Письма в ЖЭТФ, том 87, вып. 5, с. 310 – 313 © 2008 г. 10 марта

Влияние границы раздела на магнитные свойства двухслойных Ni-Ge пленок

И. С. Эдельман[1]*, Г. С. Патрин**, *Д. А. Великанов**, *А. В. Черниченко, И. А. Турпанов, Г. В. Бондаренко*

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отд. РАН, 660036 Красноярск, Россия

**Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 17 января 2008 г.

После переработки 29 января 2008 г.

Исследованы магнитные и магнитооптические свойства двухслойных пленок Ni-Ge. Обнаружено необычное температурное поведение кривых намагничивания: петли гистерезиса при комнатной температуре близки по форме к прямоугольным, при охлаждении до 4.2 K коэрцитивная сила возрастает более чем на порядок, появляется асимметрия и смещение петли по оси полей. Эти явления проявляются тем сильнее, чем меньше толщина слоя Ni. Обнаруженные особенности связываются с влиянием промежуточного слоя между Ni и Ge, имеющего сложную магнитную структуру.

PACS: 75.70.–i, 78.20.Ls

Введение. Пленочные структуры, состоящие из слоев $3d$ ферромагнитного металла и полупроводника, вызывают особый интерес как исследователей, так и разработчиков новых технологий и устройств. Основное внимание уделяется структурам на основе Si, в то время как довольно мало работ посвящено пленкам Ge-$3d$-металл, которые могут проявлять новые неожиданные свойства, в частности, из-за высоких скоростей взаимной диффузии этих материалов [1]. В [2] было продемонстрировано существенное различие характера магнитной анизотропии в пленках Fe/Si и Fe/Ge. В [3, 4] было обнаружено необычное температурное поведение намагниченности в пленках Co/Ge/Co, зависящее от величины приложенного поля: в магнитных полях $\sim 50-200$ Э при понижении температуры результирующая намагниченность уменьшалась до нуля, а в полях ~ 800 Э температурные изменения намагниченности соответствовали изменениям намагниченности однородных пленок Co на стеклянных подложках. Такое поведение было объяснено (см. [3, 4]) влиянием Ge на структуру слоя Co.

В настоящей работе экспериментально исследованы магнитные и магнитооптические свойства двухслойных пленок Ni-Ge в зависимости от толщины слоя Ni.

Экспериментальная часть. Пленки Ni-Ge получены методом ионно-плазменного распыления при базовом давлении 10^{-6} торр в атмосфере аргона. Температура стеклянной подложки при напылении была 373 K. Изготовлены три образца: толщина слоя Ge была около 13 нм, а толщина слоя Ni составляла 20, 14 и 10.6 нм – образцы 2–4, соответственно. Для сравнения была изготовлена в тех же условиях пленка Ni толщиной 14 нм (образец 1). Намагниченность измерялась на SQUID-магнетометре при температурах 4.2–300 K в магнитном поле (H) до 1 кЭ, направленном в плоскости пленки. Измерены полевые и спектральные зависимости магнитооптических эффектов (МОЕ) Фарадея и Керра в различных геометриях при комнатной температуре. Эффект Фарадея (FE) измерен в поле до 5 кЭ, направленном нормально поверхности пленки и параллельно световому лучу, в спектральном интервале 500–1100 нм. Меридиональный эффект Керра (KE) измерен в поле до 200 Э, направленном в плоскости образца, на длине волны 630 нм, световой луч направлен под углом 30° к поверхности образца.

Экспериментальные результаты. На рис.1 показаны спектральные зависимости FE для исследованных образцов. Видно, что FE в двухслойных образцах существенно меньше по сравнению с пленкой Ni и не пропорционален толщине слоя Ni. Для образцов 2 и 3 FE близок по величине, а спектры FE близки по форме к спектру однослойной пленки Ni. Для образца 4 FE настолько мал, что трудно судить о характере спектра.

Полевые зависимости FE (рис.2) характерны для пленок, обладающих плоскостной анизотропией. Поле насыщения (H_s) для однослойной пленки Ni равно $\sim$ 3.5 кЭ, что соответствует величине намагниченности насыщения (M_s) ~ 300 Гс, то есть существенно меньше M_s массивного монокристалла Ni при комнатной температуре ($\sim$ 480 Гс) [5]. Таким об-

[1])e-mail: ise@iph.krasn.ru

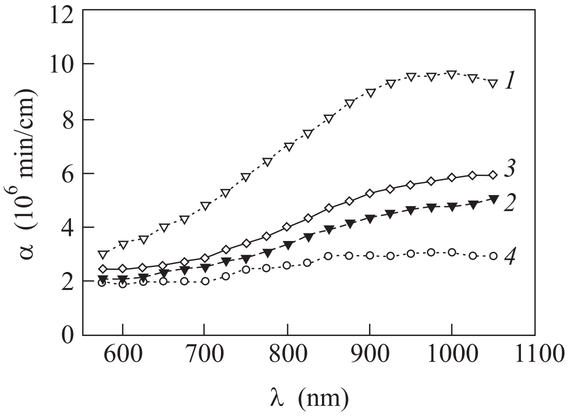

Рис.1. Спектры FE образцов: *1–4* – Ni (14 нм), NiGe (20 нм/12.7 нм), NiGe (14 нм/13.5 нм), NiGe (10.6 нм/12.8 нм), $H = 2.6$ кЭ, $T = 300$ K

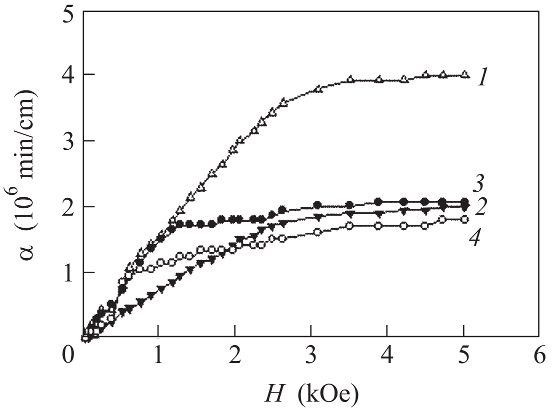

Рис.2. Полевые зависимости FE образцов: *1–4* – Ni (14 нм), NiGe (20 нм/12.7 нм), NiGe (14 нм/13.5 нм), NiGe (10.6 нм/12.8 нм), величина FE приведена к толщине слоев Ni, $\lambda = 800$ нм. $T = 300$ K

разом, уже однослойная пленка Ni, изготовленная с помощью использованной технологии, отличается по магнитным свойствам от массивного монокристалла. В двухслойных образцах поле H_s тем меньше, чем меньше толщина слоя Ni. Однако эти данные еще не свидетельствуют о малой намагниченности слоев Ni. Наблюдаемые полевые зависимости могут определяться и особенностями анизотропии пленок, и возможным влиянием промежуточного слоя между Ni и Ge.

Кривые намагничивания в плоскости образца 2 показаны на рис.3 для различных температур. Они представляют собой практически прямоугольные петли гистерезиса с возрастанием коэрцитивной силы (H_C) при понижении температуры (рис.3c, d). Петля гистерезиса при комнатной температуре (рис.3a) совпадает с полевой зависимостью KE (рис.3b), что подтверждает линейную зависимость MOE от намагниченности в рассматриваемом случае. При уменьшении толщины слоя Ni степень прямоугольности петли несколько уменьшается. При дальнейшем понижении температуры петля гистерезиса становится асимметричной, менее прямоугольной, а H_C достигает значения ~ 300 Э при 4.2 K (рис.4, кривая *1*), то есть возрастает более, чем на порядок по сравнению с H_C при комнатной температуре. Кроме того, при низких температурах наблюдается смещение петли гистерезиса по оси полей, что характерно для систем с обменной однонаправленной анизотропией [6, 7]. Аналогичные изменения петли гистерезиса имеют место и для образца 3 (с меньшей толщиной слоя Ni) с той разницей, что уже при комнатной температуре степень прямоугольности петли меньше. Образец же 4 при 4.2 K в использованном магнитном поле вообще не перемагничивается: намагниченность изменяется линейно по полю и проходит через нуль в поле ~ 100 Э, то есть и в этом случае имеется смещение кривой намагничивания по оси полей. Отношения величин намагниченности в плоскости образцов приблизительно согласуются с отношениями величин FE этих образцов при намагничивании нормально плоскости.

Обсуждение. Оба эффекта – возрастание коэрцитивной силы и появление асимметрии петли гистерезиса – наблюдаются в пленочных структурах, состоящих из ферромагнитного (FM) и антиферромагнитного (AFM) слоев или из магнитомягкого и магнитожесткого FM, и объясняются обменным взаимодействием между этими слоями, так называемой обменной анизотропией [6, 7]. Однако, как правило, первый эффект имеет место при слабой обменной анизотропии в слоях FM-AFM или FM-FM, а второй – при сильной обменной анизотропии в слоях FM-AFM. Особенностью рассматриваемых пленок является проявление обоих эффектов в одном и том же образце. Исходя из этого, можно предположить, что в двухслойных пленках формируется интерфейс переменного химического состава, обусловленный взаимной диффузией Ni и Ge. Со стороны слоя Ni имеется обогащение Ni и образуется соединение, сходное с Ni_3Ge [8, 9], имеющее ферромагнитный порядок. Таким образом, пару слой Ni и слой Ni_3Ge в интерфейсе можно рассматривать как структуру, состоящую из магнитомягкого (Ni) и магнитожесткого (Ni_3Ge) слоев. Действительно, в [10] показано, что в полях до 400 Э намагниченность Ni_3Ge возрастает практически линейно по магнитному полю (рис.5 в [10]), и ее величина в поле 400 Э далека от насыщения. В то же время в образце, например, 2 коэрцитивная сила при комнатной температуре составляет всего 10 Э. В [11] получено выражение для коэрцитивной силы

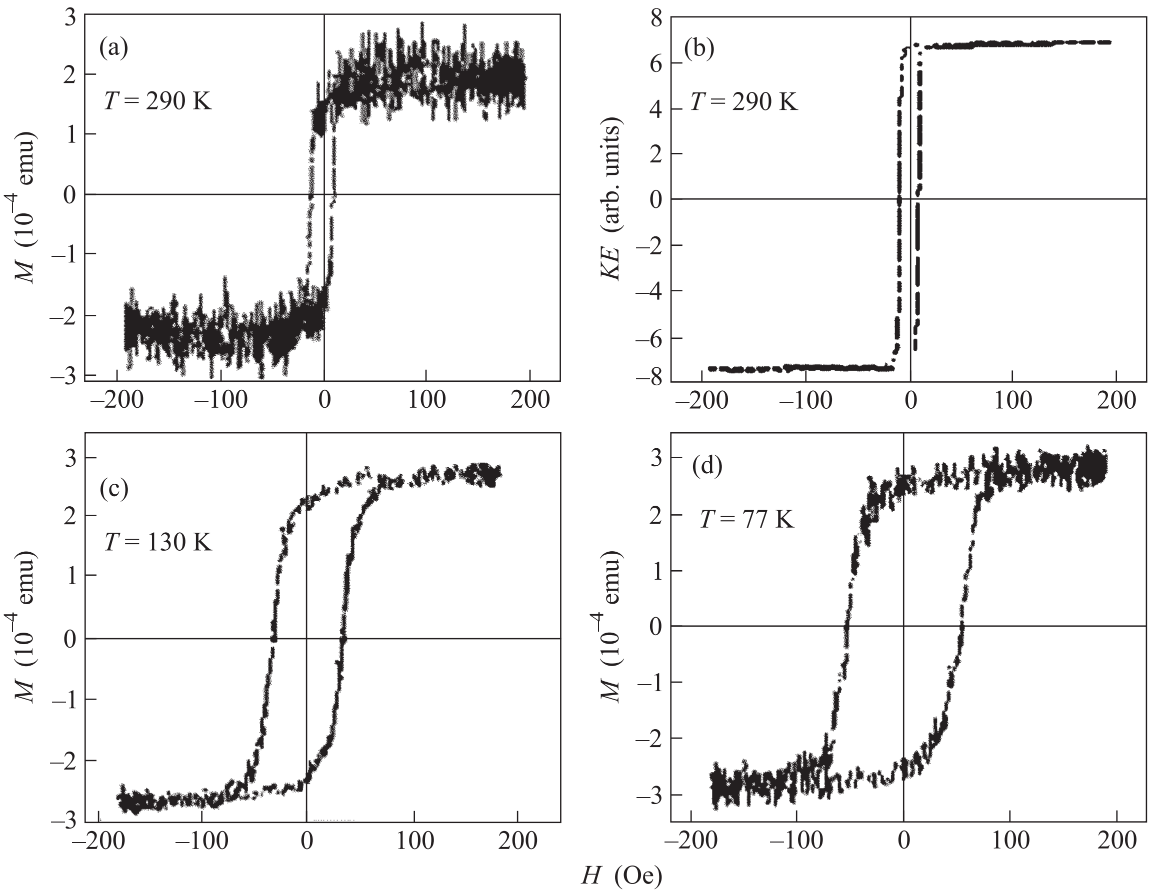

Рис.3. Петли гистерезиса намагниченности ((a), (c), (d)) NiGe (20 нм/12.7 нм), измеренные на вибрационном магнитометре при различных температурах, и полевая зависимость эффекта Керра при $T = 290$ K (b)

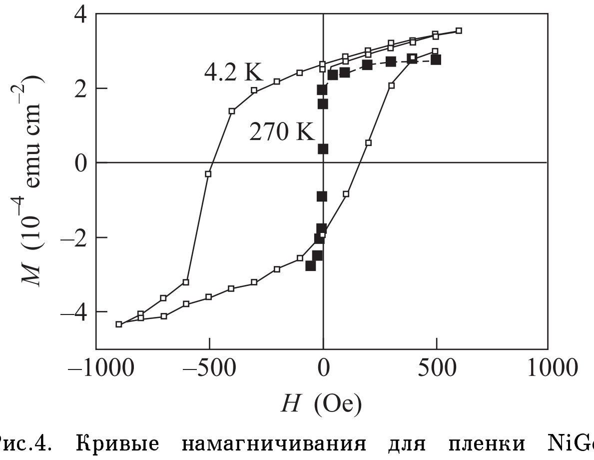

Рис.4. Кривые намагничивания для пленки NiGe (20 нм/12.7 нм) при $T = 4.2$ K и $T = 270$ K

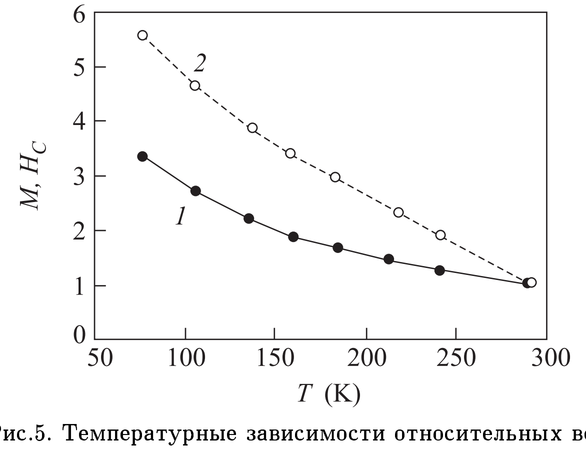

Рис.5. Температурные зависимости относительных величин: коэрцитивной силы H_C образца 2 (Ni 20 нм/Ge 12.7 нм) и намагниченности M соединения Ni_3Ge [10]. Значения H_C и M приведены к их величине при 290 K

двухслойной пленки магнитомягкий – магнитожесткий FM:

$$\mathbf{H_C} = \mathbf{H_0 t}_h/(\mathbf{t}_h + \mathbf{At}_s), \qquad (1)$$

где H_0 – коэрцитивная сила однослойной жесткой FM пленки толщиной t_h, t_s – толщина магнитомягкого слоя и $A = M_s/M_h$, где M_s – намагниченность магнитомягкого слоя, M_h – намагниченность магнитожесткого слоя. В нашем случае, когда роль магнитожесткого слоя играет тонкий слой интерфейса, с хорошей точностью можно предположить, что $t_h \ll t_s$. Тогда из (1) видно, что H_C должно быть пропорцио-

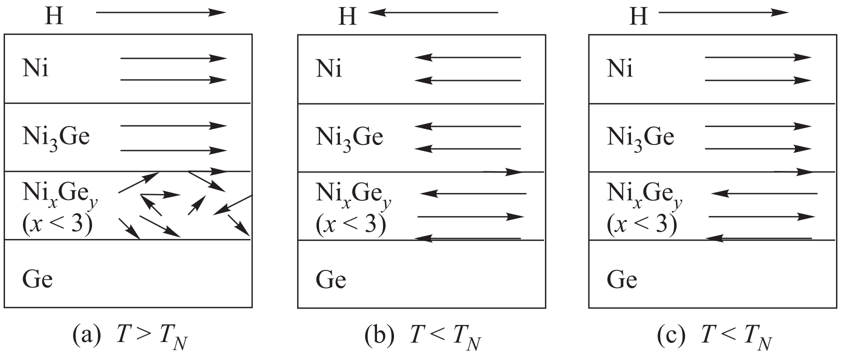

Рис.6. Спиновые конфигурации при различных температурах

нально M_h. На рис.5 представлены температурные зависимости намагниченности Ni_3Ge по данным [10] (кривая *2*) и коэрцитивной силы образца 2 (кривая *1*). Достаточно хорошая корреляция между кривыми *1* и *2* позволяет считать рассмотренный механизм правдоподобным.

По мере удаления от слоя Ni соединение в интерфейсе обогащается Ge и образуются антиферромагнитные соединения типа Ni_2Ge_2 или $NiGe_2$ с достаточно низкой температурой Нееля (T_N) по аналогии с соединениями Ge с Fe и Ge с Mn [12]. Такое предположение объясняет смещение кривых намагничивания вблизи 4.2 K. Поскольку при 77 K кривые намагничивания не демонстрируют обменного смещения, можно сделать вывод, что $T_N < 77$ K. Оба FM слоя при $T \sim 4.2$ K ведут себя как одно целое в обменном поле антиферромагнитного слоя. Для образца 2 величина обменного поля смещения при 4.2 K $H_E = 147$ Э, а $H_C = 318$ Э. При температурах, больших величины T_N AFM слоя, последний не влияет на поведение намагниченности пленки. При уменьшении толщины слоя Ni усиливается влияние FM и AFM частей интерфейса на перемагничивание пленки, и, например, образец 4 при низких температурах не перемагничивается в использованных магнитных полях.

Спиновые конфигурации слоев схематически показаны на рис.6. Если магнитное поле приложено при $T > T_N$ и его величина превышает коэрцитивную силу жесткого Ni_3Ge слоя, то спины в обоих FM слоях направлены параллельно полю. В то же время направления спиновых моментов в AFM слое распределены хаотически (рис.6a). Если $T < T_N$, в AFM слое устанавливается порядок и из-за обменного взаимодействия спины FM слоя, ближайшие к AFM слою, стремятся установиться параллельно его спинам. Таким образом, насыщение не будет достигаться (рис.6b). При намагничивании в противоположном направлении, наоборот, насыщение наступает в меньших полях (рис.6c).

Заключение. Исследованы процессы перемагничивания в двухслойных пленках NiGe. Обнаружены сильные изменения петель гистерезиса при понижении температуры: возрастание коэрцитивной силы, появление асимметрии и обменного сдвига. При этом все указанные эффекты наблюдаются в одном и том же образце. Качественно такое поведение объяснено формированием в интерфейсе двух последовательно расположенных магнитоупорядоченных слоев. Непосредственно рядом с пленкой Ni образуется магнитожесткий слой с ферромагнитным порядком, близкий по составу к Ni_3Ge с температурой Кюри, выше комнатной. Далее образуется антиферромагнитный слой, содержащий меньшее количество Ni с температурой Нееля ниже температуры жидкого азота.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант # 08-02-00397.

1. P. Clauws and E. Simoen, Mat. Sci. in Semiconductor Proc. **9**, 546 (2006).
2. N. A. Morley, M. R. J. Gibbs, K. Fronk, and R. Zuberek, J. Phys.: Condens. Matter. **16**, 4121 (2004).
3. G. S. Patrin, C.-G. Lee, I. A. Turpanov et al., J. Magn. Magn. Mater. **306**, 218 (2006).
4. G. S. Patrin, C.-G. Lee, B.-H. Koo, and K. Shin, Phys. Lett. A **359**, 149 (2006).
5. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, М.: Наука, 1971, с. 386.
6. W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, Phys. Rev. **105**, 904 (1957).
7. J. Nogues, J. Sort, V. Langlais et al., Phys. Reports **422**, 65 (2005).
8. C. G. Shull, W. A. Strauser, and E. O. Wollan, Phys. Rev. **83**, 333 (1951).
9. C .G. Shull, E. O. Wollan, and W. C. Koehler, Phys. Rev. **84**, 912 (1951).
10. T. Izumi, M. Taniguchi, S. Kumai, and A. Sato, Philosophical Mag. **84**, 3883 (2004).
11. Shi-shen Yan, J.A. Barnard, Feng-ting Xu et al., Phys. Rev. B **64**, 184403 (2001).
12. J.B. Goodenough, *Magnetism and Chemical Bond*, Intersc. Publishers, J.Wiley & Sons, N.Y.-L., 1962.