01,05,13

Влияние химического состава ферримагнитного слоя на особенности перемагничивания двухслойных пленок Tb-Dy-Co/FeNi

© А.С. Русалина, В.Н. Лепаловский, Е.В. Кудюков, Е.А. Степанова, Г.В. Курляндская, А.В. Свалов

Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

E-mail: anastasia.rusalina@urfu.ru, andrey.svalov@urfu.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2025г.
В окончательной редакции 6 марта 2025г.
Принята к публикации 5 мая 2025 г.

В работе представлены результаты исследования магнитных свойств обменно- связанных пленочных структур Tb-Dy-Co/FeNi, полученных методом магнетронного распыления, в широком интервале температур. Показано, что увеличение содержания диспрозия в слое Tb-Dy-Co приводит к увеличению плоскостной составляющей намагниченности этого слоя, а также к уменьшению коэрцитивной силы слоя Tb-Dy-Co и уменьшению поля обменного смещения слоя FeNi при температуре 5 K. Изменение температуры пленок Tb-Dy-Co/FeNi приводит к изменению порядка перемагничивания слоев.

Ключевые слова: многослойные магнитные пленки, межслойное обменное взаимодействие, обменное смещение, ферримагнетизм, магнитная компенсация, пермаллой.

DOI: 10.61011/FTT.2025.06.60955.14HH-25

1. Введение

Многослойные пленочные структуры с обменным смещением служат основой спиновых клапанов [1], которые, в свою очередь, являются базой многих устройств спинтроники от магнитных носителей записи информации [2] до разнообразных детекторов магнитного поля [3]. Простейший спиновый клапан состоит из двух ферромагнитных слоев (ФМ), разделенных немагнитным слоем, и четвертого — „закрепляющего“ слоя, который за счет обменной связи с одним из ФМ слоев препятствует перемагничиванию этого „закрепленного“ ФМ слоя в некотором интервале величин внешнего магнитного поля, в результате чего петля гистерезиса „закрепленного“ ФМ слоя оказывается смещенной относительно нулевого поля [2]. В качестве материала для „закрепляющего“ слоя чаще всего выбирают антиферромагнетики. Преимуществом такого слоя является отсутствие у него суммарного магнитного момента, что обеспечивает устойчивость к внешнему магнитному полю. Известно также, что в качестве эффективного источника внутреннего магнитного смещения в слоистых обменно-связанных структурах успешно используются ферримагнитные пленки аморфных сплавов редкая земля — переходный метал (РЗ-ПМ), а именно, Tb-Co и Dy-Co [4–8]. Большая величина магнитной анизотропии Tb и Dy обеспечивает высокую коэрцитивную силу этих сплавов. Таким образом, в пленочной системе РЗ-ПМ/ФМ в интервале полей, не превышающих коэрцитивную силу РЗ-ПМ слоя, петля гистерезиса ФМ слоя также оказывается смещенной.

В сплавах РЗ-ПМ, содержащих тяжелые редкоземельные элементы, магнитные моменты обменно-связанных подрешеток РЗ и ПМ выстраиваются антипараллельно. При определенном соотношении состава и температуры в пленке может реализоваться состояние магнитной компенсации, при котором спонтанная намагниченность пленки близка к нулю, так как магнитные моменты подрешеток РЗ и ПМ становятся равными по величине и компенсируют друг друга. Эту температуру обозначают как температуру компенсации (T_{comp}) [9]. Учитывая, что величина обменного взаимодействия между атомами переходных металлов заметно превосходит аналогичную величину для пар атомов РЗ-ПМ [9], логично предположить, что обменное взаимодействие между слоями РЗ-ПМ и ФМ определяется взаимодействием ПМ атомов данных слоев. Ориентация магнитного момента той или иной подрешетки вдоль или против направления внешнего магнитного поля зависит от температуры РЗ-ПМ образца, так как при $T < T_{\mathrm{comp}}$ преобладает магнитный момент РЗ подрешетки, а при $T > T_{\mathrm{comp}}$ определяющим является магнитный момент ПМ подрешетки. Поэтому в системе РЗ-ПМ/ФМ может реализовываться как „отрицательное“ так и „положительное“ обменное смещение [6,10,11].

Несмотря на многолетние исследования магнитных свойств таких РЗ-ПМ/ФМ систем, не на все вопросы даны окончательные ответы. В частности, хорошо известно, что пленки Tb-Co и Dy-Co могут обладать перпендикулярной магнитной анизотропией, особенно при температурах вблизи T_{comp} [5,6,12]. Таким образом, возможна ситуация, когда намагниченности РЗ-ПМ слоя и ФМ слоя ориентируются ортогонально друг другу. Были предложены разные модели, описывающие механизм возникновения обменного взаимодействия между слоями, намагниченности которых ортогональны друг

другу. В одной из моделей слой РЗ-ПМ рассматривается как двухфазная система, а намагниченности разных фаз ориентированы параллельно или перпендикулярно плоскости пленки, при этом обменное смещение ФМ слоя возникает за счет обменного взаимодействия РЗ-ПМ фазы с параллельной ориентацией намагниченности и ФМ слоя [6]. В другой модели предполагается наличие переходной области в слое РЗ-ПМ, в пределах которой происходит постепенное изменение ориентации магнитного момента этого слоя от параллельной к перпендикулярной границе раздела слоев [5]. Третью модель можно рассматривать как некоторый вариант второй модели, отличающийся тем, что переходная межслойная область обладает хиральной спиновой структурой. Возникновение хиральной интерфейсной доменной стенки рассматривается как следствие взаимодействия Дзялошинского–Мории в РЗ-ПМ слое и ферромагнитной обменной связи между РЗ-ПМ и ФМ слоями [13].

Как уже было отмечено выше, аморфные ферримагнитные пленки Tb-Co и Dy-Co успешно используются в качестве эффективного источника внутреннего магнитного смещения в слоистых обменно-связанных структурах РЗ-ПМ/ФМ [4–8]. При этом отсутствуют такие данные о пленках Tb-Dy-Co, хотя известно, что соотношение Tb и Dy в трехкомпонентных пленках РЗ-ПМ может заметно изменять их магнитные свойства, в частности, величину коэрцитивной силы и величину эффективного атомного магнитного момента редкоземельного элемента [14,15]. В свою очередь, изменение свойств слоя РЗ-ПМ путем варьирования его состава может дать новые сведения о механизме обменного смещения в системе РЗ-ПМ/ФМ. В настоящей работе представлены результаты исследования магнитных свойств обменно-связанных пленочных структур Tb-Dy-Co/FeNi в широком интервале температур, включающем температуру компенсации ферримагнитного слоя Tb-Dy-Co.

2. Методика исследований

Методом магнетронного распыления соответствующих мишеней были получены пленки Tb-Dy-Co, $Fe_{20}Ni_{80}$ и бислои Tb-Dy-Co(L)/FeNi(40 nm), где толщина слоя L составляла 20 nm или 40 nm. В качестве подложек использовались покровные стекла Corning. Слои Tb-Dy-Co были получены путем со-распыления однокомпонентных мишеней Tb, Dy и Co. Изменение электрической мощности, подводимой к мишеням, позволило варьировать химический состав данных слоев, при этом количество Co в слоях $(Tb_xDy_{100-x})_{20}Co_{80}$ было фиксировано и составляло 80 at. %, а соотношение между двумя редкоземельными компонентами Tb и Dy варьировалось, их относительное содержание изменялось от 0 до 100 at. %. Для предотвращения окисления все образцы были защищены буферным и покрывающим слоями Ta (5 nm). В процессе осаждения пленок в плоскости подложек прикладывалось постоянное магнитное поле напряженностью 250 Oe для создания в слоях наведенной одноосной магнитной анизотропии. Контроль элементного состава пленок проводился с помощью рентгенофлуоресцентного спектрометра Nanohunter с погрешностью 0.5 at. %. Измерения петель гистерезиса и температурных зависимостей намагниченности пленок в интервале температур от 5 до 300 K проводились на измерительном комплексе MPMS-7XL.

3. Полученные результаты

Петли гистерезиса, измеренные в разных направлениях в плоскости образцов как однослойных Tb-Dy-Co и FeNi, так и двухслойных пленок Tb-Dy-Co/FeNi, показали, что в пленках сформировалась наведенная магнитная анизотропия, ось легкого намагничивания (ОЛН) которой совпадает с направлением технологического магнитного поля, присутствовавшего во время напыления пленок.

На рис. 1 показаны петли гистерезиса, измеренные вдоль ОЛН на пленке $(Tb_{32}Dy_{68})_{20}Co_{80}$/FeNi (40 nm) при разных температурах.

Также показаны частная петля гистерезиса, соответствующая перемагничиванию слоя FeNi при $T = 5$ K (рис. 1, *e*), и в увеличенном масштабе часть петли гистерезиса, измеренной при $T = 200$ K (рис. 1, *f*), где обозначены способы определения величины поля обменного смещения H_{eb}. Для петли гистерезиса, соответствующей перемагничиванию слоя FeNi, это полевая координата точки, находящейся на половине амплитуды петли; во втором случае — это полевая координата центра частной петли гистерезиса. Подобные петли наблюдались и для пленок Tb-Dy-Co/FeNi с другим соотношением Tb и Dy. При $T < 250$ K ступенчатая форма петель является следствием послойного перемагничивания образца. Намагниченность слоя FeNi слабо меняется в исследованном интервале, следовательно, слабо изменяется и величина сигнала при измерении петли гистерезиса, соответствующая перемагничиванию этого слоя. Намагниченность слоя Tb-Dy-Co при $T = 5$ K примерно в 3 раза меньше намагниченности слоя FeNi и монотонно уменьшается при увеличении температуры вплоть до T_{comp}. Таким образом, соответствие разных участков петель перемагничиванию того или иного слоя легко устанавливается, принимая во внимание намагниченность и толщину слоев.

При $T = 5$ K суммарный магнитный момент слоя Tb-Dy-Co определяется моментом редкоземельной компоненты. Таким образом, в отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты слоев Tb-Dy-Co и FeNi упорядочены антипараллельно. Сильное внешнее поле выстраивает магнитные моменты слоев параллельно друг другу. При этом, как это было показано на примере так называемых „спиновых пружин“ [16,17], в межслойной области образуется магнитная неоднородность типа доменной границы. Ее энергию можно оценить,

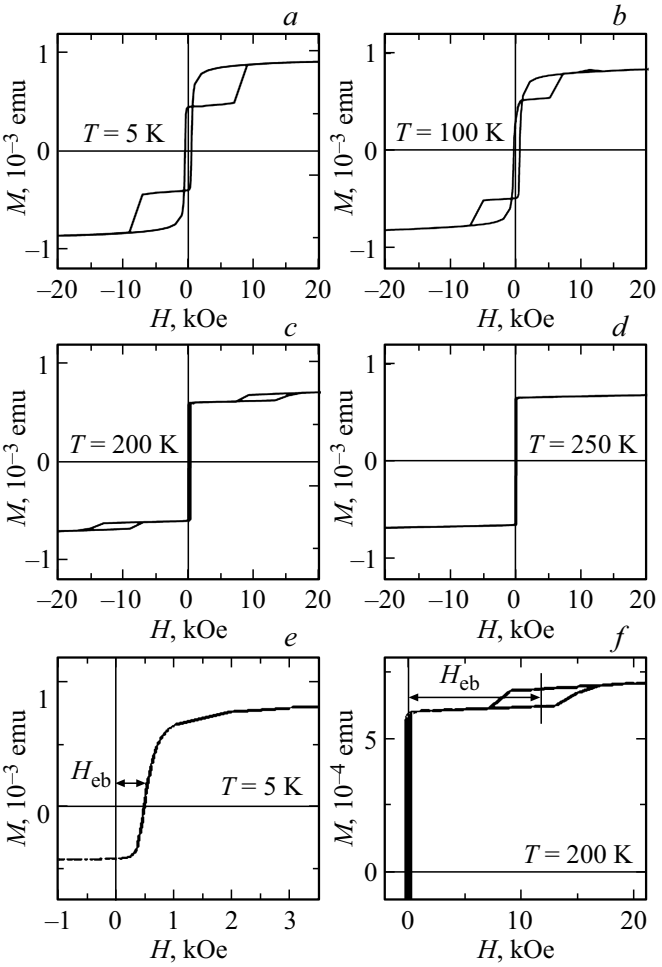

Рис. 1. Петли гистерезиса, измеренные вдоль ОЛН на пленке $(Tb_{32}Dy_{68})_{20}Co_{80}$/FeNi (40 nm) при разных температурах (*a*–*d*). Частная петля гистерезиса, соответствующая перемагничиванию слоя FeNi при $T = 5$ K (*e*). Часть петли гистерезиса в увеличенном масштабе, измеренной при $T = 200$ K (*f*).

используя известное выражение $\sigma_w = 4(AK_u)^{1/2}$, где A — константа обменного взаимодействия, K_u — константа анизотропии [18]. Подстановка в данное выражение взятых из литературы величин A и K_u, соответствующих слоям Tb-Dy-Co и FeNi, показала, что величина σ_w будет на порядок меньше, если неоднородность сформируется в слое FeNi (примерно 0.2 erg/cm^2 и 2.5 erg/cm^2, соответственно). Данный результат дает основание полагать, что граница формируется в слое FeNi.

Сопоставим процесс перемагничивания образца с участками петли гистерезиса, начиная с максимального положительного поля. При уменьшении внешнего поля происходит разворот магнитных моментов внутри слоя FeNi и исчезновение межслойной магнитной границы, а магнитные моменты слоев Tb-Dy-Co и FeNi оказываются снова выстроены антипараллельно. Смена направления внешнего поля на противоположное и его увеличение стабилизирует ориентацию магнитного момента слоя FeNi, но при определенной величине приводит к перемагничиванию слоя Tb-Dy-Co.

Анализ петель гистерезиса, измеренных при $T = 5$ K для образцов с разным составом слоя Tb-Dy-Co, позволил построить зависимость величины поля обменного смещения H_{eb} от состава (соотношения Tb и Dy) (рис. 2).

Видно, что увеличение содержания Dy приводит к заметному уменьшению H_{eb}. Возможными причинами такой зависимости могут быть композиционная зависимость как величины намагниченности M слоя Tb-Dy-Co, так и ориентации вектора намагниченности относительно плоскости образца. С одной стороны, магнитный момент атома Dy выше, чем у Tb. С другой стороны, аморфным пленкам типа Tb-Dy-Co свойственна сперимагнитная структура, и величина эффективной намагниченности зависит от угла раствора конуса сперимагнетизма, который также может зависеть от соотношения Tb и Dy [19–21]. В свою очередь, ориентация вектора намагниченности относительно плоскости образца определяется конкуренцией перпендикулярной магнитной анизотропии и анизотропии формы, зависящей от величины M. На рис. 3 приведены петли гистерезиса для пленок $Tb_{20}Co_{80}$, $(Tb_{32}Dy_{68})_{20}Co_{80}$ и $Dy_{20}Co_{80}$, измеренные при ориентации внешнего магнитного поля в плоскости образца вдоль ОЛН и перпендикулярно плоскости образца при температуре $T = 5$ K.

Для пленки Tb-Co петля, измеренная при ориентации внешнего магнитного поля перпендикулярно плоскости образца, имеет вид, характерный для так называемого „закритического состояния“, которому в отсутствие внешнего поля отвечает система доменов, в которых магнитные моменты отклонены от нормали на угол φ, меньший 90°, их планарные компоненты одинаковы,

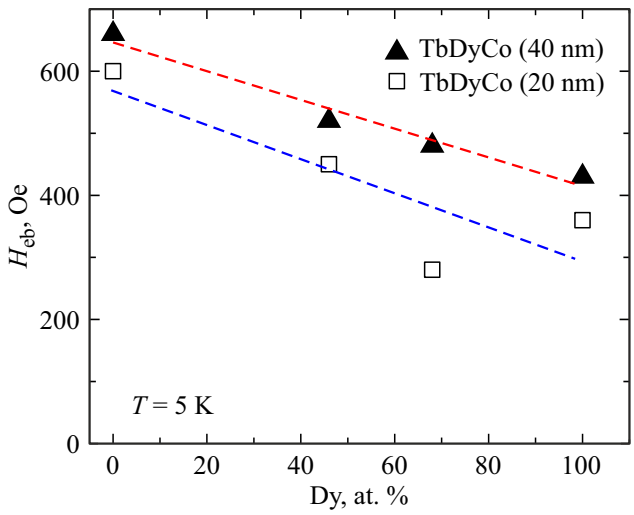

Рис. 2. Зависимость величины поля обменного смещения от состава (соотношения Tb и Dy) и толщины слоя $(Tb_xDy_{100-x})_{20}Co_{80}$ двухслойной пленки Tb-Dy-Co/FeNi (40 и 20 nm) при $T = 5$ K.

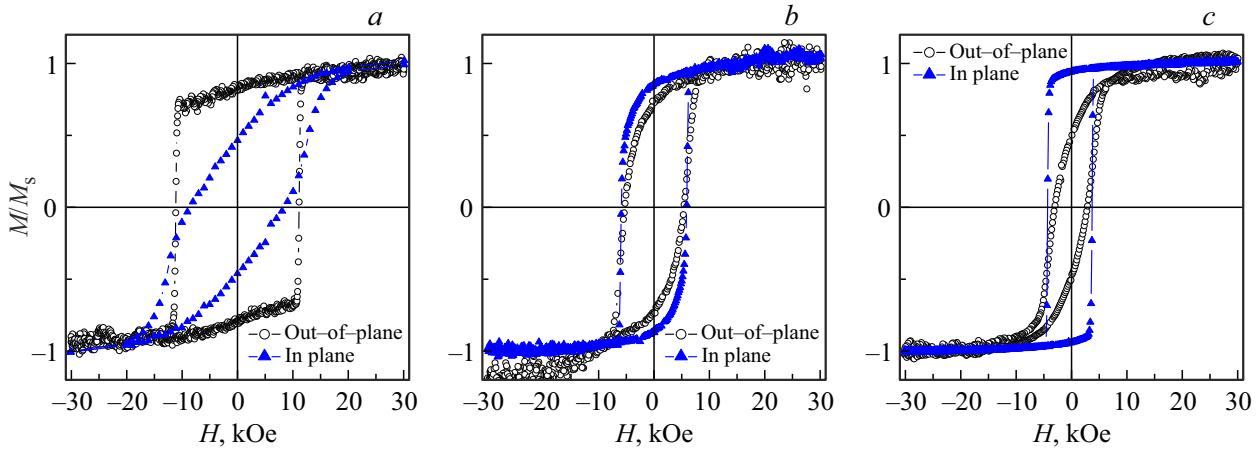

Рис. 3. Петли гистерезиса, измеренные при ориентации внешнего магнитного поля вдоль и перпендикулярно плоскости образца для пленок $Tb_{20}Co_{80}$ (*a*), $(Tb_{32}Dy_{68})_{20}Co_{80}$ (*b*) и $Dy_{20}Co_{80}$ (*c*) при температуре $T = 5$ K. Толщина пленок 20 nm.

а нормальные — знакопеременны [18,22,23]. Величину угла φ можно оценить, используя соотношение $\cos\varphi = M_r/M_s$, где M_r — остаточная намагниченность, M_s — намагниченность насыщения. В рассматриваемом случае $M_r = 0.8M_s$, что соответствует $\varphi \approx 37°$. Для пленки $(Tb_{32}Dy_{68})_{20}Co_{80}$ формы петель, измеренных в двух направлениях, очень близки, как и величины M_r (рис. 3, *b*), а для пленки $Dy_{20}Co_{80}$ петли свидетельствуют о том, что намагниченность ориентируется в плоскости образца (рис. 3, *c*). Таким образом, увеличение содержания Dy приводит к увеличению плоскостной компоненты намагниченности в отсутствии внешнего поля при $T = 5$ K. В свою очередь, данный результат позволяет сделать вывод, что величина плоскостной компоненты в слое Tb-Dy-Co не является определяющим фактором величины H_{eb} (рис. 2). Возможно, таким фактором является коэрцитивная сила H_c слоя Tb-Dy-Co, если

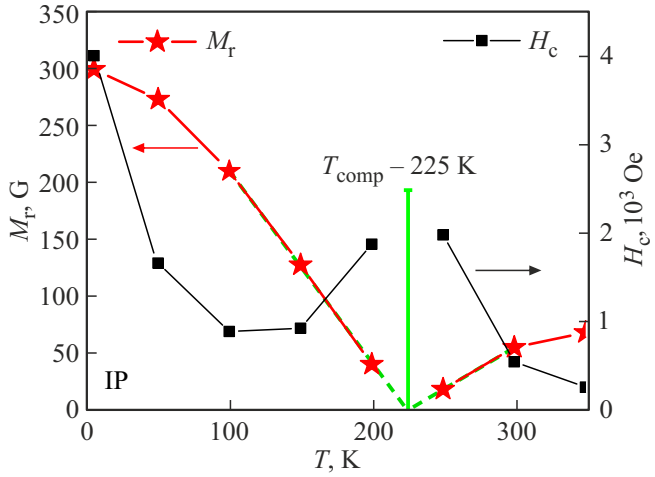

Рис. 5. Температурные зависимости намагниченности и коэрцитивной силы для пленки $Dy_{20}Co_{80}$.

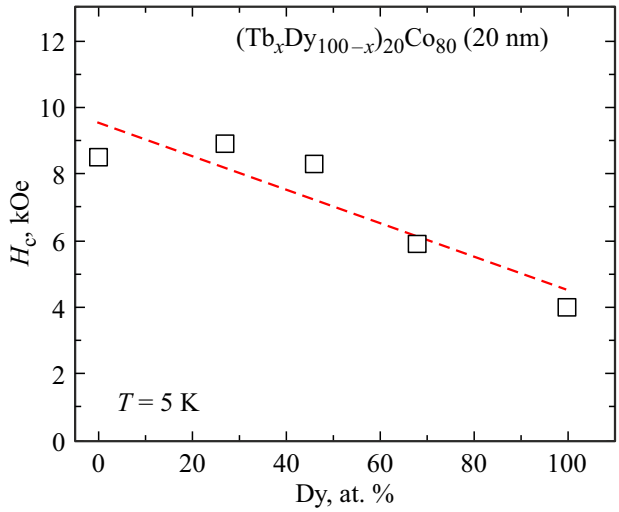

Рис. 4. Зависимость коэрцитивной силы от состава (соотношения Tb и Dy) пленок $(Tb_xDy_{100-x})_{20}Co_{80}$ (20 nm) при $T = 5$ K.

предположить, что межслойная магнитная неоднородность локализуется не исключительно в слое FeNi, но и частично в слое Tb-Dy-Co, в таком случае величина H_{eb} будет зависеть и от магнитной жесткости слоя Tb-Dy-Co. На рис. 4 показана зависимость H_c от состава, видно, что изменение H_c имеет ту же тенденцию, что и H_{eb} при увеличении содержания Dy (рис. 2).

Температурные зависимости M_r и H_c слоев Tb-Dy-Co обладают минимумом и максимумом, соответственно, вблизи T_{comp}, что характерно для ферримагнетиков. На рис. 5 в качестве примера показаны зависимости $M_r(T)$ и $H_c(T)$ для пленки $Dy_{20}Co_{80}$. Подобные зависимости наблюдались для пленок Tb-Dy-Co всех рассмотренных в работе составов.

Как следует из данных рис. 1, увеличение температуры двухслойного образца Tb-Dy-Co/FeNi приводит к изменению формы петель гистерезиса, что является отражением смены сценария перемагничивания плен-

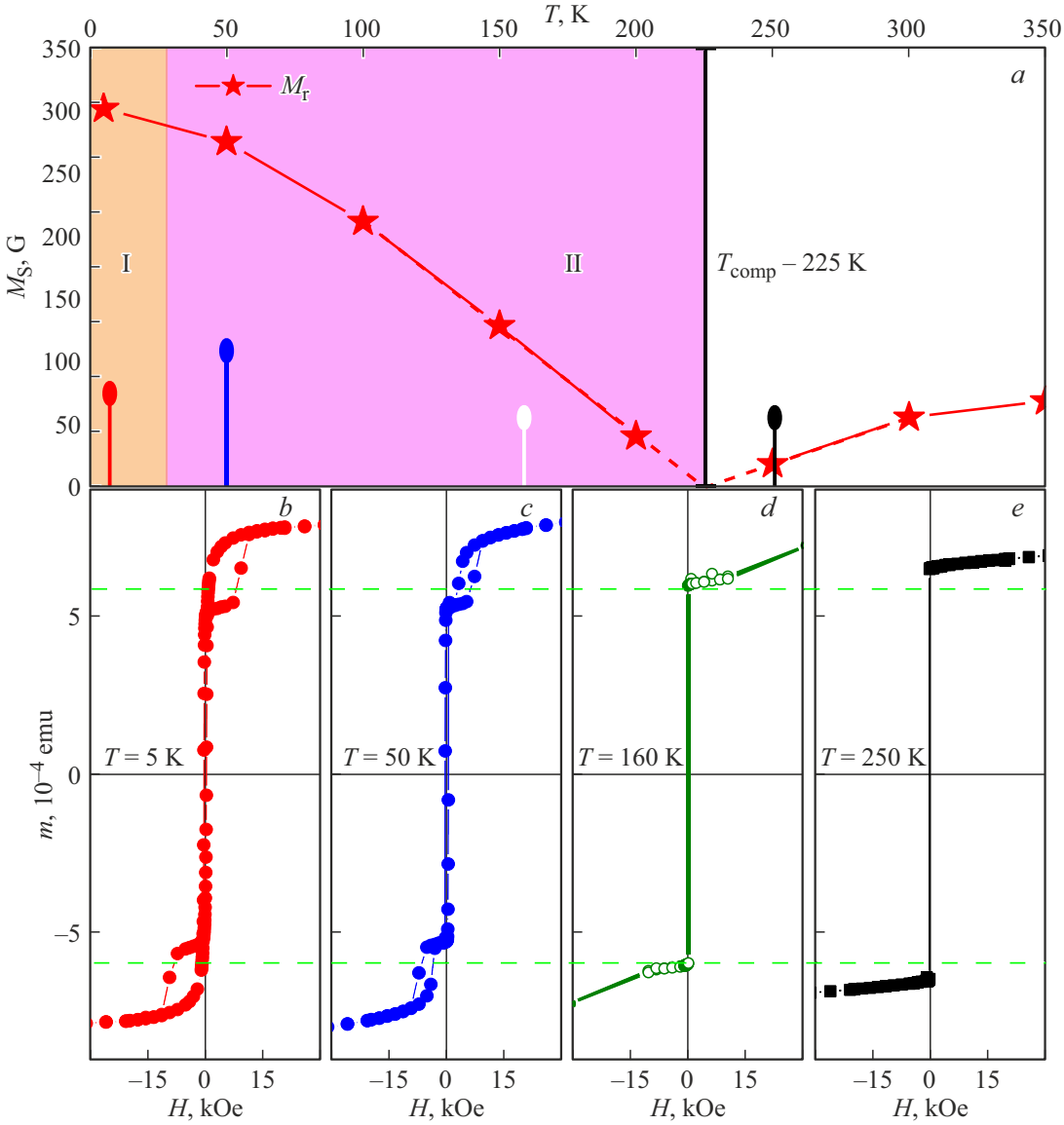

Рис. 6. Температурная зависимость намагниченности насыщения — *a*; петли гистерезиса для пленки $Dy_{20}Co_{80}$(20 nm)/$Fe_{20}Ni_{80}$(40 nm) при разных температурах — *b,c,d,e*, поле приложено в плоскости пленки.

ки. В рассматриваемом диапазоне температур намагниченность слоя FeNi изменяется слабо в отличие от слоя Tb-Dy-Co (рис. 5). Это приводит к изменению баланса энергий Зеемана, магнитной анизотропии слоев и межслойного обмена, в результате чего изменяется порядок перемагничивания слоев. Если при $T < 200$ K, после намагничивания образца максимальным полем, при уменьшении поля сначала изменялось направление намагниченности слоя FeNi, то при $T \geq 200$ K первым перемагничивается слой Tb-Dy-Co (рис. 1).

Таким образом, температурный диапазон ниже температуры компенсации можно разделить на две области порядка перемагничивания слоев (рис. 6, *a*). Рассмотрим более подробно причины изменения последовательности перемагничивания на примере двуслойной системы с магнитожестким слоем $Dy_{20}Co_{80}$. В обеих областях при положительном поле выше 15 kOe система выходит на насыщение, где магнитные моменты обоих слоев сонаправленны. В отличие от случая классической спиновой пружины [16], перемагничивание первого из слоев всегда происходит еще при направлении поля, в котором система намагничивалась до насыщения. В области I перемагничивание начинается с магнитомягкого слоя FeNi. При $T = 5$ K намагниченность слоя FeNi (~ 800 G) примерно в три раза выше (рис. 6, *a*), а толщина в два раза больше, чем у слоя Dy-Co, следовательно, энергия Зеемана слоя FeNi заметно выше. Но величина коэрцитивной силы слоя Dy-Co на три порядка больше, чем у FeNi (рис. 5). В итоге в данном случае для двухслойной структуры Dy-Co/FeNi энерге-

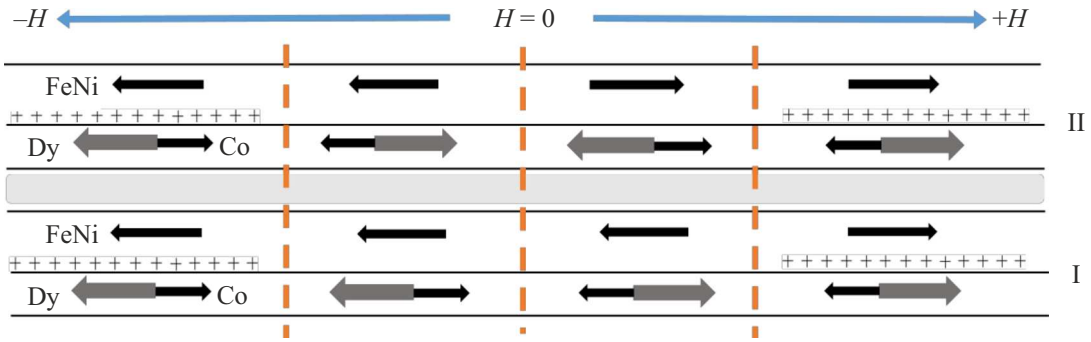

Рис. 7. Схема перемагничивания магнитных моментов слоев структуры в первой, второй температурных областях.

тически выгоднее, если выигрыш в энергии вследствие исчезновения межслойной магнитной неоднородности произойдет за счет перемагничивания слоя FeNi.

Последующая смена знака внешнего поля и его увеличение способствуют стабилизации ориентации намагниченности слоя FeNi и перемагничиванию слоя Dy-Co при $|H| > 10\,\text{kOe}$ (рис. 6, *b*). Во второй температурной области ($T > 10\,\text{K}$) ситуация меняется на противоположную — первым на изменение величины поля реагирует магнитожесткий слой Dy-Co. Это обусловлено тем, что с повышением температуры уменьшаются как магнитный момент, так и коэрцитивная сила слоя Dy-Co (рис. 6, *a*). Это приводит к изменению баланса энергий Зеемана, магнитной анизотропии слоев и межслойного обмена, в результате чего энергетически выгодным становится перемагничивание слоя Dy-Co, в то время ориентация намагниченности слоя FeNi остается застабилизированной внешним магнитным полем. При смене направления поля система Dy-Co/FeNi перемагничивается как единое целое в относительно слабых полях, а при дальнейшем увеличении поля происходит перемагничивание слоя Dy-Co с вновь образующейся магнитной неоднородностью вблизи границы слоев (рис. 6, *c, d*). Схема перемагничивания в разных температурных областях приведена на рис. 7.

Определенный интерес представляет температурная область, в которой происходит смена последовательности перемагничивания. На рис. 8 показаны петли гистерезиса, измерение которых проводилось последовательно в процессе охлаждения системы с шагом в 10 K. Процессы перемагничивания образца, соответствующие петлям, измеренным при 10 K и 40 K (рис. 8, *a, c*), описаны выше.

Причем смена порядка перемагничивания слоев происходит, видимо, не скачком при какой-то определенной температуре, а в некотором интервале температур. Так при анализе петли гистерезиса, измеренной при $T = 20\,\text{K}$, трудно определенно сказать, какой слой начинает перемагничиваться первым при уменьшении поля от максимальной отрицательной величины (третий квадрант). Причиной этого может быть некоторая неоднородность по площади образца состава межслойного

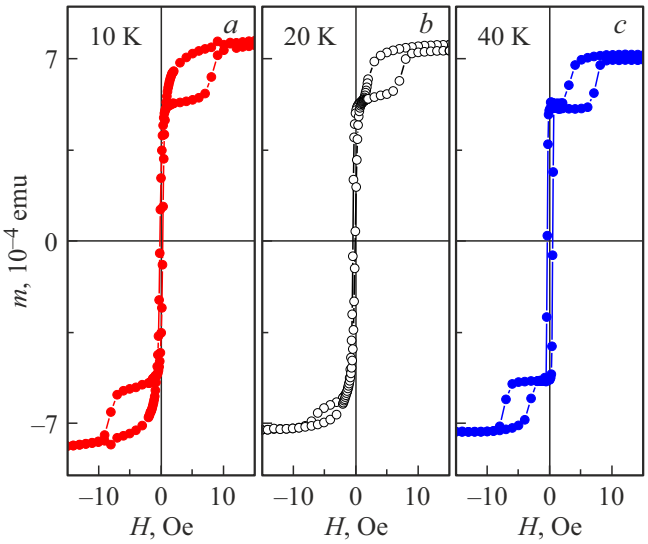

Рис. 8. Петли гистерезиса для пленки $Dy_{20}Co_{80}(20\,\text{nm})/Fe_{20}Ni_{80}(40\,\text{nm})$, демонстрирующие изменение порядка перемагничивания системы при изменении температуры образца. В тексте анализ петель гистерезиса проводится для движения от положительных полей к отрицательным.

интерфейса, образующегося в результате взаимной межслойной диффузии. Некоторая асимметрия петли (различие форм частных петель гистерезиса в первом и третьем квадрантах) может быть следствием и магнитной предыстории образца в процессе измерений. В частности, перед измерением петли гистерезиса при $T = 20\,\text{K}$ образец был намагничен до насыщения при $T = 40\,\text{K}$ и в этом состоянии был охлажден до 20 K. Возможно, при этом произошла „заморозка“ такой магнитной конфигурации межслойной границы, которая способствует некой асимметрии поведения образца в магнитном поле разного знака.

При $T > T_{\text{comp}}$ суммарный магнитный момент слоя Tb-Dy-Co определяется магнитным моментом подрешетки Co. Таким образом, в отсутствии внешнего магнитного поля намагниченности слоев Tb-Dy-Co и FeNi

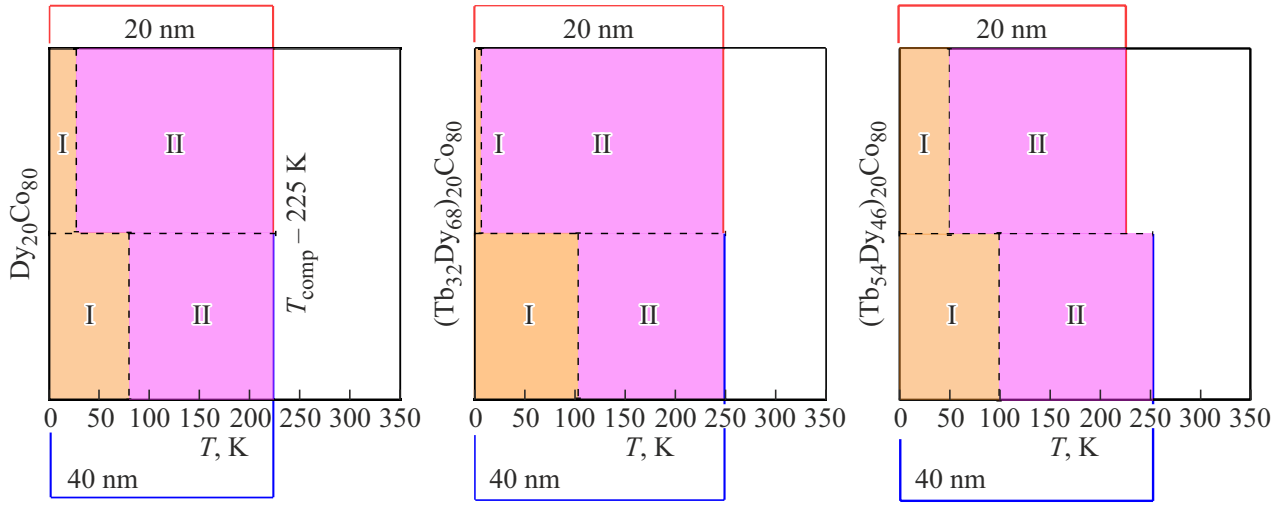

Рис. 9. Темперные диапазоны областей разного порядка перемагничивания слоев в пленках Tb-Dy-Co/FeNi с разным составом слоя пленок Tb-Dy-Co. Верхние диаграммы для толщины слоя Tb-Dy-Co 20 nm, нижние — для 40 nm.

упорядочены ферромагнитно, а при изменении поля ведут себя как единое целое (рис. 1, *d* и 6, *e*).

Изменение состава и толщины магнитожесткого слоя Tb-Dy-Co не меняет сценария перемагничивания пленок Tb-Dy-Co/FeNi, но сдвигает границы температурных областей, в которых меняется порядок перемагничивания слоев (рис. 9).

4. Заключение

В работе продемонстрировано, что в обменно-связанных двухслойных пленках Tb-Dy-Co/FeNi величина плоскостной компоненты намагниченности в слое Tb-Dy-Co не является фактором, определяющим величину поля обменного смещения H_{eb}. Скорее всего, таким фактором выступает коэрцитивная сила слоя Tb-Dy-Co. Порядок перемагничивания слоев зависит от температуры образца и определяется балансом энергий Зеемана, магнитной анизотропии слоев и межслойного обмена.

Финансирование работы

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России FEUZ-2023-0020.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, И.Ю. Каменский, В.В. Устинов. ФТТ **56**, 1082 (2014).
[2] B. Dieny, in: M. Johnson (Ed.), Spin Valves in Magnetoelectronics, Elsevier, Amsterdam (2004) 67–149.
[3] P.P. Freitas, R. Ferreira, S. Cardoso. Proc. IEEE **104**, 1894 (2016).
[4] В.А. Середкин, Г.И. Фролов, В.Ю. Яковчук. Письма ЖТФ **9**, 1446 (1983).
[5] W.C. Cain, M.H. Kryder. J. Appl. Phys. **67**, 5722 (1990).
[6] Г.И. Фролов, В.Ю. Яковчук, В.А. Середкин, Р.С. Исхаков, С.В. Столяр, В.В. Поляков. ЖТФ **75**, 69 (2005).
[7] В.О. Васьковский, А.В. Свалов, К.Г. Балымов, Н.А. Кулеш. ФММ **113**, 908 (2012).
[8] C. Vogler, M. Heigl, A.-O. Mandru, B. Hebler, M. Marioni, H.J. Hug, M. Albrecht, D. Suess. Phys. Rev. B **102**, 014429 (2020).
[9] R. Hasegawa, R.J. Gambino, R. Ruf. Appl. Phys. Lett. **27**, 512 (1975).
[10] T. Hauet, S. Mangin, F. Montaigne, J.A. Borchers, Y. Henry. Appl. Phys. Lett. **91**, 022505 (2007).
[11] А.В. Свалов, В.Н. Лепаловский, Е.А. Степанова, И.А. Макарочкин, В.О. Васьковский, A. Larañaga, Г.В. Курляндская. ФТТ **63**, 1198 (2021).
[12] В.О. Васьковский, К.Г. Балымов, А.В. Свалов, Н.А. Кулеш, Е.А. Степанова, А.Н. Сорокин. ФТТ **53**, 2161 (2011).
[13] K. Chen, A. Philippi-Kobs, V. Lauter, A. Vorobiev, E. Dyadkina, V.Yu. Yakovchuk, S. Stolyar, D. Lott. Phys. Rev. A **12**, 024047 (2019).
[14] P.I. Williams, D.G. Lord, P.J. Grundy. J. Appl. Phys. **75**, 5257 (1994).
[15] K.G. Balymov, E.V. Kudyukov, V.O. Vas'kovskiy, O.A. Adanakova, N.A. Kulesh, E.A. Stepanova, A.S. Rusalina. J. Phys. Conf. **1389**, 012014 (2019).
[16] E.E. Fullerton, J.S. Jiang, S.D. Bader. J. Magn. Magn. Mater. **200**, 392 (1999).
[17] D. Chumakov, R. Schäfer, D. Elefant, D. Eckert, L. Schultz, S.S. Yan, J.A. Barnard. Phys. Rev. B **66**, 134409 (2002).
[18] A. Hubert, R. Schäfer. Magnetic domains. The Analysis of Magnetic Microstructures. Springer, Berlin (1998). 696 p.

[19] J. Yu, L. Liu, J. Deng, C. Zhou, H. Liu, F. Poh, J. Chen. J. Magn. Magn. Mater. **487**, 1653161 (2019).
[20] А.В. Свалов, И.А. Макарочкин, Е.В. Кудюков, Е.А. Степанова, В.О. Васьковский, A. Larrañaga, Г.В. Курляндская. ФММ **122**, 125 (2021).
[21] В.О. Васьковский, Е.В. Кудюков, Е.А. Степанова, Е.А. Кравцов, О.А. Аданакова, А.С. Русалина, К.Г. Балымов, А.В. Свалов. ФММ **122**, 513 (2021).
[22] L.M. Álvarez-Prado, J.M. Alameda. Physica B **343**, 241 (2004).
[23] В.О. Васьковский, А.Н. Горьковенко, О.А. Аданакова, А.В. Свалов, Н.А. Кулеш, Е.А. Степанова, Е.В. Кудюков, В.Н. Лепаловский. ФММ **120**, 1151 (2019).

Редактор Т.Н. Василевская