

УДК 538.22 : 539.23

© 1992

## ПЕРПЕНДИКУЛЯРНАЯ АНИЗОТРОПИЯ И ЭФФЕКТИВНЫЙ РАЗМАГНИЧИВАЮЩИЙ ФАКТОР ПЛЕНОК Ni

Г. Н. Каказей, Н. А. Лесник, А. И. Мицек, В. Н. Пушкарь

Строится модель ПМА ферромагнитной пленки толщины  $D$ , состоящей из тонких цилиндрических кристаллитов диаметром  $d$ . На ее основе рассчитываются величины ПМА ( $N_{\text{eff}}$ ), кривые намагничивания и частоты ФМР. Экспериментальное исследование свойств тонких пленок Ni с размерами кристаллитов  $d < D$  и  $d > D$  позволяет проверить сделанные предположения и найти разные вклады в ПМА (магнитострикционный,  $N_{\text{eff}}$ ).

Природа перпендикулярной магнитной анизотропии (ПМА) в ферромагнитных пленках исследуется разносторонне с нарастающей интенсивностью. В соединениях редкоземельных элементов с 3d-металлами источником ПМА можно считать анизотропное окружение редкоземельных ионов, поэтому при интерпретации ПМА в аморфных пленках Fe—Nd используется концепция кластеров с ближним порядком. Сильная ПМА, превышающая анизотропию формы, наблюдается в  $\text{Fe}_x\text{O}_{1-x}$  и  $\text{Fe}_x\text{M}_y\text{O}_{1-x-y}$  ( $M=\text{Si}, \text{Co}$ ) и объясняется иглообразной формой сильномагнитных выделений.

Одним из важнейших материалов, перспективных для «перпендикулярной записи», считаются пленки Co—Cr с сильной ПМА. Влияние магнитной изоляции столбчатых кристаллитов на ПМА обсуждается количественно в [1]; при изменении толщины пленок от 0.1 до 1 мкм константа перпендикулярной анизотропии  $K_1$  увеличивается от  $1.3 \cdot 10^5$  до  $3.1 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>. Неоднородность концентрации хрома и варьирование его интегральной концентрации [2] критически влияют на ПМА.

В пленках никеля также обнаружена ПМА [3-5], возникновение которой связано с технологическими особенностями получения пленок. Предположения авторов о магнитострикционном механизме наблюдавшейся ПМА недостаточно для описания совокупности результатов магнитных измерений таких образцов.

Довольно далеко удается продвинуться в описании свойств таких пленок в рамках модели Ивата [6] — пленок со столбчатой структурой. Детальное рассмотрение природы ПМА проведено в предположении о неоднородности концентрации в пленках примесей, которые в основном содержатся в границах кристаллитов. Объем вещества, отнесенного к границам кристаллитов размером  $\sim 10$  нм, с учетом сегрегации примесей на них достигает 10 % объема пленки при осаждении ее в вакууме  $\sim 10^{-4}$ — $10^{-5}$  Торр. Если граница является слабомагнитной изолирующей прослойкой между кристаллитами (как это рассматривается в [6]), то эффективный размагничивающий фактор пленки  $N_{\text{eff}}$  должен уменьшиться ( $N_{\text{eff}} < 4\pi$ ). Однако, как показывает наш анализ [6], это не весь вклад в ПМА: следует также учитывать магнитострикционный вклад, обусловленный как механической связью пленки с подложкой, так и разностью констант магнитострикции в зерне и в границе.

Когда примеси случайны (определяются, например, атмосферой остаточных газов в паровой фазе), нарушенная структура границ зерен может рассматриваться как другая фаза, состав которой отличается от кристаллитного. Параметры обменного взаимодействия в границе и зерне должны сильно отличаться. При толщине границ  $R \geq 1$  нм прямой обмен между кристаллитами ослаблен настолько, что существенным оказывается обмен между кристаллитом и границей.

В данной работе строится модель ПМА ферромагнитной пленки (толщиной  $D \sim 10-100$  нм), состоящей из тонких цилиндрических кристаллитов (диаметр их  $d < D$ ). На ее основе рассчитываются величины ПМА ( $N_{\text{eff}}$ ), кривые намагничивания и частоты ФМР. Экспериментальное исследование свойств тонких пленок Ni с размерами кристаллитов  $d < D$  и  $d > D$  позволяет проверить сделанные предположения и найти разные вклады в ПМА (магнитострикционный,  $N_{\text{eff}}$ ).

## 1. Теория перпендикулярной магнитной анизотропии в мелкокристаллических столбчатых пленках

Пленка, плоскость которой совпадает с плоскостью  $xOy$ , состоит из ферромагнитных кристаллитов цилиндрической формы, оси которых вытянуты вдоль  $Oz$ .

Иерархия толщин

$$R \ll d \leq D \quad (1)$$

позволяет рассмотреть два предельных случая. Важнейшим для ПМА в «межкристаллитной модели» представляется случай  $d < D$ . Для проверки модели надо также исследовать свойства пленок, имеющих  $d > D$ .

Намагниченность пленки  $M$  состоит из намагниченностей кристаллитов  $M_B$  (их число  $N_B$ ) и границ  $M_S$ . Свободная энергия магнитной анизотропии

$$\Phi_A = \Phi_f + N_B \Phi_B + \Phi_{A\perp} + N_B^{\perp} \Phi_C \quad (2)$$

состоит из магнитостатического вклада суммарной намагниченности пленки  $\Phi_f$ , перпендикулярной анизотропии  $\Phi_{A\perp}$ , магнитостатических энергий, обусловленных границами кристаллитов  $\Phi_B^{\text{г}}$  и их куполов  $\Phi_C^{\text{к}}$ . Из-за неоднородности роста кристаллитов приходится учитывать [6] их куполообразные свободные поверхности высотой  $\Delta \leq d$ , что определяет добавочный вклад в ПМА.

Анизотропия формы куполов зерен вносит небольшой вклад, который приближенно можно описать разностью их размагничивающих факторов вдоль нормали к пленке  $N_C^z$  и в плоскости пленки  $N_C^{\perp}$

$$\Phi_C \cong V_C N_B M_B^2 (N_C^z - N_C^{\perp}), \quad (3)$$

где  $V_C$  — объем купола. Размагничивающие факторы в приближении Нееля представим в виде

$$N_C^z \cong \frac{4\pi d}{d + \Delta}, \quad N_C^{\perp} \cong \frac{4\pi \Delta}{d + \Delta}. \quad (4)$$

Отметим, что в случае антиферромагнитной природы межкристаллитного вещества ситуация может кардинально измениться [7].

1) П е р п е н д и к у л я р н а я ф а з а. Размагничивающая энергия образца единичного объема

$$\Phi_f \cong 2\pi N_B^2 (M_B^z v_B + M_S^z v_S)^2, \quad N_B (v_B + v_S) = 1, \quad v_S/v_B = q \ll 1, \quad (5)$$

где  $v_B$  и  $v_S$  — объемы зерна и границ, зависит от  $M_B$  и  $M_S$

$$M_B = M_B \alpha_B, \quad M_S = M_S \alpha_S, \quad \alpha_{Bz} = \cos \theta_B, \quad \alpha_{Sz} = \cos \theta_S, \quad (6)$$

если ввести полярные углы  $\theta_B$  и  $\theta_S$ . Размагничивающую энергию кристаллитов запишем в предположении об их «магнитной изоляции», вводя эффективные размагничивающие факторы  $N_B'$

$$\Phi_B = \Phi_0 + \frac{1}{2} \Delta N_B M_B^2 \alpha_{Bz}^2, \quad \Delta N_B = N_B^z - N_B^{\bar{z}}, \quad N_B^{\bar{z}} = \frac{4\pi d}{d+D}, \quad N_B^z = \frac{4\pi D}{d+D} \quad (7)$$

в приближении Нееля для вытянутого эллипсоида.

Собственный вклад в ПМА дают границы кристаллитов

$$\Phi_{A\perp} = -N_{B\perp} K_{\perp} \alpha_{Bz}^2 \quad (8)$$

и напряжения, обусловленные связью с подложкой  $\sigma$

$$\Phi_{A\sigma} = -\lambda \sigma \alpha_{Bz}^2, \quad (9)$$

где  $\lambda$  — эффективная константа магнитострикции. Для Ni имеем  $\lambda \cong -3.5 \cdot 10^{-5}$ , для Co и Fe ее величина имеет тот же порядок, хотя и может отличаться в большую или меньшую сторону в зависимости от текстуры кристаллической пленки. Наши оценки [6] магнитоупругого вклада в  $K_{\perp}$  дают величину  $\sim 5 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>. Экспериментальные оценки величины  $\sigma$  для пленок ферромагнетиков группы Fe дают  $\sigma \sim 10^9 \div 10^{10}$  дин, т. е.  $\lambda \sigma \sim 10^5 \div 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>.

Связь между  $M_B$  и  $M_S$  подсистемами выбираем в простейшем виде

$$\Phi_i = -\bar{A} \alpha_B \alpha_S. \quad (10)$$

В пределе  $A \rightarrow \infty$  имеем  $\alpha_S = \alpha_B$  и можем ввести эффективный размагничивающий фактор

$$N_{\text{eff}} = 4\pi + \Delta N_B \cong 4\pi \left(1 + \frac{d-D}{d+D}\right) = 8\pi \frac{d}{d+D}, \quad d < D, \quad q \rightarrow 0. \quad (11)$$

Очевидно, что только в случае (11) можно считать константу  $\Phi_0$  в (7) не зависящей от  $d$ . При  $d \geq D$  уже нельзя использовать ни (7), ни приближение Нееля для  $N_B'$ , ни предположение о постоянстве  $\Phi_0$ ; эти две величины практически компенсируют друг друга, уменьшая второй член в круглой скобке в (11).

Учет  $q \neq 0$  усложняет вид  $N_{\text{eff}}$

$$N_{\text{eff}} \cong 4\pi \left( \left(1 + q(M_S/M_B)\right)^2 + \frac{d-D}{d+D} \right) (1+q)^2, \quad (12)$$

что при  $q \sim 0.1$  и  $M_S \ll M_B$  еще больше уменьшает  $N_{\text{eff}}$  (на 20 %).

Теперь можно исследовать состояние системы с перпендикулярной намагниченностью  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}$ . Суммарная энергия магнитной анизотропии есть

$$\Phi_A = \frac{1}{2} N_{\text{eff}} M_z^2 - K_{\perp}(\sigma) \alpha_z^2, \quad K_{\perp}(\sigma) = qK_{\perp S} + \lambda\sigma. \quad (13)$$

Отсюда получаем условие устойчивости перпендикулярной фазы

$$(qK_{\perp S} + \lambda\sigma) > \frac{1}{2} N_{\text{eff}} M^2$$

или

$$d < d_0, \quad d_0 \cong \sqrt{RDQ}, \quad Q = \frac{K_{\perp} + \lambda\sigma/q}{2\pi M^2} \quad (14)$$

в предположении  $q \cong 2R/d$ . Получаем критический размер кристаллита  $d$  при заданной толщине пленки  $D$ . Очевидно, что линия перехода 1-го рода ( $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n} \rightarrow \mathbf{M} \perp \mathbf{n}$ ) — парабола

$$D_{cr} \cong d^2/RQ, \quad M \parallel n, \quad D > D_{cr}. \quad (15)$$

При значениях  $Q \sim 0.1$  и  $R \sim 1$  нм для  $d \sim 10$  нм получаем оценку критической толщины пленки  $D_{cr} \sim 1$  нм. Это значение типично для стабилизации перпендикулярного состояния в достаточно толстых пленках. Однако в некоторых случаях, когда  $Q \cong 0.5$ ,  $R \cong 1$  нм,  $d \cong 5$  нм, получаем гораздо меньшую толщину пленки  $D_{cr} \cong 50$  нм. Более точная оценка с учетом  $q \neq 0$

$$D_{cr} = \frac{2d}{qQ} \left( \frac{1+q\mu}{1+q} \right)^2, \quad \mu = M_S/M_B. \quad (16)$$

При  $q \cong 1/3$  и  $\mu \ll 1$  получаем для этих параметров структуры  $D_{cr} \cong 30$  нм. Видна резкая зависимость  $D_{cr}$  от геометрии границ кристаллитов.

2) **Намагничивание образца.** При намагничивании пленки вдоль нормали ( $H \parallel n$ ) главную роль играют смещение доменных стенок и процессы их закрепления.

Здесь рассмотрим намагничивание в плоскости пленки ( $H \perp n$ ). Энергия магнитного поля  $H = H_x$  в полярной системе координат (пренебрегаем магнитной анизотропией в плоскости пленки)

$$\Phi_H = -H (M_B \sin \theta_B + qM_S \sin \theta_S). \quad (17)$$

Варьируя сумму (5)–(10), (17) по  $\theta_{B,S}$ , получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} 2A \sin(\theta_B - \theta_S) - h(1-q) \cos \theta_B - \tilde{N}_{eff} \sin 2\theta_B - 8\pi q \sin \theta_B \cos \theta_S &\cong 0, \\ -2A \sin(\theta_B - \theta_S) - hq \cos \theta_S - 8\pi q \sin \theta_S \cos \theta_B + 4\pi q(Q-q) \sin 2\theta_S &\cong 0 \end{aligned} \quad (18)$$

в линейном по  $q$  приближении. Здесь

$$h = H/2M, \quad A = \tilde{A}/2M. \quad (19)$$

В пределе  $A \rightarrow \infty$  получаем, суммируя уравнения (17), кривую намагничивания в плоскости трудного намагничивания, что указывает на простую интерпретацию экспериментальных кривых намагничивания в пленках сплавов группы Fe.

В соединениях редкоземельных металлов (РЗМ) приходится учитывать конечность  $A$ , в частности, из-за большой концентрации немагнитных примесей в окружении РЗ ионов. Образует разность уравнений (17), и в линейном по  $\Delta\theta = \theta_B - \theta_S$  приближении получим

$$\Delta\theta \cong (h \cos \theta + \tilde{H}_{A1} M \sin 2\theta)/A, \quad (20)$$

что дает поправки в кривую намагничивания (19). Неколлинеарность  $M_B$  и  $M_S$  в слабых полях  $H < H_{A1}$  должна сказываться на динамике спиновых подсистем кристаллитов и их границ.

3) **Динамика спинов в ФМР.** Полученный выше результат для кривой намагничивания в пределе  $A \rightarrow \infty$  позволяет рассматривать однородные колебания суммарного магнитного момента пленки. Поэтому однородная высокочастотная магнитная восприимчивость вполне описывается феноменологической теорией ФМР с эффективным размагничивающим фактором  $N_{eff}$  (11) и константой перпендикулярной анизотропии, равной  $qK_{\perp}(\sigma)$  (13).

Однако желательно провести общий анализ колебаний связанных намагниченностей кристаллитов  $M_B$  и их границ  $M_S$ . Вводим моменты магнитных ионов в кристалле  $S_k$  и в границе  $J_k$  ( $k$  — волновой вектор). Гамильтониан системы равен сумме размагничивающих энергий пленки и кристаллитов, магнитной анизотропии, обменного взаимодействия подсистем и поля. Его однородная часть

$$\mathcal{H}_0 = 2\pi M_0^2 (S_z^2 + J_0^2) + \frac{1}{2} \Delta N_B (S_0^z)^2 - k_{sQ} N (J_0^z)^2 - \Sigma A (|r - R|) S_r J_r - \\ - N (S_0^z h_s + q J_0^z), \quad M_0 = M_B / S, \quad h_{s,j} = \mu_B H g_{s,j}, \quad (21)$$

где  $N$  — число магнитных ионов. Когда  $H = H_z$ , для функций Грина

$$G_{kS}(J) = \langle\langle S_{\mathbf{k}}^{\pm} (J_{\mathbf{k}}^{\pm} | S_{\mathbf{k}}^{\pm}) \rangle\rangle, \quad (22)$$

определяющих магнитную восприимчивость, получаем систему уравнений

$$\begin{pmatrix} \omega - \omega_s - \kappa q S_T \\ -\kappa J_T \quad \omega - \omega_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_{kS} \\ G_{kJ} \end{pmatrix} = \frac{2S_T}{N} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Здесь обозначено

$$\begin{aligned} \kappa &= A, \quad \omega_s = \kappa J_T q + h_s - N_{\text{eff}} \mu_B M_B, \\ \omega_j &= S_T \kappa + h_j + 2k_s J_T - 4\pi \mu_B M_S. \end{aligned} \quad (24)$$

Общее решение системы (23) дает два полюса функций Грина (22)

$$E_{\pm} = \frac{1}{2} ((\omega_s + \omega_j) \pm ((\omega_j - \omega_s)^2 + 4P)^{1/2}), \quad P = \kappa^2 S_T J_T q, \quad (25)$$

соответствующие «акустической» (низкочастотному ФМР) и «оптической» (обменной) ветвям спектра.

В приближении малого  $q$  и сильного обмена  $A$  получаем

$$E_- \cong \omega_s - P/\omega_j \cong h_s + (-N_{\text{eff}} M + 2q k_s J_T) \mu_B + O(q^3). \quad (26)$$

Активационная (обменная) частота

$$E_+ = \kappa S_T (1 + q) + h_j + (2k_s J_T - 4\pi M) \mu_B \quad (27)$$

содержит большой обменный вклад. Обнаружение резонанса границ на частоте (27) имеет принципиальный характер.

В случае, когда подсистема спинов в границе имеет более высокую температуру Кюри  $T_{CS}$ , чем в кристаллите  $T_{CB}$ , частоты (26) и (27) могут быть сравнимы в окрестности  $T_{CS} \cong T_{CB}$ . Однако ветвь (27) даже в этом случае окажется выше за счет малости  $q$ .

## 2. Эксперимент

Поликристаллические пленки Ni осаждались в вакууме  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$  Торр методом электронно-лучевого испарения на стеклянные и слюдяные подложки. Толщина пленок изменялась от 25 до 100 нм.

Оценка размеров кристаллитов проводилась с помощью просвечивающего электронного микроскопа. На этом же микроскопе исследовалась доменная структура в плоскости пленки методом Лоренца.

Пленки, осажденные на ненагретую подложку ( $T_S \cong 293$  К), имели размер кристаллитов  $d \leq 10$  нм (рис. 1, а). Доменная структура в плоскости пленки не наблюдалась, что позволило предположить перпендикулярную магнитную фазу ( $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}$ ) в этих пленках.

Их исследование было продолжено методом ферромагнитного резонанса на частоте 9.05 ГГц. Измерялась угловая зависимость резонансного поля  $H_r(\varphi)$ , где полярный угол  $\varphi$  изменялся от  $\varphi = 0$  ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ ) до  $\varphi = \pi/2$  ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ ). Обработка данных проводилась по формулам, связывающим частоты ФМР  $\omega_r$ , резонансные поля  $H_r$ , равновесные углы суммарной намагниченности  $\theta$  и полярные углы  $\varphi$

$$\frac{\sin 2\theta}{\sin(\varphi - \theta)} = \frac{2H_r}{H_A^{\text{eff}}},$$

$$H_r \cos(\varphi - \theta) + (H_A^{\text{eff}}/2)(3 \cos^2 \theta - 1) = ((\omega_r/\gamma)^2 + (H_A^{\text{eff}} \sin^2 \theta)^2/4)^{1/2}, \quad (28)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,

$$H_A^{\text{eff}} = H_{\perp}^{\text{eff}} - 4\pi M. \quad (29)$$

В  $H_{\perp}^{\text{eff}}$  входят все факторы, приводящие к возникновению перпендикулярной анизотропии: анизотропия, наводимая в границах кристаллитов, магнито-

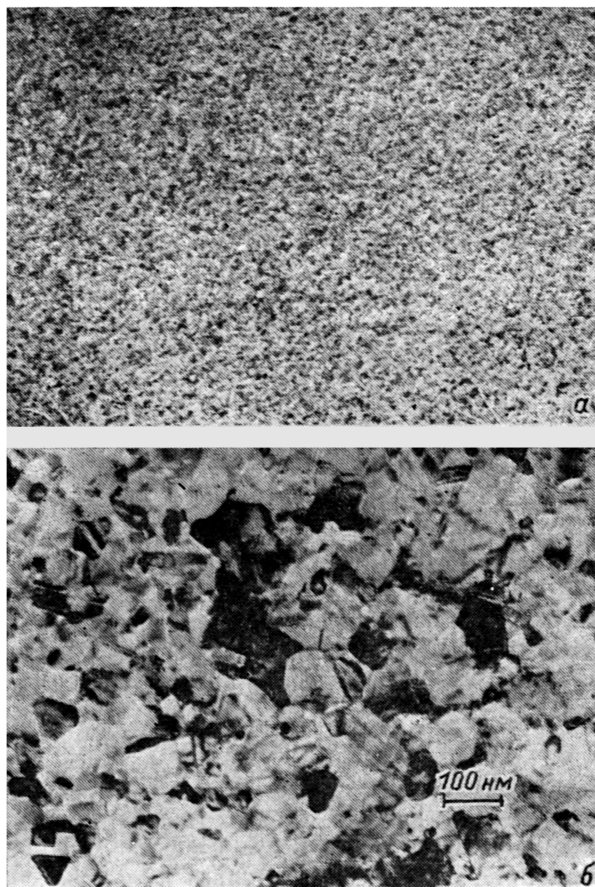


Рис. 1. Кристаллическая структура пленок никеля: напыленной на ненагретую подложку (а), этой же пленки после отжига при  $T_a \cong 800$  К в течение 1 ч (б).

стрикция и собственные поля размагничивания кристаллитов. Численно решая систему уравнений (28) на ЭВМ, получаем угловую зависимость  $H_r(\varphi)$  для конкретного  $H_A^{\text{eff}}$ . Варьируем  $H_A^{\text{eff}}$ , чтобы рассчитанная  $H_r(\varphi)$  наилучшим образом описывала экспериментальные точки.

На рис. 2 приведена характерная угловая зависимость  $H_r(\varphi)$  пленки, осажденной на ненагретую подложку (кривая А). Отличительная особенность ее — превышение  $H_r(\pi/2)$  над  $H_r(0)$ , что является критерием существования перпендикулярной фазы. Для кривой А  $H_{\perp}^{\text{eff}} \cong 900$  Э, т. е.  $H_{\perp}^{\text{eff}} \cong 7$  кЭ. Для осталь-

ных пленок величина  $H_{\perp}^{\text{eff}}$  варьируется в пределах 5—7 кЭ. Следует отметить также, что ширина линии резонанса  $\Delta H_r(\pi/2)$  этих пленок больше, чем  $\Delta H_r(0)$  (рис. 3). В тонких пленках 3d-металлов, в которых ПМА отсутствует, наблюдается обратное соотношение  $\Delta H_r$ .

Вращение исследуемого образца в плоскости пленки при различных  $\varphi$  не привело к изменению  $H_r$  (в пределах точности установки держателя). Из этого можно сделать вывод о том, что ось ПМА направлена практически параллельно нормали к пленке  $n$ . Это наряду с фактором качества ( $H_{\perp}^{\text{eff}}/4\pi M$ ), который для большинства пленок  $\geq 1$ , позволяет рассматривать мелкокристаллические пленки Ni в качестве возможного носителя информации, основанного на «перпендикулярной записи».

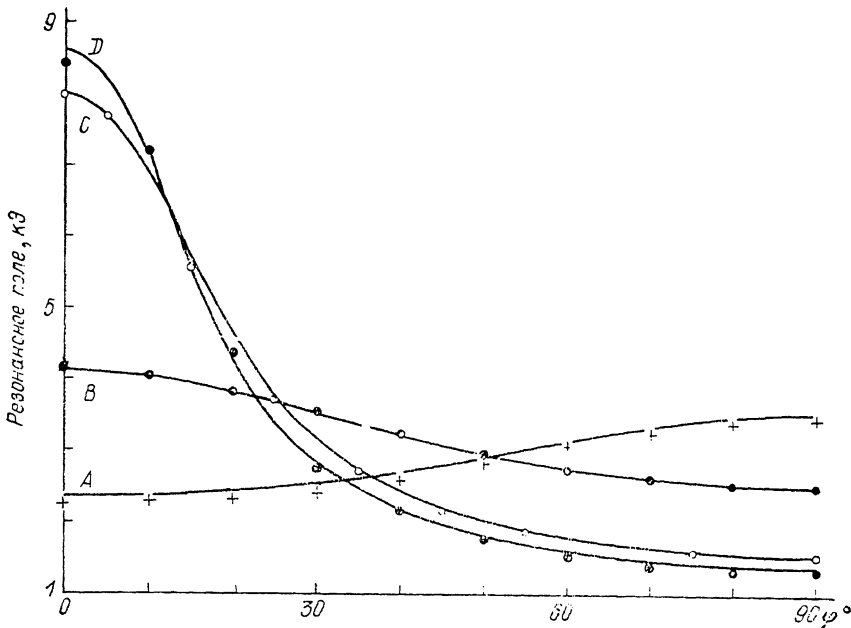


Рис. 2. Угловые зависимости поля ФМР пленок никеля.

Сплошные линии — расчет, точки — эксперимент. А — пленка, напыленная на ненагретую подложку; В — та же пленка, снятая с подложки; С — та же пленка, отожженная при  $T_a \cong 800$  К в течение 1 ч; D — пленка, напыленная на нагретую ( $T_s \cong 800$  К) подложку.

Угловая зависимость той же пленки, снятой с подложки, показана на рис. 2 (кривая В). Для этой пленки  $H_A^{\text{eff}} \cong -1100$  Э, т. е. вклад магнитострикции в перпендикулярную анизотропию составляет  $\sim 2$  кЭ. Отсюда получаем оценку напряжения связи пленки с подложкой  $\sigma \sim 10^{10}$  дин/см<sup>2</sup>, что соответствует данным [4, 5].

Отжиг пленок в вакууме  $10^{-6}$  Торр в течение 1 ч при  $T_d \cong 770$  К увеличивает размеры кристаллитов до 100 нм (рис. 1, б). Тот же эффект дает осаждение пленок на нагретую до 573 К подложку. В таких пленках наблюдалась доменная структура, обычная для пленок Ni с  $M \perp n$ . Угловые зависимости  $H_r(\varphi)$  этих пленок (рис. 2, кривые С и D соответственно) описываются  $H_A^{\text{eff}} \sim -5400$  Э,  $H_{\perp}^{\text{eff}} \sim 600$  Э, т. е. перпендикулярная анизотропия в пленках с таким размером кристаллитов резко уменьшается. Для более точных оценок величины ПМА необходимо прямое измерение намагниченности исследуемых пленок, так как для пленок Ni, осажденных в вакууме  $10^{-5}$  Торр, намагниченность насыщения  $M$  может уменьшаться на величину до 10 %. Поэтому в случае, когда  $H_{\perp}^{\text{eff}} \cong 4\pi M$ ,

погрешность наших оценок невелика, а когда  $H_{\perp}^{\text{eff}} \ll 4\pi M$ , погрешность оценок может превысить 100 %.

Итак, полагая вещество границ ферромагнитным, учли его обменное взаимодействие  $A$  с кристаллитами и магнитную анизотропию границ  $K_{\perp S}$ . Собственная перпендикулярная анизотропия границ может приводить к эффективной перпендикулярной анизотропии всей пленки, т. е. энергетически более выгодной становится фаза с намагниченностью  $M$  вдоль нормали к пленке  $n$ .

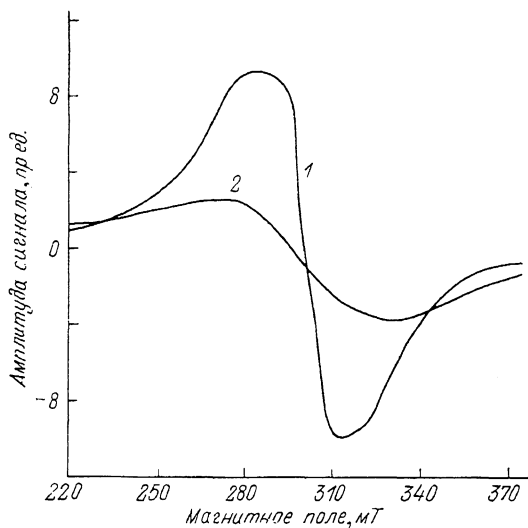


Рис. 3. Спектры ФМР пленки никеля, напыленной на ненагретую подложку, при различных ориентациях магнитного поля:  $\varphi=0$  (1) и  $90^\circ$  (2).

Точка фазового перехода  $d=d_{cr}$  из перпендикулярного состояния в плоскостное определяется из соотношений (14) магнитными, геометрическими ( $D$ ,  $d$  и толщина границ кристаллитов  $R$ ) параметрами, а также магнитострикцией.

Экспериментальное подтверждение этих выводов основывается на электронно-микроскопических наблюдениях кристаллитов и доменной структуры.

Методом ФМР установлено существование в исследованных образцах ПМА, величина которой зависит от размера зерна и напряжений в пленках. Кроме магнитострикционного механизма в образовании ПМА существенную роль играет морфология пленок.

#### Список литературы

- [1] Khan Mahbub R., Seagle David J., Nils Fernelius C. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 8. Pt 2A. P. 3161.
- [2] Andra W., Danan H. // IEEE Trans. Magn. 1987. V. 23. N 1. P. 62—64.
- [3] Koikeda T., Fujiwara S., Chikazumi S. // J. Phys. Soc. Jap. 1966. V. 21. N 10. P. 1914—1921.
- [4] Sato K., Kondo H., Mizoguchi T. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 10. P. 5440—5442.
- [5] Shin C. Y., Bauer C. L., Artman J. D. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 10. P. 5428—5430.
- [6] Мицек А. И., Пушкарь В. Н. Реальные кристаллы с магнитным порядком. Киев, 1978. 296 с.
- [7] Мицек А. И. // ФММ. 1988. Т. 65. № 3. С. 435—445.