

05.2

© 1990

О ПРИРОДЕ ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНОГО СОСТОЯНИЯ
МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ
ВЫСОКОАНИЗОТРОПНЫХ МАГНЕТИКОВ

И.И. Крюков, Н.А. Манакон

В последнее время путем осаждения из паровой фазы и быстрой закалки расплавов получен широкий спектр новых магнитных материалов с особыми физическими свойствами. Среди них и высококоэрцитивные микрокристаллические сплавы (МКС) РЗМ-ПМ, представляющие, как правило, аморфную матрицу со случайно ориентированными в ней кристаллитами. Для оценки потенциальных возможностей и выявления природы высококоэрцитивного состояния МКС необходимо адекватное теоретическое описание. Существующие представления мало пригодны для этой цели, поскольку полностью игнорируют основную особенность МКС — дисперсию осей легкого намагничивания (ОЛН) кристаллитов, обменносвязанных через межкристаллитную прослойку (МП). Последняя в значительной степени определяет магнитное поведение МКС высокоанизотропных магнетиков, обеспечивая сильное закрепление доменных границ (ДГ).

Для анализа МКС предлагается модель, в которой локальный участок сплава представлен двумя плоскопараллельными бесконечными гранями одинаковых кристаллитов (магнитные параметры A_2 , K_2 , M_2); обменносвязанных через МП (A_1 , $K_1 = 0, M_1$) толщиной d . ОЛН кристаллитов разориентированы на угол Ω и вместе с внешним полем лежат в плоскости МП (рис. 1), что существенно облегчает анализ. Считалось, что при $H = 0$ на МП закреплена ДГ, смешивающаяся с полем в правый кристаллит, причем в исходном состоянии и при перемагничивании ее намагниченность не выходит из плоскости МП. Поле закрепления (H_3) определялось как максимальное значение модуля внешнего поля, при котором ДГ еще остается в МП. Методика строгого численного решения соответствующей краевой задачи теории микромагнетизма и методика получения приближенных аналитических выражений для H_3 аналогичны использованным нами ранее для других микромагнитных задач [1].

Специфической чертой участка с дисперсией ОЛН является закрепление на нем низкоградусных ($180^\circ - \Omega$) и высокоградусных ($180^\circ + \Omega$) ДГ. В отсутствие поля первые закрепляются при любом d , включая $d = 0$ (МП отсутствует, но кристаллиты обменносвязаны), вторые, если толщина МП превышает критическую, которая растет с увеличением Ω и A_1 или уменьшением энергии ДГ в кристаллической фазе (КФ) и поля анизотропии КФ (H_A). С ростом Ω закрепление низкоградусных ДГ увеличивает, высокоградусных, как правило, уменьшает (рис. 1), что отражает увеличение энергии ДГ с градусностью. Рис. 1 отвечает ориентации поля по

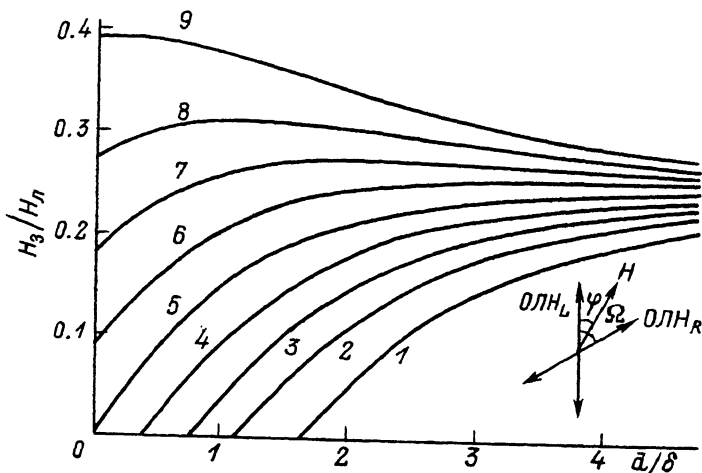


Рис. 1. Зависимость приведенного поля закрепления ДГ от приведенной толщины МП ($\delta = \sqrt{A_2/K_2}$, $H_A = 2K_2/M_2$, $K_1 = 0$). Кривые справедливы для любых локальных участков с $A_1 = A_2$ и $M_1 = M_2$. Магнитное поле направлено по ОЛН правого кристаллита: $\varphi = \Omega$. Высокоградусные ДГ: $\Omega = 90^\circ$ (1), 60° (2), 40° (3), 20° (4); 180° ДГ: $\Omega = 0^\circ$ (5); низкоградусные ДГ: $\Omega = 20^\circ$ (6), 40° (7), 60° (8), 85° (9). Справа показана конфигурация локального участка в плоскости МП. ОЛН_L, ОЛН_R — легкие оси левого и правого кристаллитов соответственно.

ОЛН неперемагниченного кристаллита ($\varphi = \Omega$). При таком выборе изменение Ω слабо сказывается на продвигающей силе внешнего поля и можно выделить в чистом виде влияние дисперсии ОЛН на H_3 . При $d = 0$ справедливо приближенное выражение:

$$H_3 = 0.5 H_A \sin(\Omega/2) \sec(\Omega/2 - \varphi) \times \left\{ 1 - 0.5 \left[1 - (1 + \operatorname{ctg}^2 \Omega/2) \operatorname{ctg}(\Omega/2 - \varphi) \right]^{-1} \right\}.$$

С ростом d влияние дисперсии ОЛН падает, но H_3 может продолжать расти за счет стабилизирующего действия МП, приближаясь к асимптотическому значению, для которого справедливы приближенные выражения:

при любых Ω и φ , но $A_1 M_1 = A_2 M_2$:

$$H_3 = 0.5 H_A \left[1 + \operatorname{ctg}^2 \left(\frac{\Omega - \varphi}{2} \right) \right] \left\{ 1 - \sqrt{1 - \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\Omega - \varphi}{2} \right)} \right\},$$

для поля по ОЛН неперемагниченного кристаллита:

$$H_3 = H_A \left(1 + \sqrt{A_1 M_1 / A_2 M_2} \right)^{-2}.$$

В целом разориентация ОЛН „сглаживает“ зависимость $H_3(d)$ наиболее вероятных низкоградусных ДГ, увеличивая закрепление на

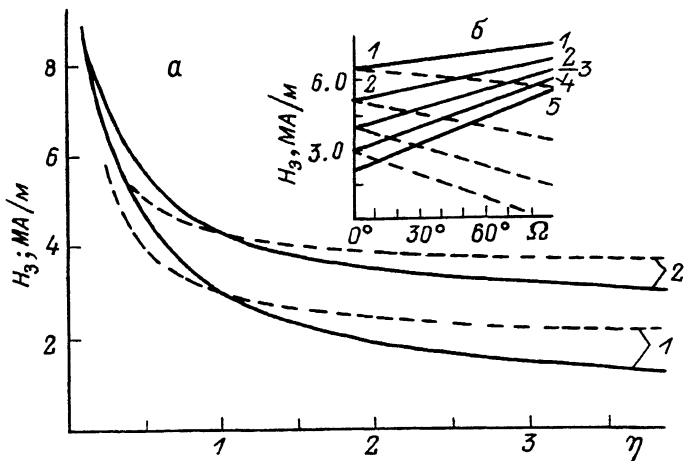


Рис. 2. Зависимость поля закрепления ДГ от константы обменного взаимодействия в МП (а), константы обменного взаимодействия между кристаллитом и МП (а) и дисперсии ОЛН (б). Во всех случаях: $A_2 = 10$ пДж/м, $M_1 = M_2 = 1$ МА/м, $K_1 = 0$, $K_2 = 10$ мДж/м³, $d = 1.5$ нм, магнитное поле направлено по ОЛН правого кристаллита ($\varphi = \Omega$).

а) Низкоградусные ДГ. $\Omega = 0^\circ$ (1), 40° (2).

Непрерывные кривые: $\eta = A_1/A_2$, обменное взаимодействие между кристаллитом и МП такое же как внутри кристаллитов.

Штриховые кривые: $\eta = J/J_0$, где J константа обменного взаимодействия между кристаллитом и МП, $J_0 = 31.46$ мДж/м², $A_1 = 10$ пДж/м. При $\eta = 1$ обменное взаимодействие между кристаллитом и МП такое же как в кристаллитах и МП.

б). $J/J_0 = 0.2$ (1), 0.3 (2), 0.5 (3), 1.0 (4), 5.0 (5). $J_0 = 31.46$ мДж/м², $A_1 = 10$ пДж/м. Для кривой 4 обменное взаимодействие между кристаллитом и МП такое же как в кристаллитах и МП. Непрерывные кривые – низкоградусные ДГ, штриховые – высокоградусные ДГ.

тонких МП. Для последних учет дисперсии принципиален, поскольку их гистерезисные свойства полностью определяются ею. При этом уже на экстремально тонких МП закрепление может превысить предельно возможное для локального участка с соосными ОЛН, хотя последнее реализуется только в пределе $d \rightarrow \infty$. Поскольку с увеличением d коэрцитивная сила падает из-за роста вклада легко перемагничивающейся МП, то можно утверждать, что оптимальной для реализации высококоэрцитивного состояния является микроструктура с дисперсией ОЛН кристаллитов, разделенных достаточно тонкой МП.

Формированию высококоэрцитивного состояния благоприятствует снижение намагниченности и (или) обменного взаимодействия в МП; аналогично действует уменьшение обменного взаимодействия между МП и КФ (рис. 2). Когда обмен сильно подавлен, кристаллиты слабо связаны и дисперсия ОЛН не играет заметной роли (рис. 2, б). Однако при относительно слабом его снижении (именно это характерно для МКС), ослабление обмена и дисперсия ОЛН, действуя совместно, увеличивают H_3 значительно сильнее, чем каждый из них по отдельности.

Существенное различие H_3 высокоградусных и низкоградусных ДГ в широком диапазоне толщин МП приводит к ряду интересных особенностей. Так, присутствие в исходном состоянии обоих типов ДГ должно приводить к ступенчатому виду кривых намагничивания и перемагничивания. Другим важным следствием является возможная зависимость кривых намагничивания и гистерезисных свойств от предыстории образца, поскольку соотношение между количеством разноградусных ДГ зависит от способа получения исходного состояния. Эти особенности действительно характерны для МКС [2, 3].

В заключение сформулируем основные выводы работы.

1. Дисперсия ОЛН соседствующих кристаллов играет важную роль в формировании гистерезисных свойств, причем для тонких МП последние полностью определяются ею.

2. Ослабление обменного взаимодействия в МП или между ней и кристаллической фазой существенно облегчает закрепление ДГ. Поэтому оптимальной для формирования высококоэрцитивного состояния является микроструктура с дисперсией ОЛН кристаллитов, разделенных сравнительно тонкой МП, обменное взаимодействие в которой и (или) с КФ подавлено. Именно такое состояние реализуется у некоторых высококоэрцитивных быстрозакаленных сплавов [3].

3. Дисперсия ОЛН позволяет объяснить ступенчатый вид кривых намагничивания и перемагничивания, а также зависимость гистерезисных свойств от амплитуды намагничивающего поля и предыстории образца.

4. При дисперсии ОЛН чрезвычайно трудно устранить все ДГ, особенно те, которые неблагоприятно ориентированы относительно поля (поле лежит вне сектора, в котором ориентированы вектора намагниченности ДГ). Поэтому практически всегда останутся центры облегченного зародышеобразования. Возможно, именно это препятствует достижению на практике теоретического предела коэрцитивной силы – парадокс Брауна.

Авторы выражают благодарность М.А. Почернину за интерес к работе и полезные критические замечания.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Крюков И.И., Манакон Н.А., Сахаев К.С. // ФММ. 1989. Т. 68. № 4. С. 648–655.

- [2] М а н а к о в Н.А., Т о л м а ч е в В.В., С а х а -
е в К.С. // Изв. вузов. Черная металлургия. 1988. № 6.
С. 85-87.
- [3] И в а н о в а Е.В., Л ю б у ш к и н а Л.М., М а н а -
к о в Н.А. // Металлофизика. 1989. Т. 11. № 1. С. 8-12.

Поступило в Редакцию
20 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

11

© 1990

О ТЕНЗОЭМИССИОННОМ ЭФФЕКТЕ В МЕТАЛЛАХ

В.В. П о г о с о в, В.В. Л е в и т и н,
С.В. Л о с к у т о в

Работа выхода электрона сильно зависит от состояния поверх-
ности, а точнее от электронного строения приповерхностных слоев
атомов, фактически осуществляющих эмиссию электронов. Это под-
тверждают многочисленные эмпирические и полуэмпирические за-
висимости между работой выхода φ и физико-химическими свойст-
вами твердого тела [1]. Многочисленные исследования тем не ме-
нее не позволяют ответить на вопрос о характере влияния механи-
ческих напряжений на локальную работу выхода [1, 2]. Ответу на
этот вопрос и посвящено настоящее сообщение.

1. Создана экспериментальная установка, позволяющая прово-
дить методом КРП измерения φ непосредственно в процессе де-
формации \mathcal{E} металлических образцов. Нагружение образцов про-
водилось с постоянной скоростью в интервале 0.02-22.0 мкм/с.
Максимальная нагрузка составляла 3 кН. Значения φ в каждой
точке определялось десятикратно. Относительная погрешность из-
мерения φ составляла 0.03% при доверительной вероятности
0.95. В ходе экспериментов измерение деформации \mathcal{E} и φ осу-
ществлялось одновременно. Исследовались листовой алюминий и
никель.

2. На рис. 1 представлены данные, иллюстрирующие влияние
активного растяжения образцов на работу выхода электронов. За-
висимость напряжения от деформации при этом носит обычный ха-
рактер. Для упруго деформированных образцов характерны немону-
тонные зависимости $\varphi(\mathcal{E})$ с тенденцией к росту работы выхода.
Эти осцилляции, вероятно, связаны с неоднородностью деформирова-
ния в микрообъемах металла. После перехода в область неупругих