ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ, 2020, том 121, № 7, с. 688–695

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.213.26:537.622.4

# НЕКОЛЛИНЕАРНОЕ МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В СЛОЕ ДИСПРОЗИЯ И МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА СПИНОВОГО КЛАПАНА, СОДЕРЖАЩЕГО СТРУКТУРУ СоFe/Dy/CoFe

© 2020 г. Р. С. Заворницын<sup>*a*</sup>, \*, Л. И. Наумова<sup>*a*</sup>, М. А. Миляев<sup>*a*</sup>, М. В. Макарова<sup>*a*</sup>, *b*, Т. П. Криницина<sup>*a*</sup>, В. В. Проглядо<sup>*a*</sup>, В. В. Устинов<sup>*a*</sup>

<sup>а</sup>Институт физики металлов им. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия <sup>b</sup>Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

> \*e-mail: zavornitsyn@imp.uran.ru Поступила в редакцию 12.02.2020 г. После доработки 03.03.2020 г. Принята к публикации 10.03.2020 г.

Спиновые клапаны с синтетическим антиферромагнетиком и структурой CoFe/Dy/CoFe в закрепленном слое получены методом магнетронного напыления. Показано, что в слое Dy имеются кристаллиты, в которых направление [0002] перпендикулярно плоскости пленки, а часть наноструктуры, в которой происходит спин-зависимое рассеяние электронов, обладает гладкими интерфейсами. Наблюдали изменения магнитотранспортных свойств спинового клапана, обусловленные формированием антиферромагнитного упорядочения в слое диспрозия. Обнаружено, что особенности неколлинеарного магнитного упорядочения в слое Dy зависят от направления магнитных моментов окружающих слоев и величины магнитного поля при переходе через точку Нееля.

*Ключевые слова:* диспрозий, спиновый клапан, магнитосопротивление, спин-флоп состояние, геликоидальное упорядочение

DOI: 10.31857/S0015323020070128

## введение

Редкоземельный металл диспрозий обладает тремя температурными областями магнитного упорядочения. Ниже температуры Кюри ( $T_{\rm C}$ ) диспрозий – ферромагнетик. В интервале  $T_{\rm C}-T_{\rm N}$ , где  $T_{\rm N}$  – температура Нееля, диспрозий находится в антиферромагнитной геликоидальной фазе, а выше  $T_{\rm N}$  становится парамагнетиком. Для объемного диспрозия  $T_{\rm C} = 85$  К и  $T_{\rm N} = 179$  К [1]. Для слоя диспрозия в составе наноструктуры  $T_{\rm N}$  зависит от его толщины [2].

Диспрозий имеет гексагональную плотноупакованную (ГПУ) структуру. В геликоидальной фазе результирующий момент каждой базисной плоскости подвернут на некоторый угол  $\alpha_0$  относительно направления момента в соседней базисной плоскости. В интервале  $T_{\rm C}$ – $T_{\rm N}$  угол  $\alpha_0$  изменяется от 26.5° до 43.2° [3], а шаг геликоида уменьшается от 40 до 25 Å [4]. Магнитное поле влияет на геликоидальную структуру [1, 5]. В критическом поле  $H_{\rm cr}$  происходит разрушение геликоида и переход к веерообразной псевдоферромагнитной структуре. Максимальные значения  $H_{\rm cr}$  достигают 11 кЭ. Известно [6], что в многослойных структурах на границе редкоземельный—переходный металл происходит диффузия и образование аморфных соединений,  $T_{\rm C}$  которых находится в интервале 300–500 K, а коэрцитивная сила зависит от температуры [7–9].

В наноструктуре "спиновый клапан" два ферромагнитных слоя разделены слоем меди. Ферромагнитный слой, называемый закрепленным, связан обменным взаимодействием с прилежащим слоем антиферромагнетика. На границе ферромагнетик/антиферромагнетик формируется однонаправленная анизотропия, характеризуемая осью однонаправленной анизотропии (ООА). Второй ферромагнитный слой называется свободным. В состав спинового клапана может быть включен синтетический антиферромагнетик (САФ). В САФ два ферромагнитных слоя связаны антиферромагнитным обменным взаимодействием через слой рутения. В магнитном поле определенной величины ( $H_{\rm sf}$ ) САФ переходит в спин-флоп состояние и магнитные моменты ферромагнитных слоев устанавливаются перпендикулярно полю. В работах [10, 11] показано, как изменяется с температурой угол меж-



**Рис. 1.** Температурные зависимости электро-сопротивления для (а) FeNiCr(50)/Dy (б) FeNiCr(50)/Dy(250)/FeNiCr(50), (в) FeNiCr(50)/Dy(400)/FeNiCr(50).

FeNiCr(50)/Dy(200)/FeNiCr(50),

ду магнитными моментами на границах слоя Dy в составе спинового клапана.

В данной работе мы исследуем как зависит магнитное упорядочение в слое диспрозия от величины внешнего поля и направления магнитных моментов окружающих слоев при формировании антиферромагнитного геликоида. Магнитосопротивление спинового клапана, содержащего структуру CoFe/Dy/CoFe, используется для оценки магнитного состояния диспрозия. Спин-флоп состояние синтетического антиферромагнетика в составе спинового клапана использовали для управления магнитными моментами слоев, окружающих диспрозий.

#### ЭКСПЕРИМЕНТ

Магнетронным напылением на подложки из стекла получены спиновые клапаны FeNiCr(50)/ CoFe(45)/Cu(28 или 40)/CoFe(25 или 35)/Ru(8)/ CoFe(20 или 30)/Dy(400)/CoFe(20)/FeMn(150)/ FeNiCr(60) с CAФ CoFe/Ru/CoFe, а также наноструктуры FeNiCr(50)/Dy( $t_{Dy1}$ )/FeNiCr(50) и CoFe(50)/Dy( $t_{Dy2}$ )/CoFe(50), где  $t_{Dy1} = 200, 250$  и 400 Å,  $t_{Dy2} = 400$  и 800 Å. При напылении сплавов FeNiCr, CoFe и FeMn использовали мишени (Fe<sub>80</sub>Ni<sub>20</sub>)<sub>60</sub>Cr<sub>40</sub>, Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub> и Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>. Значения толщины слоев приведены в ангстремах в скобках.

Сопротивление измеряли четырехконтактным методом при протекании постоянного тока в плос-

кости пленки на образцах размером  $2 \times 8$  мм. Полевые зависимости сопротивления измеряли в интервале температур 83-293 К на установке, собранной на базе электромагнита, температурного контроллера и прокачного криостата. Измерения проведены в течение недели после изготовления образцов для минимизации диффузии в интерфейсах Dy/CoFe [12]. Магнитосопротивление определяли как  $\Delta R/R_{\rm S} = [(R(H) - R_{\rm S})/R_{\rm S}]$ , где R(H) – сопротивление образца в магнитном поле,  $R_{\rm S}$  – сопротивление в поле насыщения.

Микроструктуру исследовали с помощью просвечивающей электронной микроскопии и рентгеновской дифракции в излучении Со *К*а.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### Оценка температуры Нееля

Для наноструктур FeNiCr/Dy( $t_{Dy1}$ )/FeNiCr, получены температурные зависимости сопротивления (рис. 1). Все кривые R(T) имеют перегиб. Эта аномалия наблюдается вблизи температуры Нееля [1, 13] и связана с переходом антиферромагнетик парамагнетик. Построена температурная зависимость dR/dT (рис. 2), по минимуму которой проведена оценка  $T_N$  [10, 14].

Для  $t_{\text{Dy1}} = 200, 250, 400$  Å значения  $T_{\text{N}}$  составили 136, 143 и 151 К соответственно. Для структур CoFe/Dy $(t_{\text{Dy2}})$ /CoFe, где  $t_{\text{Dy2}} = 400$  и 800 Å,  $T_{\text{N}} =$ 



Рис. 2. Зависимости производной электросопротивления от температуры для FeNiCr(50)/Dy(200)/FeNiCr(50) (квадраты), FeNiCr(50)/Dy(250)/FeNiCr(50) (круги) и FeNiCr(50)/Dy(400)/FeNiCr(50) (треугольники).

= 154 и 156 К. Ранее [10] было показано, что значение  $T_{\rm N}$  для слоя диспрозия толщиной 400 Å, окруженного слоями Та, FeNi или CoFe, близки. Поэтому значения T<sub>N</sub> для разных толщин слоя Dy в структурах FeNiCr/Dy/FeNiCr и CoFe/Dy/CoFe показаны на одном графике (рис. 3). С уменьшением толщины слоя Dy температура Нееля уменьшается. Наиболее существенное изменение T<sub>N</sub> происходит при  $t_{Dv} < 400$  Å. Это может быть связано не только с размерным фактором, но и со снижением совершенства кристаллической структуры. Возрастание количества дефектов структуры в слое Dy ведет к изменению условий рассеяния электронов проводимости, что в свою очередь влияет на косвенное обменное взаимодействие, формирующее геликоидальное упорядочение [1, 15].



**Рис. 3.** Зависимость температуры Нееля от толщины слоя Dy для FeNiCr/Dy/FeNiCr (круги) и CoFe/Dy/CoFe (квадраты).

#### ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ

В исследуемых спиновых клапанах слой Dy находится в окружении слоев сплава CoFe. На электронограмме структуры CoFe(50)/Dy(400)/ CoFe(50) (рис. 4) видны кольца от плоскостей (111) ГЦК-структуры Со Е и все рефлексы от ГПУ-структуры Dy. По-видимому, слой Dy является поликристаллическим. Вокруг колец (0002) и  $(10\overline{1}1)$  имеется диффузное гало, которое появляется из-за формирования в интерфейсах CoFe/Dv интерметаллических соединений или сплавов Co–Fe–Dv [12]. На темнопольном изображении (рис. 4), полученном в рефлексе (0002) Dy, кристаллиты, в которых [0002] перпендикулярно плоскости пленки, выглядят как светлые участки. Отметим, что [0002] является осью геликоида в антиферромагнитной фазе Dy.

На дифрактограмме (рис. 5) спинового клапана с закрепленным слоем CoFe(50)/Dy(400)/ CoFe(50) самый интенсивный пик получен от плоскостей (111) ГЦК-структуры NiFeCr, CoFe и Сu. Параметры ГЦК-структуры этих материалов близки. Пик окружен толщинными осциляциями (сателлитами). Толщина, определенная по периоду этих сателлитов, совпадает с суммарной толщиной слоев NiFeCr(50)/CoFe(40)/Cu(28)/ CoFe(35). Появление сателлитов свидетельствует о малом рассогласовании микроструктуры слоев. Три менее интенсивных пика относятся к ГПУструктуре Dy.

Качество слоистой структуры и толщины слоев оценили по данным рентгеновской рефлекто-



Рис. 4. Темнопольное изображение и электронограмма (на вставке) наноструктуры CoFe(50)/Dy(400)/CoFe(50). Цифрами обозначены рефлексы от плоскостей: 1 – Dy(10 $\overline{10}$ ); 2 – Dy(0002); 3 – Dy(10 $\overline{11}$ ); 4 – CoFe(111), Dy(10 $\overline{12}$ ); 5 – Dy(11 $\overline{20}$ ); 6 – Dy(10 $\overline{13}$ ).



Рис. 5. Дифрактограмма спинового клапана NiFeCr(50)/ CoFe(40)/Cu(28)/CoFe(35)/Ru(8)/CoFe(30)/Dy(400)/ CoFe(30)/FeMn(150)/NiFeCr(60). Короткими стрелками обозначены сателлиты Sn и Sn' вокруг пика (111) FeMn, CoFe, Cu, NiFeCr.

метрии (рис. 6). Образец имеет резкие межслойные границы со среднеквадратичной шероховатостью  $\sigma = 3-7$  Å. Исключение составляют верхние слои, начиная с границ CoFe/Dy. Атомы слоев Dy и Co сильно перемешиваются [1]. Для слоя Dy  $\sigma =$ = 14 Å. Фактическая толщина слоев в структуре отличается от номинальных значений на 10–15%.

Таким образом, слои CoFe/Cu/CoFe, в которых происходит спин-зависимое рассеяние электронов, обладают совершенной микроструктурой и гладкими интерфейсами, что важно для получения больших величин магнитосопротивления. В слое Dy имеются кристаллиты, в которых [0002] перпендикулярно плоскости пленки. Эта ориентация предпочтительна для наблюдения изменений магниторезистивных свойств спинового клапана, вызванных формированием геликоидальной структуры в диспрозии.

### СПИНОВЫЕ КЛАПАНЫ С САФ И СТРУКТУРОЙ СоFe/Dy/CoFe В КАЧЕСТВЕ ЗАКРЕПЛЕННОГО СЛОЯ

Исследуемая наноструктра (рис. 7) представляет собой спиновый клапан с САФ, в котором прилегающий к антиферромагнетику FeMn закрепленный слой СоFe разделен слоем диспрозия на две части. Магнитный момент  $M_{P1}$  ближнего к антиферромагнетику слоя СоFe связан с ним обменным взаимодействием. Вторая часть закрепленного слоя СоFe с магнитным моментом  $M_{P2}$  входит в состав САФ и связана косвенным обменным взаимодействием через слой Ru с референтным слоем с магнитным моментом  $M_R$ . Свободный слой СоFe отделен от референтного слоя меди. Магнитный момент свободного слоя обозначим как  $M_F$ .



Рис. 6. Рефлектограмма спинового клапана NiFeCr(50)/ CoFe(40)/Cu(28)/CoFe(35)/Ru(8)/CoFe(30)/Dy(400)/ CoFe(30)/FeMn(150)/NiFeCr(60). Точками показаны экспериментальные данные, линией — результат обработки.

Магнитный момент верхней части слоя диспрозия фиксирован двумя последовательными обменными взаимодействиями: на границе Dy/CoFe и CoFe/FeMn. Магнитный момент нижней части слоя диспрозия опосредованно связан с  $M_R$  взаимодействием на границе Dy/CoFe и взаимодействием в CoFe/Ru/CoFe. Сопротивление спинового клапана зависит от угла  $\phi$  между  $M_R$  и  $M_F$ . По величине сопротивления можно оценить угол  $\phi$  и угол  $\varepsilon$ между магнитными моментами на границах слоя диспрозия.



**Рис.** 7. Схематическое изображение спинового клапана и магнитных моментов  $M_{P1}$ ,  $M_{P2}$ ,  $M_R$ , и  $M_F$  закрепленного, референтного и свободного слоев соответственно.



Рис. 8. Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана с САФ2 CoFe(35)/Ru(8)/CoFe(30).

Важную роль в данном исследовании играют свойства САФ. В зависимости от величины внешнего магнитного поля моменты M<sub>P2</sub> и M<sub>R</sub> могут быть параллельны или перпендикулярны (в спин-флоп состоянии). При этом и окружающие слой диспрозия магнитные моменты М<sub>Р1</sub> и М<sub>Р2</sub> могут быть параллельны или перпендикулярны друг другу. Были исследованы спиновые клапаны с двумя вариантами САФ: САФ1 имел состав  $CoFe(25)/Ru(8)/CoFe(20), CA\Phi 2 -$ CoFe(35)/ Ru(8)/CoFe(30). На рис. 8 показаны полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана с САФ2. Спин-флоп переход происходит при величине магнитного поля  $H_{\rm sf}$ , соответствующей двум пологим максимумам на магниторезистивной кривой. С уменьшением температуры H<sub>sf</sub> увеличивается и вблизи температуры Нееля при T = 153 K достигает значения  $H_{sf2} = 5$  кЭ. Таким же способом было определено поле спин-флоп перехода  $H_{
m sfl}$  ~ ~ 9 кЭ для САФ1 при температуре, близкой к  $T_{\rm N}$ .

### ВАРЬИРОВАНИЕ ВЗАИМНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ, ОКРУЖАЮЩИХ СЛОЙ Dy И ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ В Dy

Спиновый клапан FeNiCr(50)/CoFe(45)/Cu(40)/ CoFe(25)/Ru(8)/CoFe(20)/Dy(400)/CoFe(20)/FeMn (150)/FeNiCr(60) был охлажден до температуры 83 К в магнитном поле  $H_{cool} = 5$  Э, направленном против ООА, сформированной на границе FeMn/CoFe. В таком поле  $\mathbf{M}_{P1}$  сонаправлен с OOA. Так как  $H_{cool} < H_{sf}$ , то  $\mathbf{M}_{P2}$  и  $\mathbf{M}_{R}$  противонаправлены. Если  $\mathbf{M}_{R} > \mathbf{M}_{P2}$ , то  $\mathbf{M}_{R}$  параллелен полю, а  $\mathbf{M}_{P2}$  антипараллелен. Тогда при формирова-



Рис. 9. Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана.

нии антиферромагнитного геликоида в диспрозии магнитные моменты окружающих его слоев сонаправлены.

Полевые зависимости магнитосопротивления измеряли при различных фиксированных температурах из интервала 83–293 К. При *T* = 173 К на магниторезистивной кривой (рис. 9) в положительных и отрицательных полях наблюдаются одинаковые плато, соответствующие максимуму магнитосопротивления. При перемагничивании M<sub>R</sub> поворачивается вдоль поля в больших полях, чем  $M_{\rm F}$ . В области плато угол  $\phi$  между  $M_{\rm R}$  и  $M_{\rm F}$  составляет 180°. При T = 173 К кривая магнитосопротивления симметрична относительно H = 0 и не имеет признаков однонаправленной анизотропии. По-видимому, слой диспрозия находится в парамагнитном состоянии, и обменный сдвиг между антиферромагнетиком и  $\mathbf{M}_{\text{P1}}$  не влияет на величину магнитосопротивления.

При температурах 133 и 83 К значения максимального магнитосопротивления в области отрицательных и положительных полей различны (рис. 9). Такое изменение формы наблюдали для всех кривых, измеренных в температурном интервале 83-153 К. Для слоя диспрозия толщиной 400 Å температура Нееля составляет 154 К (см. рис. 3). В интервале температур 83-153 К диспрозий находится в антиферромагнитном состоянии, и однонаправленная анизотропия в интерфейсе FeMn/CoFe влияет на магнитосопротивление наноструктуры. На рис. 7 для температурного интервала 83-153 К схематично показано направление магнитных моментов слоев в меньшем максимуме магнитосопротивления (см. рис. 9). В этом случае угол  $\phi < 180^{\circ}$ .

Изменение температуры приводит к изменению соотношения между значениями максимального магнитосопротивления в положительных и отрицательных полях и, соответственно, угла  $\varphi$ . Это наблюдение согласуется с тем, что при геликоидальном упорядочении в диспрозии угол между моментами соседних базовых плоскостей и период геликоида зависят от температуры. Углы  $\varphi$  и  $\varepsilon$  связаны соотношением  $\varepsilon = 180^{\circ}-\varphi$ . Следовательно, угол  $\varepsilon$  между магнитными моментами на границах слоя диспрозия меняется с температурой. Таким образом, изменение формы магниторезистивной кривой в температурном интервале 83— 153 К связано с изменениями периода геликоидальной магнитной структуры.

Выше описана ситуация, когда при переходе через  $T_{\rm N}$  магнитные моменты  ${f M}_{\rm P1}$  и  ${f M}_{\rm P2}$  были параллельны. При  $H_{\text{cool}} \approx H_{\text{sf}}$  угол между  $\mathbf{M}_{\text{P1}}$  и  $\mathbf{M}_{\text{P2}}$ близок к 90°. Спиновые клапаны FeNiCr(50)/  $CoFe(45)/Cu(40)/CA\Phi/Dy(400)/CoFe(20)/$ FeMn(150)/ FeNiCr(60) охлаждали в поле 9 кЭ, направленном вдоль ООА. Для САФ1  $H_{cool}$  = = 9 к $\Im \approx H_{\rm sfl}$ , и при охлаждении  $\mathbf{M}_{\rm P2}$  и  $\mathbf{M}_{\rm R}$  перпендикулярны полю, а  $\mathbf{M}_{P1} \perp \mathbf{M}_{P2}$ . Для САФ2  $H_{cool} =$  $= 9 \, \text{к} \Im > H_{\text{sf2}}$ , и переход диспрозия через  $T_{\text{N}}$  происходит при М<sub>Р1</sub> || М<sub>Р2</sub>. Полевые зависимости магнитосопротивления для спиновых клапанов с САФ1 и САФ2 были измерены в температурном интервале 83-173 К. Эти зависимости, оказались существенно различны. На рис. 10 показаны полевые зависимости магнитосопротивления, измеренные при T = 83 K.

Для спинового клапана с САФ2 зависимость несимметрична относительно H = 0. В положительных полях наблюдается плато, соответствующее антипараллельному расположению  $M_R$  и  $M_F$ . На магниторезистивной кривой, измеренной для спинового клапана с САФ1, пики в положительных и отрицательных полях имеют острую форму и незначительно отличаются по высоте друг от друга. Максимальное магнитосопротивление спинового клапана с САФ1 в два раза меньше чем с САФ2. Так как при формировании антиферромагнитного упорядочения в диспрозии  $M_{P1} \parallel H$ , а  $M_{P2} \perp M_{P1}$ , то в области полей, соответствующих максимумам магнитосопротивления,  $\phi \approx 90^\circ$ .

Таким образом, при одинаковом поле  $H_{cool}$  магнитотранспортные свойства спинового клапана, а следовательно, и магнитное упорядочение слоя диспрозия зависят от расположения магнитных моментов, окружающих слой диспрозия при переходе через  $T_{N}$ .

Внешнее магнитное поле и изменение магнитного упорядочения в слое диспрозия.



**Рис. 10.** Полевые зависимости магнито-сопротивления, измеренные при температуре 83 К для скрещенной (сплошная линия) и параллельной конфигурации (штриховая линия) магнитных моментов, окружающих слой диспрозия.

Аномалии магнитотранспортных свойств спинового клапана можно объяснить изменениями магнитной структуры в слое диспрозия, предполагая, что он находится в однодоменном состоянии из-за взаимодействия с соседними ферромагнитными слоями. Зависимость сопротивления спинового клапана от угла  $\phi$  между  $\mathbf{M}_{\rm R}$  и  $\mathbf{M}_{\rm F}$ описывается выражением:

$$R(\phi) = R_P + (R_{AP} - R_P)(1 - \cos \phi)/2, \qquad (1)$$

где  $R_{\rm P}$  и  $R_{\rm AP}$  – сопротивление при параллельном и антипараллельном расположении  $M_{\rm R}$  и  $M_{\rm F}$ .

Магниторезистивные кривые, имеющие плато, характерное для антипараллельного расположения  $\mathbf{M}_{\rm R}$  и  $\mathbf{M}_{\rm F}$ , были получены после охлаждения спинового клапана с САФ1 в поле 5 Э (см. рис. 9) и с САФ2 в поле 9 кЭ (рис. 10, штриховая линия). По этим магниторезистивным кривым провели оценку угла  $\varphi$ . Полагая, что  $R_{\rm P}$  – сопротивление структуры в поле насыщения,  $(R(\varphi) - R_{\rm P})/R_{\rm P} =$  $= (\Delta R/R_{\rm s})_{\rm max}(\varphi)$  и  $(R_{\rm AP} - R_{\rm P})/R_{\rm P} = (\Delta R/R_{\rm s})_{\rm max}({\rm AP})$ , получим выражение для угла  $\varphi$ :

$$\cos \varphi = 1 - 2 \frac{(\Delta R/R_s)_{\max}(\varphi)}{(\Delta R/R_s)_{\max}(AP)}.$$
 (2)

Угол между магнитными моментами на границах слоя диспрозия:

$$\varepsilon = 180^\circ - \varphi. \tag{3}$$

Направление магнитного момента на верхней границе слоя диспрозия фиксировано обменным взаимодействием.

На рис. 11 представлены температурные зависимости угла  $\varepsilon$  для спиновых клапанов, охлажденных в поле 5 Э и 9 кЭ. Отметим, что при



Рис. 11. Температурная зависимость угла є между магнитными моментами верхней и нижней части слоя диспрозия после охлаждения в поле 5 (темные символы) и 9  $\kappa$ Э (белые символы).

 $H_{\rm cool} = 9 \, {\rm k} \Theta$  несимметричность магниторезистивных кривых выражена меньше, чем при  $H_{cool} = 5 \Im$ (см. рис. 9 и 10). Несмотря на то что в обоих случаях при охлаждении магнитные моменты слоев, окружающих диспрозий, были параллельны друг другу, полученные зависимости  $\varepsilon(T)$  различны. Если  $H_{\text{cool}} = 5$  Э, то при понижении температуры от 153 до 83 К угол є возрастает от 10° до 84°. Для спинового клапана, охлажденного в поле 9 кЭ, увеличение є начинается при более низкой температуре и при T = 83 К угол є достигает значения 39°. Аналогичная зависимость  $\varepsilon(T)$  после охлаждения спинового клапана со слоем диспрозия в поле 9 кЭ была получена работе [10]. Различие зависимостей  $\varepsilon(T)$  (рис. 11) можно объяснить тем, что  $H_{\text{cool}} = 9 \text{ к} \exists$  по величине близко к  $H_{\text{cr}}$ , при котором в диспрозии происходит деформация антиферромагнитного геликоида. То есть при переходе через T<sub>N</sub> формирующийся геликоид деформирован, и этот фактор влияет на дальнейшие температурные изменения магнитной структуры.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что с уменьшением толщины слоя диспрозия в составе наноструктуры температура Нееля понижается. Наиболее существенное изменение температуры происходит при толщине слоя диспрозия меньше 400 Å.

Слой диспрозия в структуре CoFe/Dy/CoFe является поликристаллическим, причем имеются отдельные кристаллиты, в которых направление [0002] перпендикулярно плоскости пленки.

Слой диспрозия в антиферромагнитной фазе осуществляет взаимодействие между магнитны-

ми моментами окружающих его слоев и способствует влиянию однонаправленной анизотропии на перемагничивание референтного слоя в спиновом клапане. Наблюдаемые ниже температуры Нееля диспрозия аномалии перемагничивания референтного слоя объясняются поворотом магнитного момента на ближней к референтному слою границе слоя диспрозия. Этот поворот объясняется температурными изменениями периода антиферромагнитного геликоида.

Если приложенное поле искажает формирующийся геликоид, то в антиферромагнитной фазе при изменении температуры магнитный момент на границе слоя диспрозия поворачивается на меньший угол. Формирующееся в диспрозии магнитное упорядочение зависит от направления магнитных моментов окружающих слоев CoFe.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ (тема "Спин" АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (проект № 19-02-00057). Исследования наноструктуры выполнены в ЦКП "Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов" ИФМ УрО РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Белов К.П., Левитин Р.З., Никитин С.А. Ферро- и антиферромагнетизм редкоземельных металлов // УФН. 1964. Т. 82. № 3. С. 449–498.
- Dumesnil K., Dufour C., Mangin Ph., Marchal G. Magnetic structure of dysprosium in epitaxial Dy films and in Dy/Er superlattices // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. № 9. P. 6407–6420.
- 3. Wilkinson M.K., Koehler W.C., Wollan E.O. Cable J.W. Neutron diffraction investigation of magnetic ordering in dysprosium // J. Applied Physics. 1961. V. 32. № 3. P. 48–49.
- Salamon M.B., Sinha S., Rhyne J.J., Cunningham J.E., Erwin W., Borchers J., Flynn C.P. Long-range incommensurate magnetic order in a Dy-Y multilayer // Phys. Rev. Letters. 1986. V. 56. № 3. P. 259–262.
- Herz R., Kronmuller H. Field-induced phase transitions in the helical state of dysprosium // Phys. Stat. Sol. A. 1978. V. 47. № 2. P. 451–458.
- 6. *Haskel D., Srajer G., Pollmann J., Lang J.C., Nelson C.S., Jiang J.S., Bader S.D.* Enhanced interfacial magnetic coupling of Gd/Fe multilayers // Phys. Rev. Letters. 2001. V. 87. № 20. P. 1–4.
- Shan Z.C., Sellmyer D.J. Magnetism of rare-earth-transition-metal nanoscale multilayers // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. № 16. P. 433–445.
- Raasch D. Recording characteristics of Dy-FeCobased magneto-optical disks in comparison to other MO materials // IEEE Transactions on magnetics. 1993. V. 29. № 1. P. 34–40.
- 9. Hansen P., Klahn S., Clausen C., Much G., Witter K., Magnetic and magneto-optical properties of rare-earth

transition-metal alloys containing Dy, Ho, Fe, Co // J. Applied Physics. 1990. V. 69. P. 3194–3207.

- Naumova L.I., Milyaev M.A., Zavornitsyn R.S., Krinitsyna T.P., Proglyado V.V., Ustinov V.V. Spin valve with a composite dysprosium-based pinned layer as a tool for determining Dy nanolayer helimagnetism // Current Applied Physics. 2019. V. 19. P. 1252–1258.
- 11. Naumova L.I., Milyaev M.A., Zavornitsyn R.S., Krinitsyna T.P., Proglyado V.V., Ustinov V.V. Magnetoresistive properties of exchange biased spin valve caused by helical magnetic ordering in dysprosium layer // J. Physics: Conference Series. 2019. V. 1389. № 1. P. 1–7.
- 12. Наумова Л.И., Миляев М.А., Заворницын Р.С., Криницина Т.П., Чернышова Т.А., Проглядо В.В., Устинов В.В. Магнитотранспортные свойства псевдо спиновых клапанов в условиях интердиффузии сло-

ев диспрозия и ферромагнитного сплава CoFe // ФММ. 2019. Т. 120. № 5. С. 1–7.

- Boys D.W., Legvold S. Thermal Conductivities and Lorenz Functions of Dy, Er, and Lu single crystals // Phys. Rev. 1968. V. 174. № 2. P. 377–384.
- Kravtsov E., Brucas R., Hjörvarsson B., Hoser A., Liebig A, McIntyre G.J., Milyaev M.A., Nefedov A., Paolasini L., Radu F., Remhof A., Ustinov V.V., Yakhou F., Zabel H. Onset of spin-density-wave antiferromagnetism in Cr/V multilayers // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. № 2. P. 024421(14).
- 15. Svalov A.V., Vas'kovskiy V.O., Kurlyandskaya G.V. Influence of the Size and Structural Factors on the Magnetism of Multilayer Films Based on 3*d* and 4*f* Metals // Phys. Met. Metallogr. 2017. V. 118. № 13. P. 1263–1299.