

ПРОДОЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ НАНОСТРУКТУР Ta/FeMn/Ta, Ta/Dy/Ta и Ta/CoFe/Ta, ОБУСЛОВЛЕННОЕ СПИНОВЫМ ЭФФЕКТОМ ХОЛЛА

© 2025 г. Р. С. Заворницын^{1,2,*}, Л. И. Наумова^{1,2}, М. А. Миляев^{1,2},
И. К. Максимова¹, В. В. Проглядо¹, В. В. Устинов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук», Екатеринбург, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», Институт естественных наук и математики, Екатеринбург, Россия

*E-mail: zavornitsyn@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 15.11.2024 г.

После доработки 14.12.2024 г.

Принята к публикации 30.12.2024 г.

Для наноструктур Ta/Fe₅₀Mn₅₀/Ta, Ta/Dy/Ta и Ta/Co₉₀Fe₁₀/Ta, приготовленных методом магнетронного напыления, обнаружено положительное продольное магнитосопротивление, обусловленное спиновым эффектом Холла. Различия в величине магнитосопротивления и форме магниторезистивных кривых, полученных для наноструктур со слоями металлов с различными типами магнитного упорядочения, интерпретируется в предположении разной величины чисто спинового тока, инжектированного в слой магнетика.

Ключевые слова: магнитосопротивление, спиновый эффект Холла, спиновый ток, спиновая аккумуляция, β -тантал

DOI: 10.31857/S0367676525040024, EDN: GSTVRQ

ВВЕДЕНИЕ

Использование спиновой аккумуляции и спиновых токов для управления магнитным состоянием наноструктур путем передачи спинового момента в подсистему магнитоупорядоченного слоя (SOT – Spin-Orbit Torque) открывает перспективу создания устройств микроэлектроники, обладающих низким энергопотреблением [1–4]. Одним из механизмов создания неравновесной спиновой плотности и генерации спинового тока является спиновый эффект Холла (SHE – spin Hall effect) [5], который наиболее заметно проявляется в немагнитных металлах (НМ) с сильным спин-орбитальным взаимодействием (Pt, Ta, W). Электрический ток, протекающий в таком металле, приводит к появлению поперечного чисто спинового тока. При обратном эффекте (ISHE – inverse spin Hall effect) спиновый ток вызывает возникновение поперечного зарядового тока [6–8]. Исследование явлений чисто спиновой, квантовой природы: спинового эффекта Холла, а также SOT-эффекта, представляет собой сложную экспериментальную задачу из-за слабости регистрируемых магнитных и электрических сигналов.

В работе [9] М.И. Дьяконовым теоретически показано, что в пленках металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием существование неравновесной спиновой плотности можно обнаружить с помощью гальваномагнитных экспериментов. Электрический ток приводит к аккумуляции спиновой плотности вблизи границ пленки и, соответственно, спиновой диффузии от границ в глубину пленки. Этот спиновый ток за счет ISHE вызывает появление зарядового, направленного также, как и исходный электрический ток. При приложении внешнего магнитного поля спиновая аккумуляция у границ пленки подавляется и сопротивление образца возрастает. Этот вид продольного положительного магнитосопротивления был назван магнитосопротивлением Ханле (HMR – Hanle magnetoresistance), по аналогии с эффектом магнитооптики, и обнаружен экспериментально [10–12].

Другой тип магнитосопротивления (SMR – spin Hall magnetoresistance), обусловленный спиновым эффектом Холла, наблюдается в наноструктурах, которые содержат соседствующие слои ферромагнитного металла (ФМ) и немагнитного металла с сильным спин-орбитальным

взаимодействием. SMR проявляет себя в виде резкого изменения электросопротивления в области малых полей при перемагничивании ферромагнитного слоя и связан с процессами поглощения/отражения спинового тока на интерфейсе ФМ/НМ [13, 14]. Величина поглощенного или отраженного ферромагнитным слоем спинового тока зависит от взаимной ориентации магнитного момента ($\vec{M}$) ферромагнетика и вектора поляризации ($\vec{S}$) спинового тока, генерируемого в немагнитном слое. При ортогональной конфигурации ($\vec{M} \perp \vec{S}$) происходит поглощение спинового тока, а электросопротивление наноструктуры $R_{\perp}$ соответствует высокоомному состоянию. При коллинеарной конфигурации ($\vec{M} \parallel \vec{S}$) на интерфейсе ФМ/НМ происходит отражение спинового тока. В этом случае отраженный спиновый ток за счет ISHE приводит к уменьшению электросопротивления наноструктуры ($R_{\parallel}$). Таким образом, $R_{\perp} > R_{\parallel}$ [15].

Основными характеристиками материалов, в которых наблюдается SHE, являются спиновый угол Холла (Θ_{SH}), описывающий величину конверсии между зарядовым и спиновым током, а также длина спиновой диффузии, характеризующая расстояние, на котором затухает спиновый ток. В тонких пленках Ta обычно имеются две структурные аллотропные модификации: α -Ta, с объемно-центрированной кубической структурой, и β -Ta, обладающий тетрагональной кристаллической решеткой и большим удельным электросопротивлением. Из-за сравнительно большой величины Θ_{SH} β -Ta представляет интерес для синтеза наноструктур, магнитное состояние которых можно изменять при помощи электрического тока.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование гальваномагнитных свойств тонких пленок β -тантала, а также наноструктур, содержащих слои β -тантала и материалы с разными типами магнитного упорядочения. Различие в величине магнитосопротивления и форме магниторезистивных кривых, полученных для различных образцов, интерпретируется в предположении разной величины чисто спинового тока, инжектированного в слой магнетика.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Пленки β -Ta с толщинами $t_{Ta} = 4\text{--}57$ нм, наноструктуры Ta(4нм)/Fe₅₀Mn₅₀(2нм)/Ta(4нм), Ta(4нм)/Dy(t_{Dy})/Ta(4нм), где $t_{Dy} = 2, 10, 30$ нм, и Ta(4нм)/Co₉₀Fe₁₀(2нм)/Ta(4нм), изготовлены методом магнетронного напыления на подложках из стекла. Напыление проводилось при комнатной температуре и мощности 100 Вт. Давление рабочего газа (аргон) составляло 0.1 Па при базовом давлении остаточных газов в камере напыления около $5 \cdot 10^{-7}$ Па. Указанные условия напыления способствуют формированию в плен-

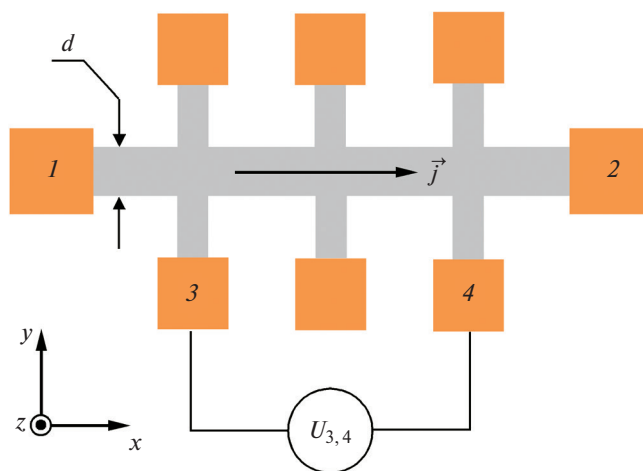


Рис. 1. Схематичное изображение микрообъекта в виде моста Холла.

ках тантала высокоомной аллотропной модификации β -тантала [16–18].

Микрообъекты в виде мостов Холла изготовлены с помощью фотолитографии (рис. 1). Ширина микрополосы $d \approx 200$ мкм, расстояние между токовыми контактами (1 и 2) ≈ 2700 мкм, расстояние между потенциальными контактами (3 и 4) ≈ 2200 мкм. Ось легкого намагничивания (ОЛН) перпендикулярна микрополосе (сонаправлена оси y). Полевые зависимости электросопротивления для исследуемых наноструктур измерены при коллинеарной конфигурации приложенного магнитного поля ($\vec{H}$) и направления электрического тока ($\vec{j}$) в интервале полей ± 20 кЭ в интервале температур 80–293 К.

Магнитосопротивление (MR) определяли как $[(R(H) - R(0))/R(0)] \cdot 100\%$ где $R(H)$ и $R(0)$ — сопротивление образцов в поле H и в поле $H = 0$, соответственно. Исследование микроструктуры было выполнено методом рентгеновской дифракции.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследование микроструктуры

На дифрактограммах, полученных от пленок тантала толщинами $t_{Ta} < 14$ нм, не наблюдается структурных пиков. При $t_{Ta} = 14$ нм появляется очень слабый рефлекс, интенсивность которого возрастает при увеличении толщины пленки до 30 нм (рис. 2). Этот пик соответствует семейству плоскостей (002) тетрагональной кристаллической структуры β -тантала. При $t_{Ta} = 57$ нм на дифрактограмме присутствуют рефлексы (002) и (004) тетрагональной структуры и слабый пик, близкий по расположению к рефлексам (202) β -Ta или (110) α -Ta. Ранее [19, 20] мы исследовали микроструктуру и электропроводность напыляемых в наших технологических условиях пленок тантала и обнаружили свойственные β -танталу тетрагональ-

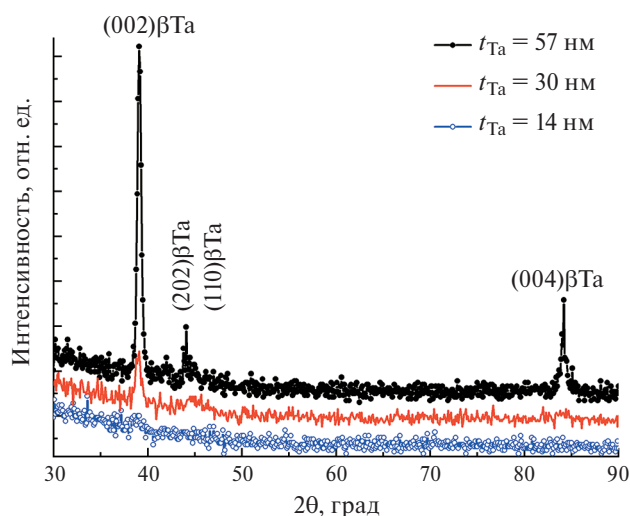


Рис. 2. Дифрактограммы, полученные для пленок тантала толщиной 14, 30 и 57 нм.

ную кристаллическую структуру, высокое удельное сопротивление и отрицательный температурный коэффициент сопротивления. Для настоящих исследований важно отметить, что для наноструктур Ta/FeMn/Ta, Ta/Dy/Ta и Ta/CoFe/Ta при понижении температуры электросопротивление возрастает, то есть средний для наноструктуры температурный коэффициент электросопротивления отрицателен.

Для исследования микроструктуры слоев диспрозия были получены дифрактограммы (рис. 3) от наноструктур Ta(4нм)/Dy(t_{Dy})/Ta(4нм), в которых слои тантала необходимы для защиты химически активного диспрозия.

Как показано выше, при толщине слоя 4 нм рефлексы от тантала не видны на дифрактограммах. На дифрактограмме полученной от образ-

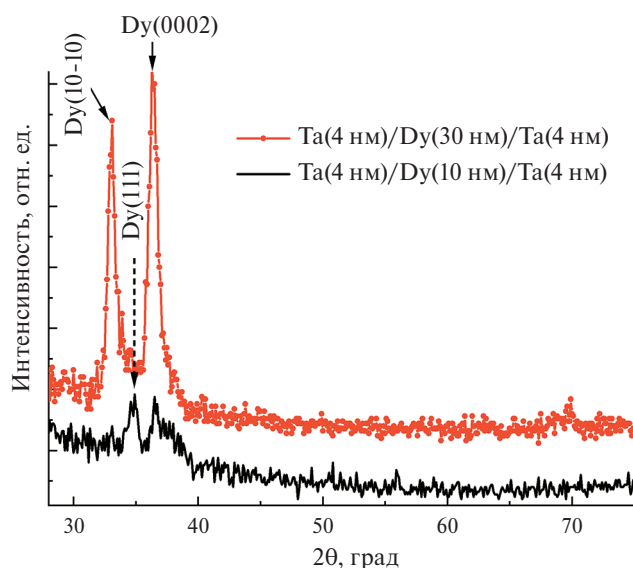


Рис. 3. Дифрактограммы, полученные для наноструктур Ta(4нм)/Dy(t_{Dy})/Ta(4нм) с толщиной диспрозия $t_{Dy} = 30$ и 10 нм.

ца со слоем диспрозия толщиной $t_{Dy} = 30$ нм имеются рефлексы (10–10) и (0002) гексагональной плотно упакованной (ГПУ) структуры диспрозия. При $t_{Dy} = 10$ нм на дифрактограмме имеются два слабых пика. Один из них принадлежит плоскостям (0002) ГПУ, а второй соответствует отражению от семейства плоскостей (111) границентрированной кубической (ГЦК) структуры. В пленках диспрозия, полученных магнетронным напылением на буферный слой тантала при комнатной температуре, формирование метастабильной ГЦК фазы близи буферного слоя наблюдали ранее [21, 22]. В этих работах показано, что магнитные свойства ГЦК фазы существенно отличаются от свойств объемного диспрозия и пленок, имеющих обычную ГПУ-структуру. В частности, переход в ферромагнитное состояние в ГЦК фазе диспрозия происходит при более высокой температуре, а формирование антиферромагнитного упорядочения подавляется за счет микронапряжений, обусловленных близостью буферного слоя тантала.

Таким образом, в пленках тантала толщиной 4 нм, согласно проведенным исследованиям микроструктуры и сделанным ранее оценкам электропроводности, формируется высокоомная модификация β -Ta. Для слоев диспрозия в составе наноструктуры Ta(4нм)/Dy(2нм)/Ta(4нм) на основании проведенных дифрактометрических исследований и данных [21, 22] о магнитных свойствах ГЦК фазы можно сделать вывод о том, что в диспрозии имеется обладающая ГЦК структурой фаза. В этом случае возможен переход из парамагнитного в ферромагнитное состояние при температуре значительно выше точки Кюри объемного диспрозия и без формирования антиферромагнитного упорядочения.

Продольное магнитосопротивление наноструктур Ta/FeMn/Ta и Ta/Dy/Ta

В исследуемом интервале температур слой антиферромагнетика FeMn в составе наноструктуры Ta(4нм)/FeMn(2нм)/Ta(4нм) из-за малой толщины может содержать некомпенсированные магнитные моменты, которые подвержены воздействию внешнего магнитного поля [23]. Согласно данным работы [24], в наноструктуре Ta(4нм)/Dy(2нм)/Ta(4нм) слой диспрозия находится в парамагнитном состоянии. Тем не менее, в случае перехода имеющейся в диспрозии кубической фазы в ферромагнитное состояние [21, 22], возможно появление ненулевого магнитного момента и, соответственно изменения магнитного состояния наноструктуры Ta/Dy/Ta под действием поля.

Полевые зависимости магнитосопротивления были получены при различных фиксированных температурах для структур Ta(4нм)/FeMn(2нм)/Ta(4нм) и Ta(4нм)/Dy(2нм)/Ta(4нм), а также для отдельных пленок тантала толщиной 4 нм. Поле

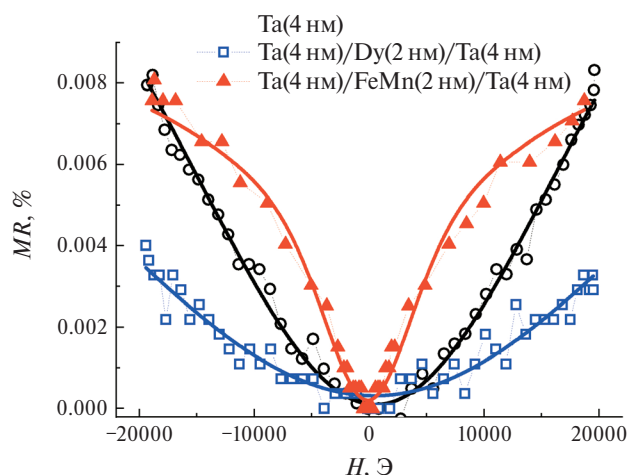


Рис. 4. Полевые зависимости продольного магнитосопротивления для пленки β -Ta(4 нм), а также трехслойных структур Ta(4 нм)/FeMn(2 нм)/Ta(4 нм) и Ta(4 нм)/Dy(2 нм)/(4 нм) при $T = 90$ К.

было приложено в плоскости пленки, параллельно току и перпендикулярно вектору антиферромагнетизма в слое FeMn. На рис. 4 приведены полевые зависимости магнитосопротивления при $T = 90$ К.

Магнитосопротивление тонкой пленки β -Ta(4 нм) увеличивается с ростом внешнего магнитного поля. Это обусловлено подавлением спиновой аккумуляции на границах β -Ta (магнитосопротивление Ханле). В работе [20] были проведены экспериментальные и теоретические исследования магнитосопротивления Ханле в свободных пленках β -Ta различной толщины. Было показано, что величина продольного магнитосопротивления существенно зависит от условий спиновой аккумуляции на границах пленки.

В структурах Ta/FeMn/Ta, и Ta/Dy/Ta одна из границ каждого слоя β -Ta(4 нм) соседствует с магнетиками FeMn(2 нм) или Dy(2 нм), имеющими разное магнитное упорядочение. Соответственно, условия для спиновой диффузии через интерфейс между танталом и соседним слоем и для аккумуляции спиновой плотности на границах слоев Ta различны для Ta/FeMn/Ta, и Ta/Dy/Ta.

Магниторезистивные кривые структуры Ta/FeMn/Ta и пленки β -Ta отличаются по форме, однако величины максимального магнитосопротивления в поле 20 кЭ практически совпадают (рис. 4). Если рассматривать слои β -Ta(4 нм) в указанной наноструктуре как два параллельных проводника, без учета эффектов на границе с другим магнетиком, то величина их суммарного относительного магнитосопротивления равна относительному магнитосопротивлению одной свободной пленки β -Ta(4 нм). Мосты Холла литографически были изготовлены так, что при прохождении тока вектор спиновой поляризации на границе слоя тантала коллинеарен вектору антиферромагнетизма в слое FeMn.

В таком случае, спиновый ток, возникший в β -Ta за счет SHE, преимущественно отражается на интерфейсах Ta/FeMn. Если это отражение происходит без переворота спина, то спиновая плотность на границах β -Ta возрастает. Эти рассуждения согласуются с тем, что в полях менее 20 кЭ магнитосопротивление структуры Ta/FeMn/Ta больше, чем для изолированной пленки Ta.

Из-за малой толщины слоя магнитные подрешетки в антиферромагнетике сформированы не полностью, и возрастающее магнитное поле деформирует их. При этом изменяются условия отражения/прохождения спинового тока через интерфейс Ta/FeMn и переворота спина при отражении, а крутизна зависимости $MR(H)$ уменьшается. В работе [25] близкие по форме магниторезистивные кривые были получены для двухслойных наноструктур FeMn/Pt, в которых также соседствуют слой антиферромагнетика и металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

В наноструктуре Ta(4 нм)/Dy(2 нм)/Ta(4 нм) угол отклонения вектора спиновой поляризации электронов проводимости от локальных магнитных моментов в парамагнитном Dy варьируется в широком диапазоне. Соответственно, большая часть спинового тока проходит через интерфейсы Ta/Dy, что уменьшает спиновую аккумуляцию на границах β -Ta и, соответственно, магнитосопротивление Ханле. Эти рассуждения согласуются с экспериментальными результатами: для Ta(4 нм)/Dy(2 нм)/Ta(4 нм) полученные величины магнитосопротивления значительно меньше, чем для пленки β -Ta и структуры Ta/FeMn/Ta (рис. 4).

Температурные зависимости магнитосопротивления Ханле для наноструктур Ta/FeMn/Ta и Ta/Dy/Ta

Полевые зависимости продольного магнитосопротивления были измерены при различных фиксированных температурах в температурном интервале 80–293 К. В исследуемом интервале полей от –20 до 20 кЭ ни одна из зависимостей $MR(H)$ не достигла насыщения, поэтому величину максимального магнитосопротивления оценивали, как магнитосопротивление в поле $H = 20$ кЭ. Полученные температурные зависимости максимального магнитосопротивления $MR(20\text{ кЭ})$ показаны на рис. 5. Максимальное магнитосопротивление пленки β -Ta(4 нм) монотонно уменьшается с ростом температуры. Аналогичные зависимости наблюдались также для тонких пленок платины [10, 11]. Вероятным объяснением уменьшения магнитосопротивления при росте температуры является уменьшение времени спиновой релаксации и, соответственно, длины спиновой диффузии.

Для структуры Ta/FeMn/Ta также наблюдается монотонное уменьшение максимального магни-

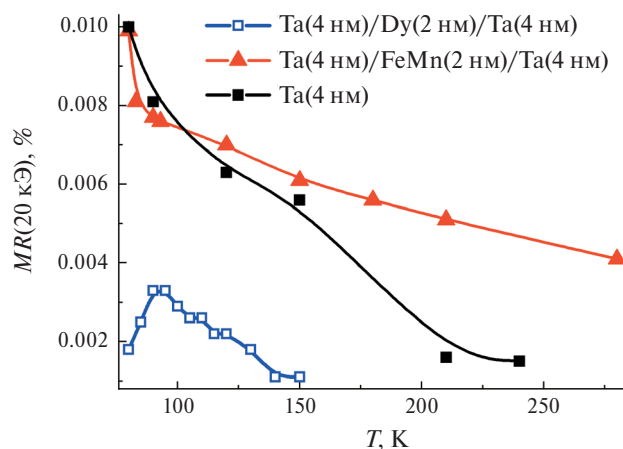


Рис. 5. Температурные зависимости максимального продольного магнитосопротивления для пленки β -Ta(4 нм), а также трехслойных структур Ta(4 нм)/FeMn(2 нм)/Ta(4 нм) и Ta(4 нм)/Dy(2 нм)/(4 нм).

тосопротивления Ханле при повышении температуры, однако, в этом случае наклон зависимости меньше, чем для свободной пленки β -Ta.

Для структуры Ta/Dy/Ta характер зависимости максимального магнитосопротивления от температуры качественно отличается от зависимостей, полученных для β -Ta и наноструктуры Ta/FeMn/Ta. При $T > 90$ К с понижением температуры магнитосопротивление возрастает, что логично объясняется увеличением времени спиновой релаксации и длины спиновой диффузии. Однако при $T < 90$ К понижение температуры сопровождается не возрастанием, а уменьшением величины максимального магнитосопротивления. Возможным объяснением является то, что вблизи $T \approx 90$ К в ГЦК-фазе слоя диспрозия начинается формирование ферромагнитного упорядочения [21, 22]. Локальные магнитные моменты в диспрозии выстраиваются вдоль приложенного магнитного поля и, соответственно, перпендикулярно вектору спиновой поляризации ($\vec{M} \perp \vec{S}$). При этом спиновый ток проходит через интерфейсы Ta/Dy, а спиновая аккумуляция на границах слоя β -Ta и магнитосопротивление Ханле в наноструктуре Ta/Dy/Ta снижаются. Отметим, что спиновый эффект Холла в слоях Ta, окружающих диспрозии, приводит к аккумуляции электронов с противоположными спинами вблизи противоположных границ слоя Dy. Совокупность такого характера неравновесности спиновой плотности и высокой проницаемости интерфейсов Ta/Dy для спинового тока с большой вероятностью может приводить к интенсивной спиновой диффузии через слой диспрозия в наноструктуре Ta/Dy/Ta.

Продольное магнитосопротивление наноструктур Ta/CoFe/Ta

Отдельно остановимся на экспериментальных исследованиях гальваномагнитных свойств на-

нотруктуры, содержащей соседствующие слои немагнитного металла β -Ta и ферромагнитного сплава $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$.

На рис. 6 приведена полевая зависимость продольного магнитосопротивления и электросопротивления для наноструктуры Ta(4 нм)/CoFe(2 нм)/Ta(4 нм) при $T = 83$ К.

На кривой заметен слабый рост электросопротивления образца ($MR \approx 10^{-3} \%$) при увеличении поля от 0 до 20 кЭ. Данное явление связано с подавлением спиновой аккумуляции электронов во внешнем магнитном поле и может быть интерпретировано как магнитосопротивление Ханле. Также обращает на себя внимание резкое уменьшение электросопротивления ($MR \approx 10^{-2} \%$) структуры Ta/CoFe/Ta в области малых полей, что связано с изменением условий для спиновой аккумуляции в слоях β -Ta в силу их соседства с ферромагнитным слоем CoFe. Подобный характер изменения электросопротивления обусловлен процессом перемагничивания магнитного момента $\vec{M}$ ферромагнитного слоя CoFe и может быть интерпретирован как SMR (рис. 7).

Протекающий в плоскости образца зарядовый ток (коллинеарный оси x) за счет SHE индуцирует чисто спиновый ток, коллинеарный оси z . Это приводит к тому, что на границах нанослоев Ta осуществляется спиновая аккумуляция электронов со спиновой поляризацией $\vec{S}$ (коллинеарной оси y). При этом, на интерфейсах Ta/CoFe происходит межфазное спиновое смешивание и часть спинового тока поглощается слоем ферромагнетика CoFe. Величина поглощенного спинового тока максимальна в случае ортогональной ориентации намагниченности $\vec{M}$ и спиновой поляризации аккумулярованных электронов $\vec{S}$ ($\vec{M} \perp \vec{S}$). Такая конфигурация реализуется в полях $|\vec{H}| > 50$ Э. По мере уменьшения $|\vec{H}|$ до $H \approx 0$

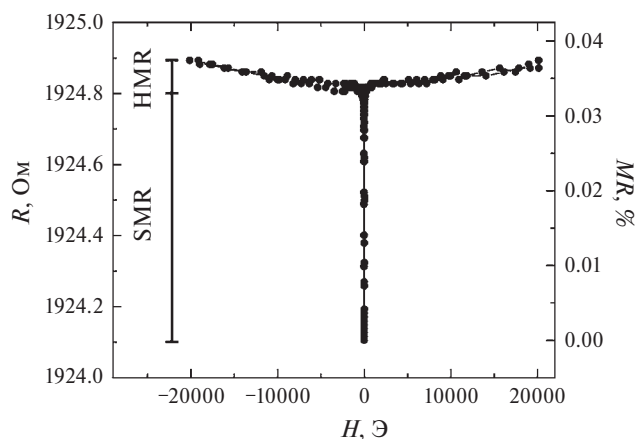


Рис. 6. Зависимость $R(H)$ и $MR(H)$ для структуры Ta(4 нм)/CoFe(2 нм)/Ta(4 нм) при $T = 83$ К. Схематически обозначены вклады HMR и SMR в магнитосопротивление образца.

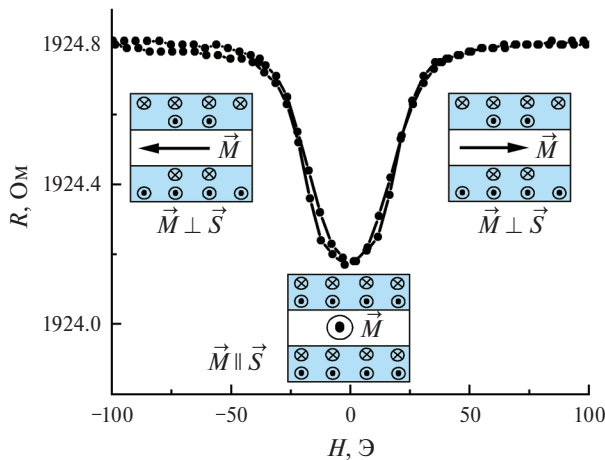


Рис. 7. Зависимость $R(H)$ для наноструктуры Ta(4нм)/CoFe(2нм)/Ta(4нм) в интервале полей ± 100 Э при $T = 83$ К. Вставка: схематичное изображение наноструктуры Ta/CoFe/Ta, магнитного момента $\vec{M}$ ферромагнитного слоя CoFe и спиновой поляризации $\vec{S}$ аккумулированных электронов в Ta.

конфигурация $\vec{M}$ и $\vec{S}$ меняется с ортогональной на коллинеарную ($\vec{M} \parallel \vec{S}$). В этом случае величина поглощенного спинового тока минимальна, что за счет ISHE способствует уменьшению электросопротивления слоев Ta.

Стоит отметить, что в случае измерения продольного магнитосопротивления структуры Ta(4нм)/CoFe(2нм)/Ta(4нм) можно ожидать наблюдения не только HMR и SMR, но и анизотропного магнитосопротивления (AMR — anisotropic magnetoresistance). Максимальное значение AMR наблюдается при коллинеарности векторов намагниченности $\vec{M}$ и плотности электрического тока $\vec{j}$, а минимальное — при ортогональности $\vec{M}$ и $\vec{j}$.

Для того, чтобы исключить вклад анизотропного магнитосопротивления в общее магнитосопротивление структуры Ta/CoFe/Ta, при $T = 83$ К была измерена полевая зависимость электросопротивления при ориентации внешнего магнитного поля ортогонально плоскости пленки ($\vec{H}_z$). Ожидается, что при такой постановке эксперимента, как и в случае измерения продольного магнитосопротивления ($\vec{H}_x$), мы будем наблюдать HMR и SMR, поскольку реализуются конфигурации $\vec{H} \perp \vec{S}$ и $\vec{M} \perp \vec{S}$, соответственно. При этом вклад AMR в общее магнитосопротивление образца будет минимальным ($\vec{M} \perp \vec{j}$).

На рис. 8 представлены полевые зависимости электросопротивления и магнитосопротивления для наноструктуры Ta(4нм)/CoFe(2нм)/Ta(4нм), измеренные при ориентациях внешнего магнитного поля вдоль координатных осей x и z . При увеличении $|\vec{H}|$ от 0 до 20 кЭ на полевой зависи-

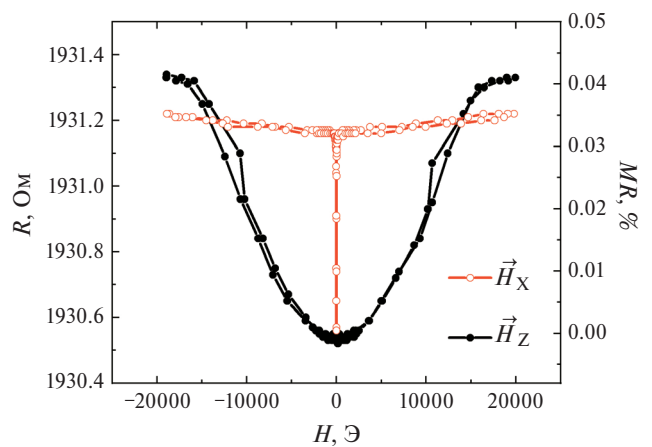


Рис. 8. Зависимости $R(H)$ и $MR(H)$ для наноструктуры Ta(4нм)/CoFe(2нм)/Ta(4нм) при ориентации внешнего магнитного поля вдоль осей x и z .

мости продольного магнитосопротивления можно выделить два участка — резкий рост магнитосопротивления, обусловленный перемагничиванием ферромагнитного CoFe(2нм) в плоскости, и последующий слабый рост магнитосопротивления при увеличении магнитного поля, связанный с подавлением спиновой аккумуляции в слоях Ta.

Для ориентации магнитного поля ортогонально плоскости пленки наблюдается монотонное увеличение электросопротивления при увеличении внешнего магнитного поля. Вероятно, форма магниторезистивной кривой обусловлена выходом из плоскости пленки магнитного момента ферромагнитного слоя CoFe(2нм) и действием размагничивающих полей, а конфигурация $\vec{M} \perp \vec{S}$, необходимая для наблюдения максимального значения SMR, реализуется в полях $|\vec{H}| > 15$ кЭ. В данной ситуации сложнее разделить вклады HMR и SMR из-за особенностей перемагничивания CoFe(2нм). Однако, важно отметить, при $H \approx 0$ электросопротивление образца при $\vec{H}_x$ и $\vec{H}_z$ было одинаково, а максимальная величина магнитосопротивления, измеренная при ориентации магнитного поля вдоль оси z ($\vec{H}_z$), возросла в сравнении с максимальной величиной продольного магнитосопротивления ($\vec{H}_x$). В случае значительного вклада AMR в общее магнитосопротивление структуры наблюдалась бы обратная ситуация. При этом большая величина магнитосопротивления, полученная для $\vec{H}_z$, связана с действием силы Лоренца, которая отклоняет электроны проводимости от направления электрического поля, увеличивая удельное сопротивление проводника с увеличением магнитного поля [26].

Таким образом, можно заключить, что продольное магнитосопротивление наноструктуры Ta(4нм)/CoFe(2нм)/Ta(4нм) обусловлено двумя механизмами — подавлением спиновой аккумуля-

ляции в нанослоях β -Ta(4нм) (HMR) и поглощением/отражением спинового тока на интерфейсах Ta/CoFe при перемагничивании магнитного момента слоя CoFe(2нм) (SMR).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В наноструктурах Ta/CoFe/Ta, Ta/FeMn/Ta и Ta/Dy/Ta, содержащих материалы с разными видами магнитного упорядочения, обнаружено положительное продольное магнитосопротивление. Показано, что характер наблюдаемых полевых и температурных зависимостей магнитосопротивления, обусловлен изменениями магнитного состояния магнетиков и, соответственно, условий отражения/поглощения спинового тока и аккумуляции спиновой плотности на границе слоев тантала.

В наноструктурах Ta/FeMn/Ta и Ta/Dy/Ta продольное магнитосопротивление возникает из-за подавления магнитным полем неравновесной спиновой плотности на границах пленок тантала и по своей природе является магнитосопротивлением Ханле.

Для наноструктуры Ta/FeMn/Ta при температурах выше 120 К магнитосопротивление Ханле больше для свободной пленки β -Ta. Это объясняется тем, что вектор спиновой поляризации электронов проводимости, аккумулированных на границе слоя Ta, коллинеарен вектору антиферромагнетизма в слое FeMn, и в интерфейсах Ta/FeMn отражение спинового тока в слой β -Ta преобладает над прохождением его в слой FeMn.

Для наноструктуры Ta/Dy/Ta магнитосопротивление Ханле значительно ниже, чем для пленки β -Ta. Прохождение спинового тока из слоя Ta и слой Dy, превалирует над отражением обратно в тантал, поэтому уменьшается спиновая аккумуляция на границах β -Ta и, соответственно, магнитосопротивление Ханле. В наноструктуре Ta/Dy/Ta вероятно возникновение поперечного чисто спинового тока.

Продольное магнитосопротивление наноструктуры Ta/CoFe/Ta обусловлено двумя механизмами – подавлением спиновой аккумуляции в нанослоях β -Ta и поглощением/отражением спинового тока на интерфейсах Ta/CoFe при перемагничивании магнитного момента слоя CoFe. Вклад анизотропного магнитосопротивления в общее магнитосопротивление структуры незначителен.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 24-12-20022).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ando K. // Proc. Japan. Acad. Ser. B. 2021. V. 97. P. 499.
2. Go D., Jo D., Lee H.-W. et al. // Europhys. Lett. 2021. V. 135. Art. No. 37001.
3. Трушин А.С., Кичин Г.А., Звездин К.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. С. 105; Trushin A.S., Kichin G.A., Zvezdin K.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. P. 88.
4. Моргунов Р.Б., Бахметьев М.В., Чернов А.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2024. Т. 119. С. 289; Morgunov R.B., Bakhmetiev M.V., Chernov A.I. et al. // JETP Lett. 2024. V. 119. P. 299.
5. Дьяконов М.И., Перель В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. С. 657; D'yakonov M.I., Perel' V. I. // JETP Lett. 1971. V. 13. P. 467.
6. Chazalviel J.-N. // Phys. Rev. B. 1975. V. 11. P. 3918.
7. Kato Y.K., Myers R.C., Gossard A.C. et al. // Science. 2004. V. 306. P. 1910.
8. Niimi Y., Suzuki H., Kawanishi Y. et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. Art. No. 054401.
9. Dyakonov M.I. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. No. 126601.
10. Véléz S., Golovach V.N., Bedoya-Pinto A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. Art. No. 016603.
11. Wu H., Zhang X., Wan C.H. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. Art. No. 174407.
12. Li J., Comstock A.H., Sun D. et al. // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. Art. No. 184420.
13. Meng K., Xiao J., Wu Y. et al. // Sci. Reports. 2016. V. 6. Art. No. 20522.
14. Kim J., Sheng P., Takahashi S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. Art. No. 097201.
15. Althammer M., Meyer S., Nakayama H. et al. // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. Art. No. 224401.
16. Abadias G., Colin J.J., Tingaud D. et al. // Thin Solid Films. 2019. V. 688. Art. No. 137403.
17. Ellis E.A.I., Chmielus M., Baker S.P. et al. // Acta Mater. 2018. V. 150. P. 317.
18. Magnuson M., Greczynski G., Eriksson F. et al. // Appl. Surf. Sci. 2019. V. 470. P. 607.
19. Наумова Л.И., Заборницын Р.С., Миляев М.А. и др. // ФММ. 2023. Т. 124. С. 692; Naumova L.I., Zavornitsyn R.S., Milyaev M.A. et al. // Phys. Metals. Metallorg. 2023. V. 124. P. 763.
20. Устинов В.В., Наумова Л.И., Заборницын Р.С. и др. // ЖЭТФ. 2024. Т. 165. С. 114.
21. Scheunert G., Hendren W.R., Lapicki A.A. et al. // J. Physics D: Appl. Phys. 2013. V. 46. Art. No. 152001.
22. Scheunert G., Ward C., Hendren W.R. et al. // J. Physics D: Appl. Phys. 2014. V. 47. Art. No. 415005.
23. Yang Y., Xu Y., Zhang X. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. Art. No. 094402.
24. Naumova L.I., Bebenin N.G., Zavornitsyn R.S. et al. // Phys. Metals. Metall. 2023. V. 124. P. 1768.
25. Yang Y., Xu Y., Yao K. et al. // AIP Advances. 2016. V. 6. Art. No. 065203.
26. Gorkom R.P., Caro J., Klapwijk T.M. et al. // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. Art. No. 134432.

Longitudinal magnetoresistance of Ta/FeMn/Ta, Ta/Dy/Ta and Ta/CoFe/Ta nanostructures caused by the spin hall effect

R. S. Zavornitsyn^{a,b,*}, L. I. Naumova^{a,b}, M. A. Milyaev^{a,b}, I. K. Maksimova^a,
V. V. Proglyado^a, V. V. Ustinov^a

^a*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,
Ekaterinburg, 620137 Russia*

^b*Ural Federal University, The Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ekaterinburg, 620062 Russia*

**e-mail: zavornitsyn@imp.uran.ru*

For Ta/Fe₅₀Mn₅₀/Ta, Ta/Dy/Ta, and Ta/Co₉₀Fe₁₀/Ta nanostructures prepared by magnetron sputtering, a positive longitudinal magnetoresistance due to the spin Hall effect was found. The difference in the magnitude of magnetoresistance and the shape of magnetoresistive curves obtained for nanostructures with layers of metals with different types of magnetic ordering is interpreted under the assumption of different magnitude of purely spin current injected into the magnetics layer.

Keywords: magnetoresistance, spin Hall effect, spin current, spin accumulation, β -tantalum