Доклады Академии Наук СССР
1951. Том LXXX, № 2

ФИЗИКА

Е. КОНДОРСКИЙ

К ТЕОРИИ КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛЫ И МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОРОШКОВ (ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ПЛОТНОСТИ УПАКОВКИ)

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 13 VII 1951)

Ранее ([1,2]) были вычислены критические размеры однодоменных частиц и определена зависимость коэрцитивной силы от диаметра частицы при размерах, незначительно превышающих критические. В полученные формулы входит эффективный размагничивающий фактор частиц N, который зависит не только от их формы, но и от плотности упаковки. При увеличении последней эффективный размагничивающий фактор уменьшается, что ведет к увеличению критических размеров однодоменных частиц. Нейль ([3]) при расчете коэрцитивной силы, вызванной анизотропией формы, считает эффективный размагничивающий фактор равным

$$N = N_0(1 - v), \tag{1}$$

где v — объемная концентрация ферромагнитных частиц, N_0 — размагничивающий фактор изолированной частицы. Однако экспериментальные данные ([4]) показывают, что формула (1) оказывается неверной уже при $v > 0{,}02$. Таким образом, в случае $v \leqslant 0{,}02$ $N \approx N_0$, а во всех остальных случаях формула (1) неприменима. Причина отмеченных расхождений с опытом, по нашему мнению, заключается в том, что при выводе (1) Нейль исходил из тех же предпосылок, что положены в основу вывода формулы для средней магнитной восприимчивости $\varkappa$ порошка, данной Оллендорфом и др. ([5]) и имеющей вид

$$\overline{\varkappa} = \frac{\varkappa v}{1 + \varkappa N_0 (1 - v)}. \tag{2}$$

Эта формула также верна лишь для малых значений v ([6]). При выводе (2), как и (1), не учитывается весьма существенное магнитное влияние частиц, находящихся в непосредственной близости от рассматриваемой.

Для выяснения зависимости эффективного размагничивающего фактора от плотности упаковки рассмотрим ферромагнитный порошок, состоящий из сферических частиц с константой магнитной анизотропии K, близкой к нулю. В этом случае начальная магнитная восприимчивость отдельных крупинок стремится к бесконечности при $K \to 0$. Плотность магнитной энергии

$$W = v\frac{NI^2}{2} = \frac{N_i I^2}{2}, \tag{3}$$

где I — намагниченность крупинки; $\bar{I} = vI$ — средняя намагниченность порошка; N_i — его внутренний размагничивающий фактор. Из (3) следует $N = vN_i$ и, принимая во внимание, что $N_i = 1/\varkappa_{id}$, где $\varkappa_{id}$ — идеальная восприимчивость, получим

$$N = v \lim_{\varkappa \to \infty} \frac{1}{\bar{\varkappa}}; \tag{4}$$

здесь $\bar{\varkappa}$, как и выше, средняя магнитная восприимчивость порошка*.

Для определения N необходимо вычислить $\bar{\varkappa}$. Автор настоящей статьи ранее получил для средней начальной магнитной восприимчивости порошка со сферическими зернами формулу [6]

$$\bar{\varkappa} = \frac{1}{A}\left[\sqrt{(1 - B\varkappa)^2 + 2Av\varkappa} - (1 - B\varkappa)\right], \tag{5}$$

где параметры A и B не зависят от $\varkappa$ и равны**

$$A = 2\,[4\pi - N_0], \quad B = 4\pi v - N_0, \tag{5'}$$

где $N_0 = 4\pi/3$ — размагничивающий фактор изолированной сферической частицы.

Формулы (5) выводятся из следующих соображений. Средняя намагниченность

$$\bar{I} = vI = \bar{\varkappa}H, \qquad I = \varkappa h, \tag{6}$$

где H — напряженность внешнего поля, h — напряженность поля, действующего внутри крупинки. Достаточно хорошее приближение при расчете h получается, если вместо действительных рассмотреть вспомогательные крупинки с магнитной восприимчивостью, равной $\varkappa - \bar{\varkappa}$, наложенные на однородную среду с магнитной восприимчивостью $\bar{\varkappa}$. Искомая напряженность поля h равна напряженности поля, действующего на вспомогательные крупинки, и, следовательно, равна

$$h = \frac{H}{1 + N(\varkappa - \bar{\varkappa})}, \tag{7}$$

где эффективный размагничивающий фактор

$$N = \frac{N_0}{1 + 4\pi\bar{\varkappa}}. \tag{8}$$

После исключения h, I и N из (6), (7) и (8) получим квадратное уравнение для $\bar{\varkappa}$, решением которого является (5). Как показывает сравнение с экспериментальными данными Г. Н. Петровой для магнетита и В. Н. Лазукина для никеля, формула (5) хорошо подтверждается опытом как при малых, так и при больших концентрациях ферромагнитной компоненты и дает более правильные значения $\bar{\varkappa}$, чем даже эмпирическая формула Лихтенекера.

С помощью (4) и (5) можно вычислить N. Переходя к пределу при $\varkappa \to \infty$, получим из этих формул

$$N = \begin{cases} \frac{4\pi}{3}(1 - 3v) & \text{при } v < 1/3, \\ 0 & \text{при } v \geqslant 1/3. \end{cases} \tag{9}$$

---

* Легко видеть, что из (4) и (2) непосредственно следует (1), что указывает на логическую связь между (1) и (2).

** В статье [6] для A и B были даны формулы, которые содержали еще несущественный дополнительный член; этот дополнительный член пропадает при более точном методе расчета.

Формулу (9) можно также получить, подставляя (5) в (8) и переходя к пределу при $\varkappa \to \infty$.

Для порошков с вытянутыми крупинками, как показывает расчет, получается аналогичная формула, именно

$$\begin{aligned} N &= N_0(1-kv) \quad \text{при } v < \frac{1}{k}, \\ N &= 0 \qquad\qquad\quad \text{при } v \geqslant \frac{1}{k}; \end{aligned} \tag{9'}$$

при этом $k > 3$. Для эллипсоидов вращения

$$K = \frac{4\pi}{3}\frac{2N_{01}+N_{02}}{N_{01}N_{02}}.$$

Для критического значения радиуса r_0, при котором сферическая частица становится однодоменной, ранее [2] было получено следующее выражение *

$$r_0 = \frac{1}{I_s}\sqrt{\frac{10\,cA_0}{aN}}, \tag{10}$$

где $c = 1, 2$ или 3 в зависимости от типа решетки с межатомным расстоянием a вдоль ребра куба, A_0 — параметр, характеризующий обменную энергию.

Из сопоставления (9) и (10) следует, что r_0 зависит от плотности упаковки лишь при сравнительно малых концентрациях (для сферических частиц при $v \leqslant 1/3$). При больших концентрациях энергия от размагничивающих полей становится малой по сравнению с обменной энергией. Это значит, что r_0 при больших концентрациях приближается к толщине δ стенки Блоха, вычисленной для крупных частиц.

Сопоставление (9) и (10) позволяет также сделать следующие выводы.

1. Если частицы являются однодоменными ($r < r_0$) при очень малых концентрациях, то при увеличении плотности упаковки они останутся однодоменными. При этом: а) коэрцитивная сила порошков со сферическими частицами не зависит от концентрации и б) коэрцитивная сила порошков с вытянутыми частицами при малых концентрациях v с ростом плотности упаковки может увеличиваться. В последнем случае коэрцитивная сила

$$H_c = \begin{cases} H_{c0}(1-kv) + \text{const} & \text{при } v < \dfrac{1}{k}, \\ \text{const} & \text{при } v \geqslant \dfrac{1}{k}. \end{cases} \tag{11}$$

2. Если при очень малых концентрациях частицы не являются однодоменными ($r > r_0$), то с увеличением плотности упаковки они могут стать однодоменными при некоторой концентрации v_0. В этом случае возможен некоторый рост коэрцитивной силы с увеличением v от 0 до v_0.

Следует отметить, что последние опытные данные для порошков с очень мелкими частицами подтверждают первый из указанных выводов.

Институт физики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
19 VI 1951

* Более точный расчет магнитной энергии приводит к $r_0 = \frac{5}{I_s}\sqrt{\frac{cA_0}{aN}}$.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Е. Кондорский, ДАН, **70**, 215 (1950). [2] Е. Кондорский, ДАН, **74**, 213 (1950). [3] L. Néel, C. R., **224**, 1550 (1947). [4] Г. Н. Петрова, Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., **12**, 549 (1948). [5] F. Ollendorff, Arch. f. Electrotechn., **25**, 436 (1931). [6] Е. Кондорский, Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз., **14**, 294 (1950).