

Е. КОНДОРСКИЙ

ОДНОДОМЕННАЯ СТРУКТУРА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ВЕЩЕСТВ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 10 VII 1959)

В нашем сообщении ⁽¹⁾ рассматривалось распределение намагниченности в изолированных частицах цилиндрической формы, были получены формулы для коэрцитивной силы ферромагнетиков, состоящих из подобных частиц, и определены размеры, при которых частицы оказываются абсолютно однодоменными, т. е. остаются однородно намагниченными в поле любой величины.

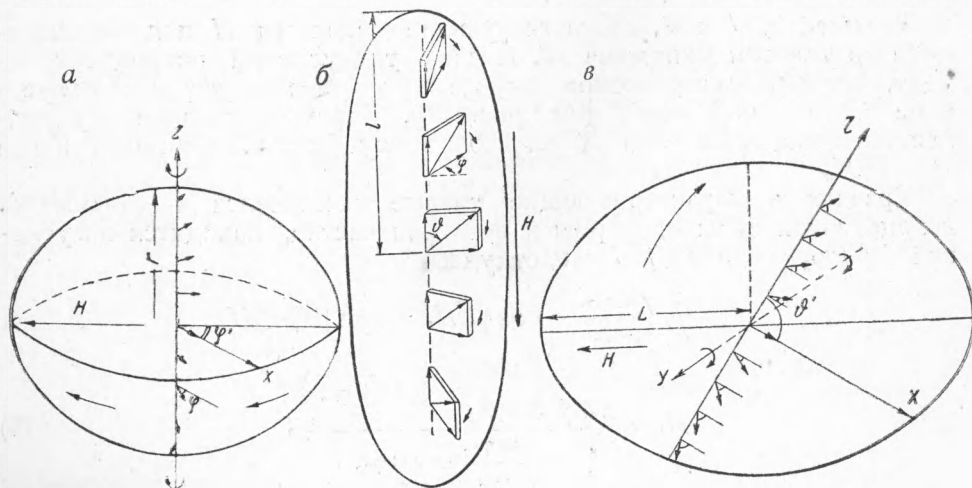


Рис. 1

В настоящей статье рассматриваются магнитные свойства ферромагнетиков, состоящих из сферических и эллипсоидальных частиц, и определяется зависимость коэрцитивной силы от их формы и размеров.

Распределение намагниченности и коэрцитивная сила в малых участках сферической формы. Как и в предыдущей статье, ограничимся приближенным решением задачи и будем считать плотность обменной энергии постоянной во всех точках рассматриваемого участка. Тогда распределение магнитных моментов характеризуется направлением оси, вокруг которой вращается вектор намагниченности или его поперечная к данной оси слагающая. Совместим ось Z системы координат с рассматриваемой осью, ось X с направлением поперечной слагающей намагниченности в центре сферы. Направление вектора намагниченности в этой системе характеризуется углом ϑ с осью Z и азимутом $\varphi = \frac{\varphi_0}{r} z$, где r — радиус сферического участка. Направление оси легкого намагничивания в общем случае определяется углом ϑ' с осью Z и азимутом φ' . Средняя плотность свободной энергии подобного участка в магнитном поле равна:

$$W = NI_s^2 \{ [f(\varphi_0)]^2 \sin^2 \vartheta + \cos^2 \vartheta \} + \frac{cA\varphi_0^2}{ar^2} \sin^2 \vartheta + K \sin^2 \varphi - HI_s \cos \varphi, \quad (1)$$

где N — размагничивающий фактор сферической частицы ферромагнетика, зависящий от концентрации частиц, $A = z_0^2 J$, J — обменный интеграл, z_0 — число валентных электронов, $c = 1, 2$ соответственно для пространственной и гранецентрированной кубической решетки, K — константа магнитной анизотропии (кристаллографической или упругой), ψ — угол между вектором \vec{l} в какой-нибудь точке и осью легкого намагничивания, вдоль которой направлено магнитное поле.

$$\overline{\sin^2 \psi} = 1 - \cos^2 \vartheta \cos^2 \vartheta' - \frac{\sin^2 \vartheta \sin^2 \vartheta'}{2} - \sin^2 \vartheta \sin^2 \vartheta' \cos 2\varphi' \frac{3}{8\varphi_0^2} \left(\frac{\sin 2\varphi_0}{2\varphi_0} - \cos 2\varphi_0 \right), \quad (2)$$

$$\overline{\cos \psi} = \cos \vartheta \cos \vartheta' + \sin \vartheta \sin \vartheta' \cos \varphi' \frac{3}{\varphi_0^2} \left(\frac{\sin \varphi_0}{\varphi_0} - \cos \varphi_0 \right) \quad (3)$$

и в первом приближении

$$f(\varphi_0) = \frac{3}{\varphi_0^2} \left(\frac{\sin \varphi_0}{\varphi_0} - \cos \varphi_0 \right). \quad (4)$$

Углы φ_0 , ϑ , φ' и ϑ' , соответствующие заданным H и r , определяются из условий минимума W . Анализ этих условий приводит к выводу, что в рассматриваемом случае при $\varphi_0 < \pi$ имеют место равенства: $\vartheta = \pi/2$ и $\vartheta' = \pi/2$ (см. рис. 1а). Перемагничивание осуществляется вращением оси X на 180° вокруг оси Z в момент, когда $H = -H_c$.

Уравнения, характеризующие кривые гистерезиса и зависимость коэрцитивной силы от формы и размеров частиц, находятся из условий $\partial W / \partial \varphi_0 = 0$ и $\partial W / \partial \varphi' = 0$, откуда:

$$I = \frac{3}{\varphi_0^2} \left(\frac{\sin \varphi_0}{\varphi_0} - \cos \varphi_0 \right) I_s \quad \text{при } |H| < H_c;$$

$$H_c = \frac{2K}{I_s} \frac{\frac{1}{4} \left(\frac{\sin 2\varphi_{0c}}{2\varphi_{0c}} - \cos 2\varphi_{0c} \right)}{\frac{\sin \varphi_{0c}}{\varphi_{0c}} - \cos \varphi_{0c}}; \quad (5)$$

φ_{0c} — значение φ_0 при $H = -H_c$. Угол φ_0 определяется из уравнения $\partial W / \partial \varphi_0 = 0$. При $\varphi_{0c} = 0$ имеет место максимум коэрцитивной силы $H_{c \max} = 2K/I_s$. Подставляя в уравнение $\partial W / \partial \varphi_0 = 0$ значение $\varphi_0 = 0$, найдем, что частица будет однодоменной, если

$$r \leq \frac{1}{I_s} \sqrt{\frac{10 c A}{a \left(N - \frac{2K}{I_s^2} - \frac{H}{I_s} \right)}}, \quad (6)$$

и останется однодоменной при $H = -H_{c \max}$, если

$$r \leq r_0 = \frac{1}{I_s} \sqrt{\frac{10 c A}{a N}}. \quad (7)$$

Выражение (7) можно назвать условием абсолютной однодоменности для сферических частиц. Оно является одновременно условием получения в ферромагнетиках со сферическими частицами максимальной коэрцитивной силы ($H_{c \max}$). Легко видеть, что (7) совпадает с полученным ранее (1)* аналогичным условием:

$$l \leq l_0 = \frac{1}{I_s} \sqrt{\frac{10 c A}{a N_d}}, \quad (8)$$

* В формуле (6) цитированной статьи (1) под радикалом ошибочно указан вместо 10 множитель 5.

где l — длина большой полуоси эллипсоидальной частицы, хотя последнее было найдено при рассмотрении другого распределения намагничивания.

Когда r приближается к r_0 и углы φ_0 малы, формулы (5) упрощаются. В этом случае

$$I = I_s \quad \text{при } 0 > H > H_1 = NI_s \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) - \frac{2K}{I_s},$$

$$I = I_s \left[1 - \frac{7}{12} \frac{NI_s \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) - \frac{2K}{I_s} - H}{NI_s - \frac{10}{3} \frac{K}{I_s} - \frac{5}{12} H} \right] \quad \text{при } H_1 > H > -H_c,$$

$$H_c = \frac{2K}{I_s} \left(1 - \frac{7}{4} \frac{1 - \frac{r_0^2}{r^2}}{1 + \frac{K}{NI_s^2}} \right). \quad (9)$$

Распределение намагничивания и коэрцитивная сила в малых участках, представляющих вытянутые в одном направлении эллипсоиды вращения. В этом случае анализ условий минимума соответствующего (1), более сложного, выражения приводит к следующим выводам:

а) При небольших значениях отношения l/r процесс перемагничивания происходит так же, как и в участках сферической формы. При этом получается: $H_{c \max} = 2K/I_s + I_s(N_d - N_l)$.

Вместо (6) получим неравенство

$$r \leq \frac{1}{I_s} \sqrt{\frac{10 cA}{a \left(NI_s - \frac{2K}{I_s^2} - \frac{H}{I_s} \right)}}, \quad (10)$$

из которого при $H = -H_{c \max}$ вытекает условие абсолютной однодоменности

$$r \leq r_0 = \frac{1}{I_s} \sqrt{\frac{10 cA}{aN_d}} = l_0, \quad (11)$$

частным случаем которого является (7).

Следует отметить, что Стонер и Вольфарт⁽³⁾ получили условие, с которым (10) совпадает с точностью до постоянного множителя, если положить $H = 0$ и $K = 0$. Из сказанного выше следует, что полученное Стонером и Вольфартом условие на самом деле не обеспечивает абсолютной однодоменности и поэтому не является условием максимума H_c . В действительности этим условием является впервые выведенная нами формула (11), которая дает совсем другую зависимость r_0 и l_0 от формы образца.

б) При больших значениях l/r , если $NI_s < \frac{2K}{I_s} - H_c$, процесс перемагничивания происходит по схеме, разобранный ранее⁽¹⁾ (см. рис. 1 б). В этом случае

$$I = I_s \quad \text{при } |H| < H_c, \quad H_c = \left[\frac{2K}{I_s} + (N_d - N_l) I_s \right] \left\{ 1 - \frac{N_d I_s [1 - B(\varphi_0)]}{\frac{2K}{I_s} + (N_d - N_l) I_s} \right\}, \quad (12)$$

$$B(\varphi_0) = \frac{9}{\varphi_0^4} \left(\varphi_0 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 - 1 + 5 \cos^2 \varphi_0 - 8 \frac{\sin \varphi_0 \cos \varphi_0}{\varphi_0} + 4 \frac{\sin^2 \varphi_0}{\varphi_0^2} \right). \quad (13)$$

При l , близкой к l_0 , из (14) в первом приближении следует

$$H_c = \left[\frac{2K}{I_s} + (N_d - N_l)I_s \right] \left\{ 1 - \frac{\frac{7}{12} \left(1 - \frac{l_0^2}{l^2} \right)^2}{1 + \frac{2K}{N_d I_s^2} - \frac{N_l}{N_d}} \right\}. \quad (14)$$

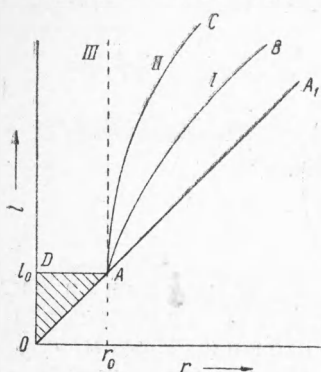


Рис. 2

в) При промежуточных значениях l/r перемагничивание может происходить по схеме, показанной на рис. 1в ($\vartheta = \pi/2$, $\varphi' = 0$, ось X вращается вокруг оси Y).

На рис. 2 представлена диаграмма, иллюстрирующая сказанное выше о характере перемагничивания в зависимости от формы и размеров малых частиц. По оси абсцисс отложен радиус, по оси ординат — длина частиц. Точки заштрихованной области соответствуют абсолютно однодоменным частицам с максимальной коэрцитивной силой. В области I, ограниченной схематически проведенной кривой AB и прямой AA' , перемагничивание происходит, как в сферических частицах. Область II, ограниченная кривыми AB и AC , является

промежуточной и соответствует схеме перемагничивания, показанной на рис. 1в. В области III перемагничивание происходит, как в длинных частицах.

В табл. 1 представлены значения r_0 и l_0 в ангстремах, вычисленные с помощью формулы (11) и формулы, полученной ранее (1). Значения A были определены, как и в (1), с помощью формулы Блоха—Мёллера (4) для температурной зависимости I_s . При этом $A = 0,328 \left(\frac{z}{b^2} \right)^{1/2} \theta$, где $b = 2, 4$ соответственно для пространственно центрированной и гранецентрированной решетки, и по данным Фалло (5) $\theta_{Fe} = 4360$, $\theta_{Ni} = 2380$. Из (11) следует, что r_0 и l_0 оказываются мало чувствительными к z , входящим в эту формулу после подстановки A в степени $1/6$. При вычислении мы принимали $z_{Fe} = 2$, $z_{Ni} = 1$.

Таблица 1

| | r_0 ($N = 4\pi/3$) | l_0 ($N_d = 2\pi$) | Цилиндры ($N_d = 2\pi$) |
|----------|---------------------------|---------------------------|------------------------------|
| Железо . | 180 | 146 | 114 |
| Никель . | 410 | 335 | 260 |

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

Поступило
1 VI 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Е. Кондорский, ДАН, 70, 215 (1950). ² Е. Кондорский, ЖЭТФ, 10, 420 (1940); Journ. Phys., 2, 161 (1940). ³ E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, Phil. Trans. Roy. Soc., London, 240, 599 (1948). ⁴ Chr. Möller, Zs. Phys., 82, 599 (1933). ⁵ M. Faillot, Ann. de Phys., 6, 305 (1936).