

УДК 537.611, 537.621, 538.955

О КРИТИЧЕСКОМ ПОВЕДЕНИИ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

В. И. Николаев, И. А. Род

(кафедра общей физики)

E-mail: rod@phys.msu.ru

Проведено рассмотрение критических свойств суперпарамагнетика в области фазовых переходов «суперпарамагнетизм–парамагнетизм» и «парамагнетизм–индуцированный суперпарамагнетизм».

Несмотря на большое количество работ, посвященных свойствам суперпарамагнетиков, вопрос о закономерностях, которыми описываются свойства этих веществ в области их точки Кюри, остается до сих пор неясным. Между тем имеются веские основания считать, что в системах суперпарамагнитных наночастиц наряду с фазовым переходом «суперпарамагнетизм–парамагнетизм» может существовать также переход «парамагнетизм–индуцированный суперпарамагнетизм» [1, 2]. К такому выводу приводит рассмотрение особенностей температурно-полевых зависимостей намагниченности ансамбля суперпарамагнитных частиц в рамках теории молекулярного поля, дополненной моделью Ланжевена. Согласно [1, 2], если принять, что все частицы ансамбля одинаковы и не взаимодействуют между собой, то критическое поле для второго из названных переходов можно описать уравнением

$$H_{\text{crit}} = \frac{kT_C}{\mu_B} \sqrt{\frac{3\tau(\tau - 1)}{N}}, \quad (1)$$

где $\tau \equiv T/T_C$ — приведенная температура (T_C — температура Кюри), $N \equiv \mu_0/\mu_B$ — «номинальный» магнитный момент частицы, выраженный в магнетонах Бора μ_B , k — константа Больцмана. На рис. 1 показана магнитная фазовая диаграмма, соответствующая уравнению (1). Штриховкой выделена область индуцированного суперпарамагнетизма (ИСПМ), разделяющая области обычного суперпарамагнетизма (СПМ) и парамагнетизма (ПМ).

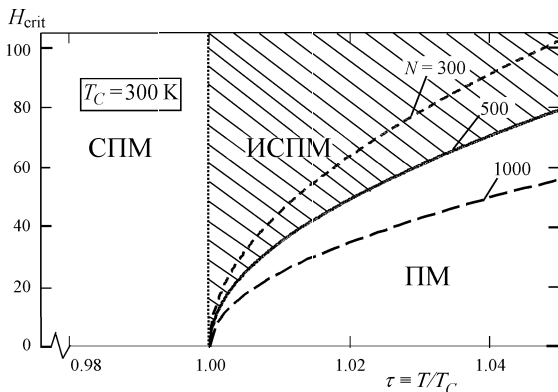


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма суперпарамагнетика

Настоящая статья посвящена изучению фазовых переходов «суперпарамагнетизм–парамагнетизм» и «парамагнетизм–индуцированный суперпарамагнетизм» на основе формализма критических индексов [3]. Как и в [1, 2], для описания температурно-полевых зависимостей намагниченности ансамбля суперпарамагнитных частиц мы воспользовались модифицированной теорией молекулярного поля, которая приводит к следующей системе уравнений:

$$\frac{\sigma}{M_0} = \frac{M}{M_0} L \left(\frac{T_C}{T} \frac{H}{H'} \frac{M}{M_0} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\sigma}{M_0} = \frac{M}{M_0} \frac{kT_C}{\mu_B H} \left[\frac{1}{2} \frac{T}{T_C} \ln \frac{1 + M/M_0}{1 - M/M_0} - \frac{M}{M_0} \right]. \quad (3)$$

Здесь L — функция Ланжевена, M и M_0 — удельная намагниченность частицы, соответствующая ее «релаксирующему» магнитному моменту при температуре T и при абсолютном насыщении; σ — средняя проекция удельной намагниченности на направление магнитного поля \mathbf{H} , $H' \equiv kT_C/\mu_0$ — характеристическое поле.

Для дальнейшего важно заметить, что в рамках выбранной модели фазовый переход «парамагнетизм–индуцированный суперпарамагнетизм» происходит как фазовый переход второго рода: первые производные потенциала Гиббса по его естественным переменным непрерывны при фазовом переходе (как и сам потенциал), тогда как его вторые производные терпят разрыв [4]. Что же касается перехода «парамагнетизм–индуцированный суперпарамагнетизм» при температуре $T = T_C$, то он происходит как фазовый переход более «мягкий», чем переход второго рода: скачки вторых производных оказываются равными нулю [4]. «Мягкость» этого перехода заслуживает поэтому особого внимания также и при изучении критического поведения суперпарамагнетика при фазовых переходах. Представляет интерес, в частности, выяснение двух вопросов:

1) происходит ли трансформация критических индексов для суперпарамагнетика по мере «продвижения» вдоль границы раздела фаз ПМ и ИСПМ (см. рис. 1) при понижении температуры до температуры Кюри;

2) выполняются ли известные неравенства (или равенства) — Рашбрука, Гриффитса и Куперсмита.

Критические индексы для суперпарамагнетика

Переход СПМ-ПМ			Переход ПМ-ИСПМ		
Величина	Индекс	Значение	Величина	Индекс	Значение
$c_H \sim (-\varepsilon)^{-\alpha'}$	α'	1	$c_H \sim (-\tilde{\varepsilon})^{-\alpha'}$	α'	0
$\sigma \sim (-\varepsilon)^\beta$	β	1	$\sigma \sim (-\tilde{\varepsilon})^\beta$	β	1
$\chi \sim (-\varepsilon)^{-\gamma'}$	γ'	-1	$\chi \sim (-\tilde{\varepsilon})^{-\gamma'}$	γ'	0
$\sigma \sim H^{1/\delta}$	δ	1	$\sigma \sim \pi^{1/\delta}$	δ	1
$c_H \sim H^{-\varphi}$	φ	-2	$c_H \sim \pi^{-\varphi}$	φ	0
$\Delta s \sim -H^\psi$	ψ	2	$\Delta s \sim -\pi^\psi$	ψ	1
$\Delta s \sim -\sigma^{\zeta+1}$	ζ	1	$\Delta s \sim -\sigma^{\zeta+1}$	ζ	0

В таблице представлены определения критических индексов и их найденные значения. Используются следующие обозначения: $\varepsilon \equiv T/T_C - 1$, $\tilde{\varepsilon} \equiv T/T_{\text{crit}} - 1$, $\pi \equiv H/H_{\text{crit}} - 1$. Как обычно, индексы α' , β и γ' соответствуют температурным зависимостям теплоемкости c_H , намагниченности σ и восприимчивости χ , индексы δ и φ — полевым зависимостям намагниченности σ и теплоемкости c_H , индексы ψ и ζ — зависимостям магнитной энтропии системы от поля H и намагниченности σ . В расчетах этих величин были использованы известные термодинамические соотношения:

$$\chi = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial H} \right)_T, \quad c_H = T \frac{[(\partial \sigma / \partial T)_H]^2}{[(\partial \sigma / \partial H)_T]^2}, \quad (4)$$

$$\Delta s = \int_0^H \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right)_H dH.$$

Согласно (4), для нахождения температурно-полевых зависимостей χ , c_H и Δs достаточно знать зависимости $\sigma(T, H)$, которые были рассчитаны на основе системы уравнений (2)–(3). Как обычно, при помощи интерполяции полученных зависимостей степенными функциями были найдены соответствующие показатели степеней (см. таблицу). На рис. 2 и 3 показаны зависимости степенных показателей от переменных $\tilde{\varepsilon}$ (для $H = 20, 40, 60$ кэ) и π (для $\tau = 1.02, 1.04, 1.06$). В пределе, при $\tilde{\varepsilon} \rightarrow 0$ или при $\pi \rightarrow 0$, степенные показатели становятся критическими индексами для фазового перехода «парамагнетизм–индуцированный суперпарамагнетизм» (именно они и занесены в таблицу). Было проверено, что в области этого фазового перехода критические индексы остаются постоянными по мере «продвижения» вдоль границы раздела фаз ПМ и ИСПМ (см. рис. 1) при понижении температуры до температуры Кюри.

Для полученных значений индексов выполняются известные неравенства (равенства) Рашбрука, Гриффитса, Куперсмита [3], причем для фазового перехода «парамагнетизм–индуцированный суперпарамагнетизм» они выполняются в виде равенств.

Изложенные выше результаты исследования критических свойств суперпарамагнетика показывают, таким образом, что выбранная нами модель описания

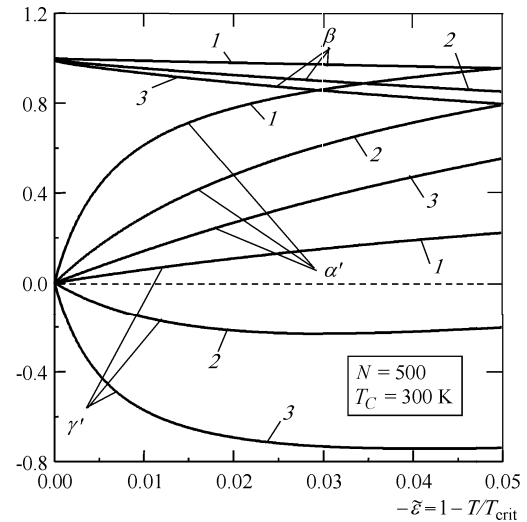


Рис. 2. Зависимости показателей степени α' , β , γ' от $(-\tilde{\varepsilon})$: (1) $H = 20$ кэ, (2) 40 кэ, (3) 60 кэ

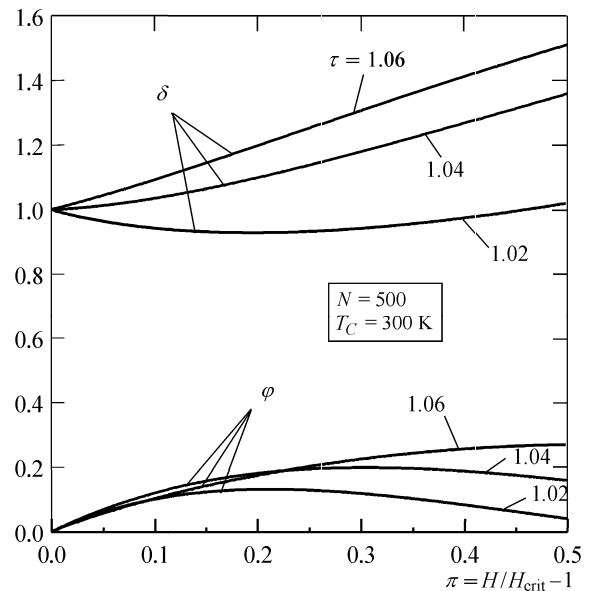


Рис. 3. Зависимости показателей степени δ и φ от π

магнитных свойств наночастиц вблизи их точки Кюри достаточно реалистична. Это, в свою очередь, дает основание надеяться на то, что сделанный ранее на основе этой модели вывод о возможности существования магнитного фазового перехода «парамагне-

тизм–индуцированный суперпарамагнетизм» может быть подтвержден на опыте.

Литература

1. Николаев В.И., Бушина Т.А., Ким Енг Чан // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 4. С. 107 (Moscow University Phys. Bull. 1996. N 4. P. 93).
2. Nikolaev V.I., Bushina T.A., Kim Eng Chan // J. Magn. Magn. Mater. 2000. **213**, N 1–2. P. 213.
3. Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления. М., 1980.
4. Nikolaev V.I., Bushina T.A., Bykov A.V. // Book of Abstr. The Moscow International Symposium on Magnetism. Moscow, June 20–24, 2002. P. 221.

Поступила в редакцию
02.03.05