Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 11, с. 753 – 760 © 2019 г. 10 июня

Температурная зависимость обменной анизотропии ферримагнитной пленки GdFeCo, связанной с антиферромагнетиком IrMn

О. В. Коплак[+*1)], *В. С. Горнаков*[×], *Ю. П. Кабанов*[×], *Е. И. Куницына*[+*], *И. В. Шашков*[×]

[+] *Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*] *Тамбовский государственный технический университет, 39200 Тамбов, Россия*

[×] *Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

Поступила в редакцию 11 марта 2019 г.
После переработки 18 апреля 2019 г.
Принята к публикации 18 апреля 2019 г.

Однонаправленная анизотропия и кинетика преобразования доменной структуры в ферримагнитной пленке GdFeCo, обменно-связанной с антиферромагнетиком IrMn, изучены в широком диапазоне температур. Многослойные структуры Ta/Pt/GdFeCo/IrMn/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией демонстрируют компенсацию намагниченности подрешеток при $T_1 \approx 120$ К и $T_2 \approx 4$ К. Выявлены немонотонные зависимости поля обменного смещения H_{EX} и коэрцитивности H_C от температуры. Установлено, что наклон зависимости $H_C(T)$ и величина H_{EX} меняют знак при T_1. Обнаружен ориентационный фазовый переход при температуре $T_{CR} \approx 35$ К, ниже которой меняется однонаправленная анизотропия и механизм формирования коэрцитивной силы.

DOI: 10.1134/S0370274X19110079

Введение. Явление обменного взаимодействия между ферромагнетиком и антиферромагнетиком (АФМ) на интерфейсе, обнаруженное Майклджоном и Бином [1], стало предметом интенсивного исследования после открытия эффекта гигантского магнитного сопротивления [2] и его использования в таких элементах спинтроники, как магниторезистивные головки считывания [3] и магнитные запоминающие устройства с произвольным доступом [4]. В таких гетероструктурах ориентация спинов ферромагнитного слоя вблизи интерфейса зафиксирована распределением спинов в антиферромагнетике, благодаря чему в них формируется однонаправленная (обменная) анизотропия, которая характеризуется появлением поля обменного смещения H_{EX} петли гистерезиса вдоль оси магнитного поля H и увеличением коэрцитивной силы H_C. Величина H_{EX} обусловлена обратимыми процессами поворота спинов в антиферромагнитном слое вблизи интерфейса (формированием обменных спиновых пружин) при перемагничивании гетероструктуры из основного состояния и их разворота обратно при перемагничивании в основное состояние [5, 6]. Величина H_C обусловлена необратимыми процессами преодоления потенциальных барьеров при переключении намагниченности из метастабильных в энергетически более выгодные устойчивые состояния. Это требует дополнительных затрат энергии внешнего магнитного поля и, следовательно, ведет к уширению петли гистерезиса.

Механизм формирования коэрцитивной силы может быть вызван резким переключением магнитного момента при перемагничивании гетероструктур, в которых спины в АФМ слое на межфазной границе скомпенсированы [7]. В этом случае они ориентированы перпендикулярно к спинам ферромагнитного слоя, и состояние такой гетероструктуры является вырожденным, что при перемагничивании приводит лишь к уширению петли гистерезиса, но не к ее смещению.

Наиболее широко обсуждаемыми механизмами увеличения коэрцитивности является пиннинг ферро-/антиферромагнитных гибридных доменных границ на дефектах в АФМ слое [8–12] и на межфазной поверхности [13]. Считается, что гистерезисные свойства обсуждаемых двухслойных тонкопленочных структур определяются в основном распределением направления спинов на интерфейсе и вблизи него.

В последнее время широкое распространение получили исследования обменно-смещенных магнитных гетероструктур как с плоскостной [14], так и с перпендикулярной анизотропией [15], обеспечивающих сверхбыстрое переключение намагниченности в них с помощью импульсов фемтосекундных лазеров.

1)e-mail: o.koplak@gmail.com

С другой стороны, более перспективными для использования в сверхбыстродействующих элементах спинтроники являются интерметаллические ферримагнитные (ФМ) пленки "редкая земля–переходный металл" [16]. При этом наибольшее развитие получили исследования пленок GdFeCo [17, 18]. Температурная зависимость параметров гистерезисных петель в таких гетероструктурах определяется изменением магнитной структуры ферримагнитного слоя и демонстрирует точки компенсации намагниченности при охлаждении-нагреве.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования кинетики доменных стенок и процесса перемагничивания ферримагнитной пленки GdFeCo, обменно-связанной с антиферромагнетиком IrMn в широком диапазоне температур. Цель работы заключалась в анализе однонаправленной анизотропии и установлении факторов, которые определяют ее температурную зависимость.

Методика эксперимента. Гетерофазная тонкопленочная ФМ/АФМ структура Ta(3 нм)/Pt(3 нм)/$Gd_{21.6}Fe_{67.8}Co_{10.5}$(20 нм)/$Ir_{20}Mn_{80}$(7 нм)/Pt(5 нм) была выращена магнетронным распылением на стеклянной подложке (вставка рис. 1). Слой тантала

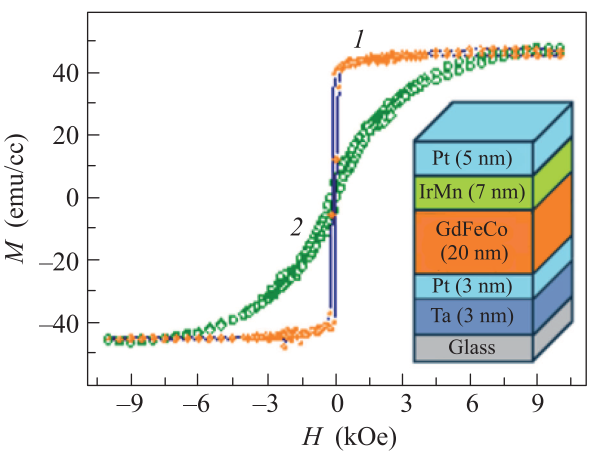

Рис. 1. (Цветной онлайн) Петли гистерезиса, измеренные перпендикулярно (*1*) и параллельно (*2*) плоскости пленки. На вставке представлена схема расположения слоев образца

обеспечивал текстуру (111) пленки Pt, которая, в свою очередь, формировала наведенную одноосную перпендикулярную анизотропию в ФМ слое. Покровный слой Pt предохранял гетероструктуру от окисления на воздухе. Размер исследуемых образцов составлял (4.1×3.8) мм^2. Температурные зависимости магнитного момента и петель гистерезиса образцов были получены на СКВИД – магнитометре MPMS 5 XL Quantum Design (Superconducting Quantum Interference Device – Сверхпроводящий Квантовый Интерферометр) в диапазоне магнитных полей от -10 кЭ до $+10$ кЭ при температурах $2 \div 300$ K. Из всех зависимостей $M(H)$ вычитался вклад от диамагнитной подложки, величина которого линейно зависела от поля и была получена путем экстраполяции линейного участка петли гистерезиса в сильных полях $H > 8$ кЭ в области гарантированного магнитного насыщения образца. Перемагничивание образцов в магнитном поле -1 кЭ $< H < +1$ кЭ было исследовано с использованием магнитооптического (МО) эффекта Керра в оптическом криостате в диапазоне температур $100 \div 300$ K в видимом свете. Изображения доменной структуры образца регистрировались CCD-камерой и затем из них вычитался фоновый кадр, предварительно полученный в состояниях насыщения образца. Для улучшения полученных МО изображений увеличивалась их контрастность.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Петли гистерезиса образцов Ta/Pt/GdFeCo/IrMn/Pt (рис. 1) были измерены при комнатной температуре в магнитном поле, приложенном вдоль оси легкого намагничивания (перпендикулярно к поверхности образца, кривая *1*) и трудного намагничивания (в плоскости образца, кривая *2*). Намагниченность насыщения M_S составляла 47.8 ед. СГСМ/см^3. Зависимость магнитного момента $M(T)$ образца от температуры

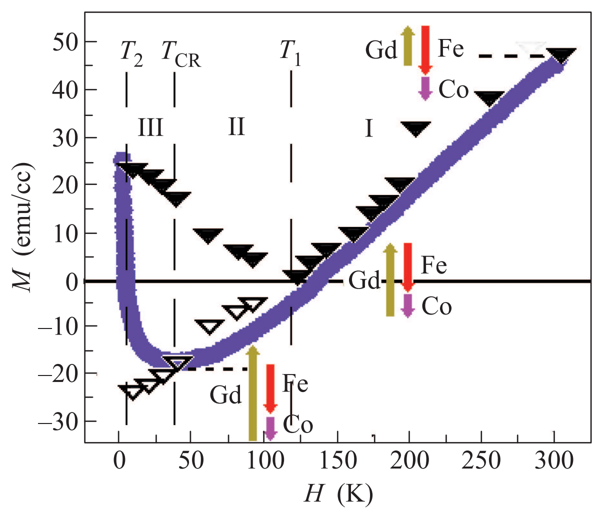

Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурная зависимость намагниченности образца, охлажденного до 2 K в нулевом поле (фиолетовые круги). Поле измерений 100 Э. Черные треугольники – намагниченность насыщения, получена из петель гистерезиса. Полые треугольники – инвертированное значение намагниченности M_S

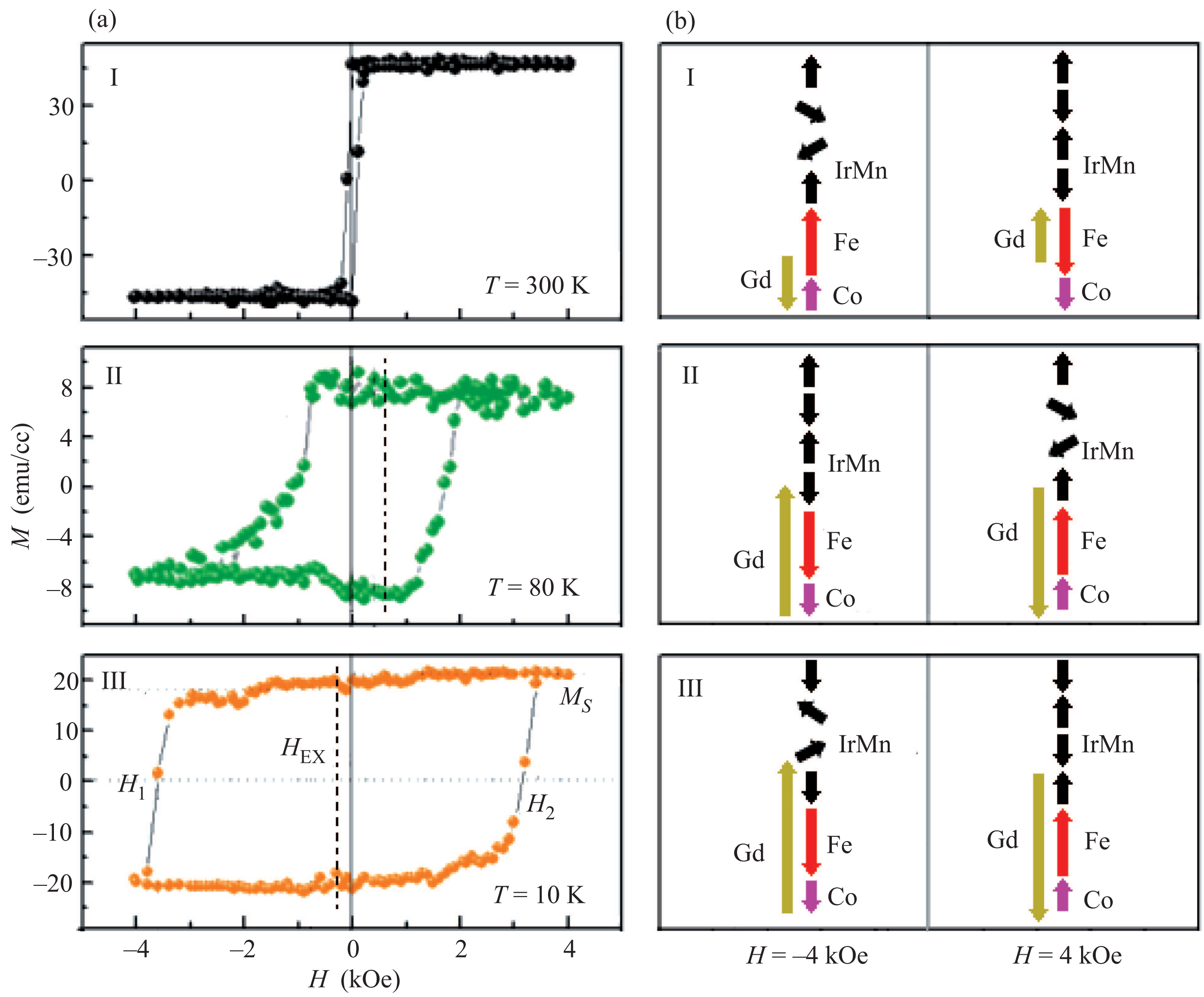

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Петли гистерезиса и соответствующее им схематическое распределение спинов в ФМ и АФМ слоях при $H = \pm 4$ кЭ в областях I, II и III, обозначенных на рис. 2b

была измерена при $H = 100$ Э вдоль оси легкого намагничивания и содержала четыре характерных области (рис. 2). В области I, при $T_1 < T < T_C$, где $T_C \approx 540$ К и $T_1 \approx 120$ К – температуры Кюри и точки компенсации, соответственно, абсолютное значение намагниченности $|M|$ убывает с уменьшением температуры. В этой области доминирует намагниченность 3d-металлов в ферримагнетике GdFeCo, как это схематично изображено стрелками на рис. 2. В остальных областях доминирует намагниченность $4f$-редкоземельного гадолиния. В области II, при $T_{CR} < T < T_1$, где $T_{CR} \approx 35$ К – критическая температура с $dM/dT = 0$, величина $|M|$ растет с уменьшением температуры. В области III, при $T_2 < T < T_{CR}$, где $T_2 \approx 4$ К – еще одна точка компенсации, намагниченность убывает с уменьшением температуры. В области при $2\,\text{К} < T < T_2$ намагниченность меняет знак и наблюдается резкое ее увеличение. Ввиду того, что в этой области ширина петель гистерезиса превышала значения, достижимые в эксперименте, она в данной работе не рассматривалась.

Зависимость $M_S(T)$, полученная из петель гистерезиса (рис. 3a), обозначена на рис. 2 черными треугольниками. Ввиду того, что в областях II и III при $T < T_{CR}$ ориентация намагниченности относительно исходного состояния инвертируется, то можно считать, что в большом положительном поле насыщения ($H = +4$ кЭ), знак $M_S(T)$ ферримагнитного слоя также инвертируется и значения $M_S(T)$ в этих областях формально можно считать отрицательными (обозначены полыми треугольниками на рис. 2). В этом случае M_S во всем диапазоне температур $10 \div 300$ К является практически линейной функцией T (рис. 2). Таким образом, $|M_S|(T)$, в отличие от $|M|(T)$, в области III не убывает, а растет с понижением температуры до 10 K.

Магнитные свойства гетероструктуры в этих областях обусловлены соотношением вкладов антипараллельно ориентированных магнитных моментов в подрешетках редкоземельной и переходных металлов. Благодаря обменному взаимодействию спинов ферримагнетика и антиферромагнетика на интерфейсе параметры петель гистерезиса в этих трех областях существенным образом различались. Зависимости коэрцитивной силы $H_c = (H_2 - H_1)/2$ и поля обменного смещения $H_{EX} = (H_2 + H_1)/2$ от температуры приведены на рис. 4. При комнатной тем-

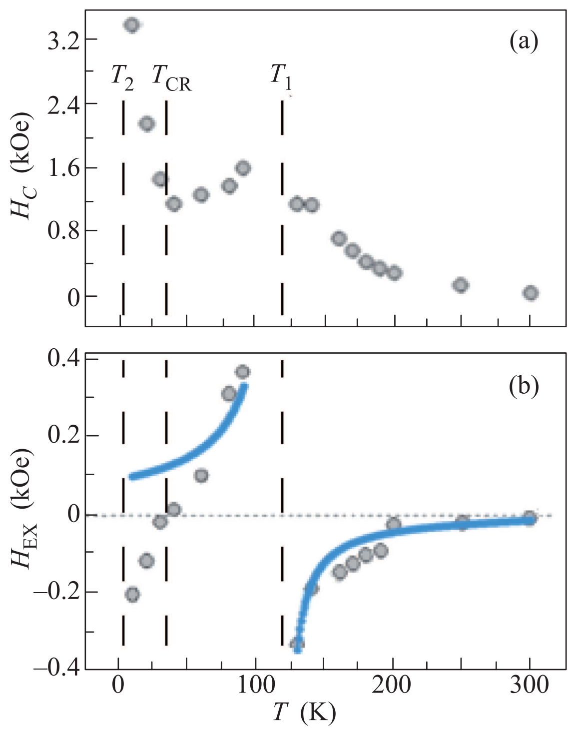

Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурная зависимость коэрцитивной силы H_C (a) и обменного смещения H_{EX} (b)

пературе $H_{EX} = 5$ Э и $H_C = 65$ Э. При уменьшении температуры намагниченность (рис. 2), коэрцитивная сила (рис. 4a) и поле смещения (рис. 4b) претерпевают резкие изменения при температурах T_1 и T_{CR}. В области I с уменьшением температуры величина H_C и абсолютное значение H_{EX} возрастали, достигая своих максимальных значений вблизи точки компенсации $T_1 \approx 120$ K. При $T < T_1$, в области II, величина H_C убывала с температурой, а H_{EX} меняла знак и также убывала. При T_{CR} величина H_C достигала минимума, а H_{EX} обращалась в нуль. Дальнейшее уменьшение температуры в области III приводило к резкому увеличению H_C и отрицательному смещению петли H_{EX}.

Для выяснения механизма перемагничивания гетероструктур было изучено распределение и преобразование намагниченности в перпендикулярном поле при разных температурах с использованием эффекта Керра. На рисунке 5 представлен процесс перемагничивания участка ферримагнитной пленки при комнатной температуре. Из основного намагниченного состояния (рис. 5a) образец перемагничивался за счет зарождения домена новой фазы вблизи дефекта (рис. 5b), дрейфа доменных границ (рис. 5c, d) и дальнейшего смещения до насыщения. Перемагничивание обратно, в основное состояние, происходило аналогично: вначале появлялся домен новой фазы на том же дефекте (рис. 5e), который затем расширялся (рис. 5f, g). В результате вычитания из каждого кадра фонового кадра, содержащего лишь дефектную структуру поверхности, темные области МО изображений соответствуют доменам, намагниченным вверх, светлые – доменам, намагниченным вниз, а серые – дефектам поверхности пленки.

Необходимо отметить, что при уменьшении температуры механизм переключения намагниченности не изменялся, однако, значения полей переключения из одного насыщенного состояния в другое возрастали и соответствовали увеличению поля коэрцитивности (рис. 4a) в области I. При этом магнитооптический контраст в доменах оставался постоянным, т.е. эффект Керра в гетероструктуре практически не зависел от температуры. Для его измерения при комнатной температуре формировалась доменная структура, аналогичная той, что показана на рис. 5f. Полученная доменная структура сохранялась и после уменьшения поля до нуля и уменьшения температуры. Измерения магнитооптических интенсивностей I_1 и I_2 в обозначенных на рис. 5f областях соседних доменов производились при различных температурах. Пропорциональная эффекту Керра температурная зависимость разности интенсивностей $I = I_1 - I_2$, приведенная к значению $I = I_0$ при комнатной температуре, изображена на рис. 5h. Видно, что интенсивность остается постоянной, несмотря на уменьшение суммарной намагниченности ферримагнитного слоя и изменения ее знака при уменьшении температуры ниже точки компенсации T_1. Это означает, что эффект Керра не связан с гадолинием, магнитный момент которого изменяется с изменением температуры, а обусловлен лишь вкладом атомов переходных металлов, магнитный момент которых слабо зависит от температуры вдали от T_C [19]. Подобная зависимость эффекта Керра от температуры для

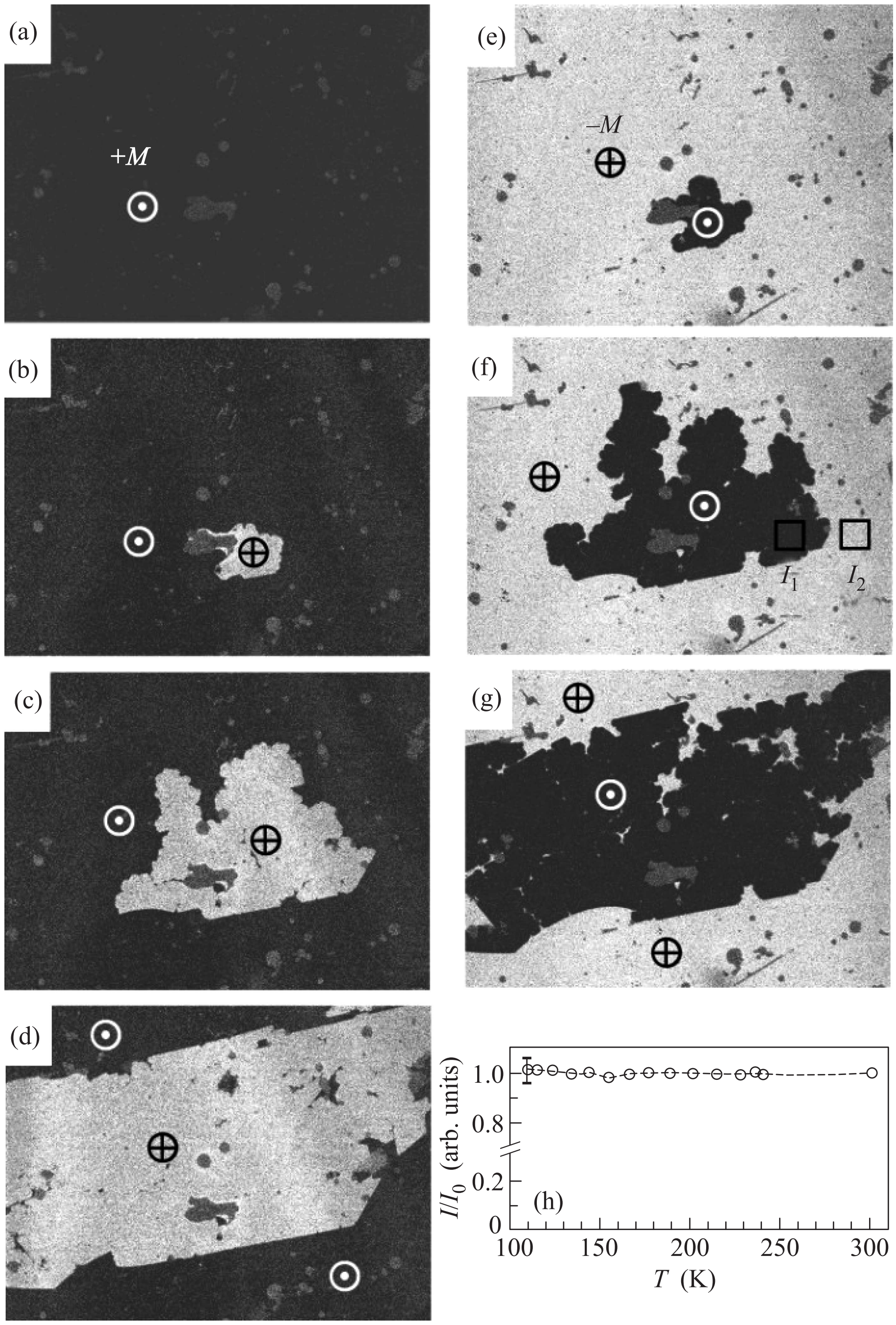

Рис. 5. МОКЭ (магнитооптический эффект Керра) изображения эволюции доменной структуры образца при $H = +1000$ Э (a); $H = -39$ Э: $t = 15$ с (b), $t = 23$ с (c), $t = 51$ с (d); $H = +43$ Э: $t = 18$ с (e), $t = 44$ с (f), $t = 99$ с (g). (h) – Зависимость магнитооптического контраста от температуры

ферримагнетика с близким составом была получена в работе [17].

В отличие от эффекта Керра коэрцитивное поле H_C и поле обменного смещения H_{EX} от температуры зависят (рис. 4). В соответствии с моделью обменной анизотропии за счет формирования обменной спиновой пружины в АФМ слое поле обменного смещения имеет вид [5]:

$$H_{EX}(T) = -\frac{2\sqrt{AK(T)}}{M(T)t}, \quad (1)$$

где A – энергия обменного взаимодействия и $K(T)$ – константа анизотропии антиферромагнетика, а

$M(T)$ и t – намагниченность и толщина ферримагнитной пленки соответственно. На рисунке 4b сплошной линией показана зависимость $H_{EX}(T)$, рассчитанная по формуле (1). При этом полагалось, что обменная энергия $A = 3 \cdot 10^{-7}$ эрг/см не зависит от температуры при $T \ll T_N$, где $T_N = 850$ K – температура Нееля для IrMn. Зависимость $M(T)$ в соответствии с данными, полученными из измерений петель гистерезиса и приведенными на рис. 2, считалась линейно изменяющейся с температурой во всем диапазоне 10–300 K. Константа анизотропии K для IrMn при $T = 300$ K принималась равной $5.5 \cdot 10^6$ эрг/см^3 [20] и линейно возрастала с температурой. Поскольку лишь часть магнитных моментов в АФМ слое, нескомпенсированных на интерфейсе, участвуют в обратимом процессе формирования обменной пружины в антиферромагнетике и формировании обменного смещения, величина H_{EX} была нормирована на ее значение при $T = 300$ K. Коэффициент линейной зависимости $K(T)$ подбирался таким образом, чтобы величина $H_{EX}(T)$ при $T = 130$ K совпадала с ее экспериментальным значением. Полученная зависимость $H_{EX}(T)$ (сплошная кривая на рис. 4b) в области I достаточно хорошо описывает экспериментальные данные. Незначительное отклонение от экспериментальных точек при $150\,\mathrm{K} < T < 200\,\mathrm{K}$ может объяснятся упрощенным представлением линейной зависимости $K(T)$. Изменение знака расчетной величины $H_{EX}(T)$ при переходе из области I в область II через точку компенсации T_1 обусловлено изменением направления намагниченности, т.е. ее знака в выражении (1).

С экспериментальной точки зрения изменение знака намагниченности ферримагнетика означает превышение магнитного момента редкоземельных ионов над магнитным моментом ионов переходных металлов. Отсюда следует, что приложение внешнего магнитного поля $H = 4$ кЭ ориентирует намагниченность ФМ слоя вдоль магнитных моментов ионов Fe–Co в области I и ионов Gd в области II (рис. 3b). При этом знак смещения петли гистерезиса H_{EX} меняется на противоположный (рис. 3a). Следовательно, в области I гетероструктура после приложения положительного поля ($H = +4$ кЭ) находится в основном состоянии, при котором нескомпенсированные магнитные моменты в АФМ благодаря обменному взаимодействию на интерфейсе ориентированы вдоль магнитных моментов в ФМ. Перемагничивание ферримагнетика в отрицательном поле приводит гетероструктуру в метастабильное состояние, в котором в АФМ формируется спиновая пружина. В области II основное состояние гетероструктуры возникает после приложения отрицательного поля ($H = -4$ кЭ), а метастабильное – после приложения положительного поля. Таким образом, увеличение магнитного момента ионов Gd и изменение полярности суммарного магнитного момента ФМ слоя при уменьшении температуры ниже T_1 приводит лишь к инверсии петли гистерезиса, но не влияет на обменную анизотропию гетероструктуры, т.е. на распределение магнитных моментов Fe–Co и IrMn на интерфейсе.

При уменьшении температуры до T_{CR} происходит обращение H_{EX} в нуль (рис. 4b), что указывает на кардинальное изменение характера обменной связи на интерфейсе. В области II, по мере приближения температуры к T_{CR}, и в области III, формула (1) не описывает обменное смещение. При этом из петель гистерезиса при $T < T_{CR}$ (рис. 3a) следует, что магнитный момент (рис. 2) и величина коэрцитивной силы (рис. 4a) остаются значительными, а смещение петли гистерезиса становится отрицательным так же, как и в области I. Это означает, что образец после приложения положительного магнитного поля ($H = +4$ кЭ) находится в основном состоянии, а после приложения отрицательного поля ($H = -4$ кЭ) в метастабильном состоянии, при котором в АФМ формируется спиновая пружина. Величина магнитного момента ФМ слоя в области III с уменьшением температуры растет (рис. 2). При этом нет причин, по которым изменялась бы взаимная ориентация магнитных моментов ионов Gd и Fe–Co по сравнению с их ориентацией в области II. Таким образом, с одной стороны, характер однонаправленной анизотропии гетероструктуры в области III аналогичен тому, который наблюдался в области I, а, с другой стороны, в полях $H > 0$ ориентация магнитных моментов ионов Gd и Fe–Co в области III противоположна их ориентации в области I. В этом случае, при изменении температуры от $T > T_{CR}$ к $T < T_{CR}$, возможны два варианта формирования однонаправленной анизотропии в двухслойной структуре GdFeCo/IrMn: а) либо меняется знак обменного взаимодействия атомов на интерфейсе на противоположный и распределение спинов в АФМ слое остается без изменений, б) либо обменное взаимодействие не меняется, но распределение спинов в АФМ слое претерпевает изменения.

В первом случае необходимо учитывать противоположные знаки обменного интеграла ионов Gd и Fe–Co с ионами АФМ слоя на интерфейсе и их суммарный вклад в обменную анизотропию с изменением температуры. Этот вариант маловероятен, поскольку величина и знак обменного интеграла в кристаллах определяются в основном лишь расстоянием между атомами и радиусом их внешних незаполненных оболочек. Эти параметры практически не зависят от температуры. А вот влияние изменения состояния магнитной структуры АФМ слоя на магнитный момент ФМ слоя при изменении температуры очевиден. Как следует из рис. 2, в отсутствие перемагничивания величина $dM(T)/dT$ в слое GdFeCo при $T = T_{CR}$ меняет знак, тогда как в чисто ФМ сплавах редкоземельных и переходных металлов такой температурной зависимости не наблюдалось [19].

Наиболее вероятным является второй вариант – изменение H_{EX} в окрестности T_{CR} обусловлено изменением ориентации магнитных моментов ионов антиферромагнетика таким образом, что при $T = T_{CR}$ эти моменты оказываются перпендикулярны намагниченности в ФМ слое. В этом случае, как показано в [7], смещение петли отсутствует при значительной ее ширине. На такой механизм ориентационного перехода в системе спинов, локализованных в АФМ слое, указывает измерение знака поля смещения H_{EX}, полученные при $T < T_{CR}$ (рис. 4b). В этом случае ориентация магнитных моментов в антиферромагнетике IrMn должна быть противоположна их ориентации в области I. Схематическое распределение магнитных моментов в ФМ и АФМ слоях в насыщающих полях +4 кЭ и −4 кЭ, соответствующее области III, приведено на рис. 3b. Проведенный анализ показывает, что в окрестности температуры T_{CR} обнаружен ориентационный фазовый переход в антиферромагнетике, обменно-связанном с ферримагнетиком.

Обнаруженные аномалии поведения намагниченности и обменного смещения вблизи T_{CR} также коррелируют с температурной зависимостью коэрцитивной силы H_C (рис. 4a), которая определяется движением доменных границ (рис. 5) в потенциальном рельефе образца $\sigma = \sigma(x)$. До этой температуры коэрцитивность менялась по закону [21]:

$$H_C(T) = \frac{1}{2M(T)} \frac{\partial \sigma(x)}{\partial x}, \qquad (2)$$

где $\frac{\partial \sigma(x)}{\partial x}$ – давление на границу со стороны квазиупругих сил, обусловленных наличием дефектов, упругих напряжений, включений и т.п., которое преодолевают доменные границы при движении во внешнем магнитном поле. Из экспериментальной зависимости на рис. 4a видно, что, в соответствие с выражением (2), $H_C(T)$ с уменьшением температуры до точки компенсации T_1 (в области I) растет по закону $1/M$, а после (в области II) – падает, как это неоднократно наблюдалось ранее [17]. Но вблизи T_{CR} уменьшение величины H_C замедляется, достигает минимума в этой точке, а затем резко (в области III) растет. В данном случае рост уже не определяется законом $1/M$, поскольку величина M в этой области растет. Очевидно, что аномально быстрый рост коэрцитивности с уменьшением температуры в области III связан с ориентационным переходом в IrMn, однако микромеханизм перемагничивания, приводящий к столь быстрому росту H_C, остается неясным.

В результате проведенного экспериментального изучения многослойных гетероструктур с перпендикулярной магнитной анизотропией выявлены немонотонные зависимости намагниченности, коэрцитивной силы и обменного смещения от температуры в ферримагнитной пленке GdFeCo, обменно-связанной с антиферромагнетиком IrMn. Установлено, что поле обменного смещения $H_{EX}(T)$ и коэрцитивная сила $H_C(T)$ при $T > T_1$ изменяются обратно пропорционально $M(T)$, тогда как микромеханизм перемагничивания гетероструктуры Ta/Pt/GdFeCo/IrMn/Pt, заключающийся в зарождении доменов новой фазы и смещении их границ, не зависит от температуры. В точке компенсации магнитных моментов ионов Gd и FeCo $T_1 \approx 120$ K и в критической точке $T_{CR} \approx 35$ K зависимости $H_C(T)$ и $H_{EX}(T)$ меняют знак. Обнаружено, что при $T < T_{CR}$ наблюдаются изменения знака обменного смещения и механизма формирования коэрцитивной силы, анализ которых указывает на существование в окрестности температуры T_{CR} ориентационного фазового перехода в антиферромагнетике, обменно-связанном с ферримагнетиком.

Работа выполнена при поддержке гранта 3.1992.2017/4.6 в рамках конкурса научных проектов, выполняемых научными коллективами исследовательских центров и (или) научных лабораторий образовательных организаций высшего образования и программы РАН "Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий".

Авторы благодарны М. Хен (M. Hehn), П. Валлобра (P. Vallobra) за предоставленные образцы и С. Манжинэ (S. Mangin) и Р. Моргунову за плодотворные дискуссии.

---

1. W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, Phys. Rev. **105**, 904 (1957).
2. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
3. J. R. Childress, M. J. Carey, M.-C. Cyrille, K. Carey, N. Smith, J. A. Katine, T. D. Boone, A. A. G. Driskill-Smith, S. Maat, K. Mackay, and C. H. Tsang, IEEE Trans. Magn. **42**, 2444 (2006).

4. L. V. Melo, L. M. Rodrigues, and P. P. Freitas, IEEE Trans. Magn. **33**, 3295 (1997).
5. D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, and E. Kay, J. Appl. Phys. **62**, 3047 (1987).
6. A. P. Malozemoff, Phys. Rev. B **35**, 3679 (1987).
7. T. C. Schulthess and W. H. Butler, Phys. Rev. Lett. **81**, 4516 (1998).
8. E. Fulcomer and S. H. Charap, J. Appl. Phys. **43**, 4190 (1972).
9. M. D. Stiles and R. D. McMichael, Phys. Rev. B **63**, 064405 (2001).
10. В. С. Горнаков, В. И. Никитенко, И. В. Шашков, М. А. Лебедкин, Р. Д. Шулл, Письма в ЖЭТФ **97**, 319 (2013).
11. V. S. Gornakov, Yu. P. Kabanov, O. A. Tikhomirov, V. I. Nikitenko, S. V. Urazhdin, F. Y. Yang, C. L. Chien, A. J. Shapiro, and R. D. Shull, Phys. Rev. B **73**, 184428 (2006).
12. M. A. Lebyodkin, T. A. Lebedkina, I. V. Shashkov, and V. S. Gornakov, Appl. Phys. Lett. **111**, 032407 (2017).
13. В. С. Горнаков, И. В. Шашков, М. А. Лебедкин, Т. А. Лебедкина, ФТТ **60**, 2181 (2018).
14. F. Dalla Longa, J. T. Kohlhepp, W. J. M. de Jonge, and B. Koopmans, Phys. Rev. B **81**, 094435 (2010).
15. P. Vallobra, T. Fache, Y. Xu, L. Zhang, G. Malinowski, M. Hehn, J.-C. Rojas-Sanchez, E. E. Fullerton, and S. Mangin, Phys. Rev. B **96**, 144403 (2017).
16. S. Mangin, M. Gottwald, C-H. Lambert, D. Steil, V. Uhlir, L. Pang, M. Hehn, S. Alebrand, M. Cinchetti, G. Malinowski, Y. Fainman, M. Aeschlimann, and E. E. Fullerton, Nature Materials **13**, 286 (2014).
17. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and T. Rasing, Rep. Prog. Phys. **76**, 026501 (2013).
18. А. К. Звездин, М. Д. Давыдова, К. А. Звездин, УФН **188**, 1238 (2018).
19. P. Hansen, C. Clausen, G. Much, M. Rosenkranz, and K. Witter, J. Appl. Phys. **66**, 56 (1989).
20. G. Vallejo-Fernandez, L. E. Fernandez-Outon, and K. O'Grady, Appl. Phys. Lett. **91**, 212503 (2007).
21. Г. С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*, Моск. Ун-т, М. (1976), 367 с.