

Магнитостатическое взаимодействие суперпарамагнитных частиц, рассеянных в тонком слое

© П.В. Харитонский

Дальневосточный государственный университет,
690600 Владивосток, Россия

(Поступила в Редакцию 21 февраля 1996 г.
В окончательной редакции 4 июля 1996 г.)

Рассчитаны кривые намагничивания ансамбля суперпарамагнитных взаимодействующих частиц, рассеянных в тонком слое конечного размера. Проанализировано влияние взаимной ориентации поля и слоя. Получено хорошее согласие с экспериментальными данными.

Одной из важных задач в теории магнетизма является изучение ансамблей ультрадисперсных магнитных частиц, рассеянных в тонком слое (см., например, [1,2]). Это связано с интенсивным развитием теории носителей магнитной записи, а также таких отраслей физики, как теория макроспиновых стекол и тонких пленок.

Рассмотрим кривые намагничивания ансамбля суперпарамагнитных взаимодействующих частиц, рассеянных в тонком слое толщиной D и радиусом R . Будем считать, что внешнее поле H_e и "легкие" оси частиц параллельны друг другу и направлены либо перпендикулярно, либо параллельно слою. Для корректного расчета намагниченности следует учесть влияние магнитостатического взаимодействия частиц ансамбля. Это достигается осреднением модуля магнитного момента частицы m и намагниченности системы I по случайным полям взаимодействия H_i . Функция плотности распределения случайных полей взаимодействия $W(H_i)$ может быть получена модифицированным методом моментов в виде разложения по ее моментам в асимптотический ряд Эджворта или Грама-Шарлье [3].

Магнитные моменты частиц, на которых $H_i \geq H_0 - H_e$, ориентируются по внешнему полю, а частицы, находящиеся в полях $H_i \leq -(H_0 + H_e)$, намагничиваются против поля H_e . Здесь H_0 — критическое поле частицы. Число частиц, магнитный момент которых параллелен N_+ или антипараллелен N_- внешнему полю, легко подсчитать

$$N_+ = N \int_{H_0 - H_e}^{\infty} W(H_i) dH_i, \quad N_- = N \int_{-\infty}^{-(H_0 + H_e)} W(H_i) dH_i, \quad (1)$$

где N — количество частиц в ансамбле. Разность $N_+ - N_-$ определяет намагниченность данного слоя [4]

$$I = \frac{\langle \bar{m} \rangle N}{V} \int_{H_0 - H_e}^{H_0 + H_e} W(H_i) dH_i, \quad (2)$$

где V — объем ансамбля. Для частиц с одинаковым объемом усредненный по времени и полям H_i модуль

магнитного момента $\langle \bar{m} \rangle$ во внешнем поле H_e равен [5]

$$\langle \bar{m} \rangle = m \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \text{th} \left(m (H_i + H_e) / (kT) \right) \right| W(H_i) dH_i. \quad (3)$$

Поскольку нечетные моменты функции распределения $W(H_i)$ зависят от намагниченности [3], для построения кривых намагничивания ансамбля необходимо найти решения системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \lambda \int_{H_0 - H_e}^{H_0 + H_e} W(H_i) dH_i, \\ \lambda &= \langle \bar{m} \rangle / m. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь $\xi = I / (I_s \eta)$, η — объемная концентрация частиц, I_s — намагниченность насыщения. В результате решения системы интегральных уравнений (4) получены зависимости $\xi(h_e)$, где $h_e = H_e / I_s$, представленные на рис. 1–3 (всюду взяты $D = 10^{-4}$ см, $R = 10^{-1}$ см; для примера рассматривались магнитовые частицы).

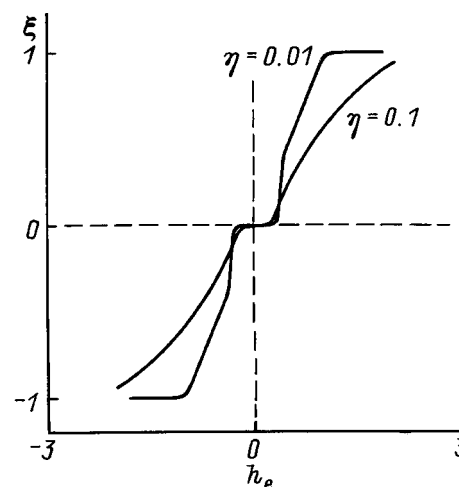


Рис. 1. Кривые намагничивания для частиц с размером $d > d_c$. Внешнее поле перпендикулярно слою.

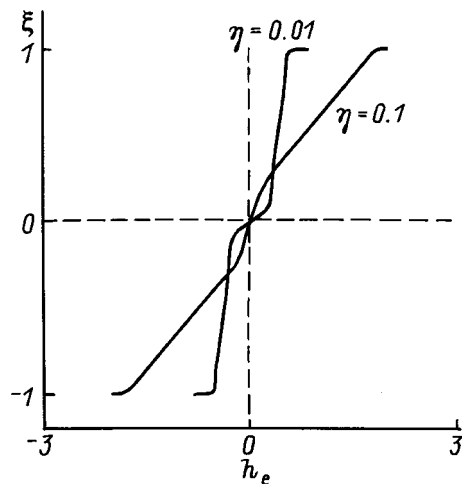


Рис. 2. Кривые намагничивания для частиц с размером $d > d_c$. Внешнее поле перпендикулярно слою.

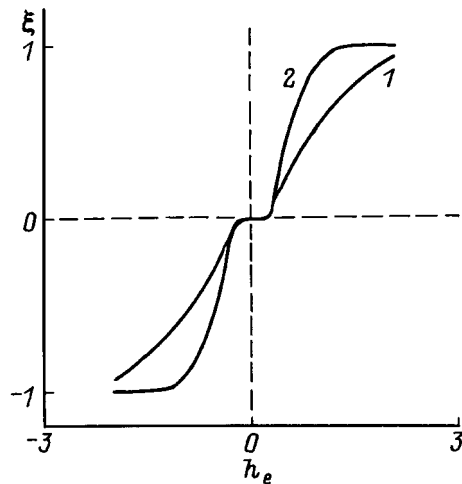


Рис. 3. Кривые намагничивания перпендикулярно (1) и параллельно (2) слою для частиц с размером $d < d_c$. Концентрация $\eta = 0.01$.

Любопытно отметить, что рост намагниченности ξ происходит в результате двух причин. Во-первых, при увеличении внешнего поля все большее число частиц переориентируется по полю; во-вторых, при увеличении H_e происходит рост среднего момента $\langle \vec{m} \rangle$ и достижение им при некотором поле насыщения $\langle \vec{m} \rangle = m$.

Рассмотрим кривые $\xi(h_e)$ на рис. 1, 2, рассчитанные для "перпендикулярного" намагничивания при концентрациях 1% и 10% и при размерах частиц меньших (рис. 1) и больших (рис. 2) критического размера суперпарамагнетизма d_c . Видно, что размер частиц существенно влияет на начальные участки кривых намагничивания. На рис. 1 изображены кривые для частиц размером $d = 3 \cdot 10^{-7} \text{ см} < d_c$. При малых полях проекция магнитных моментов на направление внешнего поля не имеет стабильной ориентации и,

следовательно, $\xi \approx 0$. Однако при дальнейшем увеличении H_e энергия магнитного момента в суммарном поле превысит энергию тепловых флуктуаций kT и произойдет переход в суперпарамагнитное состояние. Начнется рост намагниченности ξ . Изображенные на рис. 2 кривые намагничивания соответствуют частицам при $d = 10^{-6} \text{ см} > d_c$. Видно, что в этом случае для любых концентраций рост намагниченности начинается уже при малых внешних полях.

Взаимная ориентация поля и слоя существенно влияет на вид кривых намагничивания — при их перпендикулярной ориентации кривые получаются более пологими (рис. 3).

Сравнение кривых намагничивания для ансамблей суперпарамагнитных частиц, полученных при использовании модифицированного метода моментов, с экспериментальными [1,2] показывает хорошее согласие.

Список литературы

- [1] J.Z. Dormann. Rev. Phys. Appl. **16**, 6, 275 (1981).
- [2] Б.П. Хрусталева, А.Д. Балаев, В.М. Соснин. ФТТ **37**, 6, 1676 (1995).
- [3] А.С. Альмиев, А.Ю. Ралин, П.В. Харитонский. ФММ **78**, 1, 28 (1994).
- [4] Л.Л. Афремов, П.В. Харитонский, А.Ю. Ралин. В кн.: Магнетизм горных пород. М. (1989). С. 29.
- [5] Л.Л. Афремов, П.В. Харитонский. Изв. АН СССР. Физика Земли **2**, 101 (1988).