

Магнитная анизотропия в структурах IrMn/Co с альтернативной последовательностью осаждения антиферромагнитного и ферромагнитного слоев

© Е.В. Хоменко¹, Н.Г. Чеченин¹, И.О. Джунь¹, Н.С. Перов²,
В.В. Самсонова², А.Ю. Гойхман³, А.В. Зенкевич³

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

³ Московский инженерно-физический институт,
Москва, Россия

E-mail: chechenin@sinp.msu.ru

(Поступила в Редакцию 26 ноября 2009 г.
В окончательной редакции 14 января 2010 г.)

Исследованы условия создания и величины одноосной и однонаправленной магнитных анизотропий в структурах IrMn/Co с альтернативной последовательностью нанесения антиферромагнитного (АФ) и ферромагнитного (Ф) слоев при термическом отжиге и охлаждении во внешнем магнитном поле. Обнаружено, что однонаправленная анизотропия (обменное смещение) возникает в структурах с АФ-слоем, нанесенным на Ф-слой (TS-структура), при температуре отжига выше 100°C. В структурах с Ф-слоем, нанесенным на АФ-слой (BS-структура), обменное смещение не возникает в исследованном диапазоне температур отжига. Обсуждаются возможные причины этого эффекта и соотношение температуры возникновения обменного смещения и температуры Нееля.

Работа поддержана Российским агентством по науке и инновациям г/к № 02.513.11.3178, программой НШ-485.2008.2, г/к № 02.740.11.0242.

1. Введение

Одной из актуальнейших тем современного этапа развития магнетизма является исследование процессов в многослойных ультратонких структурах, перспективных для спинтроники [1,2]. Этому направлению уделяется большая часть времени на международных конференциях, с ним связывают надежды на быстрое развитие магнитной сенсорики и универсальной магнитной памяти на базе эффектов гигантского и туннельного магнитного сопротивления. Несмотря на огромные успехи в спинтронике, многие наблюдаемые эффекты поняты еще не до конца. Наряду с другими к таковым вопросам относятся эффекты возникновения магнитной анизотропии, обусловленной взаимодействием между слоями ферромагнетика (Ф) и антиферромагнетика (АФ) на границе раздела (интерфейсе) Ф/АФ, проявляющейся в сдвиге петли гистерезиса на величину так называемого обменного смещения $H_{\text{ЕВ}}$. В настоящей работе приведены результаты наших исследований и разработок по генерации обменного смещения в системе Ф/АФ путем отжига. Установлено, что обменное смещение может возникать в результате отжига при температуре T , заметно меньшей температуры Нееля (T_N) для массивных ферромагнетиков, что находится в качественном согласии с эффектом низкоразмерной масштабируемости. Более того, возможность получения обменного смещения зависит от порядка нанесения Ф- и АФ-слоев. Это интерпретируется

как зависимость микроструктуры АФ-слоя от параметра несоответствия решеток АФ (IrMn) и материала, на который наносится АФ-слой (Co в одном случае и Mo в другом).

2. Методика получения и исследования структуры

2.1. Импульсное лазерное осаждение и отжиг в магнитном поле структур Co/IrMn. Образцы были получены методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) при комнатной температуре в ультравысоком вакууме (базовое давление $P \sim 10^{-8}$ Torr) в отсутствие внешнего магнитного поля [3]. Тонкие слои ферромагнетика и антиферромагнетика осаждались в двух альтернативных последовательностях: Si/SiO₂/Mo/Co/IrMn/Mo (TS-структура) и Si/SiO₂/Mo/IrMn/Co/Mo (BS-структура). В качестве подложки использовались пластины окисленного кремния, на поверхность которых наносился тонкий (10 nm) слой Mo, улучшающий адгезию и служащий затравочным слоем для формирования нанокристаллической микроструктуры последующего слоя. Такой же слой Mo наносился на поверхность в качестве защитного слоя от коррозии. Между этими двумя слоями Mo осаждалась двухслойная структура Co/IrMn в двух альтернативных последовательностях осаждения слоев: в

одном случае на слой Co (5 nm) осаждалась пленка IrMn (10 nm) (Co/IrMn или TS-структура), в другом же на IrMn (10 nm) наносился слой Co (5 nm) (IrMn/Co или BS-структура). Толщины слоев проверялись с помощью метода резерфордского обратного рассеяния.

После осаждения образцы отжигались в течение 30 min в атмосфере аргона при нормальном давлении и температуре T_{ann} от 100 до 250°C, с последующим медленным охлаждением в присутствии магнитного поля напряженностью 1200 Oe, направленного в плоскости пленки вдоль одной из сторон прямоугольного образца. Установка термохимического отжига позволяла откачивать рабочий объем до давления 1 mbar, производить напуск требуемого газа с контролем давления с точностью до 1 mbar, автоматически поддерживать температуру с точностью 1°C [4].

Таким образом, если температура отжига T_{ann} превышала температуру блокировки T_B , то создавались условия для генерации однонаправленной анизотропии в ферромагнитном слое, вызываемой обменным взаимодействием на границе раздела слоев ферромагнетика и антиферромагнетика Ф/АФ. Однако в этих же условиях возникает и одноосная бинаправленная магнитная анизотропия с осью легкой намагниченности, параллельной направлению однонаправленной анизотропии.

2.2. Ферромагнитный резонанс. Метод ферромагнитного резонанса (ФМР) используется для изучения высокочастотных свойств магнитных материалов [5], их анизотропии и намагниченности насыщения [6]. Метод состоит в измерении поглощенной энергии микроволнового поля, приложенного перпендикулярно к направлению постоянного внешнего магнитного поля. Максимальное взаимодействие между СВЧ-полем и спином системы происходит, когда частота ω_{RF} подведенного СВЧ-поля равна частоте спиновой прецессии ω_L , возникающей под действием эффективного поля на образце.

Намагниченность насыщения I_S и поле анизотропии H_K определялись методом ФМР во внешнем магнитном поле до 5 kOe, прикладываемом вдоль легкой (EA) и трудной (HA) осей, используя соотношения Киттеля [7]

$$\omega^2 = \gamma^2 (H_r^{\text{EA}} + H_K) (H_r^{\text{EA}} + H_K + 4\pi I_S), \quad (1a)$$

$$\omega^2 = \gamma^2 (H_r^{\text{HA}} - H_K) (H_r^{\text{HA}} - H_K + 4\pi I_S), \quad (1b)$$

где $\omega = 2\pi f$ — частота приложенного ВЧ-поля, $\gamma = ge/(2mc) \approx g \cdot 8.79 \cdot 10^6 \text{ (G} \cdot \text{s)}^{-1}$ — гиромагнитное отношение, H_r^{EA} и H_r^{HA} — значения полей, при которых достигается резонанс вдоль EA- и HA-направлений.

Обменное смещение на границе Ф/АФ исследуется с помощью нескольких методов, таких как вибрационная магнитометрия (ВММ), магнитооптический эффект Керра (МОКЭ), магнитосопротивление, сверхпроводящая квантовая интерферометрия (SQUID). Метод ФМР также может эффективно использоваться для исследования обменного смещения [8–10]. В дополнение к одноосной магнитной анизотропии, существующей в ферромагнитных нанокристаллических пленках, в системе АФ/Ф

может возникать однонаправленная магнитная анизотропия, вызванная обменным взаимодействием на границе раздела между ферромагнетиком и антиферромагнетиком, т.е. обменное смещение. Соотношения Киттеля (1) могут быть обобщены на случай произвольной ориентации внешнего поля относительно вектора поля однонаправленной анизотропии. Такое рассмотрение было проведено в ряде работ [8,9,11].

Полагая, что внешнее магнитное поле направлено под некоторым углом θ к направлению вектора обменного смещения, параллельного в свою очередь оси легкой намагничивания (ОЛН), в хорошем приближении, справедливом при достаточно больших значениях намагниченности насыщения $4\pi M_s \gg H_r$, положение резонансного поля H_r определяется собственным резонансным полем $H_{r0} = (\omega/\gamma)/(4\pi M_s)$ Со-слоя, полем бинаправленной кристаллографической анизотропии H_K и полем однонаправленной анизотропии $H_{\text{ЕВ}}$, вызванной взаимодействием АФ- и Ф-слоев [8,9]:

$$H_r = \frac{\omega^2/\gamma^2}{4\pi M_s} - H_{\text{ЕВ}} \cos \theta - H_K \cos 2\theta. \quad (2)$$

В нашем эксперименте θ — угол между направлением постоянного магнитного поля ФМР и направлением поля, приложенного при отжиге вдоль одной из сторон прямоугольного образца, т.е. угол, характеризующий ориентацию образца относительно постоянного поля ФМР-установки.

Хотя ФМР, скорее, относится к нетрадиционным методам исследования эффекта обменного смещения, он имеет высокую чувствительность к малому значению магнитного момента ферромагнетика, достижимую лишь на наиболее совершенных условиях ВММ, и выгодно отличается от других методов простотой (по сравнению, скажем, с нейтронной дифракцией), возможностью исследовать закрытые диэлектриком, диамагнетиком или антиферромагнетиком слои ферромагнетика, что имеет свои ограничения, например в методах МОКЭ и SQUID. Кроме того, в отличие от вибрационной магнитометрии методом ФМР можно определить намагниченность насыщения вне зависимости от величины пористости образца. Путем измерения угловой зависимости резонансного поля можно найти величины одноосной и однонаправленной анизотропий, используя соотношение (2).

Исследования методом ФМР проводились с использованием установки BRUKER elexsys e580 с частотой СВЧ-накачки 9.65 GHz. Использовался резонатор прямоугольного типа E_{102} . На катушки Гельмгольца подавался ВЧ-сигнал 100 kHz.

2.3. Вибрационная магнитометрия. Вибрационный магнитометр позволяет проводить исследование магнитных свойств в зависимости от напряженности магнитного поля и температуры. Магнитометр может быть также использован для изучения магнитных свойств монокристаллических образцов в различных

кристаллографических направлениях. В основе методики вибрационного магнитометра лежит индукционный способ измерения магнитных свойств. Принцип действия прибора основывается на определении поля рассеяния образца, который колеблется в однородном магнитном поле. Образец, укрепленный на штоке, приводится в колебательное движение в системе четырех измерительных катушек. При этом ось колебаний параллельна плоскости катушек, а магнитный момент образца, индуцируемый внешним магнитным полем, ориентирован перпендикулярно плоскости катушек. Катушки расположены на полюсах электромагнита, который является источником магнитного поля. На каждом полюсе в парах катушки соединены „встречно“, а пары между собой — „последовательно“. При движении образца вверх увеличивается магнитный поток в верхних катушках и уменьшается в нижних катушках. Возникающие в них ЭДС имеют разные знаки, но благодаря встречному включению катушек складываются. В то же время изменение однородного поля электромагнита создает взаимно компенсирующиеся сигналы в катушках. Такая система соединения катушек позволяет выделить полезный сигнал от образца и минимизировать паразитные сигналы от внешних постоянных полей. ЭДС в катушках определяется потокоцеплением с образцом, поэтому зависит не только от магнитного момента образца, но и от геометрии катушек, размеров и формы образца. Поэтому прямые измерения абсолютных значений магнитного момента (намагниченности) затруднены. Как правило, используют метод сравнения с эталонным образцом, который имеет размеры и форму, близкую к исследуемому образцу, и известные магнитные характеристики [12]. В настоящей работе измерения проведены на магнитометре фирмы Lake Shore при комнатной температуре в магнитных полях до 16 кОе.

3. Результаты

3.1. Угловая зависимость резонансного поля в системе АФ–Ф с обменным смещением. На рис. 1 представлены характерные дифференциальные ФМР-спектры поглощения структуры с обменным смещением при нескольких ориентациях образца относительно внешнего DC-поля, направленного в плоскости пленки. Наглядно продемонстрировано смещение резонансного поля в зависимости от ориентации. Из (2) видно, что для определения H_{r0} , H_K , H_{EV} достаточно измерить ФМР для трех направлений, например для $\theta = 0$, 90 или 270 и 180° . На рис. 2 изображены угловые зависимости резонансного поля для двух альтернативных последовательностей TS (a) и BS (b) Ф- и АФ-слоев. Уже качественный анализ угловых зависимостей с очевидностью показывает, что в то время как для BS-структуры зависимость следует простому гармоническому закону, для описания угловой зависимости в TS-структуре требуется учесть вклады следующих гармоник. Экспериментальные точки угло-

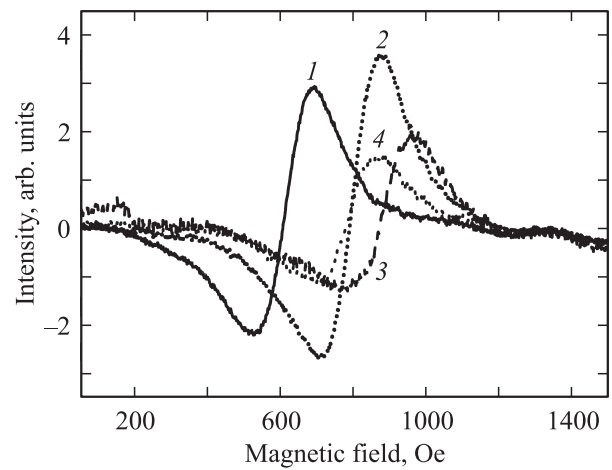


Рис. 1. Угловая зависимость дифференциальных кривых ФМР поглощения при различных ориентациях образца относительно внешнего магнитного поля. θ , deg: 1 — 0, 2 — 90, 3 — 180, 4 — 270.

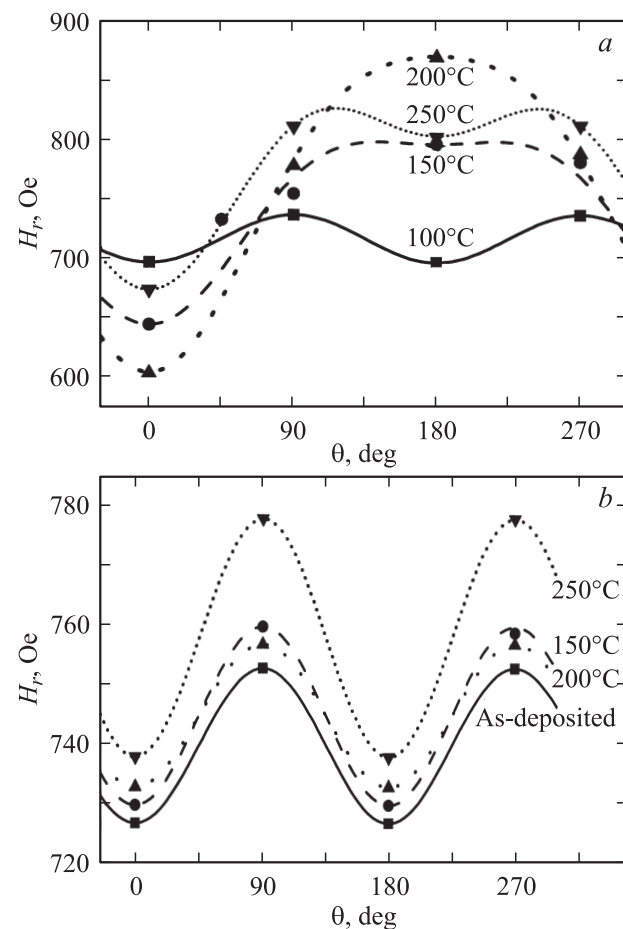


Рис. 2. Угловые зависимости резонансного поля H_r для TS-структуры (a), отожженной при температурах $T_{ann} = 100, 150, 200, 250^\circ\text{C}$, и BS-структуры (b) без отжига и после отжига при температурах $T_{ann} = 150, 200$ и 250°C .

вой зависимости аппроксимированы соотношениями (2) с варьируемыми параметрами — собственным резонансным полем

$$H_{r0} = (\omega/\gamma)/(4\pi M_s), \quad (3)$$

обменным смещением $H_{\text{ЕВ}}$ и одноосной магнитной анизотропией H_K . Зависимость величины обменного смещения от температуры отжига представляет наибольший интерес для поставленной в работе задачи.

3.2. Зависимость обменного смещения от температуры отжига. Результаты анализа зависимости обменного смещения от температуры отжига для TS- и BS-структур представлены на рис. 3. Видно, что обменное взаимодействие в TS-структурах типа Co/IrMn появляется при $T_{\text{ann}} = 150^\circ\text{C}$. Таким образом, при этой температуре IrMn-слой начинает магнитоупорядочиваться, что выражается в появлении обменного взаимодействия на АФ/Ф-границе. При $T_{\text{ann}} = 200^\circ\text{C}$ обменное взаимодействие достигает максимального значения ($H_{\text{ЕВ}} = 133$ Ое, рис. 3). Дальнейшее увеличение температуры отжига приводит к уменьшению взаимодействия АФ- и Ф-слоев.

Возникновение обменного смещения в TS-структуре подтверждается и результатами исследований с помощью метода ВММ. На рис. 4 показаны кривые гистерезиса для TS-структуры, отожженной при 250°C , для параллельной и антипараллельной ориентаций, а также для промежуточных ориентаций оси легкой намагниченности образца, наведенной постоянным магнитным полем во время отжига и охлаждения, относительно поля ВММ. Из рисунка видно, что в зависимости от взаимной ориентации образца и поля ВММ петля гистерезиса смещается, указывая на присутствие обменного взаимодействия, величина которого при параллельной и антипараллельной ориентаций достигает 80 Ое. Это заметно ниже значения $H_{\text{ЕВ}} = 133$ Ое, полученного методом ФМР. Данное обстоятельство объясняется большими размерами образцов (обычно порядка 7×10 мм), исследованных ВММ, по сравнению с образцами для ФМР

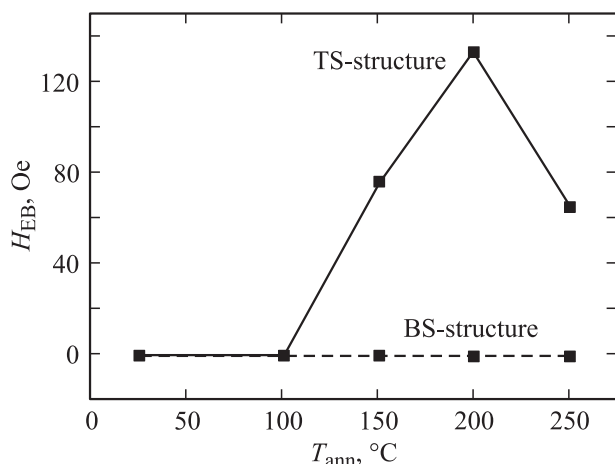


Рис. 3. Зависимость поля обменного смещения $H_{\text{ЕВ}}$ для TS- и BS-структур от температуры отжига.

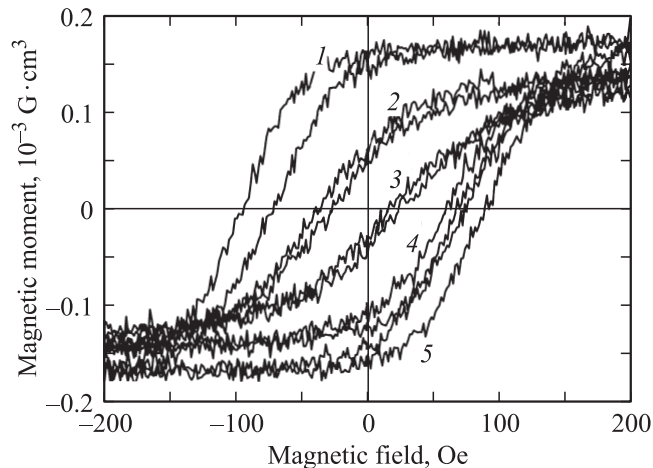


Рис. 4. Кривые гистерезиса для TS-структуры, отожженной при $T_{\text{ann}} = 250^\circ\text{C}$, в зависимости от ориентации образца относительно поля ВММ в малых полях (θ — угол между направлением поля ВММ и ОЛН образца). θ , deg: 1 — 0, 2 — 45, 3 — 90, 4 — 135, 5 — 180.

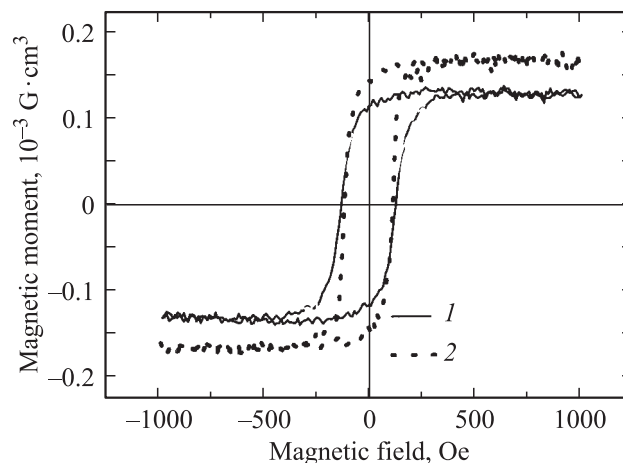


Рис. 5. Кривые гистерезиса для BS-структуры без отжига (1) и после отжига при $T_{\text{ann}} = 150^\circ\text{C}$ (2).

(порядка 3×5 мм), что, видимо, приводит к уменьшению величины $H_{\text{ЕВ}}$ за счет усреднения с включением мелкозернистых участков интерфейса.

Как уже отмечалось, эволюция магнитных свойств с отжигом BS-образцов с обратным чередованием слоев (IrMn/Co) кардинально отличается от наблюдаемой для TS-слоев. В частности, угловая зависимость резонансного поля (рис. 2, b) соответствует соотношению (2) с нулевым значением $H_{\text{ЕВ}}$ во всем диапазоне исследованных температур отжига (рис. 3). Аналогичный результат получен и при исследовании методом ВММ (рис. 5), где смещения петли гистерезиса в отожженных образцах не было обнаружено.

3.3. Зависимость поля магнитной анизотропии от температуры отжига. Анализ угловой зависимости резонансного поля ФМР показал,

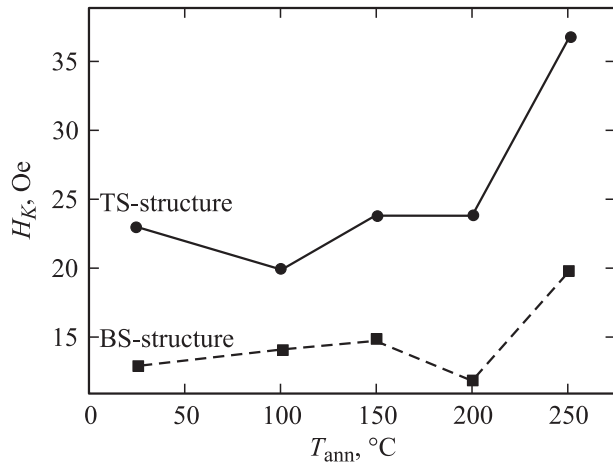


Рис. 6. Зависимость поля одноосной анизотропии H_K для TS- и BS-структур от температуры отжига.

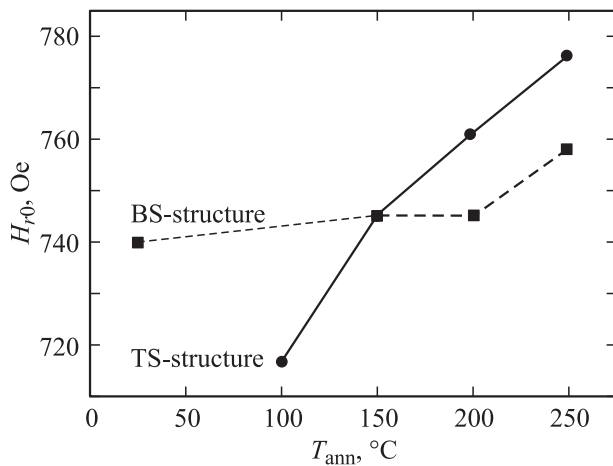


Рис. 7. Зависимость собственного резонансного поля H_{r0} для TS- и BS-структур от температуры отжига.

что поле одноосной бинаправленной анизотропии H_K до $T_{\text{ann}} = 200^\circ\text{C}$ изменяется незначительно в TS-структурах, но при $T_{\text{ann}} = 250^\circ\text{C}$ резко возрастает (рис. 6). Поле магнитокристаллической анизотропии BS-образцов варьируется незначительно в интервале до температуры $T_{\text{ann}} = 200^\circ\text{C}$, выше которой H_K возрастает. При этой же температуре также начинает возрастать величина H_{r0} . При отжиге происходит достаточно резкий рост собственного резонансного поля $H_{r0} = (\omega/\gamma)^2/(4\pi M_s)$, характеризующего только Ф-слой (рис. 7).

4. Обсуждение

Обсудим связь температуры блокировки с температурой Нееля. Принято считать, что обменное смещение в системе АФ/Ф возникает при нагревании до температуры, превышающей температуру Нееля (T_N) и лежащей ниже температуры Кюри для ферромагнитного слоя (T_C), и последующем охлаждении в присутствии

магнитного поля, направленного вдоль пленки, либо при осаждении пленки, либо при ее отжиге [13]. Как следует из представленных материалов, в исследуемой системе обменное смещение появляется в TS-структурах при $T_{\text{ann}} = 150^\circ\text{C}$, что существенно меньше температуры Нееля для данного антиферромагнетика. Природа магнитного упорядочения в тонких пленках при $T < T_N$ не ясна в полной мере. Установлено, что температура блокировки T_B , при которой или выше которой исчезает эффект обменного смещения, в данной Ф/АФ-структуре может быть заметно ниже, чем температура Нееля, при которой исчезает антиферромагнитное упорядочение в массивном антиферромагнетике. В работах [14,15] показано, что зависимость T_B от толщины АФ-слоя t_{AF} может быть выражена функцией, полученной в рамках модели низкоразмерного масштабирования [16,17], описывающей ограничение корреляционной длины при уменьшении размеров системы

$$\frac{T_B(\infty) - T_B(t_{\text{AF}})}{T_B(\infty)} = \left(\frac{\xi_0}{t_{\text{AF}}}\right)^\lambda, \quad (4)$$

где ξ_0 — корреляционная длина при $T = 0\text{K}$. Для IrMn в [15] получены следующие значения параметров: $\xi_0 = 3.04\text{nm}$, $\lambda = 1.5$ и $T_B(\infty) = 523\text{K}$ (250°C). Несколько другие значения параметров (4), полученные в [18], равны соответственно $\xi_0 = 1.2\text{nm}$, $\lambda = 1.5$ и $T_B(\infty) = 560\text{K}$.

Значение $T_B(\infty)$ в (4) предполагается равным значению T_N для массивного антиферромагнетика. В модели низкоразмерного масштабирования подразумевается, что уменьшение T_B связано с уменьшением T_N при уменьшении толщины пленки. Однако это не доказано. Более того, имеются данные, полученные дифракцией нейтронов, правда, для другой ($\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{CoO}$) системы, свидетельствующие о росте T_N (и уменьшении T_B) с уменьшением толщины пленки [19]. Эксперимент такого рода пока единственный, поэтому отвергать идею о синхронном снижении T_B и T_N в исследуемой системе преждевременно. Снижение T_N в тонкопленочном антиферромагнетике может быть причиной появления магнитоупорядоченности и, следовательно, обменного смещения в нашем эксперименте, особенно если учесть наличие шероховатости, характерной для метода ИЛО, и соответственно локальной вариации толщины пленки.

Интересным объяснением наблюдаемого уменьшения T_B представляется возможность проявления многовариантности реализации конфигурации обменного взаимодействия вследствие различной степени атомного и магнитного упорядочения на интерфейсе АФ/Ф. Согласно модели, предложенной в [20], при охлаждении в магнитном поле поликристаллической структуры АФ/Ф возникает распределение по локальным температурам блокировки и величинам обменного смещения. В результате наблюдаемые величины H_{EB} и T_B могут оказаться ниже, чем в случае идеального упорядочения. Недавние результаты экспериментальных исследований

(см., например, [21]) подтверждают зависимость $H_{\text{ЕВ}}$ от последовательности режимов нагрева и охлаждения, однако показывают устойчивость T_B к вариации режимов. Вопрос тем не менее окончательно не решен и требует детального рассмотрения для конкретных структур.

Снижение $H_{\text{ЕВ}}$ в TS-структуре при отжиге с температурой выше некоторой (рис. 3) также наблюдалось в нескольких работах и может быть следствием взаимной диффузии атомов Mn на границе Ф/АФ-слоев и по границам зерен [22]. Возрастание H_K (рис. 6) может быть интерпретировано также как начало достаточно активной атомной перестройки в Ф-слое и атомного перемешивания на границе Ф/АФ, приводящих к выстраиванию атомных пар в Ф-слое с усилением одноосной анизотропии вдоль магнитного поля при отжиге и ослаблению намагниченности M_s благодаря перемешиванию слоев на интерфейсе.

Различие в проявлении магнитных свойств в TS- и BS-структурах отмечалось и ранее [18,23,24]. Во всех цитируемых работах рост пленок производился в присутствии магнитного поля, направленного вдоль поверхности подложки. Так, в [23] были исследованы неотожженные образцы IrMn/NiFe и найдено, что TS-структуры имеют более высокое $H_{\text{ЕВ}}$. Это коррелировано с большим, чем в BS-структурах, размером зерна в АФ и тенденцией к эпитаксиальной когерентности на АФ/Ф-границе в TS-структурах. Результаты находят свое объяснение в модели [25], согласно которой АФ-зерна с объемом, большим $J_K A/K$ (где J_K — энергия обменного взаимодействия на интерфейсе, A — площадь поверхности АФ-зерна в контакте с Ф-пленкой, K — константа магнитной анизотропии в АФ-пленке), являются антиферромагнитными и дают вклад в обменное смещение. Зерна же с объемом, меньшим kT/K , являются суперпарамагнитными и не влияют на величину $H_{\text{ЕВ}}$. В [18] сопоставлялись структурные и магнитные свойства Si(100)/3.5 nm Ta/ t_F F/ t_{AF} IrMn/5 nm Ta (TS-система) и Si(100)/3.5 nm Ta/2 nm NiFe/ t_{AF} IrMn/ t_F F/5 nm Ta (BS-система), где слой F был либо Ni₈₀Fe₂₀, либо Co₉₀Fe₁₀, а толщины t_F и t_{AF} варьировались в диапазоне 2–30 nm. При этом обменное смещение наблюдалось в исходных (без отжига) TS- и BS-образцах (с заметно более высоким значением $H_{\text{ЕВ}}$ в TS-образцах). Исключение составляли структуры с наименьшей толщиной (2 nm) АФ-слоя. Однако после отжига до температуры 620 K и охлаждения в магнитном поле обменное смещение в TS-образцах уменьшалось и становилось меньше, чем в BS-образцах, в которых $H_{\text{ЕВ}}$ возрастало после отжига. Отметим, однако, важную особенность BS-структур в [18] — они содержали ферромагнитный затравочный слой 2 nm NiFe под слоем IrMn. За счет этого магнитное упорядочение в АФ-слое достигалось во время осаждения, что обуславливает отличие свойств структур, исследуемых в работе [18], от [23] и нашей работы. Реверсирование значений $H_{\text{ЕВ}}$ в слоях, лежащих ниже и выше АФ-слоя, при отжиге наблюдалось в [24].

Одной из основных причин появления обменного смещения в поли- и нанокристаллических Ф/АФ-системах, как свидетельствуют наблюдения в ряде публикаций (см., например, [22,23,26,27]), является создание условий для эпитаксиального роста кристаллических кластеров АФ на предшествующем Ф-слое в TS-системах, где Ф-слой — NiFe, CoFe, Co, имеющий колонкообразную ГЦК-структуру. Показано, что формирование колонкообразной ГЦК-структуры Ф-слоя с преимущественно (111) текстурой наиболее благоприятным образом происходит на слое Ta или Cu, которые могут иметь аморфную структуру [27]. В нашем случае для TS-структуры эту роль выполняет слой Mo.

5. Заключение

В исследованиях условий возникновения обменного смещения в системе Ф/АФ нами было установлено, что обменное смещение в системе с IrMn-слоем, нанесенным на Co-слой, может быть инициировано путем отжига в магнитном поле при температуре существенно ниже, чем температура Нееля для массивных ферромагнетиков. Возможное объяснение этого — уменьшение T_N для АФ-пленок с малой толщиной. Это приводит к локальному магнитному упорядочению на участках пониженной толщины рельефной АФ-пленки. Альтернативное объяснение — локальная вариация температуры блокировки за счет различной степени атомного и магнитного упорядочения на интерфейсе АФ/Ф.

Установлено также, что при одинаковых остальных параметрах осаждаемых слоев изменение очередности нанесения слоев Co и IrMn в многослойной структуре Mo/Co/IrMn/Mo принципиально меняет способность системы к формированию обменного смещения путем термического отжига во внешнем магнитном поле. Предположительно это связано с различной степенью несоответствия решеток Co/IrMn и Mo/IrMn, приводящей к существенно различной микроструктуре антиферромагнетика IrMn.

Список литературы

- [1] А.В. Ведяев. УФН **172**, 1458 (2002).
- [2] Н.Г. Чеченин. Магнитные наноструктуры и их применение. Грант Виктория, М. (2006). 166 с.
- [3] А.В. Зенкевич. Особенности структуро- и фазообразования в лазерно-осажденных слоях силицидов металлов. Автореф. канд. дис. МИФИ, М. (1997). 15 с.
- [4] Р.А. Захаров, Н.С. Московская, В.С. Куликаускас, Н.Г. Чеченин. Физика и химия обраб. материалов **1**, 60 (2003).
- [5] Н.Г. Чеченин. ФТТ **46**, 466 (2004).
- [6] N.G. Chechenin, E.V. Khomenko, D.I. Vainchtein, J.Th.M. De Hosson. J. Appl. Phys. **103**, 07E738 (2008).
- [7] Ch. Kittel. Phys. Rev. **73**, 155 (1948).
- [8] J.C. Scott. J. Appl. Phys. **57**, 3681 (1985).
- [9] A.A. Layadi, W.C. Cain, J.-W. Lee, J.O. Artman. IEEE Trans. Magn. **MAG-23**, 2993 (1987).

- [10] Е.В. Хоменко, Н.Г. Чеченин, А.Ю. Гойхман, А.В. Зенкевич. Письма в ЖЭТФ **88**, 693 (2008).
- [11] R.D. McMichael, M.D. Stiles, P.J. Cheng, W.F. Egelhoff, Jr. Phys. Rev. B **58**, 8605 (1998).
- [12] В.И. Чечерников. Магнитные измерения. МГУ, М. (1969). 387 с.
- [13] W.H. Meikiejohn, C.P. Bean. Phys. Rev. **102**, 1413 (1956); **105**, 904 (1957).
- [14] D. Lederman, C.A. Ramos, V. Jaccarino, J.L. Cardy. Phys. Rev. B **48**, 8365 (1993).
- [15] A.J. Devasahayam, P.J. Sides, M.H. Kryder. J. Appl. Phys. **83**, 7216 (1998).
- [16] U. Gradman, R. Bergholz, E. Bergter. Thin Solid Films **126**, 107 (1985).
- [17] T. Ambrose, C.L. Chien. J. Appl. Phys. **79**, 5920 (1996).
- [18] J. van Driel, F.R. de Boer, K.-M.H. Lenssen, R. Coehoorn. J. Appl. Phys. **88**, 975 (2000).
- [19] P.J. van der Zaag, L.F. Feiner, R.M. Wolf, J.A. Borchers, Y. Ijiri, R.W. Ervin. Phys. Rev. Lett. **84**, 6103 (2000).
- [20] S. Soyca, T. Imagawa, K. Mitsuoka, S. Narishige. J. Appl. Phys. **76**, 5356 (1994).
- [21] L.E. Fernandez-Outon, G. Vallejo-Fernandez, K. O'Grady. J. Appl. Phys. **103**, 07C106 (2008).
- [22] A. Maesaka, N. Sugawara, A. Okabe, M. Itabashi. J. Appl. Phys. **83**, 7628 (1998).
- [23] J.C. Ro, Y.S. Choi, S.J. Suh, H.J. Lee. IEEE. Trans. Magn. **35**, 3925 (1999).
- [24] H.S. Jung, W.D. Doyle, H. Fujiwara, J.E. Wittig, J.F. Al-Sharab, J. Bentley, N.D. Evans. J. Appl. Phys. **91**, 6899 (2002).
- [25] T. Lin, C. Tsang, R.E. Fontana, J.K. Howard. IEEE. Trans. Magn. **31**, 2585 (1995).
- [26] M. Tsunoda, Y. Tsuchiya, T. Hashimoto, M. Takahashi. J. Appl. Phys. **87**, 4375 (2000).
- [27] B.Y. Wong, C. Mitsumata, S. Prakash, D.E. Laughlin, T. Kobayashi. J. Appl. Phys. **79**, 7896 (1996).