

Индукцированные магнитные фазовые переходы в многослойных пленках типа GdCo/Co

© В.О. Васьковский, А.В. Свалов, К.Г. Балымов, Г.В. Курляндская, А.Н. Сорокин

Уральский государственный университет им. А.М. Горького,
620083 Екатеринбург, Россия

E-mail: Konstantin.Balymov@usu.ru

(Поступила в Редакцию 11 декабря 2007 г.)

Проведено разностороннее исследование закономерностей перестройки магнитной структуры слоистого ферримагнетика $[\text{Co}/\text{Gd}_{36}\text{Co}_{64}]_4/\text{Co}$ во внешнем магнитном поле. С использованием магнитометрических, магнитооптической, магниторезистивной методик установлено, что при намагничивании в полях, превышающих пороговое значение H_{cr} , коллинеарная магнитная структура, образованная магнитными моментами слоев Co и слоев GdCo, деформируется. Величина H_{cr} немонотонно изменяется с температурой T и достигает минимума при температуре магнитной компенсации слоистого ферримагнетика. Показано, что зависимость $H_{\text{cr}}(T)$ хорошо описывается в модели однородного ферримагнетика при адекватном выборе феноменологической константы межподрешеточного взаимодействия, учитывающей ослабленную связь поверхностных слоев Co с внутренней частью реальной слоистой структуры.

Работа выполнена при поддержке ФАО РНП.2.1.1.6945 и интеграционного проекта УрО и СО РАН № 32-2006.

PACS: 75.70.Cn, 75.50.Gg

Многообразие естественных и индуцированных магнитных структур является одной из отличительных черт магнитоупорядоченных сплавов и соединений, содержащих редкоземельные (РЗ) компоненты. Исходными причинами их возникновения во многих случаях выступают косвенный характер обменного взаимодействия и высокая одноионная магнитная анизотропия РЗ-металлов. Однако конкретные механизмы образования многоподрешеточных, в том числе неколлинеарных, магнитных состояний весьма различны и составляют предмет многочисленных исследований [1]. Типичный инструментарий указанных исследований — низкие температуры и сверхсильные магнитные поля. В то же время значительно менее жесткие условия требуются при постановке такого рода экспериментов на искусственных слоистых ферримагнетиках [2,3]. Это обстоятельство и сопутствующее ему расширение возможностей создания функциональных сред, эксплуатирующих индуцированные превращения в магнитной структуре, обуславливают значительное внимание к многослойным пленкам. Настоящая работа посвящена комплексному исследованию особенностей трансформации магнитной структуры многослойных ферримагнитных пленок типа Co/Gd—Co в магнитном поле.

Эксперимент выполнен на пленках со структурной формулой $[\text{Co}/\text{Gd}_{36}\text{Co}_{64}]_4/\text{Co}$, полученных на стеклянных подложках путем последовательного высокочастотного распыления мишеней из соответствующих материалов в атмосфере аргона. Соотношение компонентов в аморфных ферримагнитных слоях Gd—Co выбрано так, чтобы вплоть до температуры Нееля (~ 400 К) в их спонтанной намагниченности превалировала РЗ-составляющая. Данное обстоятельство, а также наличие межслойного

взаимодействия — положительного в системе Co—Co и отрицательного в системе Co—Gd — придают пленочной структуре в целом ферримагнитный характер [4]. При этом различие в температурном ходе магнитных моментов слоев Co и Gd—Co порождает магнитную компенсацию, которая для выбранного соотношения номинальных толщин слоев (7 nm для Co и 24 nm для Gd—Co) наблюдалась при температуре 255 К. Кроме того, исследованные пленки обладали одноосной магнитной анизотропией в плоскости. Она индуцировалась в процессе получения образцов, который проходил в присутствии однородного постоянного магнитного поля. Наличие слоев Co на обеих поверхностях пленок задавало определенную симметрию в слоистой структуре и обеспечивало защиту Gd-содержащих слоев от окисления.

Для исследования свойств пленок были привлечены магнитнометрическая, торсионная, магнитооптическая и магниторезистивная методики, которые позволяли проводить измерения в диапазоне температур 100–300 К в магнитных полях напряженностью до 18 кОе.

На рис. 1, а в двух масштабах показана магнитометрическая петля гистерезиса многослойной пленки, измеренная при комнатной температуре вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН). Видно, что в поле $H_{\text{cr}} \sim 400$ Ое на кривой $M(H)$ (см. вставку к рис. 1, а) присутствует характерный излом, который можно связать с деформацией исходной коллинеарной магнитной структуры образца и образованием так называемой „скрученной“ магнитной структуры [5]. Считается, что в скрученной структуре из-за поверхностного характера межслойного обменного взаимодействия угол поворота локальной

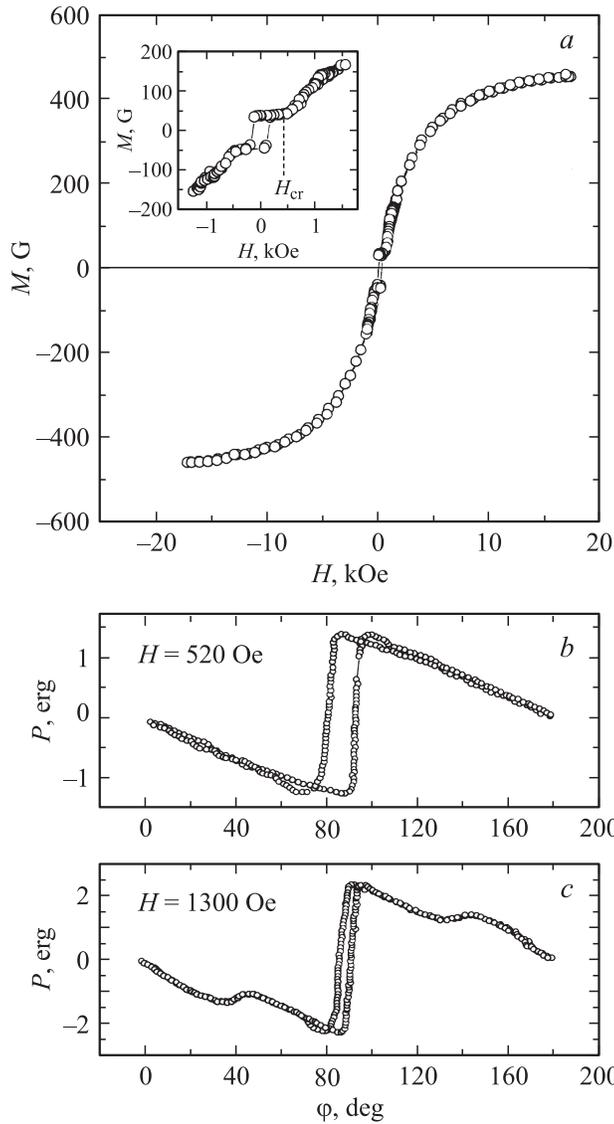


Рис. 1. Петли гистерезиса (a) и кривые вращающих моментов (b,c) многослойной пленки $[\text{Co}/\text{Gd}_{36}\text{Co}_{64}]_4/\text{Co}$ при комнатной температуре.

намагниченности относительно оси приложения поля в слоях Gd—Co зависит от координаты вдоль нормали к поверхности пленок. От поверхностей к центру слоев он монотонно увеличивается. Внутри же слоев Co, характеризующегося более высокой эффективностью магнитного упорядочения, поворот намагниченности происходит практически однородно. В такой модели, в частности, трактуется нелинейность зависимости $M(H)$ при $H > H_{cr}$.

Дополнительную информацию о закономерностях деформации магнитной структуры может дать сопоставление кривых намагничивания с зависимостями магнитооптического сигнала и электросопротивления от напряженности магнитного поля, поскольку эти параметры в исследуемых образцах в основном отражают поведение магнитной подсистемы Co. Соответствующие

кривые приведены на рис. 2. Как видно, и на них вблизи $H_{cr} \sim 400$ Oe присутствуют изломы. Причем они разделяют качественно различные участки кривых и поэтому регистрируются очень ярко.

Отметим также кривые вращающих моментов (КВМ) как источник информации об образовании неколлинеарной магнитной структуры. Эти кривые описывают зависимость вращающего механического момента P , действующего на образец со стороны магнитного поля, от угла поворота последнего ϕ . В частности, КВМ, приведенные на рис. 1, b и c, измерены при вращении поля в плоскости, перпендикулярной плоскости пленки. В слабом поле (рис. 1, b) они имеют обычный для магнитоодноосного образца вид. Значение $\phi = 90^\circ$, вблизи которого наблюдаются гистерезис и резкие скачки P , соответствует ориентации поля вдоль нормали к поверхности пленки, являющейся в силу анизотро-

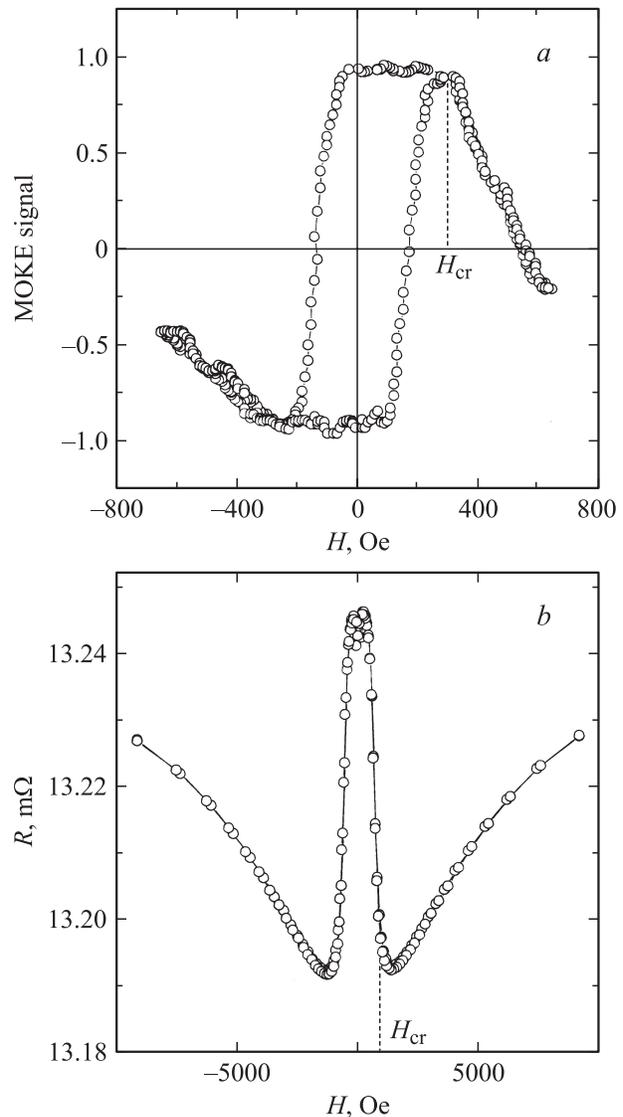


Рис. 2. Магнитооптическая (a) и магниторезистивная (b) петли, измеренные при комнатной температуре вдоль оси легкого намагничивания.

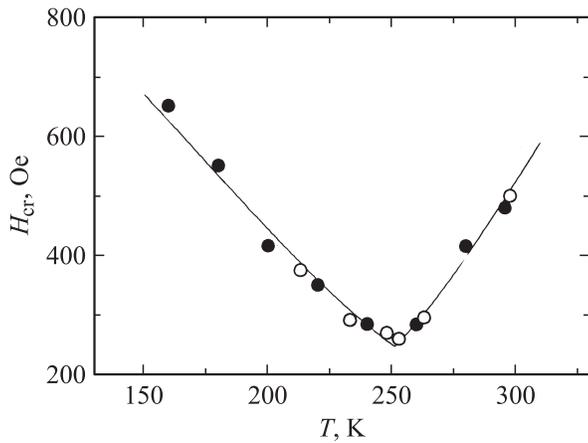


Рис. 3. Температурные зависимости критического поля, определенные экспериментально из магнитометрических (светлые точки) и магниторезистивных (темные точки) петель гистерезиса. Сплошная линия соответствует зависимости $H_{cr}(T)$, полученной расчетным путем.

пии формы осью трудного намагничивания. В полях $H > H_{cr}$ (рис. 1, *c*) на КВМ возникают дополнительные участки немонотонного поведения P . Именно этот факт рассматривается нами как свидетельство образования неколлинеарной магнитной структуры. Однако его модельная интерпретация требует специального рассмотрения.

На рис. 3 точками показана зависимость H_{cr} от температуры T , составленная по результатам двух циклов измерений. Значения критического поля, отмеченные светлыми точками, определены из кривых намагничивания, измеренных на вибромагнитометре. Темные точки соответствуют данным, полученным из магниторезистивных кривых. Характерной особенностью кривой $H_{cr}(T)$ является наличие минимума при температуре, которая близка к температуре компенсации T_{comp} , найденной из анализа температурной зависимости спонтанной намагниченности слоистой системы. Такого рода особенность присуща объемным ферромагнетикам [6], наблюдалась она и на слоистых ферромагнитных структурах типа Fe/Gd [7].

Простейший анализ зависимости $H_{cr}(T)$ можно произвести, не прибегая к модели скрученной структуры, а основываясь на представлении об однородной намагниченности в слоях. Для этого обобщим расчет [6], выполненный для слабоанизотропного неограниченного ферромагнетика, на случай слоистой структуры, в которой магнитная анизотропия и межслойное обменное взаимодействие обусловлены только слоями Co. При этом магнитное состояние слоев Gd–Co целиком определяется сторонним эффективным полем. В него входят внешнее поле и молекулярное поле слоев Co, однородно распределенное по толщине слоев Gd–Co. Исходя из такой упрощенной модели плотность свободной энергии слоистых пленок, намагничиваемых вдоль ОЛН, может

быть представлена в следующем виде:

$$E = -M_{Co}l_{Co}H \cos \theta - K_{Co}l_{Co} \sin^2 \theta - M_{GdCo}l_{GdCo} \sqrt{H^2 - 2H\lambda M_{Co}l_{Co} \cos \theta + \lambda^2 M_{Co}^2}, \quad (1)$$

где M_{Co} , M_{GdCo} и l_{Co} , l_{GdCo} — намагниченности и относительные толщины двух типов слоев (Co и GdCo), K_{Co} — константа анизотропии, λ — константа молекулярного поля, характеризующая межслойную связь, θ — угол между намагниченностью подсистемы Co и внешним полем. Минимизация энергии по углу θ в конечном счете позволяет получить уравнение, связывающее критическое поле и материальные параметры среды,

$$H_{cr}^2 + H_{cr} \left[\lambda(M_{Co}l_{Co} - l_{GdCo}M_{GdCo}) - \frac{2K_{Co}}{M_{Co}} \right] - 2K_{Co}l_{Co}\lambda = 0. \quad (2)$$

Как видно, единственной величиной в уравнении (2), не поддающейся независимому определению, является феноменологическая константа молекулярного поля λ . Именно для ее оценки мы использовали данное уравнение. Остальные характеристики были определены следующим образом: значения H_{cr} были взяты из эксперимента, результаты которого отражены на рис. 3; в качестве M_{Co} при всех температурах использовалась намагниченность основного состояния массивного Co (1420 G); значения M_{GdCo} при разных температурах были рассчитаны по модели молекулярного поля с учетом реперных экспериментальных значений, полученных на аморфных пленках соответствующего состава [4]; константа наведенной анизотропии слоев Co определена в эксперименте при комнатной температуре ($K_{Co} = 3.9 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$) и принята таковой во всем температурном диапазоне; номинальные значения приведенных толщин слоев составляли $l_{Co} = 0.267$ и $l_{GdCo} = 0.733$.

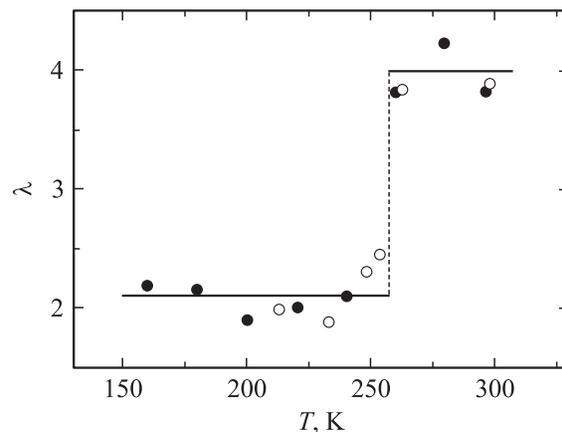


Рис. 4. Температурная зависимость константы молекулярного поля. Значения λ рассчитаны с использованием магнитометрических (светлые точки) и магниторезистивных (темные точки) петель гистерезиса.

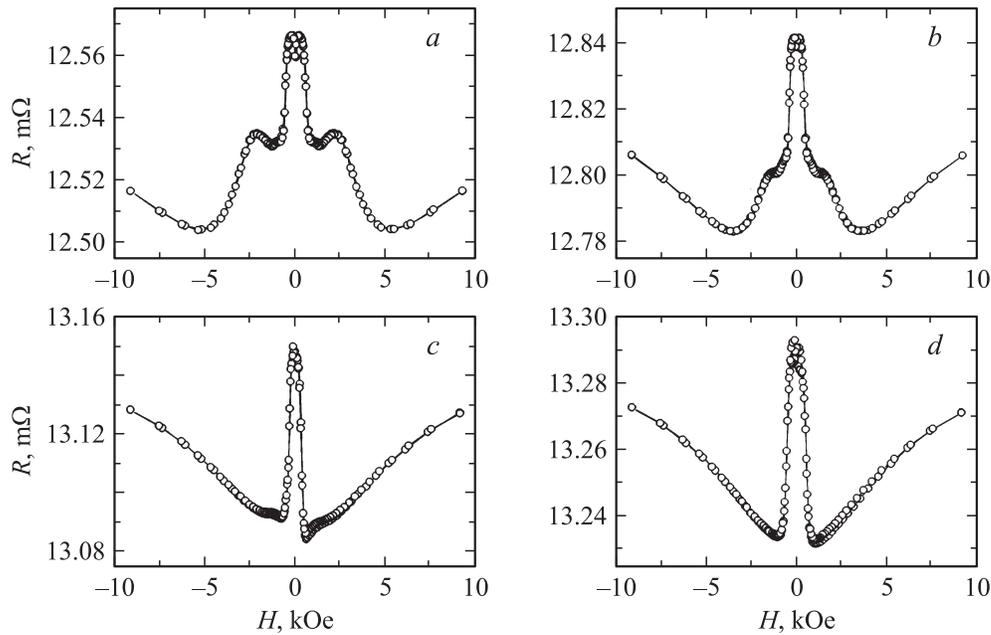


Рис. 5. Магниторезистивные петли многослойной пленки $[\text{Co}/\text{Gd}_{36}\text{Co}_{64}]_4/\text{Co}$, измеренные при 180 (a), 220 (b), 260 (c) и 280 К (d).

Значения λ , найденные по описанной выше методике, показаны на рис. 4 точками. Как видно, они достаточно четко формируют двухуровневую зависимость $\lambda(T)$. Ниже и выше T_{comp} температурные изменения константы выражены слабо, но при переходе через T_{comp} имеет место скачкообразное двукратное изменение ее величины. Формально это означает, что при $T < T_{\text{comp}}$ межслойное обменное взаимодействие существенно меньше, чем при $T > T_{\text{comp}}$. Однако реальных физических причин для этого нет. Такая ситуация эффективно может отражать определенную магнитную асимметрию слоистой структуры, которая задается поверхностными слоями Co. Они в меньшей степени связаны с остальными магнитными слоями, поскольку имеют только одну контактную поверхность. Ниже T_{comp} их магнитные моменты ориентированы против внешнего поля, и именно они в первую очередь начинают поворачиваться навстречу полю. Это нарушает устойчивость всей магнитной системы и приводит к образованию неколлинеарной магнитной структуры в объеме образца. Выше T_{comp} магнитные моменты слоев Co параллельны внешнему магнитному полю и не выступают в роли „слабого“ магнитного звена. Поэтому устойчивость коллинеарной магнитной структуры при $T > T_{\text{comp}}$ оказывается более высокой, чем в области низких температур. Эффективно это выражается в скачкообразном изменении λ при переходе через T_{comp} .

Определенное подтверждение различия в поведении магнитных моментов поверхностных и внутренних слоев Co можно найти при анализе продольных магниторезистивных петель, измеренных с разных сторон от температуры компенсации (рис. 5). Общие тенденции в изменении электросопротивления R с увеличением

магнитного поля для всех кривых $R(H)$ одинаковы. Они обусловлены эффектом анизотропии магнитосопротивления, в соответствии с которым величина магнитосопротивления пропорциональна квадрату проекции намагниченности на направлении тока. Причем в исследуемых объектах этот эффект формируется в основном в слоях Co, позволяя тем самым делать заключения об изменении ориентации их магнитных моментов. В отсутствие поля электрический ток, распространяясь вдоль ОЛН, обеспечивает наибольшую величину R . Резкое уменьшение R с ростом H , также направленного вдоль ОЛН, обусловлено возникновением неколлинеарной магнитной структуры, в которой результирующий магнитный момент слоев Co отклоняется от направления тока. В большем поле происходит увеличение R , которое связано с обратной тенденцией в поведении результирующего магнитного момента слоев Co.

В то же время на зависимостях $R(H)$, измеренных при $T < T_{\text{comp}}$ (рис. 5, a, b), в области средних полей наблюдается неявная, но хорошо выраженная аномалия. Ее присутствие как раз может свидетельствовать об опережающем повороте поверхностных магнитных моментов по отношению к внутреннему. Имея в виду, что в исходном состоянии магнитные моменты поверхностных (как и внутренних) слоев Co ориентированы против направления поля, можно полагать, что локальный минимум на кривой, представленной на рис. 5, a, соответствует их повороту по отношению к оси приложения поля и оси тока на угол $\sim 90^\circ$. Сменяющий его локальный максимум обусловлен относительно быстрым дальнейшим поворотом поверхностных моментов и приближением их к оси тока. Наряду с этим продолжающееся отклонение магнитного момента

внутренних слоев от тока задает основную тенденцию в изменении R . Нормальная ориентация этого момента по отношению к току определяет глобальный минимум на зависимости $R(H)$. При $T > T_{\text{comp}}$ (рис. 5, *d*) различие в поведении поверхностных и внутреннего магнитных моментов тоже должно иметь место. Но на характере кривых $R(H)$ это не отражается, поскольку в исходном состоянии магнитные моменты слоев Co сонаправлены полю, и в поле отклонение магнитных моментов поверхностных слоев от направления тока невелико.

На рис. 3 линией показана зависимость $H_{\text{cr}}(T)$, построенная путем решения уравнения (2), при условии, что ниже и выше T_{comp} параметр λ имеет различные фиксированные значения, которые соответствуют горизонтальным линиям на рис. 4. Как видно, такая составная кривая неплохо аппроксимирует эксперимент. Это позволяет заключить, что при адекватном выборе эффективной константы межслойной обменной связи простая модель слабоанизотропного ферримагнетика достаточно продуктивна для описания магнитного фазового перехода в многослойных ферримагнитных структурах типа GdCo/Co .

С учетом указанного выше результата нами была предпринята попытка описания магнитной структуры исследуемых объектов и при $H > H_{\text{cr}}$ в терминах однородных намагниченностей слоев. При этом в качестве основы опять использовалась модель изотропного ферримагнетика [6]. Такое упрощение картины по сравнению со случаем, рассмотренным выше, обосновано малой величиной магнитной анизотропии пленок $[\text{Co}/\text{Gd}_{36}\text{Co}_{64}]_4/\text{Co}$ (поле анизотропии при комнатной температуре составляет ~ 55 Ое). На формирование зависимости $H_{\text{cr}}(T)$ вблизи T_{comp} указанная анизотропия оказывает заметное влияние из-за малости результирующей намагниченности системы, но в дальнейшем развитии возникшей деформации магнитной структуры ее роль менее существенна. В соответствии с [6] и с учетом слоистого характера исследуемой магнитной структуры углы между магнитными моментами двух подсистем и полем связаны с параметрами среды следующим образом:

$$\cos \theta_{\text{Co}} = \frac{H^2 + \lambda^2(I_{\text{Co}}^2 M_{\text{Co}}^2 - I_{\text{GdCo}}^2 M_{\text{GdCo}}^2)}{2\lambda I_{\text{Co}} M_{\text{Co}} H}, \quad (3)$$

$$\cos \theta_{\text{GdCo}} = \frac{H^2 + \lambda^2(I_{\text{GdCo}}^2 M_{\text{GdCo}}^2 - I_{\text{Co}}^2 M_{\text{Co}}^2)}{2\lambda I_{\text{GdCo}} M_{\text{GdCo}} H}. \quad (4)$$

На рис. 6 линиями показаны зависимости $\theta_{\text{Co}}(H)$ и $\theta_{\text{GdCo}}(H)$, вычисленные по формулам (3), (4) для исследуемого образца при комнатной температуре. Значения намагниченностей слоев и параметра λ выбраны такими же, как в расчете, описанном выше. Точками на этом рисунке обозначены результаты экспериментальной оценки θ_{Co} . Она выполнена с использованием кривой $R(H)$, показанной на рис. 2, *b*. При этом предполагалось, что вклад в магнитосопротивление вносят

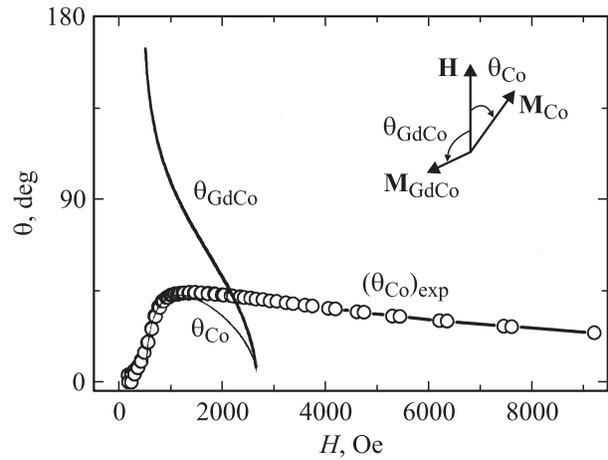


Рис. 6. Зависимости углов поворота результирующего магнитного момента Co -подсистемы (θ_{Co}) и GdCo -подсистемы (θ_{GdCo}) от магнитного поля при комнатной температуре. Значения угла $(\theta_{\text{Co}})_{\text{exp}}$ определены из экспериментальной зависимости $R(H)$, аппроксимированной выражением (5).

только слои Co , и он определяется выражением

$$\frac{\Delta R(H)}{R} = \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{\text{max}} (1 - \cos^2 \theta_{\text{Co}}). \quad (5)$$

Дополнительно для более наглядного сопоставления расчетной и экспериментальной зависимостей $\theta_{\text{Co}}(H)$ использовалось допущение, что максимальные значения угла в обоих случаях совпадают.

Обращаясь к рис. 6, можно констатировать, что на первой стадии деформации магнитной структуры, пока имеет место увеличение отклонения магнитного момента слоев Co от направления поля, а угол $\theta_{\text{GdCo}} > 90^\circ$, расчетная и экспериментальная зависимости $\theta_{\text{Co}}(H)$ близки. Однако в большем магнитном поле они значительно расходятся, что говорит о непригодности использованного модельного представления. По-видимому, здесь существенно проявляется то обстоятельство, что реальная магнитная структура в неколлинеарной фазе имеет скрученный характер.

Проведенное комплексное исследование позволяет заключить, что многослойные пленки типа GdCo/Co могут иметь коллинеарную ферримагнитную структуру. В магнитном поле в результате порогового перехода она приобретает неколлинеарный характер. На критическом поле перехода и закономерности протекания ранней стадии деформации магнитной структуры существенное влияние оказывают поверхностные слои Co , характеризующиеся ослабленной межслойной связью с внутренними магнитными слоями. Температурная зависимость критического поля в области магнитной компенсации удовлетворительно описывается в рамках модели слабоанизотропного объемного ферримагнетика при адекватном учете роли поверхностных слоев Co посредством количественной коррекции феноменологической константы межслойного обменного взаимодействия.

Список литературы

- [1] D. Gignoux, D. Schmitt. *J. Magn. Magn. Mater.* **100**, 99 (1991).
- [2] N. Hosoito, H. Hashizume, N. Ishimatsu. *J. Phys.: Cond. Matter.* **14**, 5289 (2002).
- [3] V.O. Vas'kovskiy, A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya. *Encyclopedia of nanoscience and nanotechnology* / Ed. H.S. Nalwa. American Scientific Publishers (2004). V. 4. 925 p.
- [4] V.O. Vas'kovskiy, A.V. Svalov, A.A. Yuvchenko, E.A. Kataeva. *Phys. Met. Metal.* **101**, S 84 (2006).
- [5] J.G. LePage, R.E. Camley. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1152 (1990).
- [6] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках.* Наука, М. (1979). 317 с.
- [7] M. Sajjeddine, Rh. Bauer, K. Cherifi, C. Dufour, G. Marchal, R.E. Camley. *Phys. Rev. B* **49**, 8815 (1994).