

Е. КОНДОРСКИЙ

К ТЕОРИИ КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛЫ МЯГКИХ СТАЛЕЙ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 9 VII 1949)

В предыдущей нашей статье ⁽¹⁾ кратко рассматривалась роль размагничивающих полей от немагнитных или слабо магнитных включений при перемагничивании*. Как будет видно из дальнейшего, результаты, полученные в указанной статье, применимы в случае, когда вещество ферромагнетиков имеет одну ось легкого намагничивания. У ферромагнетиков с кристаллами, обладающими тремя и более осями, процесс перемагничивания может происходить иначе.

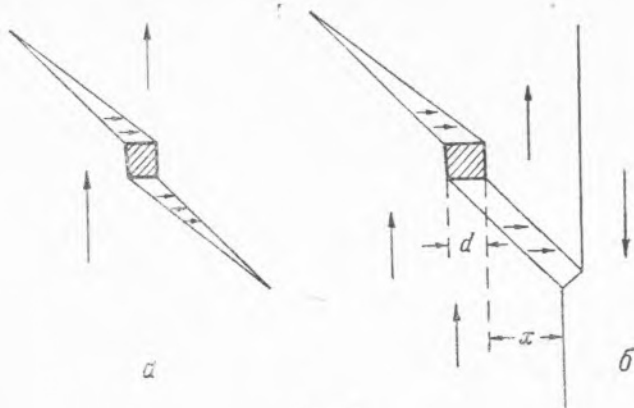


Рис. 1

Недавно было экспериментально показано ^(4,5), что в кристаллах кубической системы в три оси легкого намагничивания вокруг включений получаются структуры, схематически изображенные на рис. 1. Наблюдая фигуры, получаемые при осаждении порошка, Вильямс и Шокли показали далее, что границы между доменами, перемещаясь, могут переходить через включения, вызывая за собой структуры типа "шлейфа" (рис. 1, б). Авторы подсчитали, наконец, численную величину поля, необходимого для преодоления натяжения от "шлейфа".

В связи с указанными опытами и расчетами возникают вопросы: 1) При каких условиях граница не может переходить через включения и коэрцитивная сила определяется в основном полем старта, как было показано в цитированных статьях ⁽¹⁻³⁾? 2) При каких условиях граница в состоянии преодолеть задерживающее действие включений

* Аналогичным образом действия включений ранее рассматривал Неель ⁽²⁾. В его статье, опубликованной в мало известном пока журнале *Cahiers de Physique*, содержится подробный расчет части коэрцитивной силы, зависящей от тормозящего действия включений. В той же статье Неель отмечает также их роль в образовании зародышей и влияние размеров включений на коэрцитивную силу, на что автор настоящей статьи указывал ранее ⁽³⁾.

и коэрцитивная сила в основном зависит от критического значения поля, при котором граница переходит через включение?

Для ответа на поставленные вопросы рассмотрим процесс перемагничивания в двух типичных случаях.

1. Одноосный ферромагнетик с относительно крупными немагнитными включениями. В этом случае вокруг включений могут возникнуть структуры, подобные представленным схематически на рис. 2. Несложный расчет показывает, что в случае

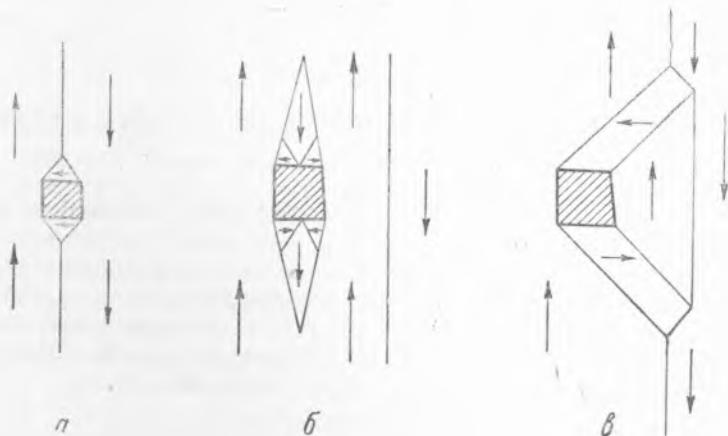


Рис. 2

образования при переходе границы через включения из структуры *a* структуры, подобной *b*, критическое поле

$$H_{kb} \approx \frac{\pi\gamma}{2I_s d} \frac{l}{d} v^{2/3}, \quad (1)$$

где γ — поверхностная энергия стенки, l и d — соответственно полу-длина и поперечник структуры типа *b*, v — объемная концентрация включений, I_s — намагниченность насыщения.

В случае перехода от структуры *a* к структуре *в* расчет дает

$$H_{kc} \approx \frac{k}{2I_s} v^{1/3}, \quad (2)$$

где k — константа магнитной анизотропии.

Значение поля старта

$$H_s \approx \frac{\gamma}{I_s d}. \quad (3)$$

Отношение l/d можно определить из условия минимума суммы энергии размагничивающего поля и поверхностной энергии (см., например, (4)). При $d \approx 10$ см, полагая для кобальта $I_s = 1,5 \cdot 10^3$ и $\gamma \approx 10$ эрг/см², получим $l/d \approx 10^3$.

У кобальта $k = 8 \cdot 10^6$; в случае анизотропии, вызванной напряжениями σ , величина $\frac{3}{2} \lambda \sigma$, играющая роль константы анизотропии, должна быть по порядку не меньше кристаллографической анизотропии, т. е. для никеля не менее $4 \cdot 10^4$, для железо-никелевых сплавов с небольшим содержанием никеля не менее $3 \cdot 10^5$.

Подставляя указанные значения в (2) и считая в двух последних случаях $\gamma \approx 1$, получим при $v > v_0 \approx 10^{-4}$:

$$H_{kc} > H_{kb} > H_s.$$

Таким образом, в рассматриваемом примере включения „замораживают“ движение границ, и величина коэрцитивной силы определяется величиной поля старта плюс критическое поле для преодоления задерживающего действия напряжений, как было указано в (1). Как показал Неель (2), в случае очень малых включений ($d < \delta$) переход границ через них возможен, и тогда критическое поле с уменьшением размеров включений уменьшается.

2. Ферромагнетик с тремя взаимно-перпендикулярными осями легкого намагничивания, содержащий относительно крупные немагнитные включения. В этом случае при переходе границы через включения образуется структура, схематически представленная на рис. 1.

При перемещении границы на длину x приращение магнитной энергии

$$\Delta W_m = -2I_s H s^2 x,$$

где s — среднее расстояние между центрами включения. Приращение поверхностной энергии

$$\Delta W_\sigma = \gamma_n dx.$$

Перемещение границы происходит спонтанно* при

$$H > H_k = \frac{\gamma_n}{2I_s d} v^{1/2}. \quad (4)$$

Полученная формула совпадает с формулой, выведенной ранее Керстеном (6) без учета доменной структуры, возникающей вокруг включения, и представляет обобщение численных расчетов, проведенных Вильямсом и Шокли. Поле старта для поперечного маленького домена, как легко видеть, приблизительно совпадает с соответствующим значением для домена продольного (приращением объемной упругой энергии, пропорциональной $\lambda^2 E$, в первом приближении можно пренебречь).

Сравнивая (3) и (4), находим, что при $v < v_0 \approx 0,5$ $H_k < H_s$. Для мягких сталей $v \ll 0,5$; поэтому коэрцитивная сила их определяется величиной критического поля, даваемого формулой (4). Можно сказать, что результаты, полученные Керстеном без учета магнитных полей включений, в этом случае, повидимому, сохраняют силу.

Следует отметить, что температурная зависимость H_k , определяемого по формуле (4), и H_s должна быть в первом приближении одинаковой (эти поля изменяются с температурой как \sqrt{k}).

Характерным отличием H_k от H_s является зависимость величины первого от объемной концентрации v включений. Следует далее напомнить, что все приведенные здесь рассуждения относятся лишь к слу-

* Из полученной формулы (4) следует, что спонтанное перемещение границы и, следовательно, скачок Баркгаузена начинается до, а не после отрыва границы от шлейфа.

чаю относительно крупных включений, вокруг которых может возникнуть доменная структура.

Научно-исследовательский институт физики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
2 VII 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Е. Кондорский, ДАН, 63, № 5 (1948). ² L. Néel, Cahiers de Physique, No. 25, 21 (1944). ³ Е. Кондорский, ЖЭТФ, 10, 420 (1940). ⁴ H. J. Williams, R. M. Bozorth and W. Shockley, Phys. Rev., 75, 155 (1949). ⁵ H. J. Williams and W. Shockley, Phys. Rev., 75, 178 (1949). ⁶ M. Kersten, Grundlagen einer Theorie der Koerzitivkraft, Leipzig, 1943.