались независимо от своих соседей, но достаточно сильны, чтобы влиять на процессы намагничивания, т. е. эквивалентны магнитному полю порядка измеренного поля смещения.

В работе [35] в наночастицах кобальта обнаружено положительное смещение петли в интервале температур 300 мК–80 К. Для этого изменение внешнего поля при измерении проводилось по процедуре $0 \rightarrow (+H)$, $0 \rightarrow (-H)$, $0 \rightarrow (+H) \dots$ В работе кобальт представлял собой поликристаллический магнитомягкий материал с пренебрежимо малой усредненной по объему магнитокристаллической анизотропией. Причиной появления положительного смещения авторы также считают конкуренцию обменной и магнитостатической энергий. Ав-

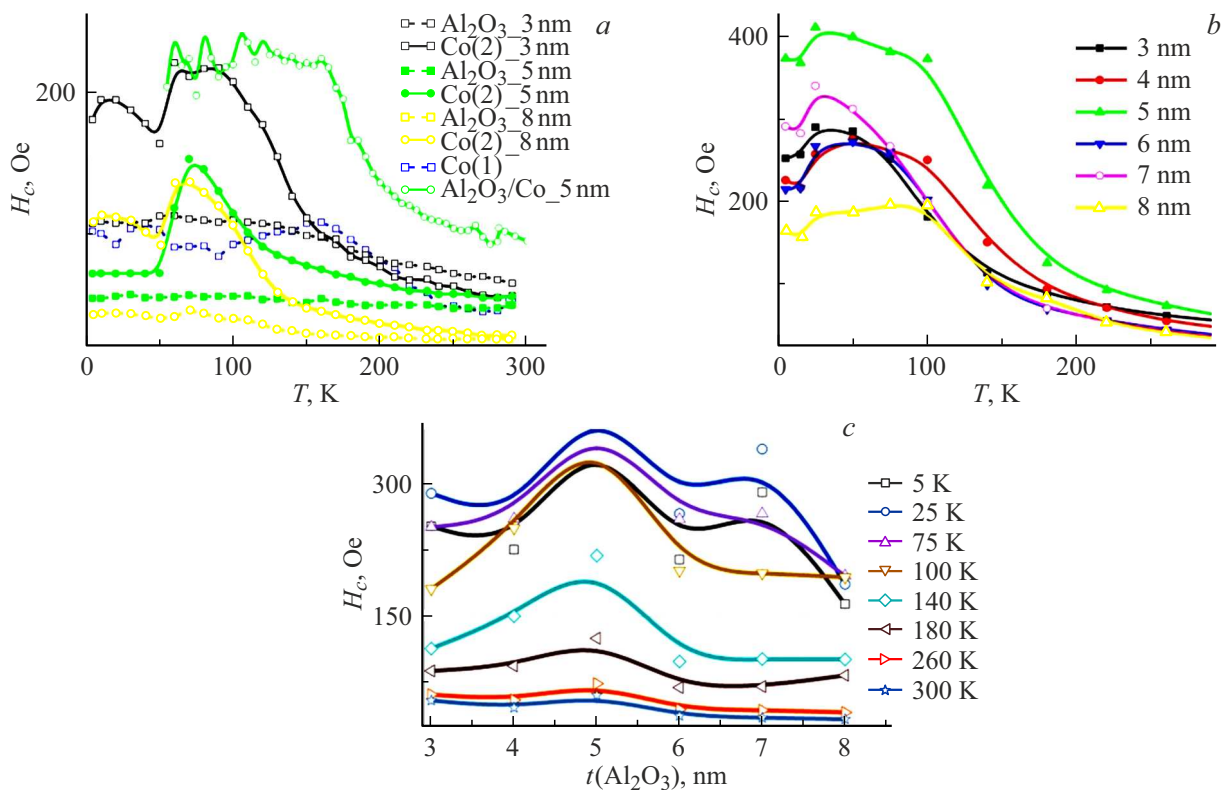


Рис. 4. Температурные зависимости коэрцитивной силы для системы $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$, полученные с поверхностей (рис. 1): $\text{Co}(1)$, Al_2O_3 , $\text{Co}(2)$ и $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ с помощью эффекта Керра (а), для трехслойной пленки $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$, полученные с помощью СКВИД-магнитометрии (b), и зависимость от толщины прослойки Al_2O_3 (c). Толщины слоев Al_2O_3 : 3, 5 и 8 nm.

торы показывают, что неоднородности намагниченности могут возникать на краях частицы из-за ее формы и шероховатости краев, а также из-за дефектов. Такие неоднородности ведут себя как центры зарождения перемagnetничивания и могут приводить к эффективной анизотропии более высокой степени. Перемagnetничивание при этом запускается процессом зародышеобразования с последующим распространением доменных стенок.

В нашем случае, присутствие (рис. 2, а), ГПУ фаз кобальта (с плоскостями в кристаллической решетке (100) и (101)), ГЦК фаз кобальта (с плоскостями в кристаллической решетке (111) и (200)), присутствие неоднородностей в виде оксидов CoO и Co_3O_4 , возникших в результате естественного окисления, а также изменение внешнего поля при измерении по процедуре $0 \rightarrow (+H)$, $0 \rightarrow (-H)$, $0 \rightarrow (+H) \dots$ приводит к появлению слабого положительного обменного смещения. Эффект также наблюдался нами ранее [29] у кобальта с толщинами 10–40 nm с уменьшением смещения при росте толщины кобальта. При этом при толщине кобальта менее 10 nm возникало отрицательное обменное смещение.

Для пленки кобальта, покрытой оксидом алюминия (поверхность Al_2O_3 , рис. 3, с–е — толщины Al_2O_3 : 3, 5, 8 nm), эффект обменного смещения не заметен. При малой толщине Al_2O_3 на рис. 3, с заметно уширение петли гистерезиса. Присутствует слабая температурная зави-

симость. При толщине 5 nm температурная зависимость пропадает, а при толщине 8 nm возникает небольшое уширение петли при понижении температуры. Это говорит о том, что оксид алюминия защищает слой кобальта от окисления, в результате чего полевые зависимости более прямоугольные.

Известно, что в XPS-спектре, помимо связей $\text{Al}-\text{O}$, было также подтверждено наличие остовой $2p$ -линии алюминия в свежесозданной пленке. Это позволяет предположить, что в процессе распыления в свежесозданных пленках Al_2O_3 образуется множество разорванных связей [36].

Al_2O_3 растет по типу Фольмера–Вебера [37]. Это предполагает, что пленки Al_2O_3 изначально растут островками. Таким образом, в островках $\text{Al}-\text{O}$ присутствует гораздо больше алюминия, чем в плоских областях. Не высокая температура ниже лежащего слоя кобальта способствует короткому расстоянию диффузии этих осажженных атомных островков на поверхности кобальта, что затрудняет их соединение для формирования слоя. Многочисленные дефекты возникают в сверхтонком слое после осаждения. Петля гистерезиса, снятая с поверхности Al_2O_3 , оказывается немного уширенная. С уменьшением температуры при измерении дефекты активируются (рис. 3, с). Далее более крупные островки растут и становятся связанными друг с другом. Средний

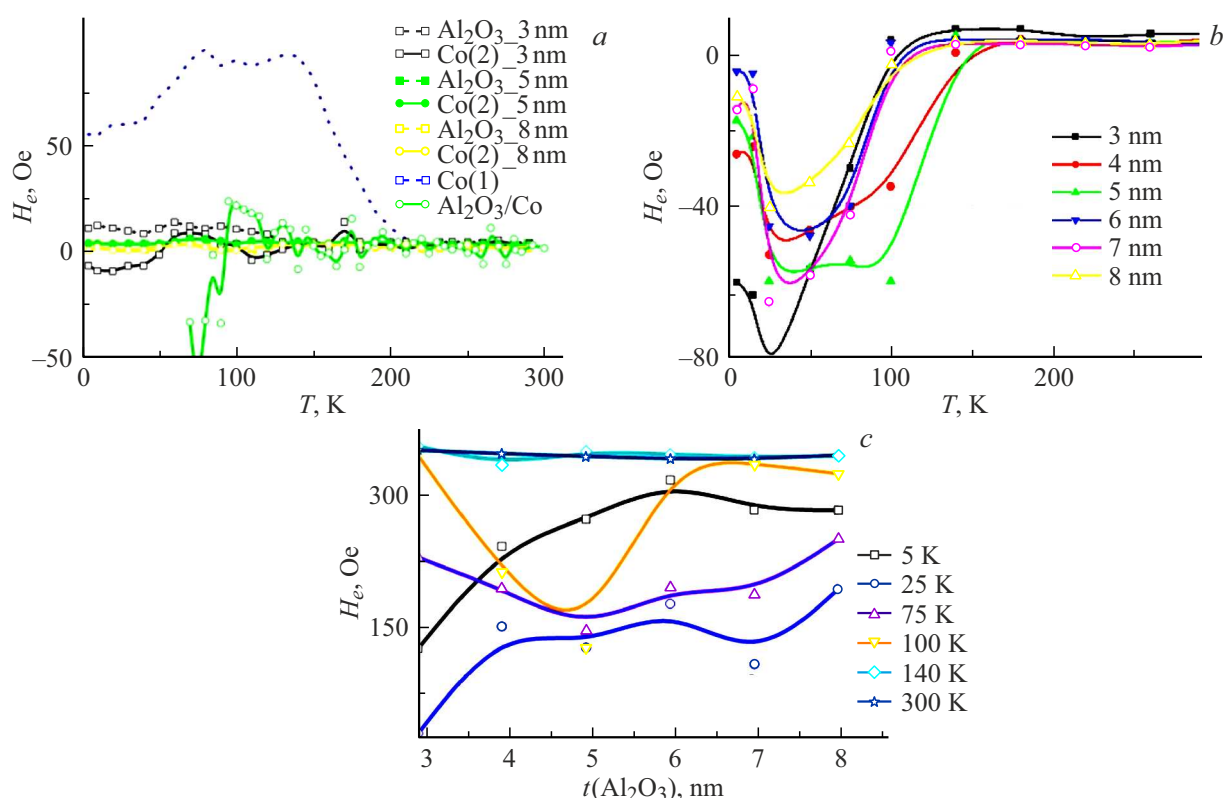


Рис. 5. Температурные зависимости поля обменного смещения для системы Co/Al₂O₃/Co, полученные с поверхностей (рис. 1): Co(1), Al₂O₃, Co(2) и Al₂O₃/Co с помощью эффекта Керра (*a*), для трехслойной пленки Co/Al₂O₃/Co, полученные с помощью СКВИД-магнитометрии (*b*), и зависимость от толщины прослойки Al₂O₃ (*c*). Толщины слоев Al₂O₃: 3, 5 и 8 nm.

диаметр гранул на поверхности уменьшается (см. таблицу). Эти связанные островки покрыты сверхтонкими частицами. Это означает, что характер роста распыленной пленки Al₂O₃ переходит из островного режима в режим послойного роста. Средняя шероховатость при этом увеличивается (см. таблицу). Однако определить конкретные механизмы формирования структуры является более сложной задачей, так как магнитооптическим методом эффекта Керра магнитные петли гистерезиса зарегистрированы с локальных участков пленки.

Далее необходимо упомянуть, что для измерений методом эффекта Керра используется гелий-неоновый лазер с длиной волны 6350 Å, который обычно проникает на глубину до 20–30 nm в пленку кобальта [38]. Поэтому для трехслойных образцов (Co/Al₂O₃/Co) петля гистерезиса может содержать объединенную петлю как нижнего, так и верхнего слоев Co (рис. 3, *f–h*). Петли, полученные с помощью СКВИД-магнитометрии, также имеют объединенную петлю гистерезиса (рис. 3, *i,j,k*).

Как и следовало ожидать, при комнатной температуре петли гистерезиса были прямоугольной формы. При понижении температуры прямоугольность пропадает и возникает „ступенчатость“. При температурах 25–50 K она имеет наиболее выраженный характер. Для образцов с толщиной прослойки 3 nm петля гистерезиса становилась „ступенчатой“ формы при понижении темпе-

ратуры ниже 50 K. При увеличении толщины прослойки до 8 nm эта температура возрастает до 140–220 K в зависимости от способа измерения (метод эффект Керра или СКВИД).

При измерении с помощью метода эффекта Керра в полях до 1.5 kOe петли гистерезиса симметричные (рис. 3, *f–h*). При измерении с помощью СКВИД-магнитометрии в полях до 15 kOe симметричность петли ниже 50 K пропадает (рис. 3, *i,j,k*). Так, ранее [39], уже было обнаружено появление ассиметричной петли в плоскости пленки Co/Co₃O₄ и перпендикулярно ей в полях выше 1 kOe при низких температурах. Это было объяснено имплантацией ионов кислорода в тонкие пленки Co, что приводит к сильной намагниченности вне плоскости верхней поверхности и эффектами тренировки. Поэтому возможной причиной ассиметричной петли в нашем случае, может являться неоднородное окисление поверхности и интерфейсов, и появление антиферромагнитных частиц CoO или Co₃O₄, создающих энергетические барьеры для доменных стенок.

Температурные измерения петель гистерезиса позволили получить зависимости коэрцитивной силы $H_c = (|H_1| + |H_2|)/2$ и поля обменного смещения $H_E = (H_1 - H_2)/2$ от температуры для всех толщин прослоек Al₂O₃. H_1 и H_2 соответствуют значениям магнитных полей, при которых величины намагничен-

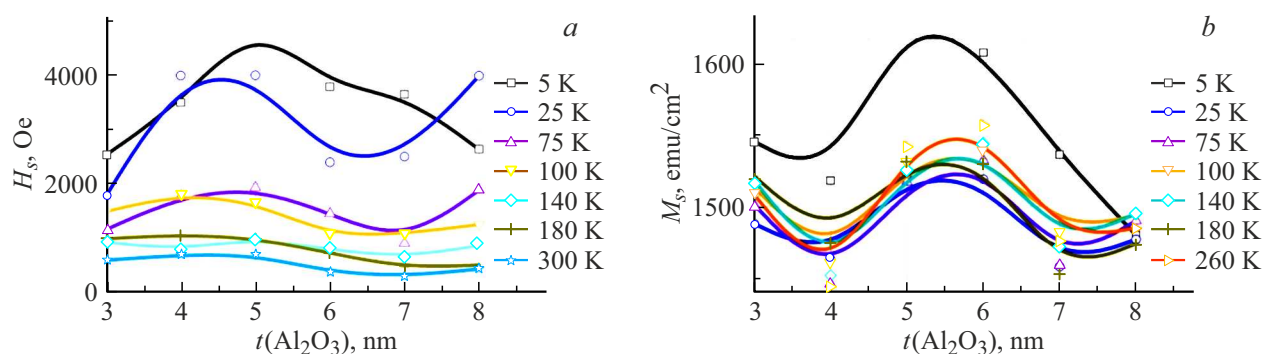


Рис. 6. Зависимость поля насыщения (а) и намагниченности насыщения (b) от толщины прослойки Al_2O_3 .

ностей меняют знак при уменьшении и увеличении напряженности магнитного поля соответственно.

На рис. 4, а представлены температурные зависимости коэрцитивной силы на каждой ступеньке образца, полученные с помощью эффекта Керра, для различных толщин прослоек Al_2O_3 (3, 5, 8 nm) и для отдельного образца $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$. На рис. 4, b представлены зависимости коэрцитивных сил от температуры для всех толщин слоя Al_2O_3 , полученные с помощью СКВИД-магнитометрии.

Результаты показывают, что увеличение коэрцитивных сил возникает для всех случаев ниже 250 K. Однако для трехслойного образца ($\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$) происходит гораздо более резкое увеличение H_c , которое становится в ~ 2 раза больше, чем для одиночного слоя кобальта при 4.2–100 K (линия на рис. 4, а для $\text{Co}(1)$). Этот факт указывает на дополнительный вклад в магнитное взаимодействие через прослойку Al_2O_3 . Кроме того, кобальт, осажденный на Al_2O_3 , обладает коэрцитивной силой (~ 80 Oe), заметно превосходящей коэрцитивную силу слоя Co закрытого Al_2O_3 (~ 30 Oe).

На рис. 4, c представлен график зависимости коэрцитивных сил от толщины прослойки. Зависимость показывает увеличение осцилляций коэрцитивных сил при уменьшении температуры.

На рис. 5, а представлены температурные зависимости поля обменного смещения на каждой ступеньке образца, полученные с помощью эффекта Керра, для различных толщин прослоек Al_2O_3 (3, 5, 8 nm) и для отдельного образца $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$. На рис. 5, b представлены температурные зависимости поля обменного смещения для всех толщин слоя Al_2O_3 , полученных с помощью СКВИД-магнитометрии.

Результаты, полученные с помощью эффекта Керра и методом СКВИД-магнитометрии, не одинаковы, что и следовало ожидать. Рассмотрим их подробнее.

В случае измерения с помощью эффекта Керра положительное обменное смещение 70–90 Oe наблюдается на одиночном слое кобальта, на поверхности $\text{Co}(1)$. Обменное смещение в пленке кобальта, закрытой Al_2O_3 , не обнаружено. Обменное смещение, измеренное для отдельной пленки $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ отрицательное. Небольшое

отрицательное обменное смещение до -10 Oe наблюдается для образца $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3(3 \text{ nm})/\text{Co}$, с минимумом вблизи 25–50 K (для поверхности $\text{Co}(2)$). Для остальных толщин слоя Al_2O_3 обменное смещение слабозамечное.

В случае измерения методом СКВИД-магнитометрии при температурах ниже 100–150 K возникает отрицательное обменное смещение с минимумом вблизи 25–50 K. При возрастании толщины прослойки Al_2O_3 обменное смещение увеличивается от -80 до -40 Oe в интервале температур 25–50 K. В связи с этим был построен график зависимости обменного смещения от толщины прослойки (рис. 5, c). Зависимость показывает увеличение осцилляций обменного смещения при температурах ниже 140 K.

Для образца $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3(5 \text{ nm})/\text{Co}$ следует отметить уширение минимума обменного смещения (рис. 5, b) в интервале 50–100 K. Известно, что эффективное время жизни неосновных носителей заряда является максимальным для пленки Al_2O_3 при толщине 5 nm [40]. Авторы это связывают с пассивацией слоя Al_2O_3 за счет снижения скорости интерфейсной рекомбинации и снижения плотности оборванных связей на интерфейсе подложка/ Al_2O_3 . Такой же механизм возможен в нашем случае. Это будет приводить к изменению обменного взаимодействия между магнитными слоями вблизи толщины Al_2O_3 5 nm.

Сравнение результатов, полученных методами СКВИД-магнитометрии и эффектом Керра указывает на конкурирующий характер механизмов, определяющих эффект обменного смещения, и на активационный механизм, ответственный за формирование магнитного состояния. Кроме того, результаты показывают наличие как FM-обмена между магнитными слоями посредством немагнитного промежуточного слоя при температурах, ближе к комнатной, так и AFM-обмена при низких температурах. При возрастании толщины прослойки обменное смещение стремится к нулю для всего интервала температур. При этом на рис. 5, c видно, что обменное смещение осциллирует с толщиной прослойки с шагом ~ 1 –2 nm в зависимости от температуры.

В случае использования эффекта Керра основной вклад в петлю гистерезиса должен давать ближайший

слой, т. е. верхний слой кобальта. Этот слой имеет окисление на поверхности (антиферромагнитные частицы), а значит на петле, снятой этим методом, должно возникать обменное смещение. Однако небольшое смещение для трехслойной пленки наблюдается только при минимальной толщине прослойки.

Метод эффекта Керра измеряет магнитные данные с поверхностного магнитного слоя, поскольку световой луч не проникает глубоко в объем образца (обычно не более 20–30 nm). Для появления обменного смещения толщина антиферромагнетика должна быть не менее 2–3 nm. К тому же, если окисление неравномерное или частичное в эффекте Керра сигнал усредняется по площади лазерного пятна. Однако этого не наблюдается на одиночном слое кобальта, где обменное смещение доходит до 80 Oe ниже 150 K. Поэтому описать исчезновение обменного смещения в трехслойной пленке (рис. 5, *a* — $\text{Co}(2)$), в которой суммарная толщина кобальта около 20 nm, только неравномерным, малым окислением или „локальными эффектами“ представляется затруднительным. Тем более, что при увеличении толщины прослойки, в случае измерения СКВИД-магнитометрией, продолжает наблюдаться отрицательное смещение. Следует напомнить, что от интерфейса $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3$ большого обменного смещения не зафиксировано, а для пленки $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3$ наблюдалось отрицательное смещение петли.

Известно, что методы: эффект Керра и СКВИД-магнитометрия, имеют разную чувствительность к объемным и поверхностным эффектам. Так, СКВИД-магнитометрия измеряет „суммарный магнитный момент“ всего образца, включая вклад от всех слоев и интерфейсов, и даже слабые эффекты, если они вносят вклад в общий магнитный момент. Например, в нашем случае, может возникать косвенное обменное взаимодействие между слоями кобальта через дефекты (шероховатости) в барьере или туннелирование спинов через Al_2O_3 . Или, с другой стороны, если один из слоев кобальта имеет частично окисленные границы, это может привести к обменному смещению из-за взаимодействия ферромагнетика (Co) с антиферромагнетиком (CoO).

В работе [41] была предложена модель некомпенсированных спинов в качестве расширения модели Мейклджона и Бина с количественным учетом полей обменного смещения на основе экспериментально определенного количества закрепленных моментов и их размеров. В работе [42] было показано, что при определенных размерах гранул обменное смещение системы $\text{Co}/\text{CoO}-\text{Al}_2\text{O}_3$ близится к 0 Oe, в отличие от $\text{Co}/\text{CoO}-\text{MgO}$ и Co/CoO [42]. Кроме того, СКВИД, работая в более высоких магнитных полях, позволяет наблюдать переходы между различными магнитными состояниями, которые могут не проявляться при меньших полях, используемых в МОКЕ. А магнитооптический метод (МОКЕ), будучи поверхностным методом, может „усреднять“ эффекты, возникающие из-за неоднородностей и локальных изменений в магнитной

структуре, приводящих к более симметричной петле. Поэтому можно предположить, что в случае измерения с помощью эффекта Керра мы получаем некоторую „скомпенсированную“ петлю гистерезиса.

В таком случае, в магнитное поведение трехслойной пленки вносят вклады верхний интерфейс $\text{Co}-\text{CoO}$, межслоевое взаимодействие слоев кобальта и эффекты из-за дефектов на интерфейсе $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$. Сила и знак взаимодействия (ферромагнитный или антиферромагнитный) зависят от толщины барьера. Увеличение толщины барьера (Al_2O_3) от 3 до 8 nm будет определять, насколько слою кобальта магнитно связаны между собой.

Так, при тонком барьере Al_2O_3 (около 3–4 nm) возникает сильное межслойное взаимодействие. При этом возможно туннелирование спинов или обменное взаимодействие между слоями кобальта (с не идеальным, шероховатым барьером). Верхний слой $\text{Co}-\text{CoO}$ закрепляет нижний слой Co через Al_2O_3 . СКВИД-магнитометрия покажет обменное смещение (до 10–100 Oe), так как оба слоя Co связаны, а CoO усиливает эффект. При этом при низких температурах петля гистерезиса асимметрична. С помощью эффекта Керра будет фиксироваться скомпенсированная петля гистерезиса.

При средней толщине барьера Al_2O_3 (5–6 nm) обменное взаимодействие между слоями кобальта уменьшается. Вклад CoO остается, но уменьшается с ростом толщины Al_2O_3 . Увеличивается шероховатость поверхности Al_2O_3 , возникают дефекты на интерфейсе, т. е. образуются гранулы — ферромагнитное ядро Co с естественно окисленной оболочкой CoO [29]. Гранулы создают дополнительный вклад в обменное смещение. Однако наблюдаются осцилляции из-за РККУ-подобного взаимодействия (рис. 4, *c* и 5, *c*). С помощью эффекта Керра будет фиксироваться частично „скомпенсированная“ петля гистерезиса. Если верхний слой $\text{Co}-\text{CoO}$ неоднороден, смещение может исчезнуть из-за усреднения сигнала.

В случае толстого барьера (7–8 nm) возникает „развязывание“ слоев. Теперь слою кобальта практически магнитно изолированы. В эффекте Керра теперь вырастает вклад от верхнего слоя $\text{Co}-\text{CoO}$ и интерфейса $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$. Появляется слабое смещение (1–10 Oe) при более высоких температурах (220 K, рис. 3, *h*). В случае СКВИД-магнитометрии нижний слой кобальта дает симметричную петлю и сохраняется небольшое отрицательное обменное смещение от интерфейса $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$.

Следует отметить, что поведение магнитных свойств в образце $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3(3\text{ nm})/\text{Co}$ подобно синтетическому антиферромагнетизму (SAF) [43]. Низкая коэрцитивная сила ($H_c = 10-50$ Oe (рис. 4, *b*)). Линейный участок при малых полях (намагниченность почти не растет до критического поля (рис. 3, *i*)). На рис. 3, *i* при 5 K часть петли почти линейная, с резким переходом в насыщение. На рис. 3, *f* при 4.2–100 K видны резкие переключения (скачки) — признак согласованного поведения доменов. В этом случае сильное антиферромагнитное взаимодействие через туннельный обмен выравнивает

спины в соседних слоях кобальта в противоположных направлениях.

На рис. 6 представлены зависимости поля насыщения (рис. 6, *a*) и намагниченности насыщения M_s (рис. 6, *b*).

На рис. 6, *a* видно, что поле насыщения зависит от толщины слоя Al_2O_3 . H_s осциллирует с увеличением толщины Al_2O_3 , что более выражено при уменьшении температуры ниже 100 К. На рис. 6, *b* видно, что намагниченность насыщения также осциллирует с увеличением толщины слоя Al_2O_3 во всем диапазоне температур.

Оценить обменное взаимодействие при косвенной обменной связи 3d-слоев является затруднительным. Из данных эксперимента нет возможности выделить все вклады. Кроме того, существует возможность существования различных видов обменного взаимодействия между магнитными моментами: связь типа „апельсиновая корка“ (нелевская связь), непрямая обменная связь (обменная связь электронами проводимости), антикоррелированная диполь-дипольная связь и магнитостатическая связь [44,45].

Заключение

В работе методами СВИД-магнитометрии и магнитооптическим эффектом Керра анализируется магнитное поведение трехслойных образцов $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$. Вклады в магнитное поведение возникают от нескольких факторов. Во-первых, положительное обменное смещение возникает из-за верхней окисленной поверхности кобальта (интерфейс $\text{Co}-\text{CoO}$). Во-вторых, межслойное взаимодействие слоев кобальта приводит к появлению дополнительной анизотропии. В-третьих, интерфейсы $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ и $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3$ и дефекты на них приводят к появлению как минимум двух эффектов. Появление отрицательного обменного смещения от интерфейса $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$, на котором возникают гранулы — ферромагнитное ядро Co с естественно окисленной оболочкой CoO . Температурная независимость нижнего слоя кобальта в зависимости от толщины Al_2O_3 . Осцилляции обменного взаимодействия между магнитными слоями при росте интерфейса $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3$. Сила и знак взаимодействия (ферромагнитный или антиферромагнитный) зависят от толщины барьера, и изменяются в низких температурах.

При толщинах Al_2O_3 3–4 нм присутствует: сильное обменное взаимодействие из-за связи слоев кобальта, вклад от интерфейса CoO и слабый вклад от интерфейса $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$.

При толщинах Al_2O_3 5–6 нм: уменьшение межслойного взаимодействия и увеличение вклада от интерфейса $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ в связи с ростом толщины интерфейса.

При толщинах Al_2O_3 7–8 нм: косвенное обменное взаимодействие становится минимальным, преобладают вклады от интерфейса $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$, поверхности CoO и „развязанных“ слоев кобальта.

Результаты могут представлять интерес при производстве многослойных структур, предназначенных для

хранения информации, сенсорных датчиках и других устройств.

Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках государственного задания ФГАОУ ВО Сибирский федеральный университет (номер FSRZ-2023-0008).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D. Mazumdar, W. Shen, X. Liu, B.D. Schrag, M. Carter, G. Xiao. *J. Appl. Phys.*, **103**, 113911 (2008). DOI: 10.1063/1.2939265
- [2] R. Perricone, I. Ahmed, Z. Liang, M.G. Mankalale, X.S. Hu, C.H. Kim, M. Niemier, S.S. Sapatnekar, J.P. Wang. *Conf. Exhibition (DATE)*, 972 (2017). DOI: 10.5555/3130379.3130612
- [3] N. Locatelli, V. Cros, J. Grollier. *Nat. Mater.*, **13**, 11 (2014). DOI: 10.1038/nmat3823
- [4] J. Huang, W. Chen. *Science*, **25**, 105041 (2022). DOI: 10.1016/j.isci.2022.105041
- [5] J. Nogués, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Surinach, J.S. Munoz, M.D. Baró. *Phys. Rep.*, **422**, 65 (2005). DOI: 10.1016/j.physrep.2005.08.004
- [6] U. Martens, T. Huebner, H. Ulrichs, O. Reimer, T. Kuschel et al. *Commun Phys.*, **1**, 65 (2018). <https://doi.org/10.1038/s42005-018-0063-y>
- [7] А.В. Кухарев, А.Л. Данилюк, В.Е. Борисенко. *ЖТФ*, **80** (9), 80 (2010). [A.V. Kukharev, A.L. Danilyuk, V.E. Borisenko. *Tech. Phys.*, **55** (9), 1311 (2010). DOI: 10.1134/S1063784210090136]
- [8] И.Ю. Пашенькин, Е.В. Скороходов, М.В. Сапожников, А.А. Фраерман, Г.А. Кичин, К.А. Звездин. *ЖТФ*, **93** (11), 1616 (2023). DOI: 10.61011/JTF.2023.11.56493.171-23 [I.Yu. Pashenkin, E.V. Skorokhodov, M.V. Sapozhnikov, A.A. Fraerman, G.A. Kichin, K.A. Zvezdin. *Tech. Phys.*, **68** (11), 1501 (2023). DOI: 10.61011/TP.2023.11.57501.171-23]
- [9] J. Unguris, R.J. Celotta, D.T. Pierce. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 140 (1991). DOI: 10.1103/PhysRevLett.67.140
- [10] Z.Q. Qiu, J. Pearson, A. Berger, S.D. Bader. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1398 (1992). DOI: 10.1103/PhysRevLett.68.1398
- [11] M.T. Johnson S.T. Purcell, N.W.E. McGee, R. Coehoorn, J. van de Stegge, W. Hoving. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 2688 (1992). DOI: 10.1103/PhysRevLett.68.2688
- [12] W.R. Bennett, W. Schwarzacher, W. Egelhoff. *J. Appl. Phys.*, **70**, 5881 (1991). DOI: 10.1063/1.350093
- [13] Z. Celinski, B. Heinrich. *J. Mag. Mag. Mater.*, **99**, L25 (1991). DOI: 10.1016/0304-8853(91)90043-A
- [14] A. Fuss, S. Demokritov, P. Grunberg, W. Zinn. *J. Mag. Mag. Mater.*, **103**, L221 (1992). DOI: 10.1016/0304-8853(92)90192-Q
- [15] Г.С. Патрин, Я.А. Вахитова, Я.Г. Шиян, А.В. Кобяков, В.И. Юшков. *Письма в ЖТФ*, **51** (4), 46 (2025). <https://doi.org/10.61011/PJTF.2025.04.59844.20134>

- [16] B. Diouf, L. Gabillet, A.R. Fert, D. Hrabovsky, V. Prochazka, E. Snoeck, J.F. Bobo J. Mag. Mag. Mater., **265**, 204 (2003). DOI: 10.1016/S0304-8853(03)00267-1
- [17] K.D. Belashchenko, E.Y. Tsybal, I. Oleynik, M. van Schilfgaarde. Phys. Rev. B, **71**, 224422 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevB.71.224422
- [18] A.M. Харламова, A.B. Макаров, A.B. Свалов, E.E. Шалыгина. ФТТ, **63**, 10 (2021). DOI: 10.21883/FTT.2021.10.51402.136 [A.M. Kharlamova, A.V. Makarov, A.V. Svalov, E.E. Shalygina. Phys. Solid State, **63**, 1662 (2021). DOI: 10.1134/S1063783421100140]
- [19] A.V. Svalov, O.A. Adanakova, A.N. Gorkovenko, V.N. Lepalovskij, E.A. Stepanova, N.V. Selezneva, V.O. Vas'kovskiy. J. Magn. Magn. Mater., **507**, 166839 (2020). DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.166839
- [20] Y. Liu, S.-G. Wang, Y. Li, N. Li, Sh. Liu, N. Chen, M.-Hua Li, G.-Hua Yu. Phys. Rev. B, **84**, 104436 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.84.104436
- [21] M. Gierlings, M.J. Prandolini, H. Fritzsche, M. Gruyters, D. Riegel. Phys. Rev. B, **65**, 092407 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.65.092407
- [22] O.V. Koplak, V.S. Gornakov, Y.P. Kabanov, E.I. Kunitsyna, I.V. Shashkov. JETP Lett., **109**, 722 (2019). DOI: 10.1134/S0021364019110092
- [23] N. Chowdhury, W. Kleemann, O. Petravic S. Bedanta. Phys. Rev. B, **98**, 134440 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.98.134440
- [24] J. McCord, R. Schäfer, R. Mattheis, K.-U. Barholz. J. Appl. Phys., **93**, 5491 (2003). DOI: 10.1063/1.1562732
- [25] S. Brems, D. Buntinx, K. Temst, C. Van Haesendonck, F. Radu, H. Zabel. Phys. Rev. Lett., **95**, 157202 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.157202
- [26] K. Theis-Bröhl, T. Schmitte, V. Leiner, H. Zabel, K. Rott, H. Brückl, J. McCord. Phys. Rev. B, **67**, 184415 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevB.67.184415
- [27] T.A. Таев, К.Ш. Хизриев, А.К. Муртазев. ФТТ, **62** (6), 846 (2020). DOI: 10.21883/FTT.2020.06.49335.29M [T.A. Taaev, K.S. Khizriev, A.K. Murtazaev. Phys. Solid State, **62** (6), 954 (2020). DOI: 10.1134/S106378342006030X]
- [28] M. Xu, J. Zhang, D. Meng, R. Li. J. Phys. D: Appl. Phys., **54**, 305301 (2021). DOI: 10.1088/1361-6463/abfad7
- [29] A.V. Kobaykov, G.S. Patrin, V.I. Yushkov, N.N. Kosyrev, V.A. Komarov, Y.V. Tomashevich, R.Yu. Rudenko. J. Vac. Sci. Technol. A, **42**, 053413 (2024). DOI: 10.1116/6.0003772
- [30] Н.Н. Косырев, В.Ю. Яковчук, Г.С. Патрин, В.А. Комаров, Е.Н. Волченко, И.А. Тарасов. Письма в ЖТФ, **47**, 3 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.03.50566.18429 [N.N. Kosyrev, V.Yu. Yakovchuk, G.S. Patrin, V.A. Komarov, E.N. Volchenko, I.A. Tarasov. Tech. Phys. Lett., **47**, 107 (2021). DOI: 10.1134/S1063785021020097]
- [31] E.O. Filatova, L. Peverini, E. Ziegler, I.V. Kozhevnikov, P. Jonnard, J.-M. André. J. Phys.: Condens. Matter, **22**, 345003 (2010). DOI: 10.1088/0953-8984/22/34/345003
- [32] Zh. Chai, J. Li, X. Lu, D. He. RSC Adv., **4**, 39365 (2014). DOI: 10.1039/C4RA04565C
- [33] F. Tian, J. Guo, Q. Zhao, K. Li, K. Cao, Zh. Dai, K. Chang, X. Ke, M. Fang, Y. Zhang, Ch. Zhou, S. Yang. Mater. Lett., **293**, 129631 (2021). DOI: 10.1016/j.matlet.2021.129631
- [34] A.N. Dobrynin, P. Warin, A. Vorobiev, D. Givord, J. Magn. Magn. Mater., 166707 (2020). DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.166707
- [35] M.J. Martínez-Pérez, B. Müller, D. Schwebius, D. Korinski, R. Kleiner, J. Sesé, D. Koelle. Supercond. Sci. Technol., **30**, 024003 (2017). DOI: 10.1088/0953-2048/30/2/024003
- [36] J. García-Serrano, A.G. Galindo, U. Pal. Sol. Energy Mater. Sol. Cells, **82**, 291 (2004). DOI: 10.1016/j.solmat.2004.01.026
- [37] X. Tang, Z. Li, H. Liao, J. Zhang. Coatings, **9** (5), 341 (2019). DOI: 10.3390/coatings9050341
- [38] K. Sarathlal, D. Kumar, V. Ganesan, A. Gupta. Appl. Surf. Sci., **258**, 4116 (2012). DOI: 10.1063/1.4739271
- [39] M. Wortmann, T. Samanta, M. Gaerner, M. Westphal, J. Fiedler, I. Ennen, A. Hütten, T. Blachowicz, L. Caron, A. Ehrmann. APL Mater., **11**, 121118 (2023). DOI: 10.1063/5.0183566
- [40] M. Salem, I. Massoudi, A.M. Almessiere, A.L. Al-Otaibi, N.M. Alghamdi, M. Gaidi, M.A. El Khakani, K. Khirouni. J. Mater. Sci.: Mater. Electron, **28**, 15768 (2017). DOI: 10.1007/s10854-017-7470-9
- [41] Ch. Ge, X. Wan, E. Pellegrin, Z. Hu, S.M. Valvidares, A. Barla, W.-I. Liang, Y.-H. Chu, W. Zou, Y. Du, Nanoscale, **5**, 10236 (2013). DOI: 10.1039/c3nr02013d
- [42] H. Ohldag, A. Scholl, F. Nolting, E. Arenholz, S. Maat, A.T. Young, M. Carey, J. Stöhr. Phys. Rev. Lett., **91**, 017203 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.017203
- [43] R.A. Duine, K.-J. Lee, Stuart S.P. Parkin, M.D. Stiles. Nature Physics, **14**, 217 (2018). DOI: 10.1038/s41567-018-0050-y
- [44] T. Warnatz. *Magnetic properties of epitaxial metal/oxide heterostructures*, Ph.D. thesis (Uppsala University, 2021)
- [45] J.J. de Vries. *Interlayer exchange coupling in magnetic multilayers: a systematic experimental study* (Applied Physics and Science Education, Technische Universiteit Eindhoven, 1996), DOI: 10.6100/IR470784