

УДК 538.24.621.318.1

ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ И ГИСТЕРЕЗИС В АМОРФНЫХ СПЛАВАХ ТЬ—СО

*А. С. Андреевко, Р. Н. Дамянова, И. В. Золотухин, С. А. Никитин,
Е. В. Симицын, А. С. Соловьев*

Исследованы магнитные свойства в редкоземельных аморфных сплавах ТЬ—СО с наведенной магнитной анизотропией в магнитных полях до 70 кЭ и области температур 1.5—300 К. Проведено обсуждение особенностей процессов намагничивания с использованием методов микромагнетизма. Учтено влияние случайной и наведенной магнитной анизотропии, дисперсии ориентационных флуктуаций и величины среднего момента на процессы намагничивания аморфного магнетика. Показано, что величина среднего магнитного момента зависит от его ориентации относительно оси наведенной анизотропии, вследствие чего в отличие от обычных упорядоченных магнетиков наблюдается возрастание угла между средним магнитным моментом и приложенным полем. В области низких температур особенности петель гистерезиса аморфных сплавов ТЬ—СО объясняются большой величиной коэрцитивной силы смещения доменных границ, связанной с их собственным пиннингом на флуктуациях энергии магнитной анизотропии.

Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в понимании природы магнитных свойств аморфных и неупорядоченных соединений за последние годы [1, 2], некоторые классические проблемы физики магнитных явлений в применении к этим материалам все еще далеки от окончательного разрешения. Это относится, например, к исследованиям поведения неупорядоченных магнетиков во внешнем магнитном поле. Экспериментально и теоретически в этом плане достаточно подробно исследована лишь область фазового перехода из парамагнитного состояния в магнитоупорядоченное [3]. Особенности же процессов намагничивания и гистерезиса в аморфных магнетиках при более низких температурах рассматривались либо на основании представлений, развитых для кристаллических соединений, либо при помощи упрощенных моделей (см., например, [4]). Кроме того, не проводился корректный учет влияния неслучайной наведенной анизотропии на процессы намагничивания.

В данной работе приводятся результаты исследования магнитных свойств в редкоземельных аморфных сплавах ТЬ—СО с наведенной магнитной анизотропией и проведено обсуждение некоторых особенностей процессов намагничивания этих материалов.

1. Образцы и методика измерений

Образцы аморфных сплавов Tb_xCo_{100-x} ($x=10, 21, 26, 30, 34$) были получены методом ионно-плазменного напыления в атмосфере спектрально чистого аргона с мозаичной мишени на охлаждаемую жидким азотом алюминиевую подложку. Рентгеновский анализ и электронная дифракция показали, что образцы являются аморфными при комнатной температуре. Методом Оже-спектроскопии установлено отсутствие в образцах углерода, сильно влияющего на физические свойства напыленных аморфных пленок, и наличие кислорода в количествах, не превышающих 0.01 %. Химический анализ показал, что негомогенность по составу по поверхно-

сти образцов не превышает 1 %. Толщина исследуемых сплавов равнялась 60—70 мкм.

Измерения намагниченности проводили в области температур 1.5—300 К в полях до 70 кЭ методом Фарадея и с использованием вибрационного магнитометра.

2. Экспериментальные результаты

Как показали наши измерения, аморфные сплавы Tb_xCo_{100-x} ($x < 34$) при температурах $T \leq 300$ К магнитоупорядочены. Большое обменное взаимодействие $3d$ -металлов приводит к магнитному упорядочению при температуре Кюри T_C . Однако если в аморфном сплаве $Tb-Fe_2$ температура Кюри, определенная по кривым Белова—Горяги, была установлена с большой точностью [5], то в большинстве сплавов $Tb-Co$ точно определить T_C не удалось вследствие размытости фазового перехода в аморфном состоянии, а в сплаве $Tb_{10}Co_{90}$ — ввиду очень большой величины темпе-

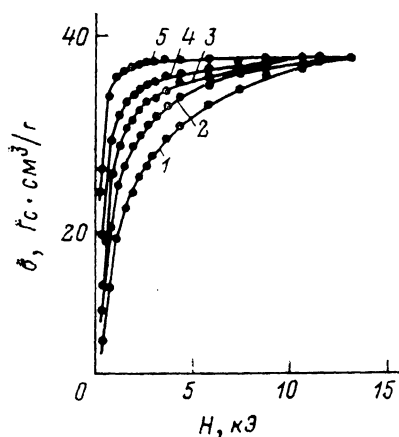


Рис. 1. Зависимость намагниченности сплава $Tb_{26}Co_{74}$ от направления поля в базисной плоскости при $T=300$ К.

1 — поле направлено вдоль оси трудного намагничивания (ОТН); 2, 3, 4 — под углами 20, 30 и 40° к ОТН соответственно; 5 — поле направлено вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН).

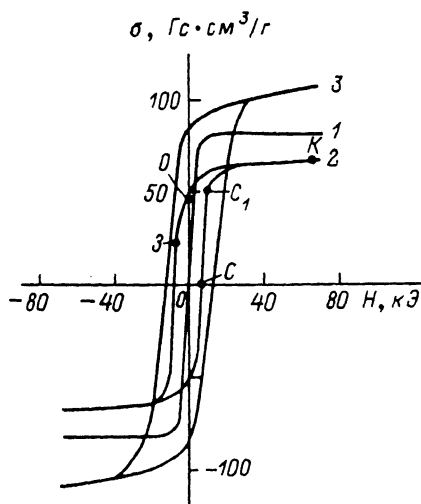


Рис. 2. Петли гистерезиса сплавов $Tb_{10}Co_{90}$ (1), $Tb_{26}Co_{74}$ (2) и $Tb_{34}Co_{66}$ (3) при температуре 1.5 К.

ратуры Кюри $T_C \sim 1200$ К, значительно превышающей температуру кристаллизации. По всей видимости, размытость фазового перехода связана с тем, что как в кристаллических, так и в аморфных соединениях $R-Co$ вклад ионов Co в энергию магнитной анизотропии достаточно велик вблизи T_C , в отличие от соответствующего вклада ионов железа в сплавах $R-Fe$. Вследствие этого присущие аморфным материалам локальные флуктуации энергии магнитной анизотропии вблизи T_C достаточно велики, что либо делает фазовый переход второго рода невозможным, либо приводит к возникновению структуры типа спинового стекла, предшествующей появлению ферромагнитного порядка [3].

В сплавах $Tb-Co$ нами была обнаружена одноосная магнитная анизотропия, ось которой находилась в плоскости пленки. На рис. 1 приведены кривые намагничивания аморфного сплава $Tb_{26}Co_{74}$ при температуре 300 К при различных ориентациях магнитного поля в плоскости пленки. Кривая 5 соответствовала направлению магнитного поля вдоль оси легкого намагничивания. Имеющиеся в литературе данные [6, 7] позволяют сделать предположение, что в аморфных сплавах $Tb-Co$ причина наведенной магнитной анизотропии заключается в избирательном процессе упорядо-

чения пар Tb—Co и их координации друг с другом. Величина магнитной анизотропии, вычисленная из кривых намагничивания, измеренных вдоль легкой и трудной осей при $T=300$ К, равнялась для сплава $Tb_{26}Co_{74}$ $4.7 \cdot 10^5$ эрг/см³. При увеличении содержания тербия наведенная магнитная анизотропия возрастает при сохранении условий напыления.

Из рис. 2 видно, что если в сплаве $Tb_{10}Co_{90}$ (кривая 1) намагниченность достигает технического насыщения в полях ≈ 20 кЭ, то в остальных двух образцах насыщение не достигается вплоть до полей 70 кЭ. С увеличением содержания Tb возрастает также величина коэрцитивной силы H_c .

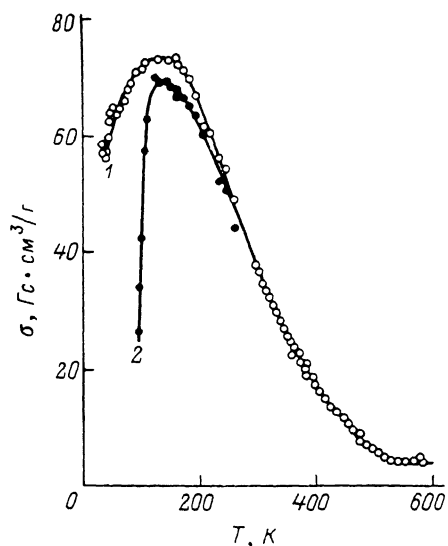


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности в поле $H=5$ кЭ в сплаве $Tb_{26}Co_{74}$ при нагревании после предварительного охлаждения в поле $H=5.8$ кЭ до $T=40$ К (1) и предварительного охлаждения без поля до $T=90$ К (2).

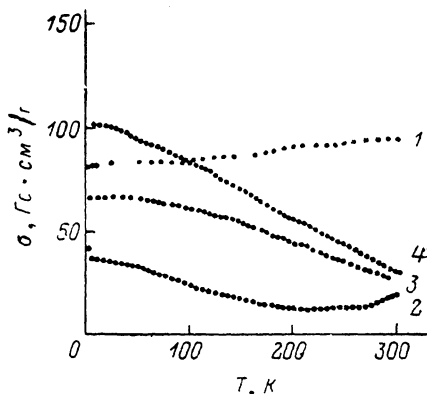


Рис. 4. Температурные зависимости намагниченности в поле $H=40$ кЭ сплавов $Tb_{10}Co_{90}$ (1), $Tb_{21}Co_{79}$ (2), $Tb_{26}Co_{74}$ (3) и $Tb_{34}Co_{66}$ (4) после охлаждения до $T=1.5$ К в отсутствие поля.

Эти факты свидетельствуют о доминирующем вкладе, который вносят ионы тербия в суммарную анизотропию аморфного сплава.

В области низких температур ход кривых $\sigma(T)$ заметным образом различается в зависимости от исходного состояния образца (рис. 3). Кривая 2 получена для образца, который был размагничен при 300 К и охлажден без поля до 90 К. В этом случае при нагревании образца намагниченность сильно возрастает в интервале температур 90—140 К. Если же образец намагничивался при 300 К, а затем охлаждался в магнитном поле до температуры 40 К (кривая 1), то величина намагниченности по сравнению с предыдущим случаем была значительно выше, а ее возрастание при нагревании существенно меньше.

Намагниченность σ в поле $H=70$ кЭ и магнитный момент на формульную единицу μ/μ_B

в аморфных сплавах Tb—Co при $T=1.5$ К

	σ , Гс · см ³ /г	μ/μ_B
$Tb_{10}Co_{90}$	82.3	1.01
$Tb_{21}Co_{79}$	38.6	0.55
$Tb_{26}Co_{74}$	66.7	0.97
$Tb_{30}Co_{70}$	69.7	1.10
$Tb_{34}Co_{66}$	109	1.81

Температурные зависимости намагниченности в магнитном поле 40 кЭ для четырех сплавов Tb—Co приведены на рис. 4. В сплаве $Tb_{10}Co_{90}$, в котором по данным наших измерений температура Кюри превышала 1200 К, наблюдался значительный рост намагниченности с температурой. В сплаве $Tb_{21}Co_{79}$ обнаружена температура компенсации вблизи 230 К. При увеличении концентрации тербия намагниченность и магнитный момент на формульную единицу μ при $T=1.5$ К (см. таблицу) сначала уменьшаются, в области концентраций $x=21$ проходят через минимум и увеличиваются.

ваются при дальнейшем росте x . Таким образом, существование температуры компенсации в сплаве $Tb_{21}Co_{79}$ и наличие минимумов на зависимостях $\sigma(x)$ и $\mu(x)$ свидетельствуют о ферримагнитном упорядочении в аморфных сплавах Tb_xCo_{100-x} , где суммарные моменты кобальтовой и редкоземельной подрешеток направлены антипараллельно друг другу.

3. Обсуждение результатов

Как известно, исследуемые сплавы характеризуются тремя типами обменных взаимодействий: $d-d$ -обменом, приводящим к магнитному упорядочению при $T < T_c$; $f-d$ -обменным взаимодействием, обуславливающим поляризацию редкоземельных ионов эффективным обменным полем $H_{эфф}$, действующим со стороны d -подрешетки; $f-f$ -обменом, который обычно много меньше двух первых и может не приниматься во внимание в исследуемой области температур.

Присущие аморфным материалам структурные флуктуации приводят к флуктуациям кристаллических полей, действующих на редкоземельные ионы. В простейшем приближении их вклад в свободную энергию системы можно представить в виде

$$\Delta F_H = \frac{\hat{\chi}(T)}{2} (H + H_{эфф})^2, \quad (1)$$

где $\hat{\chi}(T)$ — случайный (вследствие флуктуаций кристаллических полей) тензор парамагнитной восприимчивости редкоземельного иона; $H_{эфф} = -I_{fd} M_{T,d}$ — эффективное обменное поле, действующее на редкоземельный ион со стороны d -подрешетки; I_{fd} — параметр $f-d$ -обмена; $M_{T,d}$ — магнитный момент $3d$ -металла. Последний удобно использовать в качестве независимой переменной при рассмотрении магнитной структуры соединений редкая земля — переходный металл, выражая через него свободную энергию системы [8]. Нетрудно убедиться, что вклад редкоземельных ионов (1) приводит к возникновению магнитной анизотропии, величина которой возрастает с понижением температуры вследствие возрастания $\hat{\chi}(T)$ по гиперболическому закону.

Наряду с редкоземельной подрешеткой в энергию случайной магнитной анизотропии дает вклад и $3d$ -подрешетка. Предполагая для простоты наличие локальной одноосной анизотропии в аморфном сплаве, представим энергию случайной анизотропии в виде

$$F_{ан} = - \frac{\beta_l(T)}{2} (M_{T,l})^2, \quad (2)$$

где l определяет ориентацию локальной оси анизотропии, причем дальний порядок в расположении $l(\mathbf{r})$ отсутствует, а их корреляционная функция имеет вид

$$K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle l_\alpha(\mathbf{r}) l_\beta(\mathbf{r}') \rangle - \langle l_\alpha(\mathbf{r}) \rangle \langle l_\beta(\mathbf{r}') \rangle = \langle l_\alpha l_\beta \rangle \exp \left\{ - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{R_c} \right\}. \quad 1$$

Константа $\beta_l(T)$ определяется суммой вкладов редкоземельной и $3d$ -подрешеток. При этом ее температурная зависимость, как отмечено выше, обусловлена главным образом первым вкладом. Векторы $l(\mathbf{r})$ могут иметь преимущественную ориентацию \mathbf{n} , что приводит к возникновению неслучайной, наведенной магнитной анизотропии

$$F_{ан}^u = - \frac{\beta_u}{2} (n M_{T,u})^2, \quad (3)$$

где

$$\beta_u \approx \frac{1}{2} \langle 3(\ln)^2 - 1 \rangle \langle \beta_l \rangle. \quad (4)$$

¹ Символ $\langle \dots \rangle$ здесь и в дальнейшем означает усреднение по флуктуациям $l(\mathbf{r})$.

Особенности процессов вращения среднего момента в аморфных сплавах с наведенной анизотропией. При рассмотрении магнитной структуры и особенностей процессов намагничивания исследуемых сплавов используем приближение сплошной среды, которое оправдано вследствие большой энергии обмена в $3d$ -подрешетке

$$\mathcal{H}_{обм} = \frac{\alpha}{2} (\nabla M_{TM}(\mathbf{r}))^2. \quad (5)$$

Проведенный с помощью стандартных методов [9] расчет дисперсии ориентационных флуктуаций $\delta \mathbf{m} = \mathbf{M}_{TM}(\mathbf{r}) - \langle \mathbf{M}_{TM} \rangle$ (рис. 5) показывает, что

$$D_m(\theta) = \langle \delta \mathbf{m}^2 \rangle \sim \{ [\beta_m \cos 2\theta + h \cos(\theta - \varphi)]^{-1/2} + [\beta_m \cos^2 \theta + h \cos(\theta - \varphi)]^{-1/2} \}, \quad (6)$$

где $h = H m_0 (1 + \chi_0(T) I_{fd})$, $\chi_0(T)$ — изотропная часть тензора $\hat{\chi}(T)$ — парамагнитной восприимчивости редкоземельного иона. В формуле (6)

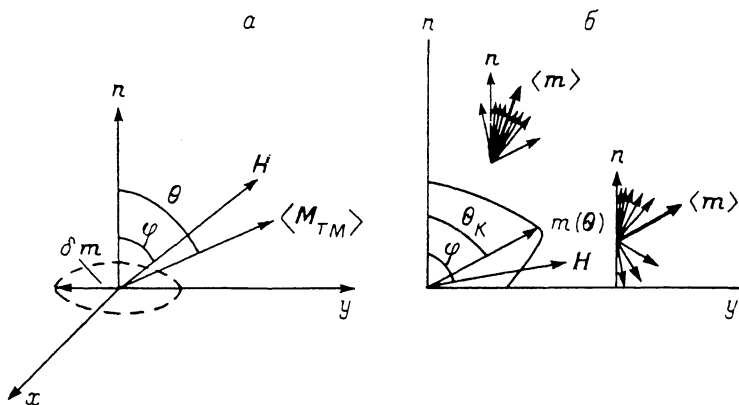


Рис. 5.

a — относительная ориентация оси наведенной анизотропии n , магнитного поля H , среднего магнитного момента $3d$ -подрешетки $\langle M_{TM} \rangle$ и его флуктуацией $\delta m(\mathbf{r})$. Предполагалось, что $\langle M_{TM} \rangle \perp \delta m(\mathbf{r})$; *b* — схема зависимости величины среднего магнитного момента системы $m(\theta)$ от его ориентации θ . На вставках иллюстрируется влияние наведенной анизотропии на ориентационные флуктуации магнитных моментов вблизи легкой ($\theta \approx 0$) и трудной ($\theta \approx \pi/2$) осей.

предполагалось, что $M_{TM} = m_0 = \text{const}$. Учет флуктуаций величины магнитных моментов $3d$ -подрешетки не приводит к существенному изменению полученных результатов.

Из формулы (6) следует, что величина среднего магнитного момента системы

$$|\langle \mathbf{m} \rangle| = m(\theta) = \langle M_{TM}(\mathbf{r}) \rangle + \langle M_R(\mathbf{r}) \rangle \approx (1 + \langle \chi \rangle I_{fd}) m_0 \left(1 - \frac{D_m(\theta)}{2m_0^2} \right) \quad (7)$$

зависит от угла θ , определяющего его ориентацию, и уменьшается, если $m(\theta)$ ориентирован вблизи ОН (рис. 5, б). Этот эффект обусловлен влиянием наведенной анизотропии, подавляющей ориентационные флуктуации $M_{TM}(\mathbf{r})$, если $\langle \mathbf{m} \rangle$ находится вблизи n , и усиливающей их вблизи ОН (см. вставки к рис. 5, б). Специфика зависимости $m(\theta)$ в системах с наведенной анизотропией приводит к возникновению областей запрещенной ориентации $\langle \mathbf{m} \rangle$. Например, поворот $\langle \mathbf{m} \rangle$ к H на угол, больший, чем θ_K (рис. 5, б), сопровождался бы уменьшением зеemanовской энергии системы и, следовательно, невозможен. Таким образом, на конечном участке кривой намагничивания вращение среднего магнитного момента замедляется вследствие того, что часть энергии внешнего магнитного поля расходуется не на вращение $\langle \mathbf{m} \rangle$, а на подавление ориентационных флуктуаций $M_{TM}(\mathbf{r})$ (уменьшение D_m). Этот эффект иллюстрируется рис. 6, на котором приведена зависимость угла между $\langle \mathbf{m} \rangle$ и $\langle \mathbf{H} \rangle$, рассчитанная по

данным рис. 1. Вследствие замедления вращения $\langle \mathbf{m} \rangle$ вблизи ОТН угол между $\langle \mathbf{m} \rangle$ и полем H растет в отличие от обычных упорядоченных магнетиков, где он уменьшается (рис. 6, кривая 6).

Процессы смещения доменных границ в аморфных магнетиках. Процессы смещения доменных границ в аморфных сплавах рассматривались в [10], где была исследована структура 180° -ной блоховской доменной границы и оценена ее коэрцитивная сила.

$$H_c = \frac{R_c}{\{\alpha/\beta_I\}^{1/2}} \frac{\beta_I}{m_0}, \quad (8)$$

где R_c — корреляционный радиус флуктуаций l (г). Отметим, что возрастание β_I с понижением температуры должно приводить к росту $H_c(T)$, который действительно наблюдается экспериментально (рис. 7). Величина $H_I = \beta_I/m_0$, входящая в (8), есть поле локальной анизотропии. При низких

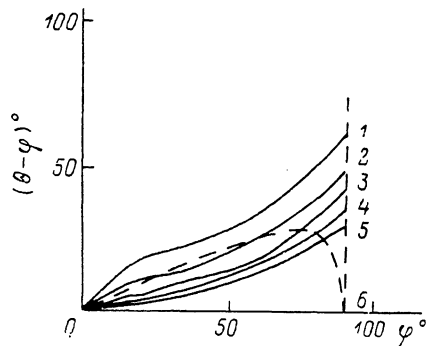


Рис. 6. Зависимость угла $(\theta - \varphi)$ между средним магнитным моментом сплава $Tb_{26}Co_{74}$ и полем $H = \text{const}$ от ориентации поля H (φ), рассчитанная по данным рис. 1.

H , кЭ: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4, 5 — 5. Для сравнения приведены расчетные данные для упорядоченного $\beta_I = 0$ одноосного ферромагнетика в поле $H = \beta_I/m_0$ (6).

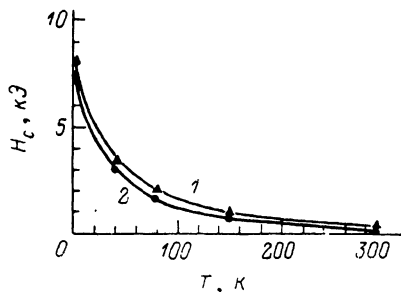


Рис. 7. Температурная зависимость коэрцитивной силы H_c в сплавах $Tb_{26}Co_{74}$ (1) и $Tb_{20}Co_{71}$ (2).

температурах для $\beta_I \approx 10^8$ эрг/см³ (ниже эта оценка будет обоснована), используя данные рис. 2 и плотность сплава $\rho_{Tb-Co} \approx 5$ г/см³ [11], находим $H_I \approx 10^5$ Э.

Вследствие большой величины H_I коэрцитивная сила смещения доменных границ H_c также велика и отсутствие увеличения намагниченности при $H \leq H_c$ (рис. 2) можно объяснить именно задержкой смещения доменных стенок. Наложение внешнего магнитного поля H приводит и к изменению дисперсии ориентационных флуктуаций D_m , а следовательно, и величины среднего магнитного момента в доменах. Этот процесс, однако, не сопровождается увеличением суммарного магнитного момента образца, поскольку D_m уменьшается ($|\langle \mathbf{m} \rangle|$ растет) при увеличении поля лишь в тех доменах, где $\langle \mathbf{m} \rangle \cdot \mathbf{H} > 0$ ($(\theta - \varphi) < \pi/2$). Если же проекция $\langle \mathbf{m} \rangle$ на направление поля отрицательна ($(\theta - \varphi) > \pi/2$), то D_m растет ($\langle \mathbf{m} \rangle$ падает). Таким образом, при произвольной ориентации $\langle \mathbf{m} \rangle$ в различных доменах средний магнитный момент образца не изменяется.

При $H > H_c$ начинается смещение доменных границ, сопровождающееся также подавлением флуктуаций D_m . Поскольку в исследуемых образцах размагничивающий фактор мал при намагничивании пленки в ее плоскости, процесс смещения протекает в очень узком интервале полей и соответствующий участок кривой намагничивания (рис. 2, кривая 2, CC_1) практически вертикален. На участке C_1K идет процесс подавления ориентационных флуктуаций D_m , вклад которого в увеличение магнитного момента образца ранее не проявлялся из-за доменной структуры. Правее точки C_1 на кривой CC_1K образец находится в однодоменном состоянии,

Иногда ориентационные флуктуации $\delta m(\mathbf{r})$ возрастают, что сопровождается уменьшением магнитного момента образца (участок KO на рис. 2). Оценим эту величину

$$\left| \frac{\sigma(H=\infty) - \sigma(H=0)}{\sigma(H=\infty)} \right| = \frac{D_m(H=0)}{2m_0^2} = \frac{2\beta_i^2 R_c^3}{15\alpha^{3/2} \beta_u^{1/2}}. \quad (9)$$

Используя кривую намагничивания на рис. 2 и учитывая, что $\alpha \approx kT_c/a$, где a — среднее расстояние между ионами Co , равное приблизительно $2 \cdot 10^{-8}$ см, и подставляя значения $T_c \approx 10^3$ К, $\beta_u \approx 4.7 \cdot 10^5$ эрг/см³, $R_c = 5a$ [11], получим для величины $\beta_i \approx 10^8$ эрг/см³.

После инверсии внешнего магнитного поля (участок $O3$) ориентационные флуктуации $\delta m(\mathbf{r})$ продолжают возрастать. В результате этого растет вероятность образования достаточно протяженных областей, в которых магнитный момент $m(\mathbf{r})$ образует тупой угол с направлением поля. Такие участки играют роль зародышей перемагнитненной фазы.

Большая величина коэрцитивной силы смещения доменных границ обуславливает и наблюдаемую экспериментально зависимость кривых $\sigma(T)$ от предыстории образца (рис. 3). Вследствие малости размагничивающих полей охлажденный во внешнем магнитном поле образец остается в однодоменном состоянии и после его выключения (большая величина коэрцитивной силы смещения доменных границ делает невозможным рост возникающих в силу каких-либо случайных причин зародышей доменов). Для кривой 1 (рис. 3) возрастание намагнитченности обусловлено подавлением ориентационных флуктуаций $\delta m(\mathbf{r})$ в практически однодоменном образце, происходящим вследствие уменьшения константы β_i с повышением температуры. При этом наблюдаемое увеличение $\Delta\sigma/\sigma_0 \approx 28\%$ хорошо согласуется с оценкой возрастания σ , полученной из кривой намагничивания (см. рис. 2 и (9)). В случае, если образец при $T=0$ К размагничен (рис. 3, 2), то значительное увеличение σ является следствием смещения доменных границ, происходящего в фиксированном поле H при уменьшении $H_c(T)$ с ростом температуры.

Таким образом, проведенные нами исследования процессов намагничивания в аморфных сплавах Tb—Co показывают, что наведенная магнитная анизотропия обуславливает ряд особенностей процессов вращения среднего магнитного момента. Величина магнитного момента зависит от его ориентации относительно оси наведенной анизотропии. По этой причине замедляется вращение среднего магнитного момента на конечном участке кривой намагничивания.

При вращении постоянного по величине магнитного поля в плоскости пленки угол между \mathbf{H} и $\langle \mathbf{m} \rangle$ растет при приближении \mathbf{H} к ОН. Это справедливо и для полей $H > \beta_u/m_0$. Такое поведение отличает исследованные аморфные сплавы от обычных одноосных ферро- и ферримагнетиков, в которых при $H > \beta_u/m_0$ магнитный момент параллелен магнитному полю, направленному вдоль ОН.

В области низких температур наблюдаемые экспериментально особенности петель гистерезиса сплавов Tb—Co объясняются большой величиной коэрцитивной силы смещения доменных границ, связанной с их собственным пиннингом на флуктуациях энергии магнитной анизотропии.

В заключение авторы выражают благодарность сотруднику физического факультета МГУ Г. Н. Ронами за проведение химанализа аморфных сплавов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Хандрих К., Кобе С. Аморфные ферро- и ферримагнетики. М.: Мир, 1982. 293 с.
- [2] Петраковский Г. А. УФН, 1981, т. 134, № 2, с. 305—331.
- [3] Golschmidt Y. Y., Aharony A. Phys. Rev. B, 1985, vol. B32, N 1, p. 264—276.
- [4] Callen E., Liu V. J., Cullen J. R. Phys. Rev. B, 1977, vol. 16, N 1, p. 263—270.
- [5] Никитин С. А., Андреевко А. С., Казанцев В. Г. и др. ФММ, 1984, т. 58, № 6, с. 1132—1136.
- [6] Cochrane R. W., Harris R., Zuckermann M. I. Phys. Reports, 1978, vol. 48, N 1, p. 1—63.

- [7] *Cargill G. S.* AIP Conf. Proc., 1974, vol. 20, p. 138—141.
- [8] *Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Легитин Р. З.* Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 317 с.
- [9] *Игнатьченко В. А., Исхаков Р. С.* Физика магнитных материалов. М.: Наука, 1983, с. 3—32.
- [10] *Синицын Е. В., Кодолов В. В., Ермаков А. Е., Баринов В. А.* ФММ, 1982, т. 54, № 4, с. 723—730.
- [11] *Leary W. P. J.* Phys. F, Met. Phys., 1975, vol. 5, N 11, p. L175—L180.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
9 декабря 1987 г.
В окончательной редакции
3 мая 1988 г.