

01,13

Анизотропия и медленная релаксация аномального эффекта Холла в синтетических ферримагнетиках GdFeCo/Ir/GdFeCo

© М.В. Бахметьев¹, А.Д. Таланцев¹, О.В. Коплак^{1,2}, Р.Б. Моргунов^{1,2}

¹ Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

² Первый московский государственный медицинский университет им. И.М.Сеченова, Москва, Россия

E-mail: bakhmetiev.maxim@gmail.com

Поступила в Редакцию 11 сентября 2022 г.

В окончательной редакции 11 сентября 2022 г.

Принята к публикации 24 сентября 2022 г.

В синтетических ферримагнетиках с перпендикулярной анизотропией GdFeCo/Ir/GdFeCo получена зависимость петель гистерезиса аномального сопротивления Холла и характеристик петлей от угла между магнитным полем и плоскостью образца. Выделена часть аномального сопротивления Холла, соответствующая спин-орбитальному вращающему моменту. Полевые зависимости сопротивления чувствительны к переключению между магнитными состояниями двухслойного ферримагнетика и повторяют форму петли гистерезиса намагниченности, рассчитанную при учете межслойного обменного взаимодействия, кристаллической анизотропии и энергии Зеемана при разных углах между полем и нормалью к образцу. Обнаружена медленная (~ 30 min) магнитная релаксация переключения состояний гетероструктуры, детектируемых по петле гистерезиса спин-орбитального вращающего момента при резком изменении ориентации магнитного поля по отношению к образцу. С помощью микроскопии Керра установлено, что медленные вариации спин-орбитального вращающего момента после переориентации поля вызваны специфической доменной динамикой, свойственной двухслойным образцам.

Ключевые слова: спиновый эффект Холла, спин-орбитальный вращающий момент, магнитная релаксация, динамика доменных стенок.

DOI: 10.21883/FTT.2023.01.53915.473

1. Введение

Тонкие пленки GdFeCo являются чрезвычайно интересным объектом для исследований в области спинтроники потому, что демонстрируют множество новых эффектов, связанных с возможностью управления их намагниченностью нетрадиционными методами. В отсутствие магнитного поля такие пленки могут быть перемагничены электрическим током [1–3] или ультракоротким импульсом поляризованного света [4–7]. Эти явления придают особую значимость исследованию этих пленок потому, что потенциал уменьшения размеров элементов памяти, управляемых внешним магнитным полем, в настоящее время кажется исчерпанным [8]. Материалы семейства RE–TM и раньше использовались в качестве среды для записи информации в магнитооптических дисках, в том числе GdFeCo серийно использовали в производстве [9]. Однако для записи информации были использованы лишь его магнитотермические свойства, так что при этом перемагничивание элемента памяти требовало его нагрева и охлаждения. Эти процессы занимают значительное время и не отвечают современным требованиям скорости записи и считывания информации. В то же время субпикосекундные длительности лазерных импульсов и короткие импульсы электрического поля вполне достижимы. Такого рода воздействия на

магнитный элемент памяти признаны перспективными для создания устройств нового поколения.

Основное количество данных об аномальном эффекте Холла (АНЕ) было получено для гетероструктур, в которых одиночный слой Gd окружен слоями тяжелых переходных металлов (Pt, Ta и др.) [10–14]. Для таких образцов доказано, что, помимо классического эффекта Холла, в котором поперечное напряжение линейно зависит от внешнего поля, основным механизмом АНЕ является спин-орбитальный крутящий момент (SOT). В структурах Pt/Gd/Pt, Ta/Gd/Pt и т.п. рассеяние носителей заряда на примесях и дефектах со спином зависит от направления намагниченности ферромагнитного слоя [11,15,16]. Кроме того, потеря инверсионной симметрии на интерфейсе приводит к еще одному механизму SOT, который заключается в таком смешивании волновых функций подзон электронов проводимости, которое дает поперечную электрическую поляризацию. SOT рассматривается в качестве важнейшего способа передачи спиновой поляризации электронов проводимости ионам остова ферромагнетика.

Инжекция спин-поляризованного тока в ферромагнетик является эффективным способом его перемагничивания, заменяющим внешнее поле [17,18]. Поэтому пристальный интерес вызывают двухтерминальные устройства, в которых в первом слое GdFeCo про-

исходит спиновая поляризация носителей заряда (она также может происходить в переходных металлах Pt, Ir, Ta и др.), а затем этот ток инжектируется во второй слой. Передача спинового углового момента от электрона проводимости к иону решетки осуществляется через спин-орбитальное взаимодействие так, что выполняется закон сохранения углового момента в паре электрон–ион. Этот процесс в результате приводит к перевороту тех спинов ионов, которые были направлены против направления поляризации электронов проводимости. Поэтому второй ферромагнитный слой меняет направление намагниченности. Спиновый ток, генерируемый протеканием электрического тока, определяется выражением $\mathbf{J}_S = (\hbar/2e) \cdot \theta_{SH} \cdot \mathbf{J}_C \times \boldsymbol{\sigma}$, где \mathbf{J}_S и \mathbf{J}_C — спиновый ток и электрический ток в плоскости образца, соответственно, $\boldsymbol{\sigma}$ — спиновая поляризация тока, θ_{SH} — холловский угол, характеризующий эффективность преобразования электрического тока в спиновый ток. Взаимная ортогональность векторов \mathbf{J}_S , \mathbf{J}_C и $\boldsymbol{\sigma}$ приводит к спиновой поляризации в плоскости ферромагнитной пленки.

Оба ферромагнитных слоя при этом должны находиться на небольшом расстоянии (~ 1 nm), чтобы предотвратить спиновую декогеренцию носителей заряда. При таких расстояниях между ферромагнитными тонкими пленками между ними существует обменное взаимодействие, передаваемое электронами проводимости [19]. Такие гетероструктуры называются синтетическими ферримагнетиками. В них в зависимости от толщины спейсера t , разделяющего ферромагнитные слои, наблюдается осциллирующее изменение обменного взаимодействия, его величины и знака. Обычно удается так подобрать t , что межслоевое обменное взаимодействие имеет отрицательный знак (антиферромагнитно), и по величине сопоставимо с зеемановским взаимодействием внешнего поля 0.1–1 kOe с ферромагнитным слоем. В этом случае при разных толщинах ферромагнитных слоев гетероструктура называется синтетическим ферримагнетиком, и она способна переключаться внешним магнитным полем между четырьмя состояниями намагниченности, соответствующими разной взаимной ориентации намагниченностей двух слоев: состояние P^+ соответствующее ориентации $\uparrow\uparrow$, состояние P^- с ориентацией $\downarrow\downarrow$, состояние AP^+ с ориентацией $\uparrow\downarrow$ и состояние AP^- с ориентацией $\downarrow\uparrow$.

В пленках GdFeCo имеется еще одна возможность управления спиновой поляризацией и намагниченностью. Изменение стехиометрии в образцах $Gd_x(FeCo)_y$ ведет к вариациям вкладов редкоземельной подрешетки и подрешетки переходных металлов. Магнетизм редкоземельной подрешетки определяется оболочкой Gd — ее 4*f*-оболочкой, в то время, как магнетизм подрешетки переходных металлов определяется 3*d*-оболочками ионов Fe²⁺ и Co²⁺. Антиферромагнитное взаимодействие подрешеток определяется 5*d*-электронами ионов Gd³⁺ через обменное взаимодействие 4*f*–5*d* и гибридизацию 3*d*–5*d*. Сплав $Gd_x(FeCo)_y$ является ферримагнетиком

и обладает точкой компенсации, температура которой значительно варьируется (в диапазоне 50–300 K) в зависимости от концентраций x и y . При комнатной температуре обычно доминирует намагниченность подрешетки FeCo, а ниже точки компенсации основной вклад в намагниченность дает редкоземельная подрешетка [20,21]. Можно сказать, что рассматриваемые в нашей работе структуры являются „дважды“ ферримагнетиками из-за ферримагнетизма внутри слоев GdFeCo и ферримагнитного взаимодействия между ними при определенных толщинах спейсера t .

Синтетический ферримагнетик не эквивалентен двум отдельным ферромагнитным слоям из-за наличия межслоевого обменного взаимодействия, которое способно значительно менять спин-гальванические и магнитные свойства ферримагнетика [22,23]. Помимо синтетических ферримагнетиков возможность для исследования влияния обменного взаимодействия на эффект Холла со стороны соседних слоев дают структуры ферромагнетик/антиферромагнетик с обменным смещением [24]. Управляющими факторами перемагничивания синтетических ферримагнетиков являются межслоевое обменное взаимодействие, магнитокристаллическая перпендикулярная анизотропия и зеемановское взаимодействие с внешним магнитным полем. Энергетический баланс этих взаимодействий определяет состояние намагниченности гетероструктуры и ее электрическую проводимость, в том числе, например, гигантское магнитосопротивление [8,9]. Если размеры ферримагнетика допускают существование в нем многодоменной структуры, доменная динамика оказывается значительно сложнее, чем в одиночной пленке, из-за наличия и взаимодействия нескольких типов доменов, обеспечивающих медленную магнитную релаксацию [25] и осцилляции макроскопической намагниченности [26].

Работы в области исследования SOT в синтетических ферримагнетиках довольно редки в литературе. Это направление представляется важным для разработки двух- и многотерминальных приборов магнитной памяти, а также представляет фундаментальный интерес. В частности, важно понять, как спин-поляризованные электроны в спейсере, которые обеспечивают межслоевое обменное взаимодействие, влияют на аномальный эффект Холла и его доминирующую часть, обеспечиваемую SOT в GdFeCo.

Цель настоящей работы заключалась в получении угловой зависимости аномального сопротивления Холла и в ее сравнении с аналитической угловой зависимостью намагниченности в двухслойных синтетических ферримагнетиках $Gd_{0.25}[Fe_{0.9}Co_{0.1}]_{0.75}$ с перпендикулярной намагниченностью. Кроме того, цель работы заключалась в создании экспериментальных условий для наблюдения медленной магнитной релаксации SOT, вызванной перестройкой доменной структуры в гетероструктуре при резком изменении направления внешнего магнитного поля.

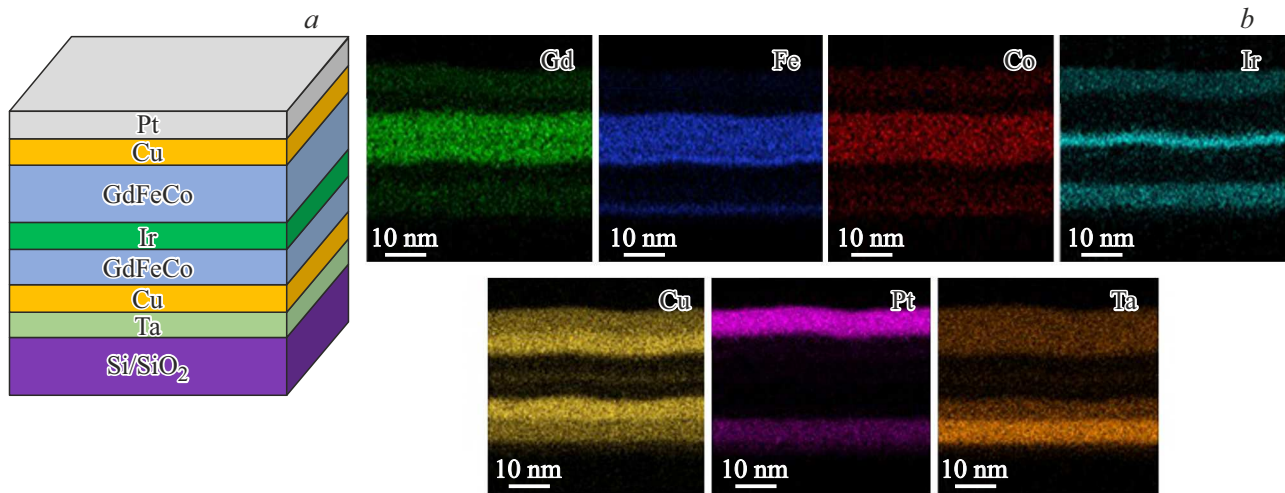


Рис. 1. *a* — схематическое изображение гетероструктуры Pt (5.6 nm)/Cu (4 nm)/Gd_{0.25}[Fe_{0.9}Co_{0.1}]_{0.75} (5.2 nm)/Ir (0.6 nm)/Gd_{0.25}[Fe_{0.9}Co_{0.1}]_{0.75} (4.2 nm)/Cu (5.6 nm)/Ta (5 nm). *b* — полученное методом EDX изображение распределения химических элементов в поперечном сечении образца.

2. Методика и образцы

В экспериментах были использованы многослойные гетероструктуры Pt (5.6 nm)/Cu (4 nm)/Gd_{0.25}[Fe_{0.9}Co_{0.1}]_{0.75} (5.2 nm)/Ir (0.6 nm)/Gd_{0.25}[Fe_{0.9}Co_{0.1}]_{0.75} (4.2 nm)/Cu (5.6 nm)/Ta (5 nm), напыленные магнетроном на подложку Si/SiO₂ с термически увеличенным оксидным слоем толщиной 100 nm для обеспечения изоляции и предотвращения электрических токов утечки (рис. 1, *a*).

Подложка была получена в чистом азоте и подвергнута травлению аргоновой плазмой мощностью 50 W при давлении $1 \cdot 10^{-2}$ mbar в течение 5 min. При напылении образец вращали с частотой ~ 10 –30 rpm. Буферный слой тантала напыляли на поверхность кремниевой подложки, а слой Pt выполнял роль покровного слоя. Слой меди улучшал перпендикулярную магнитную анизотропию.

Были получены распределения химических элементов в поперечном сечении образца с помощью микроскопа JEOL высокого разрешения (HR TEM) с приставкой рентгеновской дисперсии энергии (EDX) при ускоряющем напряжении 200 kV (рис. 1, *b*). Верхний и нижний слои GdFeCo, а также слой Ir были в аморфном состоянии. Оба слоя меди и верхний слой Pt были кристаллизованы и имели текстуру (111), отвечающую преимущественному росту зерен вдоль кристаллографического направления [111]. Относительные интенсивности для атомов Gd, Fe и Co соответствовали атомной стехиометрии образца Gd_{0.25}[Fe_{0.9}Co_{0.1}]_{0.75}, что близко к составу мишени.

Оптическая литография была использована для получения крестообразного рисунка (рис. 2, *a* и *b*), обеспечивающего подключение золотыми контактами.

Схема измерений поперечного напряжения при постоянном токе с заданным значением приведена на

рис. 2, *c*. Были использованы приборы Keithley 6220, Keithley 2182A и PCE-MFM 3000, автоматизированные для компьютерной записи данных и интерактивного управления ими и разверткой магнитного поля. Схема подключения контактов к образцу показана на рис. 2, *d*. Внешнее магнитное поле во время электрических измерений создавалось с помощью электромагнита Abbess Instruments.

Поскольку эксперименты включали резкие изменения направления магнитного поля, были выполнены контрольные измерения, в которых исследовался переходный режим и минимальная длительность импульса тока, обеспечивающая правильную форму соответствующего импульса напряжения классического эффекта Холла (рис. 3). Постоянная времени комплекса электрофизических измерений составляла ~ 1 s.

Динамика доменных стенок и петли гистерезиса были записаны в диапазоне полей -2.7 – 2.7 kOe при комнатной температуре в микроскопе Keppa Durham NanoMOKE3 Kerr с полярной геометрией. Лазерное пятно диаметром 5 μ m было сфокусировано на один из лепестков паттернированного образца. Скорость развертки поля в процессе записи петель гистерезиса была 1080 Oe/s.

Магнитные измерения сплошного образца без крестообразного рисунка при температурах 2–360 K были выполнены с помощью магнитометра Quantum Design MPMS XL SQUID.

3. Экспериментальные результаты

Из измерения петель магнитного гистерезиса в магнитном поле, перпендикулярном и параллельном плоскости образца, было установлено, что при температурах $T > 100$ K ось легкого намагничивания перпендикулярна плоскости образца (рис. 4, *a*). Магнитный

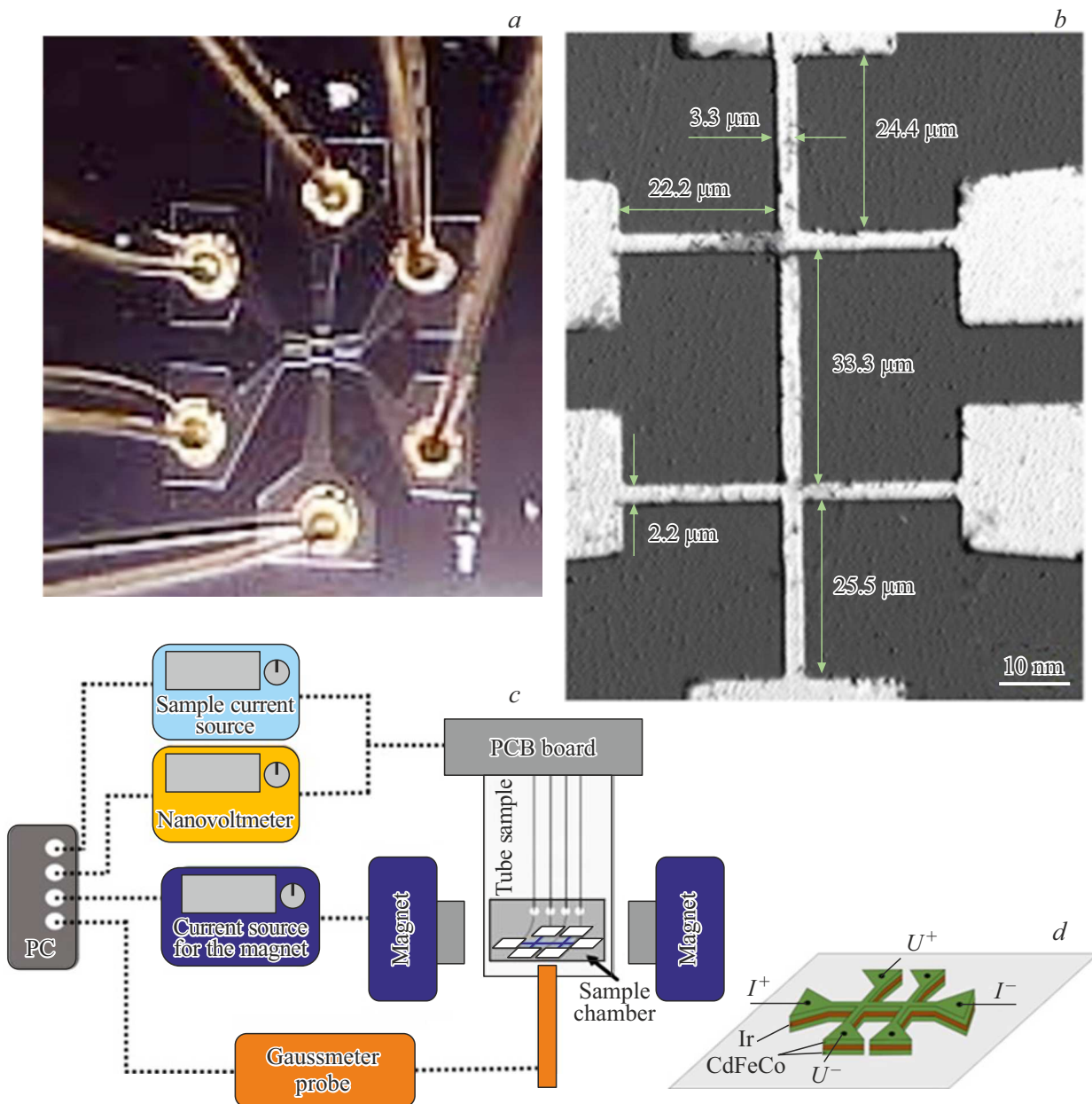


Рис. 2. *a* — оптическое изображение паттернированного образца с золотыми контактами; *b* — оптическое изображение моста Холла; *c* — схема экспериментальной установки для измерения эффекта Холла; *d* — электрическая схема соединения контактов для измерения эффекта Холла на постоянном токе.

момент в состоянии насыщения M_S при 300 К составляет 132 emu/cm^3 , что типично для аморфного сплава с составом $[\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1}]_{0.75}$ [25] и в пересчете на одну формульную единицу составляет $0.25 \mu\text{B}$.

Температурная зависимость намагниченности насыщения, полученная в сильном магнитном поле (1 Т), демонстрирует сильное падение намагниченности при охлаждении от 350 до 70 К, и дальнейший ее рост при охлаждении от 70 до 2 К (рис. 4, *b*). Такая зависимость типична для ферромагнетика с двумя подрешетками и точкой компенсации при 60–80 К. Из измерений рентгеновского магнитохирального дихроизма (XMCD)

известно, что в области высоких температур преобладает вклад Fe, а при низких температурах — вклад Gd [25–28]. Плоское дно в минимуме зависимости $M_S(T)$ не дает возможности точно определить температуру компенсации. Это может быть обусловлено значительным разбросом в значениях этой температуры в разных частях пленки, подвергнутой действию механических напряжений.

Для исследования переключения между состояниями P^+ , P^- , AP^+ и AP^- был использован микроскоп Керра. Петля гистерезиса была записана в магнитном поле со скоростью развертки 1080 Oe/s , перпендикулярном плос-

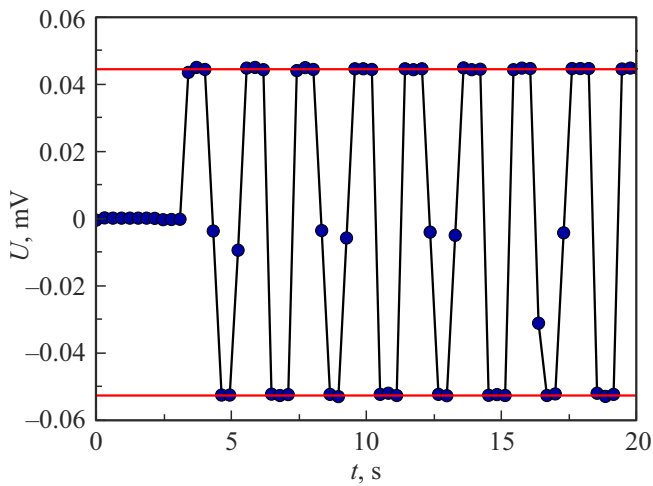


Рис. 3. Временная зависимость холловского напряжения, вызванного прямоугольными импульсами тока с амплитудами -1 и 1 мА длительностью 1 с.

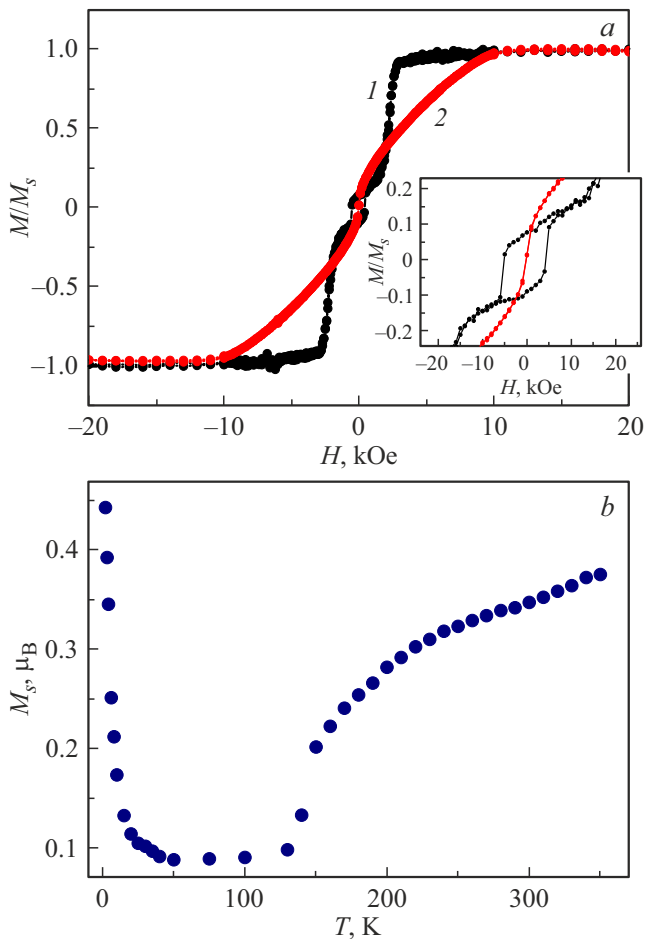


Рис. 4. *a* — полевые зависимости приведенной намагниченности при 300 К в магнитном поле, перпендикулярном (1) и параллельном (2) плоскости образца. *b* — температурная зависимость намагниченности насыщения в расчете на одну формульную единицу $Gd_{0.25}[Fe_{0.9}Co_{0.1}]_{0.75}$, полученная в магнитном поле 1 Т, перпендикулярном плоскости образца.

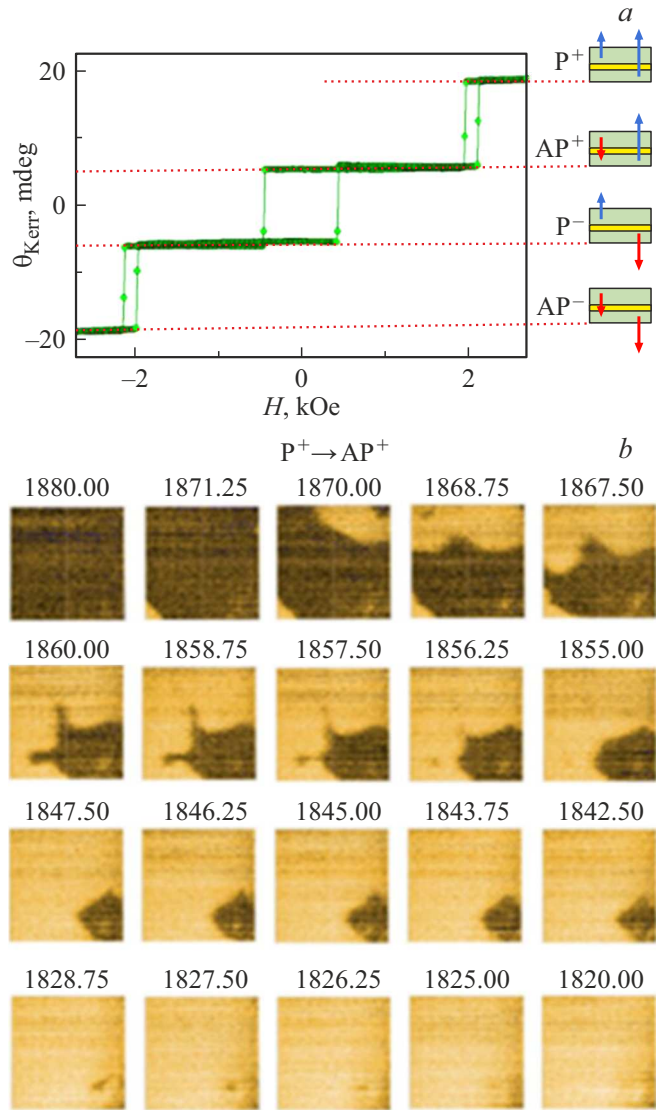


Рис. 5. *a* — петля гистерезиса, записанная с помощью микроскопа Керра при скорости развертки поля 1080 Oe/s и температуре 300 К. Поле перпендикулярно образцу. Разные магнитные состояния показаны справа. Стрелки показывают направления намагниченности слоев $GdFeCo$ в состояниях P^+ , P^- , AP^+ и AP^- . *b* — динамика доменов, сопровождающая переход $P^+ \leftrightarrow AP^+$ при приложении внешнего магнитного поля; для каждого изображения указана напряженность поля в Oe.

кости образца, при $T = 300$ К (рис. 5, *a*). Переключение $P^+ \rightarrow AP^+$ происходит при $H = 1.8$ кОе, а обратное переключение $AP^+ \rightarrow P^+$ наблюдается при $H = 2.0$ кОе. Переходы $AP^+ \rightarrow AP^-$ и $AP^- \rightarrow AP^+$ происходят в магнитных полях $H = \pm 450$ Ое. Пример доменной структуры при переходе $P^+ \rightarrow AP^+$ показан на рис. 5, *b*.

Поскольку изменение аномального сопротивления Холла воспроизводит изменение намагниченности образца, еще одним способом записи петли гистерезиса было использование в качестве отклика на внешнее поле не намагниченности, а электрического сопротивления R

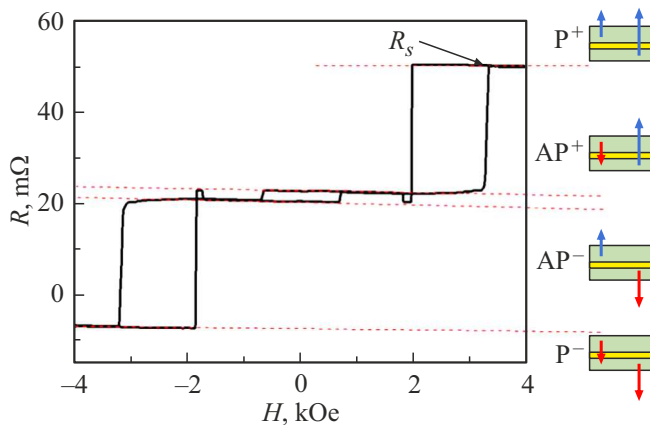


Рис. 6. Зависимость сопротивления Холла R от магнитного поля при электрическом токе $I = 1$ мА при 300 К. Разные магнитные состояния показаны справа.

гетероструктуры. Зависимость электрического сопротивления R от внешнего поля, перпендикулярного образцу, после вычитания линейно зависящего от поля классического эффекта Холла показана на рис. 6. Справа на рис. 6 показаны намагниченности слоев гетероструктуры в состояниях P^+ , P^- , AP^+ и AP^- , соответствующих горизонтальным участкам петли гистерезиса сопротивления.

Поскольку скорость развертки в микроскопе Керра и в установке по измерению напряжения Холла была выше, чем в SQUID магнитометре, критические поля переходов между состояниями были несколько выше: ± 3.2 кОе при нарастании поля и ± 2 кОе при убывании поля для переходов $P^+ \leftrightarrow AP^+$ и $P^- \leftrightarrow AP^-$, соответственно (см. боковые петли гистерезиса на рис. 6). Центральная петля гистерезиса $R(H)$ с полями переключения ± 650 Ое соответствует переходам $AP^+ \leftrightarrow AP^-$. Разные толщины слоев GdFeCo приводят к разной суммарной намагниченности в состояниях AP^+ и AP^- .

Мы получили петли гистерезиса $R(H)$ при различных углах θ между магнитным полем и нормалью к образцу \mathbf{n} (рис. 7). Линейный вклад, обусловленный классическим эффектом Холла, был вычтен из всех зависимостей, приведенных на рис. 7. Изменение угла θ приводит к значительному изменению формы петель гистерезиса и сдвигу полей переключения.

Наиболее резкое переключение между состояниями AP^+ и AP^- наблюдается при углах $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 180^\circ$. Если векторы \mathbf{H} и \mathbf{M} перпендикулярны ($\theta = 90^\circ$), переключений на центральной петле гистерезиса не наблюдается.

В тонких пленках небольших линейных размеров (~ 10 нм) домены отсутствуют, а намагниченность может переключаться за короткое время ~ 1 пс [28]. В пленках и гетероструктурах макроскопических размеров (~ 1 мм), допускающих существование доменов, может наблюдаться длительная магнитная релак-

сация [25]. Это связано с тем, что в структурах с двумя обменно-связанными ферромагнитными слоями существуют домены четырех типов с различными взаимными ориентациями намагниченностей толстого и тонкого слоев. В общем случае в образце могут присутствовать домены с намагниченностями типа P^+ , P^- , AP^+ и AP^- . Взаимодействие и взаимное поглощение таких доменов может оказаться длительным процессом с постоянной времени в десятки минут [25]. Поскольку SOT зависит от намагниченности каждого слоя и ориентации намагниченности по отношению к электрическому току, можно предполагать, что измерение Холловского напряжения и его части SOT может также релаксировать со временем, следуя за динамикой доменных стенок. Для обнаружения такого явления образец сначала намагничивался полем 1 Т в плоскости образца. Затем поле выключалось, и образец поворачивался на 90° в течение ~ 10 с. Далее была измерена петля гистерезиса сопротивления при ориентации поля перпендикулярно плоскости образца. Первое же измерение, сделанное через 1 мин после поворота образца, показало петлю гистерезиса с критическими полями переключения, которые значительно отличались от полей, полученных в размагниченном (контрольном) образце. Если пауза между поворотом образца и измерением гистерезисной петли увеличивалась, поля переключения изменялись, постепенно приближаясь к их исходному значению в контрольном образце (рис. 8, а).

Для количественного описания этой релаксации была построена временная зависимость критического поля переключения $H_{AP^+ \rightarrow P^+}(t)$ из состояния AP^+ в состояние P^+ (рис. 8, б). Аппроксимация зависимости $H_{AP^+ \rightarrow P^+}(t)$ экспоненциальной функцией позволила определить постоянную времени релаксации 10 мин, которая оказалась значительно меньше, чем постоянная времени комплекса электрофизических измерений ~ 1 с. В течение ~ 30 мин значения полей переключений и положение боковой петли гистерезиса полностью восстанавливались к значениям в исходном размагниченном образце. Из полученных результатов следует, что поле переключения, детектируемое по Холловскому напряжению, определяется медленной динамикой доменных стенок, ранее подробно исследованной в двухслойных образцах с перпендикулярной анизотропией.

4. Обсуждение экспериментальных результатов

В общем случае сопротивление Холла в структурах GdFeCo/Ig состоит из вкладов классического эффекта Холла $R_{ОНЕ}$ и аномального эффекта Холла $R_{АНЕ}$, который, в свою очередь, состоит из двух компонент: спиновый эффект Холла R_{SHE} и планарный эффект Холла R_{PHE} (анизотропное магнитосопротивление). В результате сопротивление Холла как функция угла между полем и нормалью к плоскости образца θ и угла между

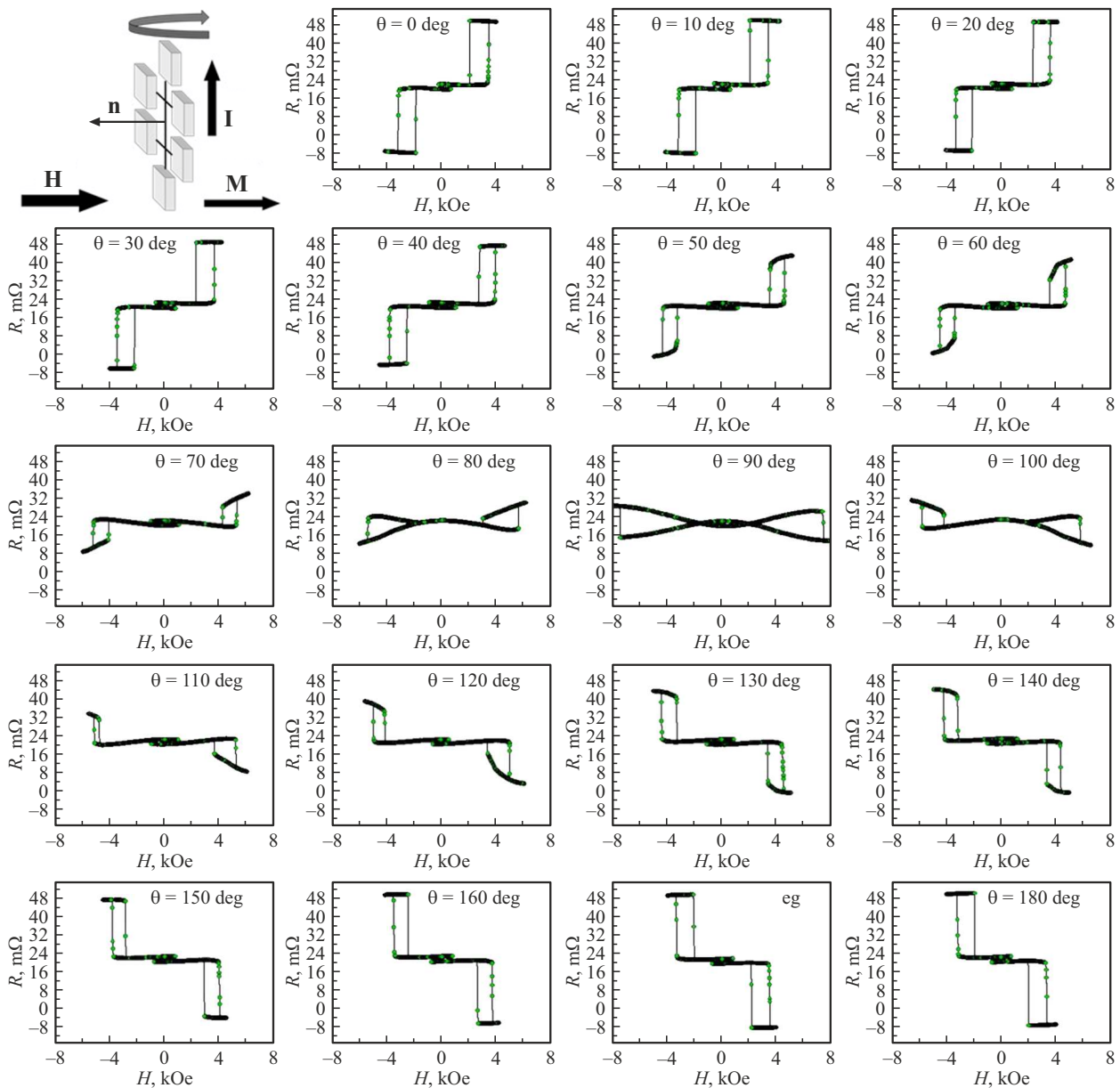


Рис. 7. Зависимости напряжения SOT от магнитного поля для разных ориентаций поля по отношению к нормали к плоскости образца при температуре 300 К и токе 1 мА, а также схема вращения образца при измерении угловой зависимости гистерезиса сопротивления (показаны взаимные ориентации намагниченности \mathbf{M} , электрического тока \mathbf{I} , магнитного поля \mathbf{H} и вектора нормали к плоскости образца \mathbf{n}).

электрическим током и внешним полем φ , может быть записано в виде:

$$R = R_{\text{ОНЕ}} + R_{\text{АНЕ}} \cos \theta + R_{\text{РНЕ}} \sin^2 \theta \sin 2\varphi. \quad (1)$$

Было показано, что, хотя инжекция спинового тока возможна из одного ферромагнитного слоя в другой в результате действия планарного эффекта Холла (PHE) [29,30], этот механизм не приводит к возникновению SOT в системе из двух ферромагнитных слоев. Планарный эффект Холла способен вызывать лишь спиновую поляризацию, перпендикулярную плоскости образца [31]. Чтобы наблюдать максимальное

значение PHE, угол φ между электрическим током и внешним полем должен быть 0° , так как электрический ток параллелен магнитному моменту слоя $J_{\text{PHE}} = \Delta\sigma_{\text{AMR}} (\mathbf{m} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{m}$ [32,33], где \mathbf{E} — приложенное поле, $\Delta\sigma_{\text{AMR}}$ — анизотропная часть проводимости. В наших экспериментах $\varphi = 90^\circ$, так что третий член в сумме (1) равен нулю. Спиновый эффект Холла, напротив, не зависит от угла φ , но он зависит от угла θ , варьируемого в наших опытах.

Серия резистивных петель гистерезиса $R(H)$ (рис. 7) позволила построить угловую зависимость сопротивления гетероструктуры в состоянии магнитного насыще-

ния P^+ (рис. 9). На рис. 9 аппроксимация угловой зависимости сопротивления Холла (голубые символы) выражением (1) показана сплошной линией. Угловая зависимость вклада SOT после вычитания ОНЕ показана зелеными символами. Эта часть была рассчитана по формуле [34]:

$$R_{SOT} \cos \theta = \frac{R(H) - R(-H)}{2}. \quad (2)$$

Вклад ОНЕ показан пунктирной линией. Аппроксимация приводит к величинам $R_{ОНЕ} = 22 \text{ m}\Omega$, $R_{SOT} = 30 \text{ m}\Omega$, сходным со значениями, полученными в [34] для однослойного образца.

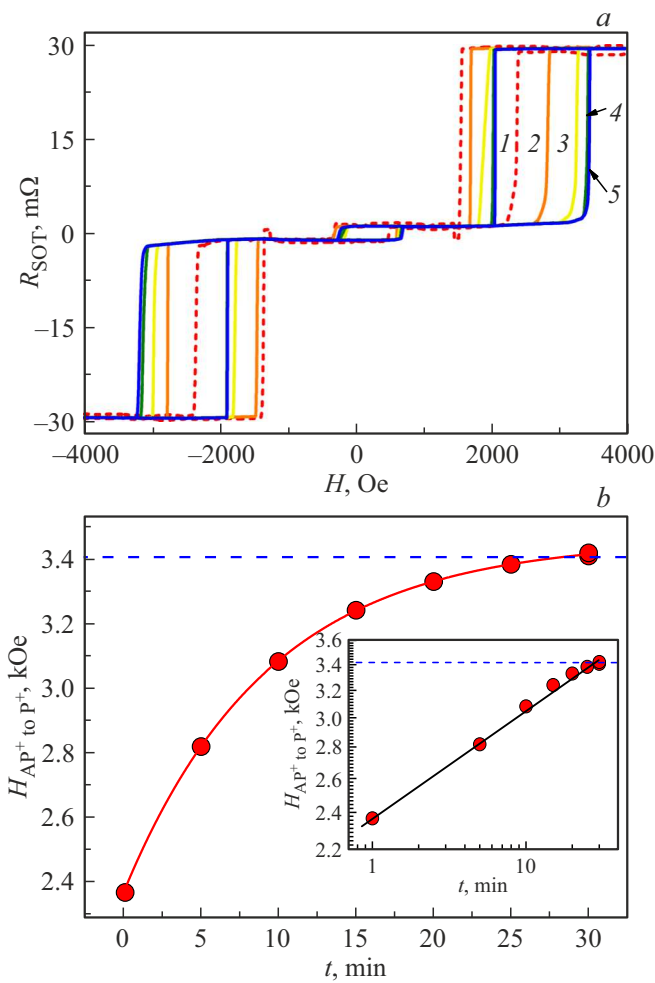


Рис. 8. *a* — зависимости сопротивления SOT от магнитного поля, измеренные через 1 (1), 5 (2), 15 (3), и 30 min (4) после поворота образца из положения с ориентацией поля вдоль плоскости в положение с ориентацией поля перпендикулярно плоскости. *b* — зависимость от времени поля переключения между состояниями AP^+ и P^+ , установленного по петлям магнитного гистерезиса $R(H)$, измеренным в разное время после переориентации поля 1 Т относительно образца. Сплошная линия — аппроксимация экспоненциальной функцией. Пунктирная линия — поле переключения в образце, не намагниченном в плоскости. На вставке представлена эта же зависимость в полулогарифмических координатах.

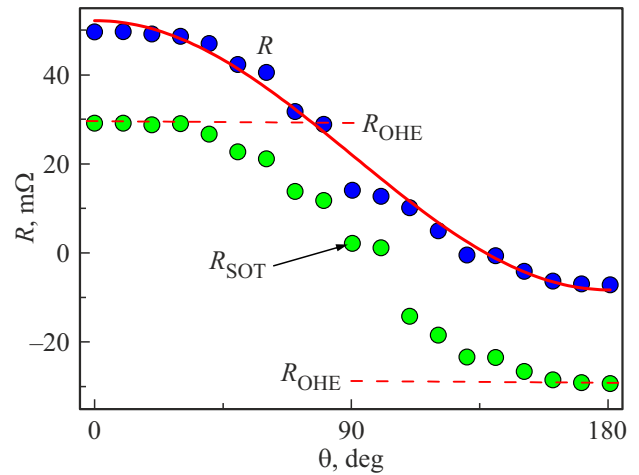


Рис. 9. Угловая зависимость полного холловского сопротивления в состоянии насыщения намагниченности P^+ (голубые символы) и угловая зависимость SOT после вычитания вклада классического эффекта Холла ОНЕ. Вклад ОНЕ показан пунктирными линиями. Аппроксимация формулой (1) показана сплошной линией.

Поскольку слои Pt, Cu, Ir выполняют роль шунта, изменяя сопротивление образца, мы подсчитали долю тока, протекающего через слой GdFeCo. Для этого мы воспользовались известными удельными сопротивлениями металлов при комнатной температуре $\rho_{\text{GdFeCo}} = 1.85 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ [35], $\rho_{\text{Ir}} = 4.74 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}$ [36], $\rho_{\text{Pt}} = 4.74 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}$ [37], $\rho_{\text{Cu}} = 1.68 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}$ [38]. Простые расчеты дали шунтирующий коэффициент $\xi_{\text{GdFeCo}} = 0.42$, с учетом которого значения Холловских составляющих сопротивления равны $R_{ОНЕ} = 31.2 \text{ m}\Omega$, $R_{SOT} = 42.6 \text{ m}\Omega$.

Моделирование петель гистерезиса намагниченности при различных направлениях магнитного поля было произведено путем минимизации суммы энергии Зеемановского взаимодействия, энергии анизотропии каждого из слоев и обменной энергии взаимодействия слоев [39]:

$$E_{tot} = -t_1 M_1 H \cos(\varphi - \varphi_1) - t_2 M_2 H \cos(\theta - \varphi_2) - K_{eff1} \cos^2 \varphi_1 - K_{eff2} \cos^2 \varphi_2 - J_{ex} \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (3)$$

где t_1 и t_2 — толщины слоев GdFeCo, M_1 и M_2 — их намагниченности, φ_1 и φ_2 — углы между намагниченностями и внешним полем H (рис. 10, *a*), K_{eff1} и K_{eff2} — константы эффективной анизотропии слоев GdFeCo, J_{ex} — межслоевое обменное взаимодействие. Сходство гистерезиса сопротивления (рис. 7) с магнитным гистерезисом при соответствующих углах между полем и образцом (рис. 10, *b*) означает, что изменение сопротивления, соответствующего SOT, воспроизводит изменение проекции суммарной намагниченности двух слоев поля на нормаль к образцу.

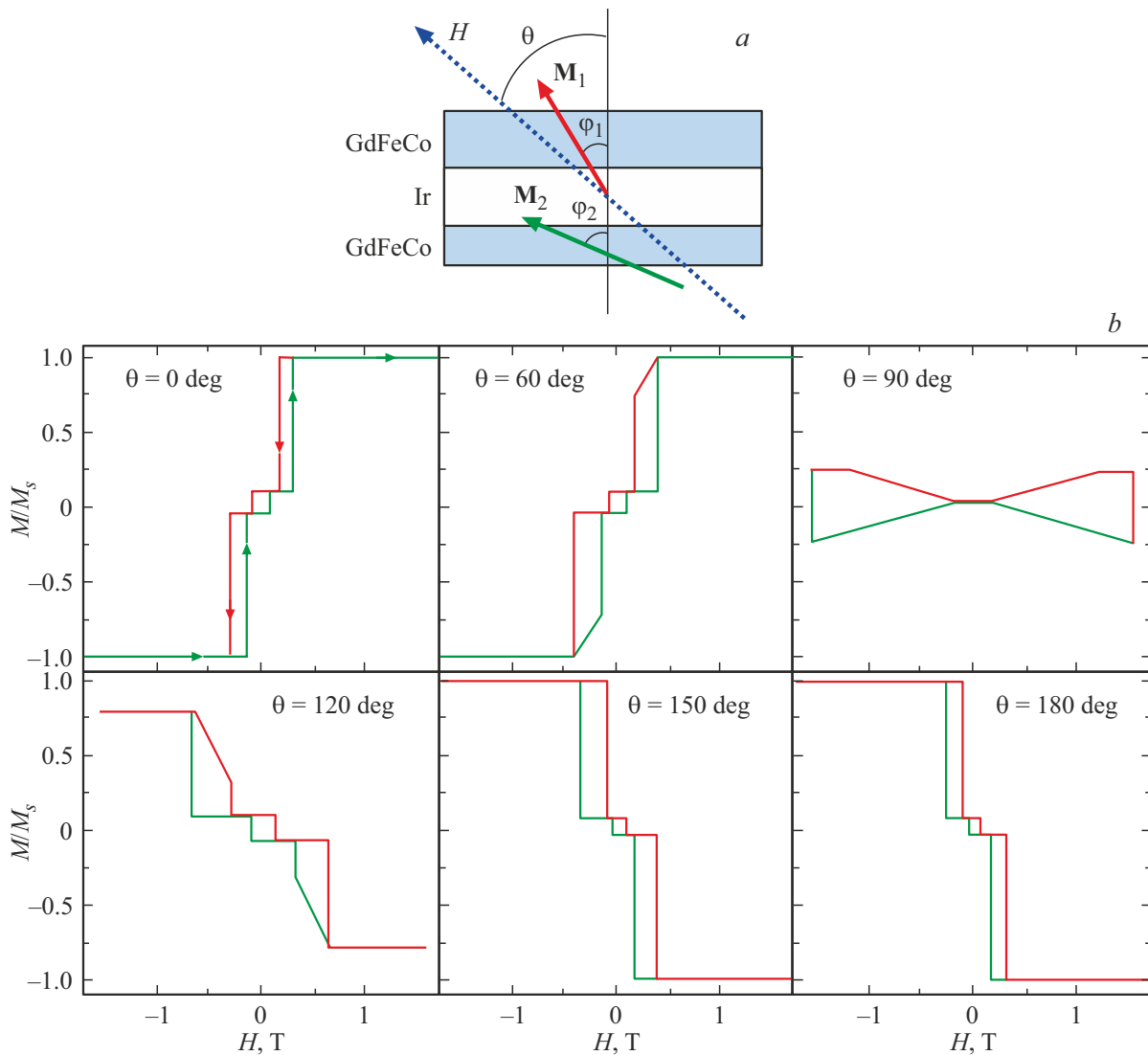


Рис. 10. *a* — схема образца с направлениями намагниченностей слоев M_1 и M_2 , внешнего поля H и соответствующих углов с нормалью. *b* — расчетные угловые зависимости намагниченности, нормированной на намагниченность насыщения при разных углах между полем и нормалью θ .

5. Выводы

1. Анализ угловой зависимости эффекта Холла в синтетических ферромагнетиках GdFeCo/Ir/GdFeCo позволил разделить вклады классического эффекта Холла $R_{\text{ОХЕ}} = 22 \text{ м}\Omega$ и аномального эффекта Холла, связанного со спин-орбитальным вращающим моментом, $R_{\text{СОТ}} = 30 \text{ м}\Omega$ при комнатной температуре, превышающей температуру компенсации намагниченностей подрешеток ($\sim 60\text{--}70 \text{ К}$).

2. Моделирование полевой зависимости намагниченности двухслойного образца GdFeCo дает петли магнитных гистерезисов, аналогичные тем, которые наблюдаются при измерении гистерезиса сопротивления Холла.

3. Быстрое изменение ориентации магнитного поля от ориентации в плоскости образца к перпендикулярной образцу ориентации вызывает медленную релаксацию

части Холловского напряжения, соответствующей спин-орбитальному вращательному моменту. Длительная релаксация этого напряжения ($\sim 30 \text{ min}$) связана с расширением доменов.

Благодарности

Авторы признательны проф. S. Mangin за образцы и полезные обсуждения.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках тематической карты Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН АААА-А19-119092390079-8.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N. Roschewsky, T. Matsumura, S. Cheema, F. Hellman, T. Kato, S. Iwata, S. Salahuddin. *Appl. Phys. Lett.* **109**, 112403 (2016).
- [2] N.T. Hai, I. Kindiak, V. Yurlov, R.C. Bhatt, C.-M. Liao, L.-X. Ye, T.-H. Wu, K.A. Zvezdin, J.-C. Wu. *AIP Adv.* **10**, 105202 (2020).
- [3] T.H. Pham, S.-G. Je, P. Vallobra, T. Fache, D. Lacour, G. Malinowski, M.C. Cyrille, G. Gaudin, O. Boulle, M. Hehn, J.-C. Rojas-Sanchez, S. Mangin. *Phys. Rev. Appl.* **9**, 064032 (2018).
- [4] Y. Xu, M. Hehn, W. Zhao, X. Lin, G. Malinowski, S. Mangin. *Phys. Rev. B* **100**, 064424 (2019).
- [5] J. Gorchon, R.B. Wilson, Y. Yang, A. Pattabi, J.Y. Chen, L. He, J.P. Wang, M. Li, J. Bokor. *Phys. Rev. B* **94**, 184406 (2016).
- [6] S. Savoini, R. Medapalli, B. Koene, A.R. Khorsand, L.L. Guyader, L. Duo, M. Finazzi, A. Tsukamoto, A. Itoh, F. Nolting, A. Kirilyuk, A.V. Kimel, T. Rasing. *Phys. Rev. B* **86**, 140404(R) (2012).
- [7] Y. Hashimoto, A.R. Khorsand, M. Savoini, B. Koene, D. Bossini, A. Tsukamoto, A. Itoh, Y. Ohtsuka, K. Aoshima, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, T. Rasing. *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 063702 (2014).
- [8] S. Tehrani, J.M. Slaughter, E. Chen, M. Durlam, J. Shi. *IEEE Trans. Magn.* **35**, 2814 (1999).
- [9] Q. Shao, P. Li, L. Liu, H. Yang, S. Fukami, A. Razavi, H. Wu, K. Wang, F. Freimuth, Y. Mokrousov, M.D. Stiles, S. Emori, A. Hoffmann, J. Akerman, K. Roy, J.-P. Wang, S.-H. Yang, K. Garello, W. Zhang. *IEEE Trans. Magn.* **57**, 800439 (2021).
- [10] W. Zhou, T. Seki, T. Kubota, G.E.W. Bauer, K. Takanashi. *Phys. Rev. Mater.* **2**, 094404 (2018).
- [11] L. Helmich, M. Bartke, N. Teichert, B. Schleicher, S. Fahler, A. Hutten. *AIP Adv.* **7**, 056429 (2017).
- [12] H. Brune, P. Gambardella. *Surf. Sci.* **603**, 1812 (2009).
- [13] R.J. Gambino, T.R. McGuire, K. Fukamichi. *J. Appl. Phys.* **52**, 2190 (1981).
- [14] T.R. McGuire, R.J. Gambino. *J. Appl. Phys.* **50**, 7653 (1979).
- [15] K. Takanashi, H. Kurokawa, H. Fujimori. *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1585 (1993).
- [16] K. Takanashi, M. Ohba, H. Kurokawa, H. Fujimori. *IEEE Trans. Magn.* **9**, 164 (1994).
- [17] J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth. *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
- [18] T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, S. Maekawa. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 156601 (2006).
- [19] S.S.P. Parkin. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3598 (1991).
- [20] W.S. Ham, S. Kim, D.H. Kim, K.-J. Kim, T. Okuno, H. Yoshikawa, A. Tsukamoto, T. Moriyama, T. Ono. *Appl. Phys. Lett.* **110**, 242405 (2017).
- [21] K.-J. Kim, S.K. Kim, Y. Hirata, S.-H. Oh, T. Tono, D.-H. Kim, T. Okuno, W.S. Ham, S. Kim, G. Go, Y. Tserkovnyak, A. Tsukamoto, T. Moriyama, K.-J. Lee, T. Ono. *Nature Mater.* **16**, 1187 (2017).
- [22] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel’Kov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, W. Prettl. *Nature* **417**, 153 (2002).
- [23] K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, E. Saitoh. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 036601 (2008).
- [24] H. Wu, C.H. Wan, Z.H. Yuan, X. Zhang, J. Jiang, Q.T. Zhang, Z.C. Wen, X.F. Han. *Phys. Rev. B* **92**, 054404 (2015).
- [25] R.B. Morgunov, A.V. Yurov, V.A. Yurov, A.D. Talantsev, A.I. Bezverhniy, O.V. Koplak. *Phys. Rev. B* **100**, 144407 (2019).
- [26] O. Koplak, A. Talantsev, Y. Lu, A. Hamadeh, P. Pirro, T. Hauet, R. Morgunov, S. Mangin. *J. Magn. Magn. Mater.* **433**, 91 (2017).
- [27] U. Atxitia, T.A. Ostler. *Appl. Phys. Lett.* **113**, 062402 (2018).
- [28] J. Sim, J.-H. Lee, S.-K. Kim. *J. Magn. Magn. Mater.* **542**, 168583 (2022).
- [29] A. Kirilyuk, A.V. Kimel, T. Rasing. *Rep. Prog. Phys.* **76**, 026501 (2013).
- [30] J.D. Gibbons, D. MacNeill, R.A. Buhrman, D.C. Ralph. *Phys. Rev. Appl.* **9**, 064033 (2018).
- [31] S. Park, S. Lee, K.J. Lee, S.J. Park, P. Chongthanaphisit, J. Jang, S. Lee, X. Liu, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna. *Sci. Rep.* **11**, 10263 (2021).
- [32] C. Safranski, E.A. Montoya, I.N. Krivorotov. *Nat. Nanotechnol.* **14**, 27 (2019).
- [33] T. Taniguchi, J. Grollier, M.D. Stiles. *Phys. Rev. Appl.* **3**, 044001 (2015).
- [34] T. McGuire, R. Potter. *IEEE Trans. Magn.* **11**, 1018 (1975).
- [35] S. Yang, J. Choi, J. Shin, K. Yoon, J. Yang, J.P. Hong. *Sci. Rep.* **8**, 11065 (2018).
- [36] G.K. Reeves, M.W. Lawn, R.G. Elliman. *J. Vac. Sci. Technol. A* **10**, 3203 (1992).
- [37] J.S. Agustsson, U.B. Arnalds, A.S. Ingason, K.B. Gylfason, K. Johnsen, S. Olafsson, J.T. Gudmundsson. *Appl. Surf. Sci.* **254**, 7356 (2008).
- [38] A. Javed, J.-B. Sun. *Appl. Surf. Sci.* **257**, 1211 (2010).
- [39] J. Gogl, J. Vancea, H. Hoffmann. *J. Phys.: Condens. Matter* **2**, 1795 (1990).
- [40] H.S. Tarazona, W. Alayo, C.V. Landauro, J. Quispe-Marcatoma. *J. Magn. Magn. Mater.* **446**, 44 (2018).

Редактор Е.Ю. Флегонтова