

Спиновое стекло с конечным радиусом взаимодействия в модели Изинга

© В.И. Белокоп, К.В. Нефедов, М.А. Савунов

Дальневосточный государственный университет,
690950 Владивосток, Россия

E-mail: Belokon@ifit.phys.dvgu.ru

(Поступила в Редакцию 8 июня 2005 г.

В окончательной редакции 29 ноября 2005 г.)

В модели Изинга в рамках метода случайного поля показано, что в аморфных разбавленных магнетиках и в металлических сплавах с кристаллической структурой при понижении температуры взаимодействия между ближайшими соседями способствует возникновению суперпарамагнитного состояния с последующим „замораживанием“ магнитных моментов кластеров и переходом в состояние макроспинового стекла (кластерного спинового стекла). Построена теоретическая магнитная фазовая диаграмма.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (задание Федерального агентства по образованию на проведение НИР) и службы DAAD по программе „Михаил Ломоносов“ (ref: 325-A/05/05416).

PACS: 75.50.Lk, 75.10.Nr, 75.30.Cr

1. Введение

Активные исследования в области физики магнетизма неупорядоченных сред, продолжающиеся в течение нескольких десятилетий, позволили существенно продвинуться вперед в представлениях о свойствах спиновых стекол. Этой теме посвящено большое число монографий (например, [1–9]), огромное число публикаций, в том числе и обзорных [10–14]. Тем не менее теория спин-стекольного (СС) состояния, в которое переходят некоторые материалы, содержащие малую концентрацию магнитного вещества, до сих пор находится на стадии разработки, и исследования в этой области являются весьма актуальными. Свидетельством этого могут служить современные экспериментальные и теоретические работы [15–20], а также весьма оживленная дискуссия в Интернет-изданиях, таких, например, как <http://ru.arxiv.org/>, где за последние десять лет накопилось более тысячи сообщений о результатах исследования фазы спинового стекла. Этим исследованиям уделяется большое внимание на международных конференциях по магнетизму неупорядоченных сред. Кроме того, существуют конференции, посвященные только одной проблеме — проблеме теоретического описания СС-фазы (см., в частности, [21]). Спиновые стекла являются предметом обсуждения и на научных семинарах. Таким образом, природа СС-состояния продолжает интенсивно изучаться, до сих пор некоторые теоретические вопросы остаются открытыми.

Основные широко известные в настоящее время концепции упорядочения типа спинового стекла базируются на абстрактном предположении о бесконечном радиусе взаимодействия (все атомы взаимодействуют со всеми); следовательно, предполагается возможность существования плотной упаковки с координа-

онным числом $z = \infty$ (например, модель Шеррингтона–Киркпатрика [22,23]). Подобные модели, по мнению некоторых исследований, „допускают аналитическое решение лишь в частном и нереалистическом случае, т.е. в теории среднего поля“ [24]. Попытки построить термодинамику СС-фазы в рамках этого подхода приводят к использованию метода реплик [5,12], строгого обоснования которого, по мнению многих авторов, нет, и „... сколько-нибудь убедительные доказательства правильности метода реплик пока не найдены“ [11,25].

Другой класс моделей СС-состояния представлен моделями конечного радиуса. В таких моделях обменное взаимодействие между спинами является короткодействующим и обычно распространяется до первой координационной сферы. Для модели Эдвардса–Андерсона и других моделей короткого радиуса пока нет определенного ответа на вопрос о существовании фазового перехода в спиновое стекло [21,26,27].

Центральным пунктом этих теорий является предположение о существовании конкурирующих взаимодействий типа взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды (РККИ), которые приводят к тому, что обменный интеграл, характеризующий взаимодействия любой пары спинов, представляет собой случайную величину, функция распределения которой $f(J)$ является гауссовой. Среднее значение и дисперсия $f(J)$ считаются заданными.

В настоящей работе, которая является продолжением наших исследований [28,29], мы предлагаем несколько иной подход, основанный на вычислении функции распределения случайных полей взаимодействия в приближении, обеспечивающем гауссовский вид этой функции. В этом случае математическое ожидание и дисперсия определяются законом взаимодействия и оказываются взаимосвязанными, что позволяет вычислять критиче-

ские концентрации магнитных атомов, соответствующие фазовым переходам в ферромагнитное (антиферромагнитное) состояние.

Развивая результаты работ [28,29], мы вычислили функцию распределения случайных полей обменного взаимодействия для кристаллических магнетиков и провели термодинамическое усреднение магнитного момента атома, являющегося источником поля. Последнее позволило сформулировать замкнутую систему самосогласованных уравнений для определения среднего магнитного момента, математического ожидания и дисперсии, во многом подобную системе уравнений Шеррингтона–Киркпатрика.

2. Некоторые известные экспериментальные факты

Разбавленные магнетики, например такие, как металлические сплавы AuFe, CuMn, CuCo, полуметаллические полупроводники $Cd_{1-x}Mn_xTe$ и даже диэлектрики (в частности, $Eu_xSr_{1-x}S$), имеющие магнитные включения невысокой концентрации, при температуре T_f начинают проявлять характерные СС-свойства [12]. На рис. 1 представлена известная экспериментальная фазовая диаграмма, приведенная в работах [21,30,31]. Видно, что сплав AuFe в зависимости от концентрации и температуры может находиться в трех основных состояниях: парамагнетик (para), ферромагнетик (ferro) и спиновое стекло (spin glass). При некоторой концентрации магнитного вещества p ниже критической $p_c = 16\%$ исчезает возможность существования ферромагнитного упорядочения и парамагнетик может переходить только в СС-состояние, причем фазовый переход возможен даже для очень малого содержания магнитных примесей.

3. Метод случайного поля. Кристаллический и аморфный магнетик

Плотность распределения случайных полей обменного взаимодействия $W(h)$ можно определить следующим образом:

$$W(h) = \iint \delta(h - \sum_k \varphi_k(\mathbf{m}_k, \mathbf{r}_k)) \prod_k \Phi_k(\mathbf{m}_k, \mathbf{r}_k) d\mathbf{m}_k d^2\mathbf{r}_k, \quad (1)$$

где $\varphi_k = \varphi_k(\mathbf{m}_k, \mathbf{r}_k)$ — поле, создаваемое в начале координат частицами, расположенными в точках с координатами \mathbf{r}_k и обладающими магнитными моментами \mathbf{m}_k , $\Phi(\mathbf{m}, \mathbf{r})$ — плотность распределения частиц по координатам \mathbf{r} и магнитным моментам \mathbf{m} ,

$$\Phi_k(\mathbf{m}_k, \mathbf{r}_k) = f(\mathbf{r}_k)\tau(\mathbf{m}_k). \quad (2)$$

Здесь $f(\mathbf{r}_k)$ и $\tau(\mathbf{m}_k)$ — плотности распределения частиц по координатам и магнитным моментом соответственно.

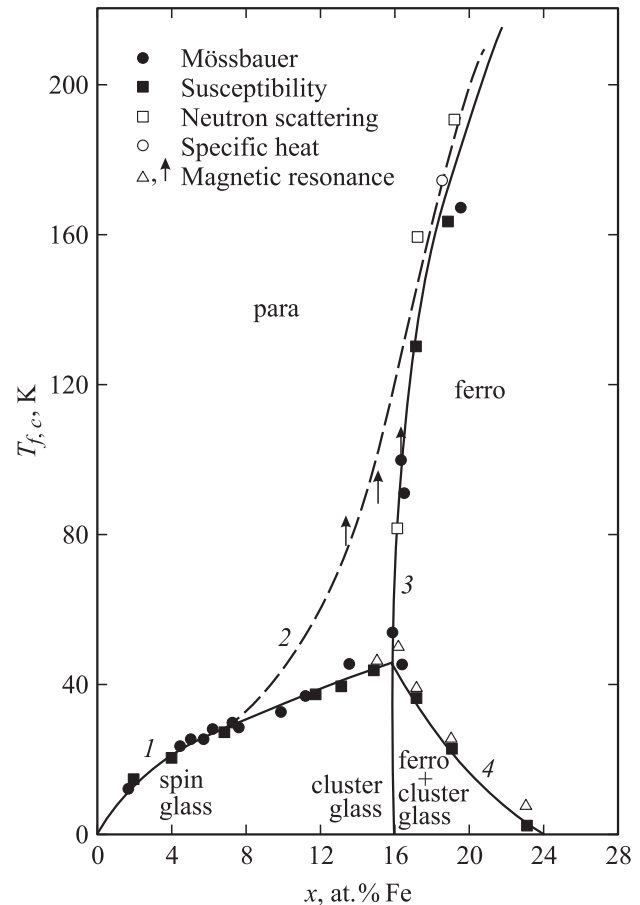


Рис. 1. Экспериментальная магнитная фазовая диаграмма [21,30,31] сплава AuFe. Сплошные линии: 1 — экспериментальные данные по температуре замерзания T_f (spin glass и cluster glass), данные по мессбауэровскому рассеянию электронов и восприимчивости; 3 — температура Кюри T_c , данные по рассеянию нейтронов, восприимчивости, мессбауэровскому рассеянию электронов; 4 — температура замерзания мелких кластеров T_f для концентрации магнетика выше перколяционного порога (ferro + cluster spin glass), данные по магнитному резонансу, восприимчивости, мессбауэровскому рассеянию электронов. Штриховая линия 2 — температура фазового перехода парамагнетик–суперпарамагнетик, данные по нейтронному рассеянию, теплоемкости, магнитному резонансу.

Для кристаллических ферромагнетиков

$$f(\mathbf{r}_k) = \delta(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_{k,0}), \quad (3)$$

где $\mathbf{r}_{k,0}$ — координаты узлов решетки; при этом

$$f(\mathbf{r}_k) = \frac{dV_k}{V}, \quad (4)$$

если распределение частиц случайно (аморфный ферромагнетик). Для модели Изинга кристаллического ферромагнетика, имеющего N узлов и N_0 ферромагнитных частиц (атомов, спинов), в случае одинаковых частиц с

моментом m_0 справедливо следующее равенство:

$$\tau_k(\mathbf{m}_k) dm_k d\theta_k = [\alpha_k \delta(\theta_k) + \beta_k \delta(\theta_k - \pi)] \times \left[\frac{N - N_0}{N} \delta(m_k) + \frac{N_0}{N} \delta(m_k - m_0) \right] dm_k d\theta_k, \quad (5)$$

где α — относительная вероятность ориентации спина „вверх“ ($\theta_k = 0$); β — относительная вероятность ориентации спина „вниз“ ($\theta_k = \pi$); θ_k — угол между \mathbf{m}_k и осью Z ; m_0 — магнитный момент, приходящийся на одну частицу.

В случае аморфного ферромагнетика имеем

$$\tau(\mathbf{m}_k) = \delta(m_k - m) [\alpha_k \delta(\theta_k) + \beta_k \delta(\theta_k - \pi)]. \quad (6)$$

Далее α_k и β_k заменяются их средними значениями $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$, а магнитный момент $m_k \rightarrow \bar{m}_k$, где \bar{m}_k — модель среднего значения магнитного момента в узле:

$$\bar{\alpha} = \int \frac{\exp\left(\frac{m_0 h}{kT}\right)}{2 \cosh\left(\frac{m_0 h}{kT}\right)} W(h) dh, \quad \bar{\alpha} + \bar{\beta} = 1. \quad (7)$$

Характеристическая функция для кристаллического ферромагнетика

$$A(\rho) = \int W(h) \exp\{i\rho h\} dh \quad (8)$$

в этом случае принимает вид

$$\prod_k \int [(1-p) \exp\{i\rho \varphi_k(0, \mathbf{r}_{k,0})\} + p \exp\{i\rho \varphi_k(\bar{m}_0, \mathbf{r}_{k,0})\}] \times [\bar{\alpha} \delta(\theta_k) + \bar{\beta} \delta(\theta_k - \pi)] d\theta_k,$$

откуда

$$A(\rho) = \prod_k [(1-p) + p(\bar{\alpha} \exp\{i\rho \varphi_k(\bar{m}_0, \mathbf{r}_{k,0})\} + \bar{\beta} \exp\{-i\rho \varphi_k(\bar{m}_0, \mathbf{r}_{k,0})\})]. \quad (9)$$

Последнее выражение записано с учетом того, что смена направления \mathbf{m} приводит к смене знака φ .

Для аморфного ферромагнетика, как показано в [28], это выражение имеет вид

$$A(\rho) = e^{-na}, \quad (10)$$

где $n = N/V$ — число частиц в единице объема,

$$a = \int [1 - \bar{\alpha} \exp\{i\rho \varphi(\mathbf{r})\} - \bar{\beta} \exp\{-i\rho \varphi(\mathbf{r})\}] dV. \quad (11)$$

Соответствующие функции распределения аморфного ферромагнетика также были вычислены в [28], однако в этой работе не было проведено термодинамическое усреднение магнитного момента, приходящегося на один узел.

4. Приближение „нормального распределения“

Из формулы (9) следует, что

$$\ln A(\rho) = \sum_k \ln [(1-\rho) + \bar{\alpha} p \exp\{i\rho \varphi_k\} + \bar{\beta} p \exp\{-i\rho \varphi_k\}]. \quad (12)$$

Если ограничиться первыми тремя членами разложения экспонент в ряд, можно получить

$$\ln A(\rho) \approx -i(\bar{\alpha} - \bar{\beta}) p \rho \sum_k \varphi_k - \frac{1}{2!} p [1 + (\bar{\alpha} - \bar{\beta})^2 p] \rho^2 \sum_k \varphi_k^2. \quad (13)$$

Отсюда

$$W(h) = \frac{1}{\sqrt{\pi} B_0} \exp\left[-\frac{[h - H_0(\bar{\alpha} - \bar{\beta})]^2}{B_0^2}\right], \quad (14)$$

где

$$H_0 = p \sum_k \varphi_k, \quad (15)$$

$$B_0^2 \approx p [1 + (\bar{\alpha} - \bar{\beta})^2 p] \sum_k \varphi_k^2 \approx 2p \sum_k \varphi_k^2, \quad (16)$$

$p = N_0/N$ — концентрация частиц в кристалле.

Заметим, что, если бы мы ограничились линейными членами разложения, плотность распределения была бы δ -функцией вида $\delta[h - H_0(\bar{\alpha} - \bar{\beta})]$, что соответствовало бы приближению среднего поля. Поскольку для прямого обмена с учетом ближайших соседей характеристическая функция имеет вид

$$A(\rho) = [(1-p) + p(\bar{\alpha} \exp\{i\rho \bar{m}_0 J\} + \bar{\beta} \exp\{-i\rho \bar{m}_0 J\})]^z \quad (17)$$

(где J — обменный интеграл, z — число ближайших соседей), в этом случае $W(h)$ может быть вычислена точно

$$W(h) = \sum_{k=0}^z \sum_{l=0}^k C_z^k p^k (1-p)^{z-k} C_k^l \bar{\alpha}^l \times (1-\bar{\alpha})^{k-1} \delta[h - (2l-k)m_0 J], \quad (18)$$

где C_z^k и C_k^l — биномиальные коэффициенты.

Случайное поле на выделенном атоме изменяется дискретно ($\Delta h = 2m_0 J$), поэтому функцию (14) можно рассматривать как некоторую огибающую кривую. Из общих соображений ясно, что при больших z справедливо неравенство $\Delta h \ll 2m_0 J$ и можно ожидать достаточно хорошее совпадение результатов при использовании приближенной и точной функций распределения.

Аналогичный прием в применении к аморфному ферромагнетика [28] приводит к той же функции распределения случайного поля взаимодействия [14], математическое ожидание и дисперсия которой определяются

соответственно следующими выражениями:

$$H_0 = n \int \varphi_k dV, \quad B_0^2 = 2n \int \varphi_k^2 dV. \quad (19)$$

5. Параметры порядка и магнитные состояния

Поскольку источником поля φ_k является средний магнитный момент, приходящийся на один узел $\bar{m} = m_0 \tanh(m_0 h / kT)$, система самосогласованных уравнений с учетом функции распределения (14) должна выглядеть следующим образом:

$$\begin{cases} M = \int \tanh\left(\frac{m_0 h}{kT}\right) W(h) dh, \\ H = H_0 \int \left| \tanh\left(\frac{m_0 h}{kT}\right) \right| W(h) dh, \\ B^2 = B_0^2 \int \tanh^2\left(\frac{m_0 h}{kT}\right) W(h) dh. \end{cases} \quad (20)$$

Она аналогична предложенной ранее Шеррингтоном и Киркпатриком [23], где параметр B^2 аналогичен параметру Эдвардса–Андерсона q : $B^2 = B_0^2 q$. Преимущество системы (20) состоит в том, что основные характеристики плотности распределения связаны между собой и определяются законом взаимодействия $\varphi(m, r)$.

Данные уравнения можно привести к системе единиц, принятых в работе [1], и записать их в следующем виде:

$$\begin{cases} M = \int \frac{dx}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \tanh\left(\frac{B/x\sqrt{2}+HM}{T}\right) dx, \\ H = H_0 \int \frac{dx}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \left| \tanh\left(\frac{B/x\sqrt{2}+HM}{T}\right) \right| dx, \\ B^2 = B_0^2 \int \frac{dx}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \tanh^2\left(\frac{B/x\sqrt{2}+HM}{T}\right) dx. \end{cases} \quad (21)$$

Легко установить соответствие между B , H и параметрами J_0 , I_0 в системе уравнений Шеррингтона–Киркпатрика, приведенной в этой работе: $\frac{B}{\sqrt{2}} = 2\sqrt{T_0 q}$ и $H = 2J_0$. Существенное отличие состоит в том, что J_0 и I_0 — константы, а H и B — функции температуры.

Прежде чем перейти к исследованию системы (20), заметим, что максимально возможные внутренние поля (особенно если речь идет о взаимодействии ближайших соседей) ограничены значением $\sum_{k=1}^z \varphi_k$. В связи с этим представляется разумным заменить функцию распределения $\frac{1}{\sqrt{\pi B}} \exp\left(-\frac{h}{B}\right)^2$ „ступенчатой“ функцией

$$W'(h) = \begin{cases} 0, & -B > h, B < h, \\ \frac{1}{2B}, & -B < h < B. \end{cases} \quad (22)$$

Сравнение результатов вычислений с использованием точной и приближенной функций, проведенное в работе [29], показывает, что при малых B и M , т. е. в области

фазовых переходов, ошибка в вычислениях незначительна. При этом из первого уравнения системы (20) следует, что отличное от нуля M может появиться лишь в случае

$$\gamma(T) \tanh \frac{mB}{kT} > 1, \quad \gamma(T) = \frac{H}{B}. \quad (23)$$

Таким образом, существует некоторая предельная концентрация ферромагнетика p_c , для которой $\gamma = 1$ и ниже которой невозможен переход к ферромагнетизму. $\gamma = H_0/B_0$ при $T = 0$.

5.1. Спиновое стекло и кластерный суперпарамагнетизм. При $p < p_c$ имеем $M = 0$, и определить B можно из условия

$$\begin{aligned} B^2 &\approx \frac{B_0^2}{2} \int_{-1}^1 \tanh^2\left(\frac{mBx}{kT}\right) dx \\ &= B_0^2 \left[1 - \frac{kT}{mB} \tanh\left(\frac{mB}{kT}\right) \right] > 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Для существования отличного от нуля B необходимо, чтобы выполнялось последнее неравенство. Вблизи точки фазового перехода B мало, и из (24) следует

$$B^2 = \frac{\frac{1}{3} \left(\frac{m}{kT}\right)^2 B_0^2 - 1}{\frac{2}{15} \left(\frac{m}{kT}\right)^4 B_0^2}. \quad (25)$$

Отсюда можно найти температуру перехода T_f

$$T_f = \frac{m}{k} \sqrt{\frac{B_0^2}{3}}. \quad (26)$$

При $T \lesssim T_f$

$$B(T) = \frac{k}{m} \sqrt{5T_f(T_f - T)} \sim (T_f - T)^{\frac{1}{2}}. \quad (27)$$

Таким образом, появление величины B в модели Изинга соответствует появлению локальной спонтанной намагниченности в кластерах. Отметим, что в теории среднего поля (см., например, [32]) отличные от нуля M и B появляются при одной и той же температуре, т. е. температура Кюри совпадает с температурой „заморозки“ $T_c \equiv T_f$, а состояние спинового стекла отсутствует.

При достижении этой температуры T_f происходит переход магнитной системы из парамагнитного состояния в состояние кластерного суперпарамагнетизма, которое характеризуется хаотическим изменением направления вектора суммарного магнитного момента кластера \hat{m} под воздействием термодинамических флуктуаций. Такое превращение аналогично переходу в ферромагнитное состояние и является фазовым переходом. Однако как такового СС-состояния, т. е. „замораживания“ или „блокирования“ магнитных моментов, при этой температуре не наблюдается. При уменьшении температуры при условии, что $T < T_f$, увеличивается число „заблокированных“ кластеров. Естественно, что отклик системы на внешнее воздействие будет зависеть от времени, в течение которого мы проводим измерения.

Рассчитанные критические концентрации p_c для решеток с различным числом ближайших соседей z (для сравнения приведены перколяционные пределы x_c , вычисленные в теории протекания [33,34])

Тип решетки	z	p_c	x_c	
			[33]	[34]
ГЦК	12	0.167	0.2	0.195
ОЦК	8	0.25	0.25	0.253
Простая кубическая	6	0.333	0.31	0.307
Структура алмаза	4	0.5	0.43	0.425
Медовые соты	3	0.667	0.7	0.7

5.2. Ферромагнетик вблизи точки Кюри. В том случае, когда концентрация магнетика p относительно велика и перколяционный порог p_c пройден, основная часть магнитного вещества сосредоточена в „бесконечном“ кластере. При температуре $T > T_f$ магнетик находится в парамагнитном состоянии, при $T_f < T < T_c$ — в суперпарамагнитном, а при $T = T_c$ возникает намагниченность $M \neq 0$. Изучение этого перехода требует решения системы самосогласованных уравнений (20) с учетом того, что теперь $M \neq 0$ и $H \neq 0$. При $T = 0$, т.е. при $H/B = H_0/B_0$, критические концентрации магнетика p_c , определяющие условие существования ферромагнетика для решеток с различным числом ближайших соседей z , рассчитывались исходя из соотношения

$$\gamma = \frac{p_c \sum \varphi_k}{\sqrt{2p_c \sum \varphi_k^2}} = \frac{H_0}{B_0} = 1, \quad p_c = \frac{2}{z}, \quad (28)$$

где $\varphi_k = f_0$ — интенсивность обменного поля. Результаты оценки p_c приведены в таблице. Для оценки зависимости температуры Кюри от концентрации магнитных атомов необходимо воспользоваться условием $\frac{H}{B} \tanh\left(\frac{mB}{kT}\right) = 1$ и соотношением (27). Тогда для малых значений B , т.е. при $mB/kT \ll 1$, имеем

$$T_c = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{mB(T)}{k} \sqrt{\frac{p_c z}{2}} \approx \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{5T_f(T_f - T_c) \frac{p}{p_c}}. \quad (29)$$

В точке возникновения „бесконечного“ кластера при $p \approx 0.16$ расхождение между T_f и температурой Кюри будет составлять $\sim 18\%$, при $p = 1$ это расхождение будет $\sim 4\%$. Таким образом, в данной модели переход из парамагнитного состояния в ферромагнитное происходит через суперпарамагнитное.

6. Макроспиновое стекло и температура блокирования

Таким образом, для материалов с прямым обменным взаимодействием „спин-стеклоное“ поведение системы можно наблюдать не при $T = T_f$, а при более низкой

температуре, когда время релаксации τ_r в системе кластеров сопоставимо с характерным временем измерения t . Иначе говоря, в эксперименте фиксируется температура блокирования T_B наиболее крупных кластеров, которая зависит от числа частиц в них, т.е. от объема кластера, критического поля H_c , препятствующего изменению магнитного момента кластера, а также от случайных полей магнитостатического взаимодействия в системе кластеров.

При этом замораживание магнитных моментов кластеров может быть связано как с их диполь-дипольным магнитным взаимодействием (СС-упорядочение в системе взаимодействующих частиц, которое можно описать в рамках той же модели), так и с влиянием магнитной кристаллографической анизотропии или анизотропии формы в кластерах. Для частиц железа даже при незначительной их вытянутости критическое поле перемагничивания H_c практически полностью контролируется анизотропией формы. При этом $H_c \sim I_s$, а характерное поле диполь-дипольного взаимодействия пропорционально концентрации ферромагнетика $\sim pI_s$. Поэтому решающую роль в блокировании будет играть магнитная анизотропия (критическое поле перемагничивания H_c). В этом случае время релаксации τ_r , магнитный момент кластера \tilde{m} и его критическое поле H_c будут связаны простым соотношением

$$\ln f^* \tau_r \cong \frac{\tilde{m} H_c}{k T_B}, \quad (30)$$

где $f^* \cong 10^9 - 10^{10}$ Hz — частотный фактор (или частота „попыток флуктуации“). Величина $\ln f^* \tau_r$ при большом f^* слабо зависит от τ , поэтому мы выбрали интервал времени $\tau_r = 1$ s, который естественным образом может быть выбран в эксперименте. При фиксированном времени измерения t можно заметить реакцию системы на внешнее магнитное поле H лишь тех частиц, для которых $H_c < H$ или $\tau_r < t$. Коэрцитивное поле магнитной частицы пропорционально намагниченности насыщения $H_c \sim I_s$. Для расчета T_B необходимо вычислить распределение кластеров по размерам.

Вопросам распределения кластеров по числу частиц в них (или по объемам кластеров) посвящено большое число работ — как теоретических (см., например, [35–37]), так и экспериментальных [38,39], причем приведенное в последней работе значение перколяционного порога $15.0 < p_c < 17.5\%$ также совпадает с нашими теоретическими оценками для ГЦК-решетки. Общее выражение для функции распределения кластеров по числу частиц η в случае решетки с бесконечным числом узлов, занятых с вероятностью $p < p_c$, имеет следующий вид:

$$C(\eta) = \eta^{-\tau} F[(p_c - p)^\Delta \eta], \quad (31)$$

где τ и Δ — критические индексы, связываемые с перколяционным переходом [40]. Для оценок в области $p \approx p_c$

в случае конечных решеток размером N мы воспользовались приближенным выражением $C(\eta, p_c, N)$, которое было приведено в работе [41], изменив коэффициенты так, чтобы удовлетворить условию нормировки

$$\sum_{\eta=1}^{\infty} \eta C(\eta, p_c, N) = p_c N \approx \frac{2N}{z}, \quad (32)$$

$$C(\eta, p_c, N) = \frac{0.2z^{-1}N}{\eta^{2.11}}. \quad (33)$$

Для $p < p_c$ условие нормировки выглядит аналогично:

$$\sum_{\eta=1}^{\infty} \eta C(\eta, p, N) = pN. \quad (34)$$

Экспериментальные данные, приведенные в работе [39], показывают, что средний размер кластера $\bar{\eta}(p)$ в точке протекания не уходит в бесконечность, не обнаруживает особенности при $p = p_c$ и линейно растет с увеличением концентрации при $p < p_c$. Поэтому с учетом (34) мы предполагаем, что функция распределения кластеров по числу частиц имеет вид

$$C(\eta, p, N) = \frac{p}{p_c} C(\eta, p_c, N), \quad (35)$$

что означает линейную зависимость T_B от концентрации.

Для оценки наиболее вероятного числа частиц в соединяющем кластере $\hat{\eta}$ можно воспользоваться следующими рассуждениями: изучаемый образец можно условно разделить на отдельные области, размеры которых таковы, что число узлов N внутри области существенно превышает число частиц на границах (легко проверить, что N имеет порядок 10^9). Величина порога протекания в каждой из областей с $N \approx 10^9$ будет мало отличаться от величины для всего образца в целом.

Численные оценки показывают, что максимальный (или соединяющий) кластер будет содержать $5 \cdot 10^3$ магнитных атомов для указанного выше N , при этом количество кластеров с числом частиц 10^3 будет на порядок больше. Температура блокирования кластеров с числом атомов 10^3 может быть получена из

$$T_B \approx \frac{\tilde{m}H_c}{k \ln(f^* \tau_r)}. \quad (36)$$

Наиболее сложным для количественных оценок представляется определение H_c кластера. Хорошо известно, что уменьшение плотности кластера (частицы), т.е. увеличение неоднородности в атомной структуре, одновременное уменьшение концентрации магнитного вещества в кластере и как следствие увеличение неоднородности в распределении магнитных полей приводят к уменьшению критического поля. Но понятно, что критическое поле перемножения кластера должно быть существенно меньше $H_c \sim I_s$ однодоменной частицы,

для которой в случае присутствия малой анизотропии формы, т.е. небольшой вытянутости, $H_c = \tilde{N}I_s$, где \tilde{N} — размагничивающий фактор, $\tilde{N} \in [0, 4\pi]$. Для выполнения предварительных оценок (согласования теоретически рассчитанной температуры блокирования T_B с соответствующей точкой на экспериментальной фазовой диаграмме на рис. 1) нами были сделаны следующие предположения: $f^* = 10^{10}$ Hz [42], критическое поле кластера $H_c \approx 0.5I_s$, где $I_s = 2.15$ Т — индукция насыщения чистого железа, а магнитный момент $\tilde{m} \approx 2\mu\eta$. При этом температура блокирования при $p \approx p_c$ приблизительно равна 50 К.

7. Теоретическая магнитная фазовая диаграмма

На рис. 2 приведена теоретическая магнитная фазовая диаграмма. На диаграмме использованы следующие обозначения: PM — область парамагнетизма, FM — область ферромагнетизма, MSG — макроспиновое стекло, SP — область суперпарамагнетизма, T_c — температура Кюри, T_f — температура перехода в суперпарамагнитное состояние, T_B и T_g — температуры блокирования ниже и выше перколяционного предела соответственно.

Выше линии T_f система будет находиться в парамагнитном состоянии, ниже — суперпарамагнитном. При концентрациях ниже критической $p < p_c$ и $T < T_f$ часть магнитных кластеров (относительно больших размеров) будет „заблокирована“. Это означает резкое увеличение времен релаксации τ_r по сравнению с временем наблю-

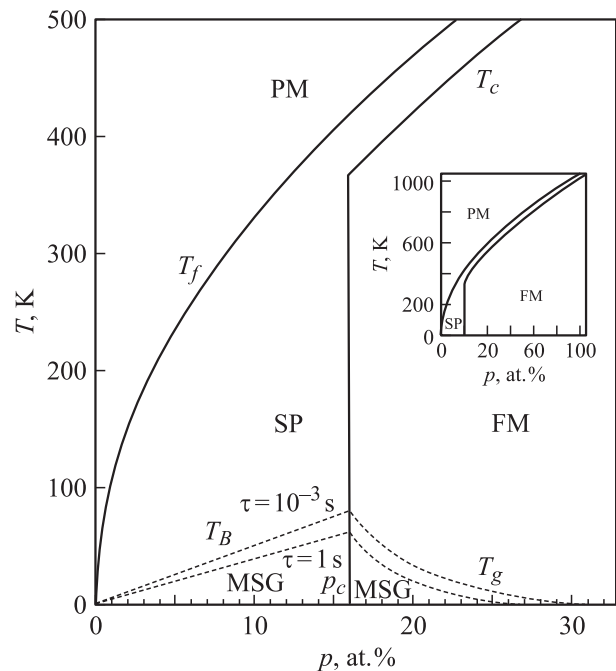


Рис. 2. Теоретическая магнитная фазовая диаграмма. Обозначения в тексте. На вставке приведена фазовая диаграмма для всего интервала концентраций.

дения t и заметный рост восприимчивости. На магнитной фазовой диаграмме (рис. 2) можно видеть расчетные температуры блокирования T_B для систем с временами релаксации $\tau_r = 10^{-3}$ и 1 s. Уменьшение времени релаксации приводит к увеличению T_B , поэтому, если в эксперименте будет выбрано относительно малое время измерения, можно получить более высокую температуру блокирования.

Если $p > p_c$, то система сначала переходит в суперпарамагнитное состояние при $T = T_f$, а затем при понижении температуры до $T = T_c$ — в ферромагнитное состояние. Этот постепенный переход от парамагнетизма к ферромагнетизму отсутствует в модели Шеррингтона–Киркпатрика, допускающей бесконечно большие взаимодействия. Когда $p \gtrsim p_c$, имеет место большой ферромагнитный соединяющий кластер, в пустотах которого существует множество относительно мелких конечных кластеров. Зафиксировать их отклик на воздействие внешнего магнитного поля мы можем при некоторой температуре — температуре блокирования T_g , которая схематично показана на рис. 2 штриховой линией (две линии соответствуют разным временам релаксации τ_r). Эта область фазовой диаграммы отвечает состоянию FM+MSG. Убывание T_g с увеличением концентрации связано с уменьшением доли магнитного вещества, находящегося в конечных кластерах, и соответственно объемов оставшихся конечных кластеров. Для того чтобы вычислить температуру их блокирования, необходимо знать функцию распределения кластеров по размерам в зависимости от концентрации при $p \gtrsim p_c$.

Относительно сплава AuFe, экспериментальная фазовая диаграмма для которого представлена на рис. 1, можно сделать следующие предположения, укладывающиеся в рамки кластерной модели.

1) При очень малых концентрациях железа в матрице золота СС-фаза данного сплава состоит из мелких конечных кластеров и множества отдельных атомов. Основная доля магнитного вещества сосредоточена в мелких конечных кластерах. В эксперименте фиксируется линия перехода в макроспиновое стекло.

2) При концентрациях Fe $p \rightarrow p_c$, т.е. вблизи перколяционного порога, имеются большие, но конечные кластеры, так что температура перехода в макроспиновое стекло приближается к T_f .

3) При концентрациях Fe выше перколяционного порога имеется „бесконечный“ ферромагнитный кластер, обеспечивающий протекание, в пустотах которого присутствуют кластеры, способные замораживаться при $T = T_g$, т.е. имеет место сосуществование ферромагнетизма и макроспинового стекла. Основная доля вещества находится в „бесконечном“ кластере. Дальнейшее увеличение концентрации приводит к уменьшению размера конечных кластеров за счет стягивания пустот и увеличения соединяющего кластера.

8. Заключение

По результатам исследований можно сделать следующие основные выводы.

1) Несмотря на простоту модели Изинга, метод случайного поля взаимодействия позволяет получить теоретические результаты, качественно согласующиеся с экспериментальными. Особо следует отметить, что используемый подход не требует привлечения метода реплик.

2) Концентрационный фазовый переход суперпарамагнетик–ферромагнетик для случая прямого обмена при $T = 0$ происходит при выполнении условия $p_c = 2/z$. Эта оценка p_c хорошо согласуется с перколяционными порогами, полученными как численно, так и аналитически в теории протекания.

3) Полученная с помощью метода случайного поля система уравнений (20) подобна системе уравнений Шеррингтона–Киркпатрика. Важным является то, что параметры порядка M , V и H , входящие в функцию распределения (14), зависят от концентрации взаимодействующих частиц, связаны напрямую с законом их взаимодействия и взаимосогласованы.

Для случая взаимодействия ближайших соседей в зависимости от концентрации „ферромагнитных“ атомов реакция системы на изменение температуры состоит в следующем.

а) $p < p_c$. При понижении температуры до $T = T_f$ происходит фазовый переход второго рода парамагнетик–суперпарамагнетик („локальный“ ферромагнетик). Дальнейшее понижение температуры сопровождается блокированием наиболее крупных кластеров, и система начинает проявлять свойства спинового стекла (макроспиновое стекло).

б) $p > p_c$. При понижении температуры происходят последовательные фазовые переходы парамагнетик–суперпарамагнетик–ферромагнетик (при уменьшении концентрации область суперпарамагнетизма увеличивается).

Список литературы

- [1] С.Л. Гинзбург. Необратимые явления в спиновых стеклах. Наука, М. (1989). 152 с.
- [2] И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер. Спиновые стекла. Знание, М. (1984). 215 с.
- [3] J.A. Mydosh. Spin glasses: an experimental introduction. Taylor&Francis, London (1993).
- [4] K.H. Fischer. John Hertz. Spin glasses. Cambridge University Press, Cambridge (1991). 408 p.
- [5] V.S. Dotsenko. An introduction to the theory of spin glasses and neural networks. World Scientific Publ. Co Inc., Singapore (1994). 156 p.
- [6] A.P. Young. Spin glasses and random fields. World Scientific Publ. Co Inc., Singapore (1997). 443 p.
- [7] H. Nishimori. Statistical Physics of spin glasses and information processing: an introduction. Vol. 111. Oxford University Press, Oxford (2001), 243 p.

- [8] M. Talagrand. Spin glasses: a challenge for mathematicians cavity and mean field models. Springer, Berlin (2003). 586 p.
- [9] A. Coniglio, H.J. Herrmann, A. Fierro, M. Nicodemi, M. Nicodemi, A. Fierro. Unifying concepts in granular media and glasses. Elsevier Science, Amsterdam (2004). 232 p.
- [10] И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер. УФН **157**, 267 (1989).
- [11] В.С. Доценко. УФН **163**, 1 (1993).
- [12] K. Binder, A.P. Young. Rev. Mod. Phys. **58**, 176; 801 (1986).
- [13] И.В. Золотухин, Ю.Е. Калинин. УФН **160**, 75 (1990).
- [14] П.И. Никитин, А.И. Савчук. УФН **160**, 167 (1990).
- [15] А.И. Абрамович, Л.И. Королева, Л.Н. Лукина. ФТТ **41**, 84 (1999).
- [16] О.В. Стогней, И.В. Золотухин, О. Рапп. ФТТ **41**, 1236 (1999).
- [17] Р.В. Сабурова, Е.А. Январев, В.Г. Сушкова. ФТТ **44**, 1444 (2002).
- [18] И.О. Троянчук, О.С. Мантыцкая, А.Н. Чобот. ФТТ **44**, 2164 (2002).
- [19] Д.Г. Келлерман, Е.В. Шалаева, А.И. Гусев. ФТТ **46**, 1633 (2004).
- [20] Г. Бузиелло, Р.В. Сабурова, В.Г. Сушкова, Г.П. Чугунова. ФТТ **46**, 308 (2004).
- [21] International conference on equilibrium and dynamics of spin glasses. Centro Stefano Franscini Monte Verita, Ascona, Switzerland (2004); <http://www.math.unizh.ch/index.php?id=826>.
- [22] D. Sherrington, S. Kirkpatrick. Phys. Rev. Lett. **35**, 1792 (1975).
- [23] D. Sherrington, S. Kirkpatrick. Phys. Rev. B **17**, 4384 (1978).
- [24] В. Кинцель. УФН **152**, 123 (1987).
- [25] А.Ю. Морозов. УФН **162**, 83 (1992).
- [26] E. Marinari, G. Parisi, F. Ritort. J. Phys. A **27**, 2687 (1994).
- [27] D.L. Stein. ChemInform **35**, 41 (2004).
- [28] В.И. Белоконь, К.В. Нефедев. ЖЭТФ **120**, 156 (2001).
- [29] В.И. Белоконь, К.В. Нефедев. ФТТ **44**, 1632 (2002).
- [30] V.H. Verbeek, J.H. Muddosh. J. Phys. F **8**, 109 (1978).
- [31] A. Mookerjee, S.V. Roy. J. Phys. F **13**, 1945 (1983).
- [32] Г.С. Кринчик. Физика магнитных явлений. Изд-во МГУ, М. (1976). 346 с.
- [33] Э.Л. Эфрос. Физика и геометрия беспорядка. Наука, М. (1982). 264 с.
- [34] D. Stauffer. Introduction to percolation theory. Taylor&Francis, London (1985). 74 p.
- [35] А.А. Абрикосов. Письма в ЖЭТФ **27**, 696 (1978).
- [36] А.А. Абрикосов, С.И. Мухин. Письма в ЖЭТФ **27**, 477 (1978).
- [37] А.А. Абрикосов. Письма в ЖЭТФ **29**, 72 (1979).
- [38] J. Bannmann, S.H. Baker, C. Binns, J.A. Blackman, J. Bannmann, J.P. Bucher, J. Dorantes-Darvila, V. Dupuis, L. Favre, D. Kechrakos, A. Kleibert, K.H. Meiwes-Broer, G.M. Pastor, A. Perez, O. Toulemonde, K.N. Trohidou, J. Tuaille, Y. Xie. Surf. Sci. Rep. **56**, 189 (2005).
- [39] В.И. Гоманьков, С.М. Третьякова, А.Д. Газалин, Б.Н. Третьяков, В.А. Чевычлов. ФММ **77**, 73 (1994).
- [40] T.C. Lubensky, A.J. McKane. J. Phys. A **14**, 157 (1981).
- [41] G.D. Quinn, G.H. Bishop, R.J. Harrison. J. Phys. A **9**, 9 (1976).
- [42] Ю.И. Петров. Кластеры и малые частицы. Наука, М. (1986). 369 с.