

05,11

Переориентация намагниченности гетероструктур GdFeCo/Ir/GdFeCo при критических температурах

© М.В. Бахметьев¹, М.В. Бурканов², Р.А. Валеев², В.П. Пискорский², Р.Б. Моргунов^{1,2,3}

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

² Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов НИЦ „Курчатовский институт“, Москва, Россия

³ Тамбовский государственный технический университет, Тамбов, Россия

E-mail: spintronics2022@yandex.ru

Поступила в Редакцию 28 февраля 2023 г.

В окончательной редакции 28 февраля 2023 г.

Принята к публикации 1 марта 2023 г.

В гетероструктурах GdFeCo/Ir/GdFeCo с аморфными слоями GdFeCo обнаружены три критические точки на температурных зависимостях намагниченности. В окрестности температуры 100 К наблюдается температура компенсации намагниченностей подрешеток Gd и FeCo, которая обнаруживается в виде минимума намагниченности и не зависит от магнитного поля. При понижении температуры наблюдается резкий ступенчатый переход, который соответствует переключению взаимной ориентации намагниченностей слоев GdFeCo между их параллельной и антипараллельной конфигурациями. Этот переход зависит от магнитного поля, в котором производится измерение. Его критическая температура смещается в диапазоне 70–300 К при изменении поля в диапазоне 0.5–5 Т. При низких температурах < 50 К наблюдается переход в состояние спинового стекла, который сопровождается понижением магнитного момента до нуля и исчезает при наложении поля.

Ключевые слова: температура компенсации, синтетический ферримагнетик, обменное взаимодействие, магнитная анизотропия.

DOI: 10.21883/FTT.2023.05.55496.26

1. Введение

Тонкие пленки сплава GdFeCo в составе различных гетероструктур в последнее время интенсивно исследуются, поскольку в них наблюдается ряд необычных эффектов, связанных с переключением намагниченности поляризованным светом (полностью оптическое переключение намагниченности [1–3]), а также со значительной величиной аномального эффекта Холла в них [4–6]. В литературе принято считать, что пленки GdFeCo являются ферримагнетиками и в кристаллическом, и в аморфном состоянии [1–7]. Сплавы семейств RE–TM и RE–TM–B (RE — редкоземельный металл, TM — переходный металл, B — бор) в аморфном состоянии могут проявлять свойства спинового стекла [8,9]. В сплавах RE–TM и RE–TM–B момент подрешетки RE связан с 4f-электронами, расположенными значительно ниже уровня Ферми, а момент подрешетки TM соответствует 3d-электронам, в энергетической зоне которых находится уровень Ферми. В [9] в сплаве TbCo обнаружили, что магнитные моменты на более глубоких энергетических уровнях легче изменяются внешним магнитным полем, чем вблизи уровня Ферми, проявляя при этом характеристики, подобные спиновому стеклу, такие как медленная динамика и „замерзание“ магнитного момента.

Поскольку упомянутые выше исследования аномального эффекта Холла, а также оптического переключения намагниченности в GdFeCo обычно проводятся при комнатной температуре, при которой предполагается использование устройств на основе гетероструктур, исследования температурных зависимостей намагниченности синтетических ферримагнетиков GdFeCo/Ir/GdFeCo довольно редки. Обычно они проводятся с целью определения точки компенсации на монослойных образцах. Точка компенсации в сплаве GdFeCo важна потому, что именно в ее окрестности возникает наибольший эффект полностью оптического переключения намагниченности. При обсуждении полученных зависимостей намагниченности от температуры основной акцент делается на существование и положение точки компенсации. В настоящей работе сообщается о трех спин-переориентационных переходах, которые наблюдаются на температурной зависимости намагниченности гетероструктуры.

1. Точка компенсации характеризует материал пленок, зависит от его химического состава и обычно не зависит от внешнего магнитного поля, так как ее положение на температурной шкале определяется конкуренцией энергий обменного взаимодействия подрешеток. Энергии обменных взаимодействий подрешеток значительно

превышают зеемановское взаимодействие при любых доступных лабораторных магнитных полях.

2. Переключение между взаимными намагниченностями слоев в гетероструктуре весьма чувствительно к магнитному полю, и уже в небольших магнитных полях температура такого переключения может быть значительно изменена магнитным полем.

3. Переход между ферромагнитным состоянием сплава и состоянием спинового стекла, который обычно наблюдается при низких температурах и чувствителен к внешнему магнитному полю.

Поэтому цель работы заключалась в разделении перечисленных типов спин-переориентационных переходов и в установлении диапазонов температуры и поля, в которых они наблюдаются в гетероструктурах GdFeCo/Ir/GdFeCo.

2. Методика и образцы

Многослойная гетероструктура 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) была получена методом магнетронного напыления на подложку Si/SiO₂ с термически выращенным оксидным слоем толщиной 100 nm для обеспечения изоляции и предотвращения утечки электрического тока. После резки и сушки образцов в потоке N₂ поверхность подложки перед каждым напылением травили высокочастотной плазмой Ag мощностью 50 W при давлении 1 · 10⁻² mbar в течение 5 min. Для получения максимально однородных тонких пленок держатель образца вращается со скоростью ~ 10–30 rpm. Затравочный слой Ta был напылен перед магнитными слоями структуры, чтобы буферизовать дефекты подложки и облегчить образование текстуры Cu (111), благоприятной для образования аморфного слоя GdFeCo. Слой Pt добавляется сверху в качестве защитного слоя. Перпендикулярная магнитная анизотропия дополнительно улучшается, когда слой GdFeCo окружен слоями Cu. При содержании Gd в диапазоне 20.2–25.9% доминирующий вклад в намагниченность вносит подрешетка FeCo при комнатной температуре.

Измерения магнитного момента образцов проводили на СКВИД-магнитометре Quantum Design MPMS 5XL в постоянном поле от -2 до +2 Т и при температурах от 2 до 350 К.

Изображение поперечного сечения образца было получено с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEOL высокого разрешения (HR TEM) при ускоряющем напряжении 200 kV.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 показаны петли магнитного гистерезиса гетероструктуры GdFeCo/Ir/GdFeCo, измеренные при

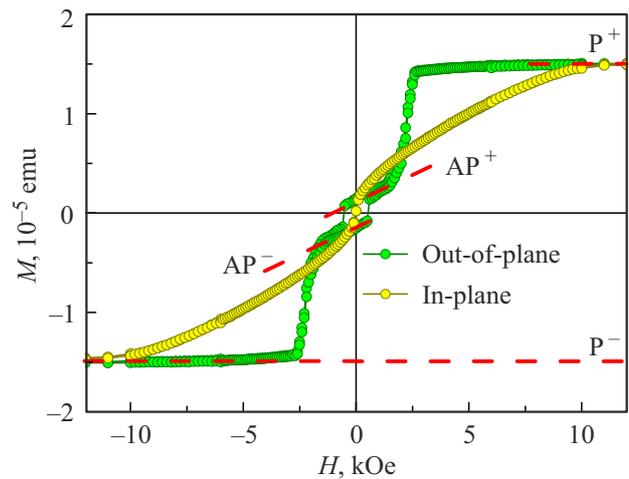


Рис. 1. Петли магнитного гистерезиса гетероструктуры GdFeCo/Ir/GdFeCo, измеренные при $T = 300$ К в двух ориентациях магнитного поля относительно плоскости пленки, in-plane и out-of-plane. Пунктирными линиями показаны состояния P^- , AP^- , AP^+ , P^+ , отвечающие параллельной и антипараллельной взаимным ориентациям намагниченностей слоев GdFeCo.

$T = 300$ К в двух ориентациях магнитного поля относительно плоскости пленки, когда поле лежит в плоскости образца (in-plane) и когда поле перпендикулярно плоскости образца (out-of-plane). Медленное насыщение намагниченности в ориентации in-plane свидетельствует, что намагничивание в такой ориентации описывается моделью „трудной плоскости“, а быстрое насыщение в перпендикулярном образце поле свидетельствует о том, что это направление совпадает с „легкой осью“. В направлении легкой оси выделяются четыре стабильных состояния намагниченности P^- , AP^- , AP^+ , P^+ , отвечающие параллельной и антипараллельной взаимным ориентациям намагниченностей слоев GdFeCo.

Набор петель гистерезиса намагниченности $M(H)$, измеренных в температурном диапазоне 2–350 К и в диапазоне поля от -2 до +2 Т, перпендикулярного плоскости образца, приведен на рис. 2. Видно, что намагниченность насыщения при 2 Т значительно меняется, демонстрируя минимум вблизи 100 К. При этом переключение между состояниями P^- , AP^- , AP^+ , P^+ наблюдается выше 50 К и отсутствует при более низких температурах.

На рис. 3 приведены петли гистерезиса в ориентации поля в плоскости гетероструктуры. В этой ориентации не наблюдается переходов между состояниями P^- , AP^- , AP^+ , P^+ , однако минимум намагниченности насыщения при 2 Т имеет место при 90–100 К.

Температурные зависимости намагниченности насыщения M_S записаны в сильном магнитном поле 2 Т (рис. 4). Каждая точка зависимости соответствует петле гистерезиса, измеренной при данной температуре. Магнитный момент M нормирован на магнетон Бора в расчете на формульную единицу Gd_{0.25}[Fe_{0.9}Co_{0.1}]_{0.75}.

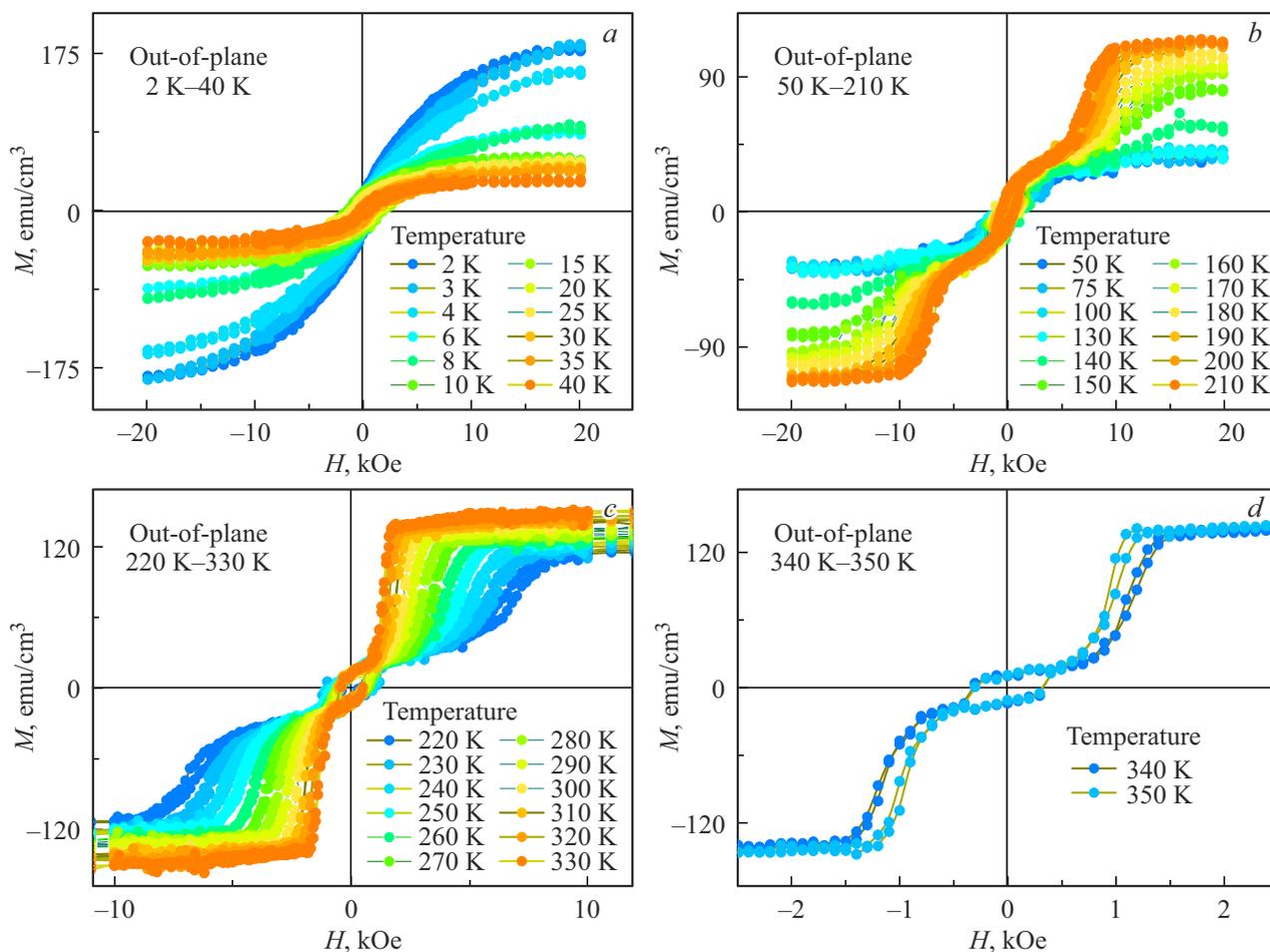


Рис. 2. Петли гистерезиса намагниченности, измеренные при разных температурах в магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца.

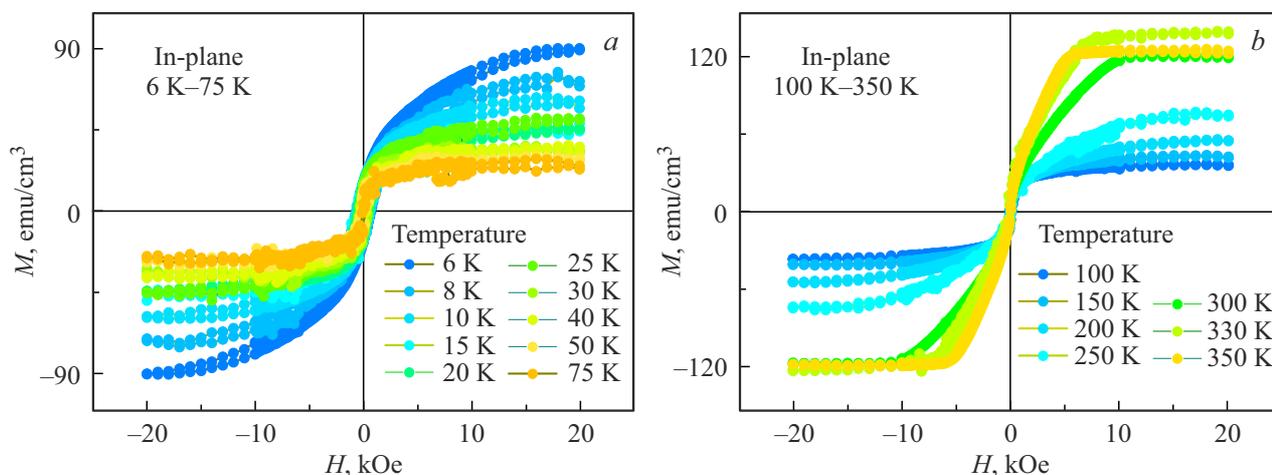


Рис. 3. Петли гистерезиса намагниченности, измеренные при разных температурах в магнитном поле, лежащем в плоскости образца.

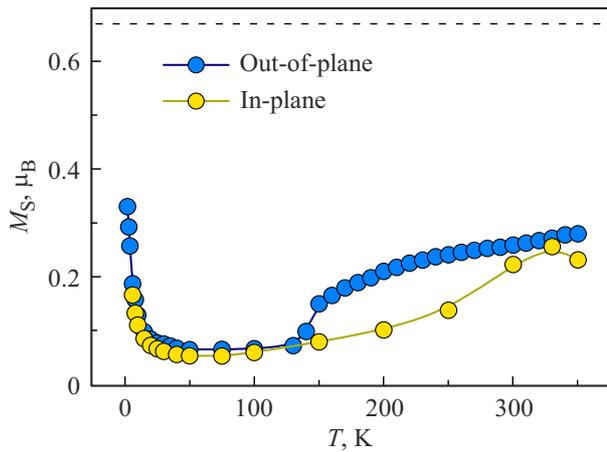


Рис. 4. Температурные зависимости намагниченности насыщения, измеренные в двух ориентациях поля: вдоль плоскости пленки и перпендикулярно к ней. Намагниченность пленки нормирована на магнетон Бора и рассчитана для формульной единицы $Gd_{0.25}[Fe_{0.9}Co_{0.1}]_{0.75}$. Штриховая линия показывает расчетное значение M_S , определенное с учетом стехиометрии образца, и магнитных моментов ионов Gd, Fe и Co, измеренных в [10,11] методом рентгеновского магнито-хирального дихроизма (XMCD).

Намагниченность насыщения уменьшается в диапазоне 2–50 К и возрастает при $T = 70–350$ К (рис. 4). Плоская форма кривой $M_S(T)$ при минимальных значениях затрудняет точное определение температуры компенсации. Различие между кривыми $M_S(T)$ при плоскостной и внеплоскостной ориентациях появляется выше 120 К, так как плоскостная ориентация, соответствующая оси сильного намагничивания, обладает значительным полем размагничивания, уменьшающим M_S (рис. 4). Можно сделать вывод о доминировании подрешетки Gd при низких температурах < 70 К и доминировании подрешетки CoFe при высоких температурах > 100 К.

На рис. 5 представлены зависимости намагниченности гетероструктуры от температуры, измеренные при нагреве образца от 6 К в различном по величине магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца. Видно, что на минимум намагниченности в районе 100 К (рис. 5, d) накладывается резкий ступенчатый переход, при котором намагниченность возрастает в пять раз вблизи комнатной температуры (рис. 5, b). Увеличение измерительного магнитного поля ведет к смещению этого порогового перехода в сторону низких температур.

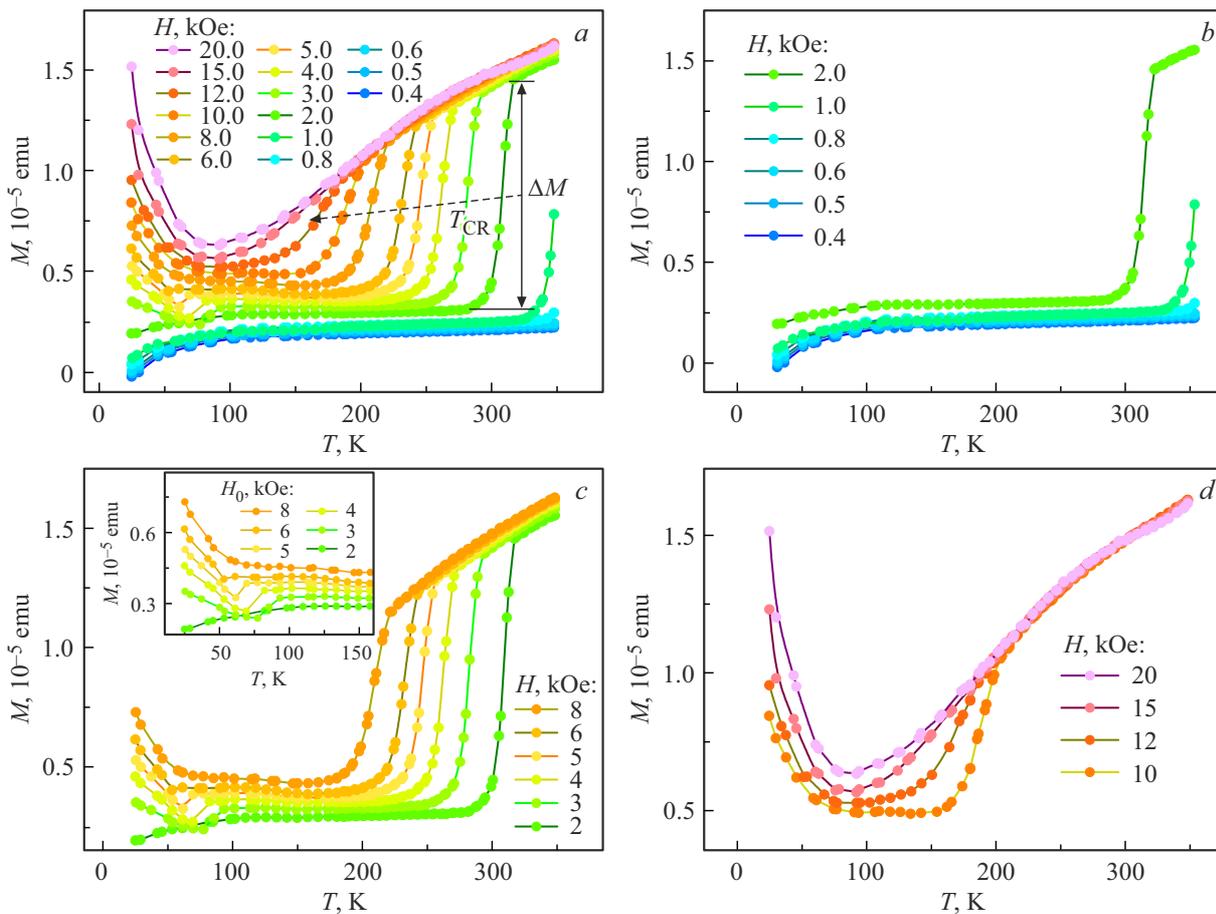


Рис. 5. Температурные зависимости магнитного момента пленки GdFeCo, измеренные при нагреве образца после охлаждения в нулевом поле. Магнитное поле направлено перпендикулярно к плоскости пленки. Диамагнитный вклад подложки вычитался. Магнитное поле, приложенное при нагреве, указано на графиках: *a* — полный набор данных, *b* — поле от 0.4 до 2.0 kOe, *c* — поле от 2.0 до 8.0 kOe, *d* — поле от 10.0 до 20.0 kOe.

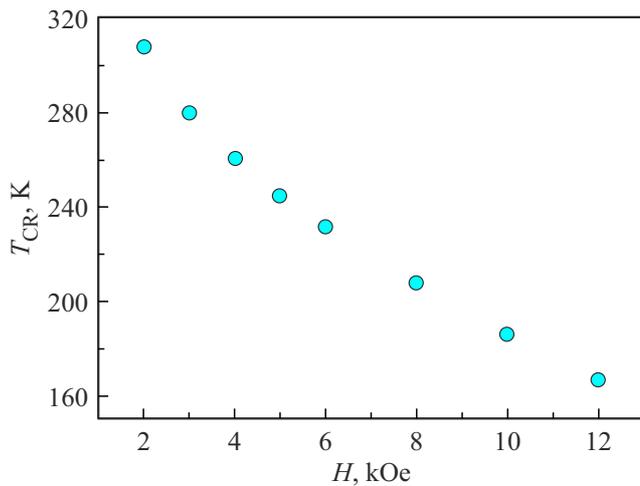


Рис. 6. Зависимость температуры перехода T_{CR} от магнитного поля H .

Зависимость температуры перехода T_{CR} от магнитного поля H представлена на рис. 6.

В сильных полях (рис. 5, *d*) ступенчатый переход оказывается почти полностью подавленным. При этом становится хорошо видна температура компенсации, которая, однако, не приводит к нулевому значению намагниченности. Это может объясняться наличием в пленках двух фаз с различными магнитными свойствами. Кристаллические включения могут иметь ферромагнитные свойства и демонстрировать точку компенсации. Сосуществующая аморфная фаза может находиться в состоянии спинового стекла. В этом случае при достижении точки компенсации в ферромагнитной части

пленки намагниченность спинового стекла не будет равной нулю, как это следует из наших экспериментов (рис. 5, *d*).

Подтверждением гипотезы о вкладе кристаллических областей является изображение поперечного сечения образца, полученное в просвечивающем электронном микроскопе (рис. 7). Вблизи интерфейса в слое GdFeCo видны протяженные кристаллические включения с параметром решетки, соответствующим FeCo.

На рис. 5, *b* в области температур ниже 50 К видно падение магнитного момента образца до нуля в слабом поле 400 Ое. По мере увеличения поля это падение ослабляется, а затем, в более сильных полях вплоть до 2 Т наблюдается рост магнитного момента. Это третий переход, который обусловлен не взаимным переключением намагниченности слоев и не точкой компенсации. Поскольку этот переход в магнитном поле, близком к нулю, приводит к исчезновению магнитного момента образца, можно предполагать, что это переход в состояние спинового стекла. Это подтверждается его зависимостью от магнитного поля.

4. Обсуждение экспериментальных результатов

При 300 К намагниченность насыщения $M_S = 132 \text{ emu/cm}^3$, рассчитанная при объеме слоев GdFeCo $V_{\text{GdFeCo}} = 1.13 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3$, хорошо согласуется с данными, представленными в [12] для гетероструктур GdFeCo/Ir/GdFeCo того же состава и той же толщины ферромагнитного слоя. Принимая плотность материала $\text{Gd}_{0.24}\text{Fe}_{0.76}$ равной $\rho_{\text{GdFe}} = 7.87 \text{ g/cm}^3$ [13], зная размеры гетероструктуры (длина $a = 3 \text{ nm}$, ширина $b = 4 \text{ nm}$) и

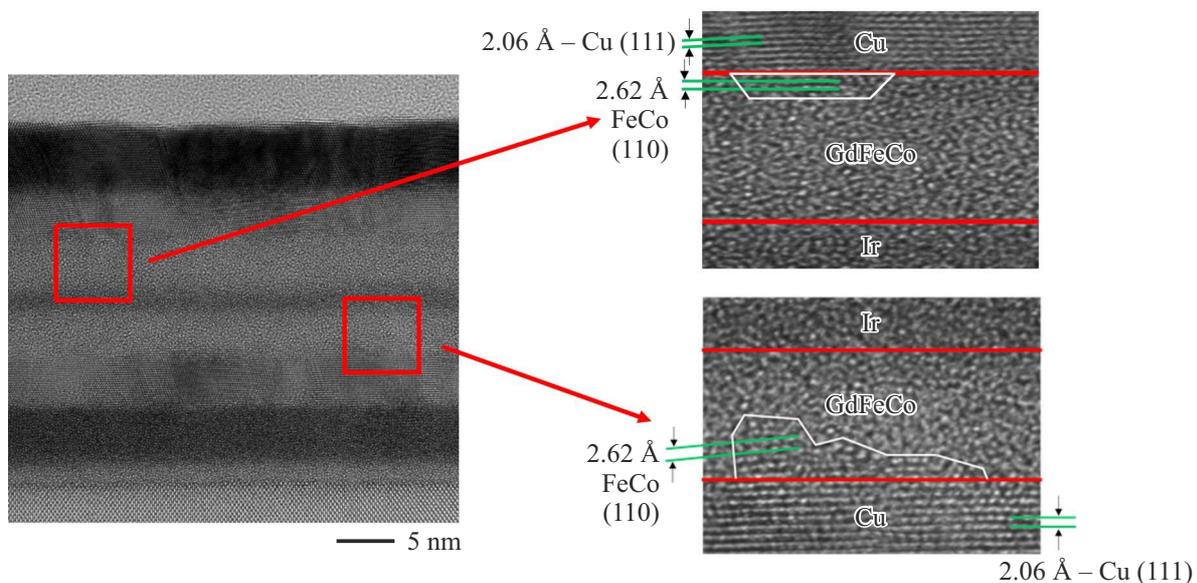


Рис. 7. Изображение поперечного сечения образца, полученное в просвечивающем электронном микроскопе (*a*). Увеличенные фрагменты поперечного сечения гетероструктуры вблизи интерфейса GdFeCo/Cu (*b*).

толщину слоев GdFeCo ($t_{\text{GdFeCo}} = 5.2 \text{ nm}$ для верхнего слоя и $t_{\text{GdFeCo}} = 4.2 \text{ nm}$ для нижнего слоя), определяем массу m_{GdFeCo} :

$$m_{\text{GdFeCo}} = \rho V = 7.87 \text{ g/cm}^3 \cdot 1.13 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 = 8.89 \cdot 10^{-7} \text{ g}.$$

Атомная масса формульной единицы равна

$$M_{\text{GdFeCo}} = (0.25 M_{\text{Gd}} + 0.75(0.9 M_{\text{Fe}} + 0.1 M_{\text{Co}})) = (0.25 \cdot 157 + 0.75(0.9 \cdot 56 + 0.1 \cdot 59)) = 81.47,$$

что соответствует массе $1.35 \cdot 10^{-22} \text{ g}$.

Число формульных единиц в пленке

$$N = \frac{m_{\text{GdFeCo}}}{M_{\text{GdFeCo}}} = \frac{8.89 \cdot 10^{-7} \text{ g}}{1.35 \cdot 10^{-22} \text{ g}} = 6.59 \cdot 10^{15}.$$

Намагниченность насыщения одной формульной единицы при комнатной температуре, выраженная в магнетонах Бора, составляет:

$$\mu_{\text{GdFeCo}} = \frac{M_S}{N} = \frac{1.63 \cdot 10^{-5} \text{ emu}}{6.59 \cdot 10^{15}} = 2.47 \cdot 10^{-21} \text{ emu} = 0.27 \mu_B.$$

В [10,11] определены магнитные моменты Fe^{2+} , Co^{2+} и Gd^{3+} . Мы использовали значения магнитных моментов ионов $\mu_{\text{FeCo}} = 1.3 \mu_B$ и $\mu_{\text{Gd}} = 1.2 \mu_B$, полученные методом ХМСД в пленках аналогичного состава, для расчета ожидаемой намагниченности насыщения в нашем образце $\text{Gd}_{0.25}\text{Fe}_{0.675}\text{Co}_{0.075}$. Соответствующие атомные вклады на формульную единицу $\mu_{\text{GdFeCo}} = 0.68 \mu_B$. Превышение расчетного значения μ_{GdFeCo} над экспериментальным значением $0.4 \mu_B$ можно объяснить аморфной структурой наших образцов. Расчеты соответствуют чистому ферромагнитному состоянию с параллельным взаимным ориентированием спинов, в то время как реальный образец находится в аморфном состоянии, где спиновое стекло и другие неколлинеарные спиновые фазы могут вносить значительный вклад в общую намагниченность, уменьшая ее итоговое значение.

В литературе наглядно показан вклад немагнитных слоев в межслоевое взаимодействие за счет эффекта близости (proximity). Дополнительная намагниченность появляется в исходно не ферромагнитных тяжелых переходных металлах ($TM = \text{Ir}, \text{Pt}$ и т.д.), граничащих с ферромагнетиком. Проникновение спиновой поляризации в эти металлы из слоя GdFeCo вызывает так называемый эффект магнитной близости, т.е. спиновую поляризацию металлов TM на границах раздела. Например, поляризация Ir вблизи границы Co/Ir составляет $0.3 \mu_B$ в [14]. Поляризация d -зоны меди в многослойных структурах Co/Cu составляет $\sim 0.05 \mu_B$ [15,16], а в многослойных Fe/Cu $\sim 0.09 \mu_B$ [15]. Эти значения близки к спиновой поляризации меди $0.13 \mu_B$ в сплавах

FeCu и CoCu [15–17], которые могли образоваться в результате диффузии меди в ферромагнитный слой GdFeCo. Если намагниченности таких фаз дают при комнатной температуре отрицательные вклады в намагниченность, как ионы Gd^{3+} , результирующая намагниченность будет меньше ее расчетного значения. Если принять поляризацию ионов Fe равной $\mu_{\text{Fe}} = 0.2 \mu_B$ [18] вместо $\mu_{\text{FeCo}} = 1.3 \mu_B$ в [10,11], получится значение $\mu_{\text{GdFeCo}} = 0.15 \mu_B$. Таким образом экспериментальное значение M_S , близкое к литературным оценкам, можно получить также учитывая эффекты намагничивания переходных металлов.

Последовательность переориентации ферромагнитных слоев зависит от соотношения между обменным взаимодействием и барьером перемагничивания ферромагнитных слоев [19]. Полная энергия E двуслойного образца GdFeCo определяется уравнением, которое описывает взаимную ориентацию магнитных моментов двух слоев GdFeCo (M_1 и M_2):

$$E = E_Z + E_{\text{eff1}} + E_{\text{eff2}} + E_{EX}, \quad (1)$$

где E_Z — энергия Зеемана, E_{eff1} и E_{eff2} — энергетические барьеры перемагничивания нижнего и верхнего слоев GdFeCo, E_{EX} — энергия обменного взаимодействия между слоями. Все члены в уравнении (1) зависят от температуры и могут быть записаны в виде

$$E = H(M_1(T) + M_2(T)) + K_{\text{eff1}}(T) + K_{\text{eff2}}(T) - \frac{SJ(T)(M_1 + M_2)}{|M_1| \cdot |M_2|}, \quad (2)$$

где H — внешнее магнитное поле, K_{eff1} и K_{eff2} — константы эффективной анизотропии слоев GdFeCo, S — площадь поверхности раздела, J — межслоевое обменное взаимодействие. Поскольку величины $K_{\text{eff1}}(T)$, $K_{\text{eff2}}(T)$ и $J(T)$ имеют различные температурные зависимости баланс энергий нарушается в пользу перехода из состояния P^+ в состояние AP^+ .

5. Выводы

1. Обнаружено, что намагниченность насыщения в гетероструктурах GdFeCo/Ir/GdFeCo отличается от предсказаний простой ферромагнитной модели, в которой намагниченности подрешеток Gd и FeCo коллинеарны и направлены встречно. Показано, что для объяснения величин поля насыщения необходим учет обменных взаимодействий между подрешетками, которое приводит к наличию неполной компенсации магнитных моментов Gd и FeCo. Кроме того, могут иметь место дополнительные факторы, такие, как образование фаз железа и кобальта с диффундирующей медью и эффекты близости переходных металлов к ферромагнетике.

2. Установлено, что зависимость намагниченности насыщения от температуры характеризуется минимумом

намагниченности, положение которого 90–100 К не зависит от прикладываемого поля. Этот минимум соответствует точке компенсации подрешеток в ферримагнитной части пленок.

3. Второй резкий ступенчатый переход наблюдается при 70–350 К. Намагниченность с повышением температуры возрастает в пять раз, а положение этого перехода сильно зависит от магнитного поля, в котором проводятся измерения. Этот переход соответствует переключению взаимной ориентации намагниченностей двух слоев GdFeCo, индуцированному температурой и связанному с изменением баланса констант анизотропии и антиферромагнитного обменного взаимодействия между слоями. Эти характеристики растут с понижением температуры с разной скоростью, обеспечивая при понижении температуры переключение гетероструктуры в другое стабильное состояние в том же поле, что и при высокой температуре.

4. При низких температурах < 50 К наблюдается третий переход, который проявляется в уменьшении магнитного момента образца до нуля с понижением температуры. Приложение магнитного поля устраняет этот эффект. Можно предполагать, что этот переход связан с возникновением спинового стекла в аморфной части слоя GdFeCo. Увеличение поля приводит к понижению критической температуры перехода в состояние спинового стекла, переводя спиновую конфигурацию из разупорядоченного состояния в ферримагнитное состояние.

Благодарности

Авторы признательны А.М. Калашниковой за рекомендации при подготовке статьи и проф. Stephane Mangin за образцы, переданные для исследований.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках тематической карты Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН АААА-А19-119111390022-2.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L. Guyader, M. Savoini, S. Moussaoui, M. Buzzi, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, T. Rasing, A.V. Kimel, F. Nolting. *Nature Commun.* **6**, 5839 (2015).
- [2] S. Iihama, Y. Xu, M. Deb, G. Malinowski, M. Hehn, J. Gorchon, E.E. Fullerton, S. Mangin. *Adv. Mater.* **30**, 1804004 (2018).
- [3] M.S. Hadri, P. Pirro, C.-H. Lambert, S. Petit-Watelot, Y. Quesab, M. Hehn, F. Montaigne, G. Malinowski, S. Mangin. *Phys. Rev. B* **94**, 064412 (2016).
- [4] Y. Wang, C. Li, H. Zhou, J. Wang, G. Chai, C. Jiang. *Appl. Phys. Lett.* **118**, 071902 (2021).
- [5] N. Roschewsky, T. Matsumura, S. Cheema, F. Hellman, T. Kato, S. Iwata, S. Salahuddin. *Appl. Phys. Lett.* **109**, 112403 (2016).
- [6] N. Roschewsky, C.-H. Lambert, S. Salahuddin. *Phys. Rev. B* **96**, 064406 (2017).
- [7] K. Wang, Y. Tang, K. Zhang, Y. Wang, J. Liu. *Mater. Sci. Eng. B* **263**, 114848 (2021).
- [8] J.F. Dillon. *J. Magn. Magn. Mater.* **31–34**, 1 (1983).
- [9] J.-H. Park, W.T. Kim, W. Won, J.-H. Kang, S. Lee, B.-G. Park, B.S. Ham, Y. Jo, F. Rotermund, K.-J. Kim. *Nature Commun.* **13**, 5530 (2022).
- [10] J. Sim, J.-H. Lee, S.-K. Kim. *J. Magn. Magn. Mater.* **542**, 168583 (2022).
- [11] T.A. Ostler, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, I. Radu, R. Abrudan, F. Radu, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, T. Rasing, A. Kimel. *Phys. Rev. B* **84**, 024407 (2011).
- [12] J.H. Kim, D.J. Lee, K.-J. Lee, B.-K. Ju, H.C. Koo, B.-C. Min, O.J. Lee. *Sci. Rep.* **8**, 6017 (2018).
- [13] R. Chimata, L. Isaeva, K. Kadas, A. Bergman, B. Sanyal, J.H. Mentink, M.I. Katsnelson, T. Rasing, A. Kirilyuk, A. Kimel, O. Eriksson, M. Pereiro. *Phys. Rev. B* **92**, 094411 (2015).
- [14] M. Perini, S. Meyer, B. Dupé, S. Malotki, A. Kubetzka, K. Bergmann, R. Wiesendanger, S. Heinze. *Phys. Rev. B* **97**, 184425 (2018).
- [15] G.A. Held, M.G. Samant, J. Stöhr, B. Hermsmeier, M. Schilf-gaarde, R. Nakajimas. *Z. Phys. B* **100**, 335 (1997).
- [16] M.G. Samant, J. Stöhr, S.S.P. Parkin, G.A. Held, B.D. Hermsmeier, F. Herman, M.V. Schilf-gaarde, L.-C. Duda, D.C. Mancini, N. Wassdahl, R. Nakajima. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1112 (1994).
- [17] W. Kuch, M. Salvietti, X. Gao, M. Klaua, J. Barthel, C.V. Mohan, J. Kirschner. *J. Appl. Phys.* **83**, 7019 (1998).
- [18] F. Wilhelm, P. Pouloupoulos, H. Wende, A. Scherz, K. Barchschke, M. Angelakeris, N.K. Flevaris, A. Rogalev. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 207202 (2001).
- [19] O. Koplak, A. Talantsev, Y. Lu, A. Hamadeh, P. Pirro, T. Hautet, R. Morgunov, S. Mangin. *J. Magn. Magn. Mater.* **433**, 91 (2017).

Редактор Е.Ю. Флегонтова