

Условие совместимости (3) и (4) дает

$$\mu_{\perp}(\omega) = -l_1/l_2, \quad (7)$$

откуда следует, что частота просветления в основном определяется параметрами антиферромагнитного слоя и зависит лишь от одного параметра немагнитного слоя — его толщины.

Используя (2), из (7) для частоты просветления получим

$$\omega^2 = (l_1\omega_T^2 + l_2\omega_L^2)/(l_1 + l_2). \quad (8)$$

Угол падения определяется соотношением

$$\sin^2 \theta = (l_1\varepsilon + l_2\varepsilon_{\perp})/\varepsilon_0(l_1 + l_2), \quad (9)$$

при этом необходимо выполнение неравенств

$$\varepsilon < \varepsilon_{\perp}, \quad \varepsilon_0 > (l_1\varepsilon + l_2\varepsilon_{\perp})/(l_1 + l_2). \quad (10)$$

Итак, при заданных значениях параметров контактирующих сред, удовлетворяющих условиям (10), формулы (8) и (9) однозначно определяют значение частоты и угла падения, при которых рассматриваемая система оказывается полностью прозрачной для s -поляризованной волны. Просветление структуры сопровождается резонансным возбуждением поверхностной электромагнитной волны ТЕ-типа с частотой (8) и значением двумерного волнового вектора

$$k_{\parallel}^2 = (l_1\varepsilon + l_2\varepsilon_{\perp})(l_1\omega_T^2 + l_2\omega_L^2)/c^2(l_1 + l_2)^2. \quad (11)$$

В заключение отметим, что рассмотренный эффект может быть использован как для возбуждения поверхностной волны ТЕ-типа, так и для создания поляризаторов и узкополосных фильтров для s -поляризованных электромагнитных волн.

Л и т е р а т у р а

- [1] Dragila R., Luther-Davies B. Vukovic S. Phys. Rev. Lett. 1985, vol. 55, N 10, p. 1117—1119.
- [2] Рамазашвили Р. Р. Письма в ЖЭТФ, 1986, vol. 43, p. 235—237.
- [3] Haussler K. M. Phys. St. Sol. (b), 1981, vol. 105, N 2, p. K81—83.

Институт радиофизики
и электроники АН АрмССР
Аштарак

Поступило в Редакцию
18 сентября 1987 г.

УДК 538.22

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

СТАТИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ Fe—Ni—Mn НИЖЕ ТЕМПЕРАТУРЫ «ЗАМЕРЗАНИЯ» СПИНОВОГО СТЕКЛА

А. В. Дерябин, А. В. Тьков, Ю. А. Чирков, А. Л. Петров

Наряду с вопросом о характере магнитного превращения в состояние «спиновое стекло» существенный интерес вызывают особенности свойств спинового стекла ниже температуры «замерзания» T_f [1, 2].

В данной работе у концентрированных спиновых стекол — ГЦК сплавов квазибинарного разреза $Mn_{20}Fe_xNi_{80-x}$ ($x=40, 43, 45$) — ниже температуры «замерзания» T_f исследовались петля гистерезиса и магнитное последствие. Магнитная фазовая диаграмма разреза $Mn_{20}Fe_xNi_{80-x}$ при-

ведена в [3, 4]. Химический состав и термомеханическая обработка образцов описаны в [4], а методика исследования статических магнитных свойств — в [5]. В сплаве с $x=45$ имеет место температурный переход

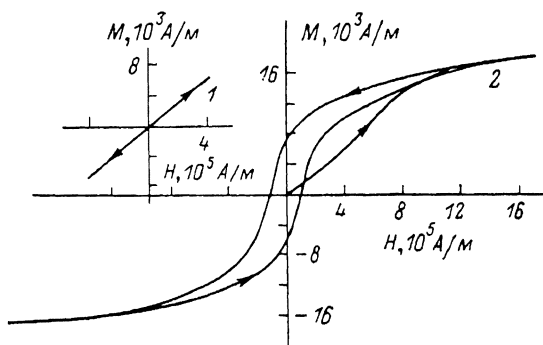


Рис. 1. Петли гистерезиса сплава $\frac{1}{2}\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{35}\text{Mn}_{20}$ при 4.2 К.

A/m ; $T_1 = 4 \cdot 10^5$; $T_2 = 2.2 \cdot 10^6$. Охлаждение с $T_1 > T_f \approx 87 \text{ K}$ в отсутствие магнитного поля ($H_0 = 0$).

парамагнетизм—спиновое стекло, в сплавах с $x=40, 43$ — двойной температурный переход парамагнетизм—ферромагнетизм—спиновое стекло.

На рис. 1 показана петля гистерезиса спинового стекла $\text{Fe}_{45}\text{Ni}_{35}\text{Mn}_{20}$ при разных амплитудах перемагничивающего поля H_{max}^{\pm} ($T=4.2 \text{ K}$). Пока величина H_{max}^{\pm} не превышает некоторого порогового значения ($H_{\text{н}}^{\pm} \approx 1 \cdot 10^6 \text{ A/m}$), перемагничивание полностью обратимо. При возрастании амплитуды магнитного поля выше пороговой $H_{\text{н}}^{\pm}$ петля гистерезиса постепенно «раскрывается». Уширение петли гистерезиса также имеет место, если увеличивать не амплитуду магнитного поля, а температуру.

Эффект обратимого перемагничивания характерен при низких температурах и для сплавов квазибинарного разреза $\text{Mn}_{20}\text{Fe}_x\text{Ni}_{80-x}$, испытывающих

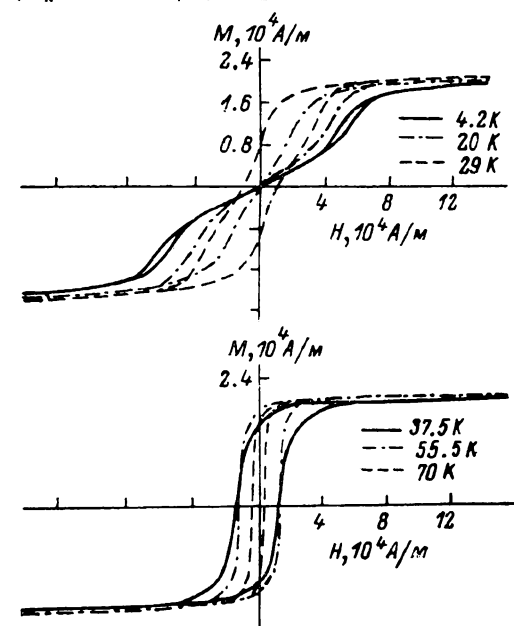


Рис. 2. Петли гистерезиса сплава $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{Mn}_{20}$ при различных температурах.

Амплитуда перемагничивающего поля равна $1.6 \times 10^5 \text{ A/m}$, $H_0 = 0$.

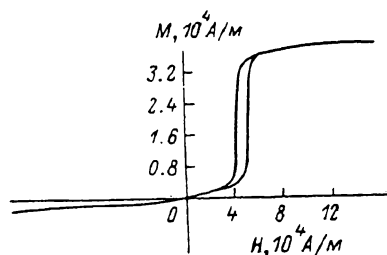


Рис. 3. Петля гистерезиса сплава $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{Mn}_{20}$ при 4.2 К после охлаждения с температуры, превышающей T_f , в магнитном поле $H_0 = 8 \cdot 10^3 \text{ A/m}$.

температурный переход парамагнетизм—ферромагнетизм—спиновое стекло (асперомагнетизм). Однако величина порогового магнитного поля в этом случае существенно меньше. На рис. 2 показана петля гистерезиса одного из таких сплавов ($\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{Mn}_{20}$) при различных температурах. При температуре 4.2 К пороговое поле $H_{\text{н}}^{\pm}$ у этого сплава равно примерно 50 kA/m . Петля гистерезиса состоит из двух частей, соединенных узкой

перемычкой. Увеличение температуры (амплитуды магнитного поля) приводит к уменьшению, а затем и к исчезновению перемычки.

Следует отметить, что если перед измерениями при 4.2 К сплав был охлажден с температуры, превышающей температуру «замерзания» T_f в магнитном поле H_0 , то петля гистерезиса имеет обычный вид. Однако она смещена вверх по оси намагниченностей (рис. 3). Характер перемагничивания у Fe—Ni—Mn спиновых стекол существенно отличается от имеющего место у Fe—Ni—Cr спиновых стекол [6]. У Fe—Ni—Cr спиновых стекол петля гистерезиса при 4.2 К весьма широкая, а при отогреве монотонно сужается (в то время как температурная зависимость коэрцитивной силы исследованных Fe—Ni—Mn сплавов немонотонна, рис. 2). У Fe—Ni—Cr спиновых стекол смещение петли гистерезиса (по оси магнитных полей или температур) мало по сравнению со сплавами системы Fe—Ni—Mn [6].

По характеру перемагничивания сплавы системы Fe—Ni—Cr аналогичны сплавам системы Au—Fe [7], а сплавы Fe—Ni—Mn — сплавам системы Ni—Mn [8]. У сплавов Ni—Mn, Fe—Ni—Mn перемагничивание происходит в более узком интервале магнитных полей и, вероятно, является кооперативным процессом.

Изучение Fe—Ni—Cr спиновых стекол методом ЭПР показало наличие случайной магнитной анизотропии, поле которой при 4.2 К составляет величину порядка 10^5 А/м. Вероятно, наличие существенной случайной анизотропии препятствует образованию достаточно больших групп скоррелированных спинов (кластеров или доменов) и перемагничивание Fe—Ni—Cr спиновых стекол происходит путем неупругого вращения отдельных спинов или небольших кластеров спинов. При этом преодолеваются относительно небольшие энергетические барьеры. Гистерезис наблюдается даже в слабых магнитных полях [6].

Иной характер перемагничивания у Fe—Ni—Mn спиновых стекол может быть связан с наличием достаточно крупных ферромагнитных кластеров. Для переориентации крупных кластеров нужно достаточно большое магнитное поле, поэтому намагничивание в слабых и средних магнитных полях обратимо (рис. 1, 2). Однако соседние спины вращаются когерентно и петля гистерезиса узкая.

Смещение петли гистерезиса после охлаждения в магнитном поле в рассматриваемой модели естественно связать с выстраиванием магнитных моментов крупных ферромагнитных кластеров в направлении магнитного поля. Чем больше магнитный момент кластеров, тем больше суммарный наведенный магнитный момент и большее магнитное поле нужно для переориентации этого магнитного момента.

В описанной концепции понятен тот экспериментальный факт, что магнитное последствие у FeNiMn спиновых стекол начинает проявляться только выше 20 К (когда перемагничивание в слабых магнитных полях становится необратимым).

Энергетические барьеры в концентрированных спиновых стеклах (типа Fe—Ni—Cr, Fe—Ni—Mn), вероятно, связаны в первую очередь с вырождением основного состояния вследствие наличия фрустрированных обменных связей (иерархической структурой в фазовом пространстве [9]). Величина случайной анизотропии, по нашему мнению, в основном оказывает влияние на степень кластеризации и когерентность перемагничивания путем вращения векторов намагниченности.

Таким образом, в данной работе впервые показано, что вид петли гистерезиса у Fe—Ni—Mn сплавов с $x \approx x_c^{\Phi}$ необычен и закономерно изменяется при переходе от сплавов, испытывающих температурный переход парамагнетизм—спиновое стекло, к сплавам с двойным температурным переходом парамагнетизм—ферромагнетизм—спиновое стекло (асперомагнетизм).

Авторы выражают благодарность А. И. Цапину за проведение измерения случайной магнитной анизотропии FeNiCr спинового стекла методом ЭПР.

- [1] Fisher K. H. Phys. St. Sol., 1983, vol. 116B, N 2, p. 358—414; 1985, vol. 130, N 1, p. 13—71.
 [2] Huang C. V. J. Magu. Magn. Mat., 1985, vol. 51, N 1, p. 1—74.
 [3] Menshikov A. Z., Barlet P., Chamberod A., Tholence J. L. Sol. St. Commun., 1981, vol. 39, N 10, p. 1093—1095.
 [4] Дерябин А. В., Тьков А. В. ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 1, с. 237—243.
 [5] Дерябин А. В., Казанцев В. К., Захаров И. В., Тьков А. В. ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 2, с. 607—620.
 [6] Дерябин А. В., Чирков Ю. А., Тьков А. В. ЖЭТФ, 1984, т. 86, № 2, с. 609—615.
 [7] Senoussi S. J. Phys., 1984, vol. 45, N 2, p. 315—322.
 [8] Kouvel J. S., Abdul-Razzaq W., Zig Kh. Phys. Rev., 1987, vol. 35, N 4, p. 1768—1775.
 [9] Mezard M., Parisi G., Sourlas N., Toulouse G., Virasoro M. Phys. Rev. Lett., 1984, vol. 52, N 13, p. 1156—1159.

Иркутский государственный университет
 им. А. А. Жданова
 НИИ прикладной физики
 Иркутск

Поступило в Редакцию
 3 февраля 1987 г.
 В окончательной редакции
 23 сентября 1987 г.

УДК 621.315.592 546.28'26 : 039.553

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988
 Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

СТРУКТУРНЫЕ И КОМПОЗИЦИОННЫЕ ПЕРЕСТРОЙКИ В КАРБИДЕ КРЕМНИЯ, ВЫЗВАННЫЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ ГАЛЛИЯ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫМ ОТЖИГОМ

К. К. Бурдель, П. В. Варанкин, В. Н. Макаров,
 А. В. Суворов, Н. Г. Чеченин

Ионная имплантация является перспективным методом управления физическими свойствами такого высокотемпературного материала, каким является карбид кремния. Возникновение при этом дефектных центров различного типа тесно связано с образованием дефектов как в процессе имплантации, так и перестройкой их при отжиге [1]. В данной работе исследуются параметры структурно-нарушенного слоя SiC и распределения галлия по глубине при ионной имплантации и высокотемпературном отжиге.

Образцы SiC (6H) с ориентацией (0001) *n*-типа имплантировались со стороны С-грани при комнатной температуре ионами с энергиями $E_{Ga}=40$ и 90 кэВ. Дозы имплантации составляли $Ga^+ D=(1.4-6.0) \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Затем образцы отжигались в атмосфере Ag при давлении ~ 5 атм. в интервале температур 1900—2200 К в течение 5 с. Анализ образцов производился методом обратного рассеяния (ОР) и каналирования ионов He⁺ с энергией $E_{He} \approx 1.0-2.5$ мэВ.

Типичные спектры ОР ($E_{He}=1.5$ мэВ) представлены на рис. 1 (шкала глубин показана характерными отрезками). Энергетическому разрешению спектрометрического тракта (~ 18 кэВ) соответствует разрешение по глубине ~ 20 нм. В приповерхностной области выходы ОР в спектрах ориентированных осью $\langle 0001 \rangle$ вдоль пучка (А) и неориентированных (R) образцов совпадают. Это свидетельствует о полной разупорядоченности приповерхностного слоя SiC имплантированного ионами Ga⁺ с дозой $D \sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Толщина этого слоя составляет $\Delta z_{\text{реф}} \approx 100$ нм для $E_{Ga} = 90$ кэВ, что существенно превышает теоретическое значение среднего проективного пробега $R_p = 40$ нм и разброса пробегов $\Delta R_p = 13$ нм [2]. Помимо флуктуаций в энергетических потерях ионов к возможным причинам этого эффекта следует отнести формирование дефектного слоя