

УДК 537.622

© 1991

РАСЧЕТ КРИВЫХ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК Du_xCo_{1-x} ВБЛИЗИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ

А. Н. Подмарков, Г. В. Попов, С. Ф. Холжигитов, Г. И. Фролов

Методом среднего поля рассчитаны концентрационные зависимости точки Кюри T_c и точки компенсации T_k ферромагнитных пленок Du_xCo_{1-x} . Построены кривые вращательных моментов вблизи T_k . Исследуется поведение индукционных петель гистерезиса при различных направлениях внешнего магнитного поля.

При изучении процессов перемангничивания пленок РЗМ—ПМ получен ряд результатов, не нашедших интерпретации на основе существующих теоретических разработок. Это касается и особенностей температурного хода намагниченности [1], особенностей индукционных петель гистерезиса [2, 3], характера поведения вращательного момента вблизи температуры магнитной компенсации [4, 5].

В описании свойств ферромагнитных пленок РЗМ—ПМ можно выделить два подхода. Первый, феноменологический, используется при описании магнитного поведения системы вблизи точки компенсации T_k (см., например, [6]). В рамках этого подхода производятся минимизация энергии по значениям намагниченностей подрешеток и анализ ее на устойчивость того или иного состояния системы. С использованием этого метода были построены фазовые ($H-T$) диаграммы системы вблизи точки компенсации по температуре (где считалось $M \sim \alpha(T-T_k)$) при определенных значениях угла ориентации внешнего магнитного поля относительно оси анизотропии. К недостаткам этого подхода следует отнести недостаточно последовательное описание температурного поведения системы. Кроме того, используемое в феноменологическом подходе положение о постоянстве значений модуля намагниченности подрешеток вряд ли может быть оправдано вблизи точки компенсации. Действительно, здесь величина полной намагниченности системы M , мала и изменением модулей намагниченностей подрешеток под действием внешнего поля на фоне малой M , пренебрегать нельзя. От указанного недостатка можно избавиться, приняв во внимание температурно-полевую зависимость модуля намагниченностей подрешеток. Такое рассмотрение было проведено в работах Звездина [7, 8].

Для описания таких характеристик системы, как поведение намагниченности от температуры, значение температуры компенсации от концентрации компонент сплава используется обычное приближение среднего поля. Этот метод также используется для оценки параметров обменных взаимодействий в системе, значений эффективного момента, приходящегося на атом ПМ, в зависимости от концентрации [9-11].

Исследуемые пленки РЗМ—ПМ в широком концентрационном интервале, включая компенсационный состав, являются аморфными и их последовательное описание весьма проблематично. Поэтому как в первом, так и во втором подходах рассмотрение ферромагнетика ведется в рамках «эффективной среды». Для этой цели используются некоторые эффективные параметры обменного взаимодействия, гиромангнитного фактора, кото-

рые извлекают из сравнения экспериментальных результатов с численным расчетом.

В данной работе мы используем микроскопический гамильтониан, соответствующий кристаллической одноосной системе. Параметры гамильтониана находятся из сравнения результатов расчета с экспериментальными данными.

1. Гамильтониан задачи.

Приближение среднего поля

Таким образом, постановка задачи состоит в следующем. Необходимо в рамках единой модели попытаться качественно описать поведение различных статистических магнитных характеристик ферромагнитной среды при различных концентрациях компонент РЗМ—ПМ. Модель должна быть достаточно общей, чтобы в ней можно было рассматривать зависимость физических величин, наблюдаемых на эксперименте, от температуры, величины и ориентации внешнего магнитного поля. Гамильтониан модели выбран в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \mathcal{H}^{\text{обм}} + \mathcal{H}^0, \\ \mathcal{H}^{\text{обм}} &= \\ &= - \sum_{i,j} \tilde{A}_{ij} \mathcal{J}_i \mathcal{J}_j p_i p_j - \sum_{i,j} \tilde{B}_{ij} S_i S_j (1-p_i)(1-p_j) - \sum_{i,j} \tilde{C}_{ij} \mathcal{J}_i S_j p_i (1-p_j), \\ \mathcal{H}^0 &= \sum_i \{ D_{\text{РЗ}} (\mathcal{J}_i^2) p_i + D_{\text{ПМ}} (S_i^2) (1-p_i) + \mu_B g^{\text{РЗМ}} \mathcal{J}_i h p_i + \\ &+ \mu_B g^{\text{ПМ}} S_i h (1-p_i), \end{aligned} \quad (1)$$

где \tilde{A}_{ij} , \tilde{B}_{ij} — параметры обменного взаимодействия РЗМ—РЗМ и ПМ—ПМ; \tilde{C}_{ij} — обменное взаимодействие РЗМ—ПМ ($\tilde{C}_{ij} < 0$); D — константы анизотропии, соответствующие ситуации «легкая ось» ($D > 0$); \mathcal{J} , S — операторы момента РЗМ и ПМ; p_i — проекционные операторы ($\hat{p}_i^2 = \hat{p}_i$); h — величина внешнего магнитного поля. Мы будем работать в рамках приближения среднего поля. В отличие от обычно используемого приближения, когда вводится лишь среднее значение $\langle S^z \rangle$, мы оставим и поперечные значения $\langle S^x \rangle$ [12]. Такое приближение позволяет исследовать поведение системы в магнитном поле произвольного направления и исследовать устойчивость системы — описать петлю гистерезиса. В гамильтониане $\mathcal{H}^{\text{обм}}$ производится замена

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &\rightarrow \{ \mathbf{S} - \langle \mathbf{S} \rangle + \langle \mathbf{S} \rangle \}, \\ \mathcal{J} &\rightarrow \{ \mathcal{J} - \langle \mathcal{J} \rangle + \langle \mathcal{J} \rangle \}, \end{aligned} \quad (2)$$

после перемножения пренебрегают членами вида

$$\{ \mathbf{S}_i - \langle \mathbf{S}_i \rangle \} \{ \mathbf{S}_j - \langle \mathbf{S}_j \rangle \},$$

т. е. корреляциями между магнитными ионами. Учитывая взаимодействие только между ближайшими соседями и проводя усреднение обменного поля с функцией распределения

$$F(p_1, p_2, \dots, p_n) = \prod_{i=1}^n \{ x \delta(1-p_i) + (1-x) \delta(p_i) \},$$

где x — концентрация атомов РЗМ, можно свести задачу к одноионной

$$H_{\text{РЗМ}} = - \sum_i \{ 2Ax \langle \mathcal{J} \rangle \mathcal{J}_i + C(1-x) \langle \mathbf{S} \rangle \mathcal{J}_i + D_{\text{РЗ}} (\mathcal{J}_i^2) + \mu_B g^{\text{РЗМ}} h \mathcal{J}_i \} p_i,$$

$$H_{\text{ПМ}} = - \sum_i \{ 2B(1-x) \langle \mathbf{S} \rangle S_i + Cx \langle \mathcal{J} \rangle S_i + D_{\text{ПМ}} (S_i^2) + \mu_B h S_i g^{\text{ПМ}} \} (1-p_i),$$

$$A = \tilde{A}z, \quad B = \tilde{B}z, \quad C = \tilde{C}z.$$

Получившиеся в результате приближения одноионные гамильтонианы являются недиагональными. Для нахождения уровней энергий и волновых функций системы необходимо решить уравнение Шредингера

$$\begin{aligned} H_{\text{РЗМ}}\Psi_i &= E_{\text{РЗМ}}^i \Psi_i, \\ H_{\text{ПМ}}\Psi_i &= E_{\text{ПМ}}^i \Psi_i. \end{aligned} \quad (3)$$

Найденные значения E и Ψ после вычисления могут быть использованы для отыскания термодинамических средних. Считая систему однородной

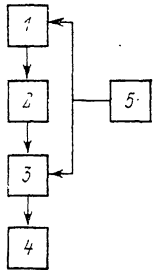


Рис. 1. Блок-схема программы.

1 — построение гамильтонианов $H_{\text{РЗМ}}^{\text{ПМ}}$; 2 — решение уравнений Шредингера $H_{\text{РЗМ}}\Psi = E_{\text{РЗМ}}\Psi$, $H_{\text{ПМ}}\Phi = E_{\text{ПМ}}\Phi$; 3 — построение термодинамических средних $\langle S_i \rangle = \text{Sp } S_i / \text{Sp } \exp(-\beta H) / \text{Sp } \exp(-\beta H)$, $\langle \mathcal{J}_i \rangle = \text{Sp } \mathcal{J}_i \exp(-\beta H) / \text{Sp } \exp(-\beta H)$; 4 — анализ свободной энергии, определение устойчивости системы при данных $\langle S_i \rangle$, $\langle \mathcal{J}_i \rangle$; 5 — самосогласование по компонентам намагниченности $\langle S_i \rangle$, $\langle \mathcal{J}_i \rangle$; $i = z, x$.

в плоскости, мы получаем систему четырех самосогласованных уравнений для компонент намагниченности

$$\begin{aligned} \langle S_z \rangle &= \frac{\text{Sp } \hat{S}_z \exp[-\beta H_{\text{ПМ}}(\langle S_z \rangle, \langle S_x \rangle, \langle \mathcal{J}_z \rangle, \langle \mathcal{J}_x \rangle)]}{\text{Sp } \exp[-\beta H_{\text{ПМ}}]}, \\ \langle \mathcal{J}_z \rangle &= \frac{\text{Sp } \hat{\mathcal{J}}_z \exp[-\beta H_{\text{РЗМ}}(\langle S_z \rangle, \langle S_x \rangle, \langle \mathcal{J}_z \rangle, \langle \mathcal{J}_x \rangle)]}{\text{Sp } \exp[-\beta H_{\text{РЗМ}}]}, \\ \langle S_x \rangle &= \frac{\text{Sp } \hat{S}_x \exp[-\beta H_{\text{ПМ}}]}{\text{Sp } \exp[-\beta H_{\text{ПМ}}]}, \\ \langle \mathcal{J}_x \rangle &= \frac{\text{Sp } \hat{\mathcal{J}}_x \exp[-\beta H_{\text{РЗМ}}]}{\text{Sp } \exp[-\beta H_{\text{РЗМ}}]}. \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнения (3) и (4) могут быть решены только численно на ЭВМ. Кроме того, каждый раз после поиска значений компонент намагниченности в выбранных точках по величине температуры, внешнего магнитного поля и угла его отклонения от оси z необходимо проводить анализ свободной энергии системы

$$\begin{aligned} F &= -T \ln z_{\text{РЗМ}} z_{\text{ПМ}}, \\ z_{\text{РЗМ}} &= \text{Sp } \exp(-\beta H_{\text{РЗМ}}), \quad z_{\text{ПМ}} = \text{Sp } \exp(-\beta H_{\text{ПМ}}). \end{aligned} \quad (5)$$

Блок-схема программы представлена на рис. 1.

2. Оценка основных параметров модели

В работе мы пытались проанализировать возможности представленного подхода в описании статических магнитных характеристик ферромагнитной аморфной пленки $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$ чисто качественно. Поэтому параметры модели не подгонялись так, чтобы они описывали какой-либо конкретный эксперимент по абсолютным значениям наблюдаемых величин. Приближенные значения параметров находились исходя из следующей схемы: 1) положив концентрацию $x=0$, определили константу B из точки Кюри T_c чистого кобальта; 2) при $x=1$ константа A получена из T_c диспрозия; 3) по значению T_c для $x=0.23$ определялась величина межподрешеточного обмена C ; 4) константы анизотропии выбирались таким образом, чтобы при температурах вблизи точки компенсации поле перемангничивания составляло несколько килоэрстед, что наблюдается экспериментально. При этом предполагалось, что анизотропия как ПМ, так и РЗМ типа

«легкая ось». Полученные значения констант обменного взаимодействия $B_{\text{Co-Co}} = 540$, $A_{\text{Dy-Dy}} = 2$, $C_{\text{Dy-Co}} = 50$ К и константы одноионной анизотропии $D_{\text{Pz}} = D_{\text{IIM}} = 0.01$ К близки к используемым в работах [7-11].

3. Результаты

Полученные результаты мы будем сравнивать с экспериментальными данными [2, 4].

а) Температура компенсации T_k и Кюри T_c . Результаты расчета концентрационной зависимости температуры Кюри и температуры компенсации для сплава $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$ приведены на рис. 2. Точками обозначены экспериментальные данные работы [4]. Как видно из этого рисунка, даже в пренебрежении зависимостью эффективного момента кобальта от концентрации теоретически рассчитанные значения T_k удовлетворительно согласуются с экспериментом.

б) Температурная зависимость намагниченности. При измерении температурных зависимостей M_s тонких пленок

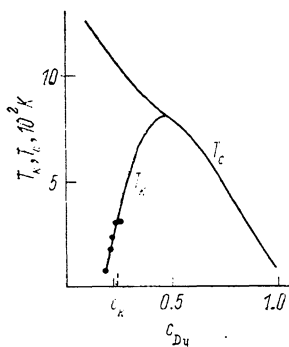


Рис. 2. Концентрационные зависимости точки компенсации и точки Кюри сплава $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$. Сплошная линия — расчет, точки — эксперимент.

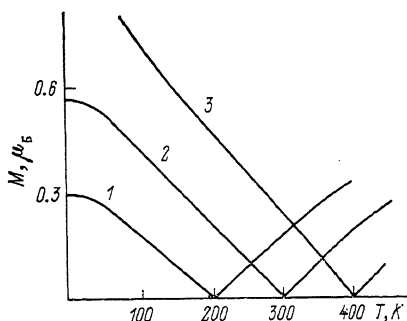


Рис. 3. Температурные зависимости суммарной намагниченности при $H=5$ кЭ для сплава $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$ (x — концентрация диспрозия).

$\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$ в широком температурном интервале ($T < 350$ К) наблюдается линейная зависимость $M_s \sim \alpha T$ [1]. Нами рассчитанные на рис. 3 зависимости M_s от T для $x=0.20$ (1), 0.23 (2), 0.26 (3) в рамках эффективной кристаллической среды согласуются с результатами работы [1].

в) Индукционные петли гистерезиса. На рис. 4 приведены экспериментальные петли гистерезиса сплава $\text{Dy}_{0.29}\text{Co}_{0.71}$ при различных углах между осью легкого намагничивания и внешнего поля [2]. Рассчитанные петли гистерезиса для углов $\theta=0, 30, 60$ и 90° приведены на рис. 5. Видно их качественное совпадение с экспериментом. Различие кривых при 0° может быть объяснено, с нашей точки зрения, локальными отклонениями осей легкого намагничивания от нормали в реальной пленке, которая является аморфным объектом.

г) Механический вращательный момент. Для оценки величины перпендикулярной анизотропии, а также для изучения ее поведения от всевозможных внешних параметров, как правило, измеряют и исследуют поведение механического вращательного момента $\mathbf{L} = -[\mathbf{M}_s, \mathbf{H}]$. При этом в ряде работ [4, 5] отмечается его необычное поведение, особенно в области (по концентрации, температуре) точки магнитной компенсации.

Нами был проведен расчет кривых вращательных моментов для различных температур и поля вблизи T_k (рис. 6). Видно, что, когда $H = 10$ кЭ, при температуре $T=225$ К система ведет себя как ферромагнетик с анизотропией, нормальной к плоскости пленки, а в точке магнитной компенсации $T=240$ К система ведет себя как ферромагнетик с осью ани-

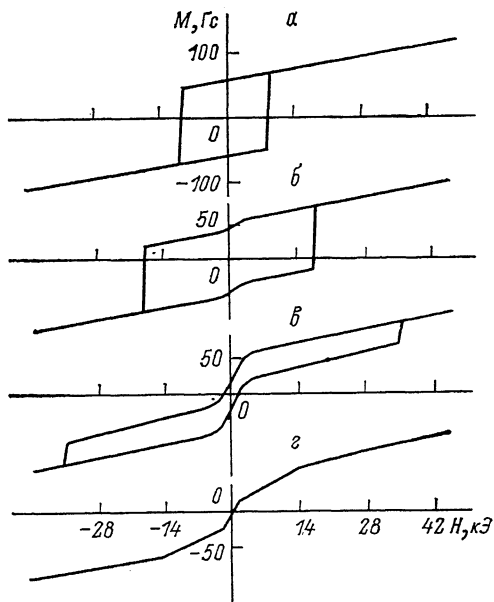
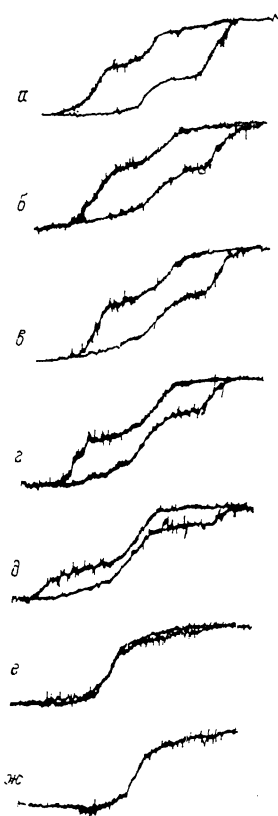


Рис. 4. Экспериментальные индукционные петли гистерезиса сплава $Dy_{0.29}Co_{0.71}$ при различных углах θ между ОЛН и H .

Рис. 5. Индукционные петли гистерезиса при разных направлениях внешнего поля $\theta=0$ (а), 30 (б), 60 (в), 90 (г). Расчет.

θ , град: а — 0, б — 15, в — 30, г — 45, д — 60, е — 75, ж — 90.

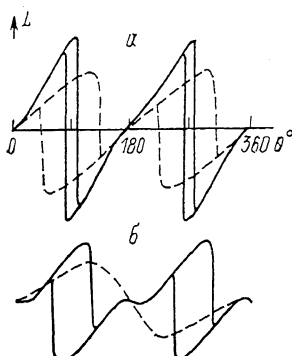


Рис. 6. Зависимость механического вращательного момента от θ при $T=225$ (а), 230 (б), 235 (в), 240 К (г).

$H=21$ (сплошная линия) и 10 кЭ (штриховая). Расчет.

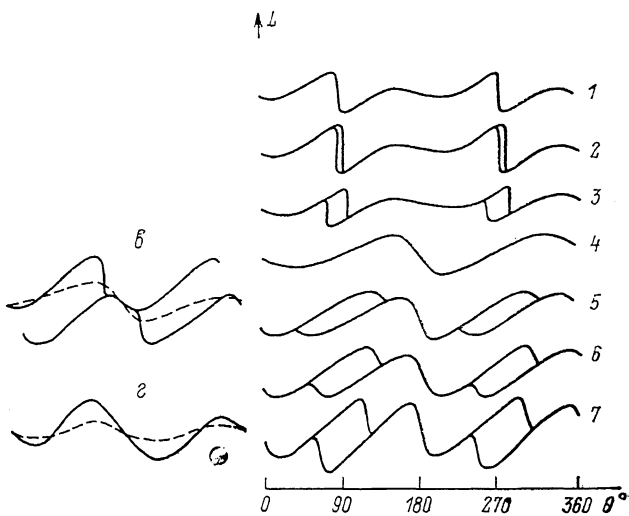


Рис. 7. Экспериментальные кривые вращательных моментов $Dy_{0.21}Co_{0.79}$, измеренные при прохождении точки компенсации.

зотропии, лежащей в плоскости пленки. При увеличении величины внешнего поля $H=20$ кЭ при углах $\theta=0, 180^\circ$, т. е. в районе направления легкой оси, возникает аномалия, вклад которой в $L(\theta)$ увеличивается по мере приближения к T_k . Такое поведение связано с неустойчивостью системы по отношению к переходу в угловую фазу при изменении направления внешнего поля. На рис. 7 приведена серия кривых $L(\theta)$ для сплава $Du_{0.21}Co_{0.79}$ при прохождении T_k .

Таким образом, метод среднего поля позволяет качественно описывать динамику изменения магнитооптических характеристик аморфной ферри-магнитной пленки РЗМ—ПМ при изменении температуры, внешнего магнитного поля с его направлениями. Его использование позволяет проследить и концентрационные зависимости этих характеристик.

Список литературы

- [1] Поздняков В. Г., Хрусталеv Б. П., Фролов Г. И., Яковчук В. Ю. // Препринт № 501Ф. Красноярск, ИФ СО АН СССР, 1988. 29 с.
- [2] Попов Г. В., Сихвер М.-Т. А. // Аморфные пленочные сплавы переходных и редкоземельных металлов. Красноярск, 1988. С. 96—107.
- [3] Lee K., Neiman N. // AIP Conf. Proc. 1974. V. 24. P. 108—109.
- [4] Попов Г. В., Сихвер М.-Т. А., Яковчук В. Ю. // Аморфные пленочные сплавы переходных и редкоземельных металлов. Красноярск, 1988. С. 107—121.
- [5] Hasegawa R., Argule V. E., Tao L. // AIP Conf. Proc. 1974. V. 24. P. 110—112.
- [6] Ерухимов М. Ш., Попов Г. В., Середкин В. А., Фролов Г. И., Холжигитов С. Ф., Яковчук В. Ю. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 1009—1014.
- [7] Горанский Б. П., Звездин А. К. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. № 4. С. 196—200.
- [8] Звездин А. К., Матвеев В. М. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 1. С. 260—271.
- [9] Mansuripur M., Ruane M. F. // IEEE Trans. Magn. V. MAG-22. 1986. N 1. P. 33—34.
- [10] Hasegawa R. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3109—3113.
- [11] Honda S., Yashiyama M. // Jap. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. N 9. P. 1687—1692.
- [12] Дружинин В. В., Запаский С. П., Пovyшев В. М. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 1. С. 23—29.

Институт физики им. Л. В. Киренского
СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
17 сентября 1990 г.
В окончательной редакции
13 февраля 1991 г.