

УДК 538.115, 538.2

© 1990

ИНДУЦИРОВАННЫЙ ПРИМЕСЯМИ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ В СИНГЛЕТНЫХ МАГНЕТИКАХ

В. С. Островский, Ю. Г. Погорелов

Исследуются распределение намагниченности и спектр возбуждений синглетного магнетика с двукратно вырожденным возбужденным состоянием при добавлении в него примесей, индуцирующих магнитные состояния большого радиуса. Показано, что при повышении концентрации примеси система переходит из состояния неупорядоченного ферромагнетика в фазу с почти однородной намагниченностью, обладающую коллективной голдстоуновской ветвью возбуждений, характерной для ферромагнетика типа «легкая плоскость». Аналогичную перестройку свойств системы можно индуцировать также другим способом, прикладывая внешнее магнитное поле, перпендикулярное спонтанной намагниченности; в этом случае в зависимости от величины параметра связи примеси с матрицей возможны дополнительные фазовые переходы. Рассмотрены особенности, обусловленные существенной нелинейностью систем подобного типа. Обсуждаются аналогичные эффекты в системах, отличающихся от исследованной в работе.

Интересный класс неупорядоченных систем составляют кристаллы, в которых под влиянием небольшого количества примесей может изменяться тип основного состояния матрицы, т. е. происходить фазовый переход. Среди магнетиков известны сплавы $Pd_{1-x}Fe_x$, в которых при $x \approx 1\%$ возникает ферромагнитный порядок, а также смешанный антиферромагнетик $Mn_{1-x}Fe_xCO_3$, где при $x \approx 0.5\%$ и $x \approx 4\%$ происходят ориентационные фазовые переходы. Это оказывается возможным в условиях, когда с каждым примесным центром p связано некоторое собственное состояние $\psi_p(r)$ с характерным радиусом r_0 , намного превышающим постоянную решетки a ; при этом эффективное взаимодействие между разными центрами $V_{pp'}$ должно являться «притягивающим» либо знакопеременным [1]. Для возникновения таких примесных состояний необходимо, чтобы исходное основное состояние матрицы было близко к неустойчивости: так, в парамагнитном Pd почти выполняется стонеровский критерий ферромагнетизма [2], а в $MnCO_3$ мала магнитная анизотропия [3]. В последнее время возрос интерес к синглетным магнетикам (СМ) — своеобразным объектам, в которых парамагнитные ионы в кристаллическом поле имеют синглетное основное состояние, а обменное взаимодействие недостаточно велико по сравнению с квадрупольными (в частности, с одноионной анизотропией — ОА) для индуцирования спонтанной намагниченности [4-7], что не исключает наличия тензорного параметра порядка. Такие системы имеются среди соединений переходных элементов $NiSiF_6 \cdot 6H_2O$ [8], $FeSiF_6 \cdot 6H_2O$ [9], $NiSnCl_6 \cdot 6H_2O$ [10], $CsFeCl_3$ [11], редких земель $TmSb$ [12], $PrAs$ [13] и актинидов $[(CH_3)_4N]_2UCl_2$ [14].

Помещение в матрицу СМ магнитных ионов при соответствующем условии может индуцировать магнитные состояния большого радиуса и при достаточно низких температурах — их взаимное упорядочение. Такая возможность была рассмотрена в работе [15] для СМ с невырожденным возбужденным состоянием ионов в пределе малых концентраций примесей. В настоящей работе исследуется поведение системы {СМ—примесь} в более широком диапазоне концентраций, в котором может

происходить кооперативная перестройка ее свойств с изменением характера распределения намагниченности и типа коллективных возбуждений. Рассмотрение проводится для СМ, обладающих вырожденным первым возбужденным уровнем, что открывает возможности дополнительного воздействия на систему, в том числе на ее коллективные свойства, с помощью внешнего магнитного поля. Обсуждается роль нелинейностей, существенных для объектов такого рода. Приведены указания на возможности наблюдения близких к описанным свойств в системах, несколько отличных от исследованных здесь.

1. Изолированный примесный спин и случай малых концентраций

Выберем для определенности модель синглетного магнетика, описываемую гамильтонианом со спинами $S=1$

$$\mathcal{H}_s = \sum_n [2D (S_n^z)^2 - HS_n] - \frac{1}{2} \sum_{n, \rho} \mathcal{J} S_n S_{n+\rho}. \quad (1)$$

Как известно [4], в таком кристалле в отсутствие внешнего поля \mathbf{H} магнитный порядок типа «легкая плоскость» с намагниченностью $s_0 = \langle S \rangle = \sqrt{1-d^2}$ даже при $T=0$ возможен только если $d < 1$ (здесь и далее $d = D/\mathcal{J}_0$, $\mathcal{J}_0 = \mathcal{J}_z$, $d > 0$, z — число ближайших соседей для спина матрицы; z' — то же для примеси).¹ В интересующем нас случае СМ $d > 1$, при этом спектр возбуждений матрицы двукратно вырожден

$$\omega_{1, -2k}^0 = 2\sqrt{d(d-\gamma_k)}, \quad \gamma_k = \frac{1}{z} \sum_{\rho} e^{ik\rho} \approx 1 - \frac{a^2 k^2}{\zeta} \quad (2)$$

и имеет щель $\delta = 2\sqrt{d(d-1)}$, которая при $d-1 \ll 1$ обуславливает высокую поперечную восприимчивость $\chi_{xx} = \chi_{yy} \sim \delta^{-2}$ (при $T=0$ $\chi_{zz} (H=0) = 0$). Обе ветви описывают смешанные магнитоквадрупольные волны, которые при индуцировании полем $\mathbf{H} \perp OZ$ статической намагниченности в плоскости XU расщепляются и переходят в спиновые волны и продольные (квадрупольные) возбуждения.

Поместим в точке \mathbf{p} матрицы примесный парамагнитный ион с вырожденным нижайшим уровнем, для простоты $\sigma=1, 2$, взаимодействующий с соседними спинами $\mathbf{p}+\rho$ матрицы]

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = -\mathcal{J}' \sigma_{\mathbf{p}} S_{\mathbf{p}+\rho}.$$

Из физических соображений следует, что примесному спину выгодно ориентироваться в XU плоскости: в этом случае он создает обменное поле $\mathcal{J}' \langle \sigma_{\mathbf{p}} \rangle$ на соседних узлах матрицы и индуцирует на них магнитный момент $s_{\mathbf{p}+\rho}$; благодаря взаимодействию $-\mathcal{J} S_{\mathbf{p}} S_{\mathbf{p}'}$ намагниченность распространяется по матрице, постепенно убывая с расстоянием, $s_{\mathbf{n}}^{(p)} = s$ ($|\mathbf{n}-\mathbf{p}| = |\langle S_{\mathbf{n}} \rangle|$), при этом имеет место выигрыш в обменной энергии по сравнению с состоянием, в котором все $s_{\mathbf{n}} = 0$. В приближении самосогласованного поля уравнение для намагниченности имеет вид

$$d \frac{s_{\mathbf{n}}^{(p)}}{\sqrt{1-(s_{\mathbf{n}}^{(p)})^2}} = \frac{1}{z} \sum_{\rho} s_{\mathbf{n}+\rho}^{(p)} + \frac{j\sigma}{z'} \sum_{\rho'} \delta_{\mathbf{n}, \mathbf{p}+\rho'}, \quad (3)$$

где $\sigma = |\langle \sigma \rangle|$, $j = \mathcal{J}' z' / \mathcal{J}_0$. Полагая $s_{\mathbf{n}}^{(p)} \ll 1$ и линеаризуя (3), нетрудно найти решение

$$s_{\mathbf{n}}^{(p)} = \frac{j\sigma\zeta}{4\pi} \frac{a}{|\mathbf{n}-\mathbf{p}|} e^{-|\mathbf{n}-\mathbf{p}|/r_0}, \quad (4)$$

¹ Более точные расчеты (см., например, [5]) дают условия ферромагнетизма: $d < d_{\text{крит}} = 1 - \alpha$, $\alpha \sim 0.1$; эту несущественную для дальнейшего рассмотрения поправку можно учесть, полагая $d = d/d_0$.

где $r_0 = k_0^{-1} = a/\sqrt{\zeta(d-1)}$ — эффективный радиус примесного состояния. Очевидным условием реализации состояний большого радиуса $r_0 \gg a$ является $d-1 \ll 1$, которое будем считать в дальнейшем выполняющимся.

При этом условии полная намагниченность матрицы, создаваемая примесью, определяется удаленными спинами $\mathbf{s}_n^{(p)}$ с $|\mathbf{n}-\mathbf{p}| \gg a$ и при $d-1 \ll j$ намного превосходит момент самой примеси

$$M_p = \sum_n s_n^{(p)} = \frac{4\pi s_a}{(d-1)\zeta}, \quad s_a = s_{p+a}^{(p)} = \frac{j\sigma\zeta}{4\pi}. \quad (5)$$

При малых концентрациях $c \ll c_0$

$$c_0 = \frac{1}{4\pi} [(d-1)\zeta]^{3/2} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{a}{r_0}\right)^3, \quad (6)$$

различные примесные центры могут рассматриваться как независимые, а намагниченность, индуцируемая всеми примесями на некотором узле \mathbf{n} , есть просто

$$\overline{s_n} = \sum_p s_n^{(p)}$$

(при условии $s_n \ll 1$) и является случайной величиной, зависящей от хаотического расположения примесных центров. Ее среднее значение равно ²

$$s = \frac{1}{N} \sum_n s_n = cM_p = \frac{c j \sigma}{d-1}, \quad (7)$$

а дисперсия

$$\overline{\delta s} = (s^2 - s^2)^{1/2} = s (c_0/2c)^{1/2}. \quad (8)$$

Таким образом, при $c \ll c_0$ дисперсия $\overline{\delta s} \gg \bar{s}$, так что в результате влияния случайного поля примесей происходит размытие края зоны $\omega_{k=0}$ флуктуационными уровнями [16] на величину

$$\overline{\delta s^2}/\bar{s} \approx \frac{c^2 \zeta}{c_0^{2/3}} \frac{(j\sigma)^2}{4(4\pi)^{1/3}} \ll \bar{s},$$

а также появление полосы примесных локализованных состояний с энергиями $0 < \omega \leq j\overline{\delta s}$: плотность этих состояний $g_i(\omega)$ находится с помощью стандартных методов математической статистики

$$g_i(\omega) = (c/j) P(\omega/j), \quad (9)$$

где

$$P(s) = \int e^{its} \varphi(t) dt \quad \left(\varphi(t) = e^{\overline{it s}} = \epsilon \exp \left[-c \sum_n \left(e^{it s_0^{(n)}} - 1 \right) \right] \right)$$

— функция распределения намагниченности, которая при $c \ll c_0$, $s \gg \bar{s}$ равна

$$P(s) \approx \frac{2}{\sqrt{\pi \overline{\delta s}}} \exp[-(s/\overline{\delta s})^2]. \quad (10)$$

В общем фазовое состояние системы при $c \ll c_0$ можно характеризовать как неупорядоченный ферромагнетик (НУФ), поскольку в ней имеется спонтанная намагниченность, но отсутствуют соответствующие возбужденные коллективного типа (за исключением области экспоненциально малых $\sim \exp(-c_0/c)^{1/2}$ частот, где возможны гидродинамические спиновые волны с $k \rightarrow 0$ [2]).

² Результаты (4), (5), (7), полученные при линейаризации самосогласованной задачи (3), аналогичны полученным другим методом в [15] для «двухсинглетной» модели СМ.

Как видно из (8), при концентрациях примесей $c \gg c_0$ происходит подавление флуктуаций $\delta s \ll \bar{s}$ и среднее значение намагниченности \bar{s} оказывается хорошо определенной величиной. Это имеет простое объяснение: в сферу радиуса r_0 попадает большое число примесных центров $n \sim c/c_0 \gg 1$ и относительная флуктуация мала $\sim n^{-1/2}$. Выполнение условия $c \gg c_0$ позволяет в первом приближении рассматривать задачу о нахождении однородной самосогласованной намагниченности матрицы, индуцированной средним «полем» примесей $h_{ex} = cj\sigma$, и о вычислении соответствующего спектра возбуждений. В этом случае, однако, различные примесные центры уже не могут считаться независимыми вследствие нелинейности уравнения (3), и последнее задает теперь среднюю намагниченность как функцию концентрации

$$s(c) \approx (j\tau)^{1/2} [(q+c)^{1/2} - (q-c)^{1/2}], \quad (11)$$

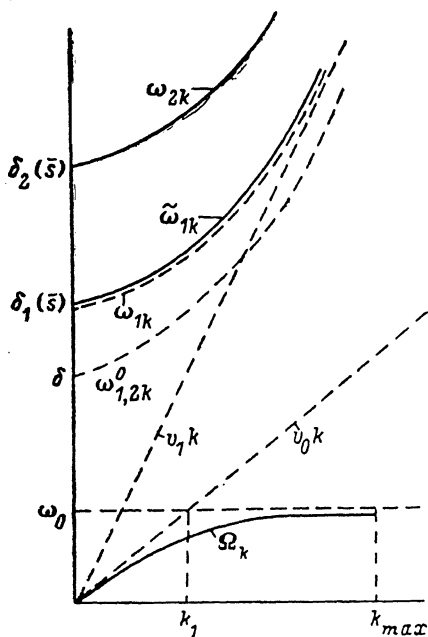


Рис. 1. Спектр возбуждений синглетного магнетика при высокой концентрации примесей $c > c_0$.

ω_{1k}, ω_{2k} — возбуждения матрицы в усредненном поле примесей (12) ($\omega_{1,2k}^0$ — спектр беспримесного кристалла (2)); $\omega_0 = j\bar{s}$ — примесный «уровень»; ω_{1k}, Ω_k — решения дисперсионного уравнения (13), учитывающего динамическое взаимодействие матрицы с примесями.

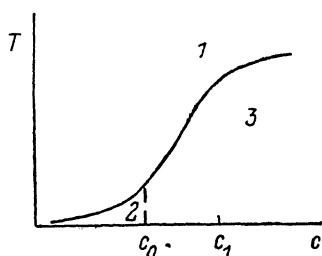


Рис. 2. Фазовая $T-c$ диаграмма примесного синглетного магнетика.

1 — ПМ, 2 — НУФ, 3 — ФМ.

где $q = \sqrt{c_1^2 + c^2}$, $c_1 = \delta^3 / (\sigma^{3/2} j)$. Видно, что решение (11) содержит линейный участок $\bar{s}(c) \approx 4cj\sigma / \delta^2$ при $c \ll c_1$, только если $j \ll 1$.

Спектр возбуждений матрицы в усредненном поле примесной подсистемы находится стандартными методами (см., например, [17])

$$\omega_{1k}^2 = [\epsilon_1(s) - \gamma_k]^2 - \gamma_k^2 (1 - s^2), \quad \omega_{2k}^2 = \epsilon_2(s) [\epsilon_2(s) - 2\gamma_k (1 - s^2)], \quad (12)$$

где

$$\epsilon_1(s) = d [1 + (1 - s^2)^{-1/2}], \quad \epsilon_2(s) = 2d (1 - s^2)^{-1/2}.$$

При этом обе зоны расщеплены по отношению к вырожденной зоне матрицы (2) и смещены вверх (рис. 1) их щели $\delta_{1,2}^2(s) \approx (\delta^2 + 4s^2) \mp 2s^2$.

Часть гамильтониана системы, не учтенная в приближении среднего поля примесей, приводит к появлению неоднородного уширения каждой из зон (12) за счет статических флуктуаций намагниченности, так что их края размываются на величину $\sim \delta s \bar{s} / \delta_{1,2} \ll \delta_2 - \delta_1$. Более важен, однако, учет динамического взаимодействия матрицы с возбуждениями

примесных попов [Дисперсионное уравнение для связанных колебаний примесей и поперечных возбуждений матрицы, полученное методом функций Грина [1, 16], в низжайшем порядке по c , j имеет вид

$$\omega^2 - \omega_{1k}^2 = \omega_0^2 \delta_1^2(s) \gamma_k^2 / (\omega^2 - \omega_0^2), \quad (13)$$

где $\omega_0 = j\bar{s}$ — энергия переворота примесного спина в среднем поле матрицы. Решения уравнения (13) показаны также на рис. 1 (взаимодействие примесей с «продольной» ветвью мало и не отражено на рисунке).

Наиболее существенным следствием динамического взаимодействия является появление новой, примесной ветви коллективных возбуждений с законом дисперсии

$$\Omega_k = \frac{\omega_0}{\omega_{1k}} \sqrt{\omega_{1k}^2 - \delta_1^2(s) \gamma_k^2} \approx \omega_0 \frac{k}{\sqrt{k^2 + k_1^2}}, \quad (14)$$

где $k_1 = k_0 \sqrt{1 + \bar{s}^2 / \delta_1^2}$. Эти возбуждения отвечают когерентным колебаниям в основном примесных спинов, в то время как их амплитуда на узлах матрицы хоть и отлична от нуля, но мала. Важно, что закон дисперсии (14) при малых $k < k_1$ характерен для голдстоуновской ветви ферромагнетика типа «легкая плоскость» $\Omega_k \approx v_0 k$, причем групповая скорость возбуждений зависит от концентрации примесей

$$v_0 = \frac{\omega_0}{k_1} = \begin{cases} 4cjv/6^3/k_1, & c \ll c_1, \\ jv/2^{1/2}, & c \gg c_1 \end{cases} \quad (15)$$

($v = 2a\sqrt{d|\bar{\epsilon}_e}$) и достигает насыщения при $c \gg c_1$. При значениях волнового вектора $k > k_1$ закон дисперсии Ω_k выполаживается $\Omega_k \rightarrow \omega_0$, что связано с дальнедействующим характером эффективного межпримесного взаимодействия на расстояниях $r < k_1^{-1}$. Явное выражение для такого взаимодействия имеет вид (см., например, [1, 11, 7])

$$V_{pp'} \approx \frac{j^2}{N} \sum_k \gamma_k^2 e^{ik(p-p')} \frac{[\epsilon_1(s) - \gamma_k]}{\omega_0^2 - \omega_{1k}^2} \approx \frac{j^2}{16\pi} \frac{a}{|p-p'|} \exp[-k_1 |p-p'|] \equiv V(|p-p'|). \quad (16)$$

Максимально допустимое значение волнового вектора k_{\max} для ветви Ω_k определяется из критерия типа Иоффе—Регеля и имеет порядок обратного среднего расстояния между примесями $k_{\max} \sim r^{-1} \sim c^{1/2} a^{-1} \ll a^{-1}$ (в нашем случае всегда $k_{\max} \gg k_1$). При этом частота Ω_k приближается к уровню ω_0 на величину его концентрационного уширения $\Gamma_0 \sim |V(r)| \sim j^2 c^{1/2}$, а в области $|\omega - \omega_0| \leq \Gamma_0$ состояния являются флуктуационными и не характеризуются волновым вектором. Отметим, что приведенные результаты получены для случая слабой связи $j < 1$, однако они качественно не изменятся даже в случае $j \gg 1$; при этом соответствующие оценки: $\omega_0 \sim ks$, $\Gamma_0 \sim |V(r)| \sim k^2 c^{1/2}$, где $k \geq 1$ определяется структурой жесткого примесного кластера (см. также раздел 4).

Таким образом, появление новой ветви Ω_k свидетельствует о переходе системы при $c > c_0$ в состояние упорядоченного ферромагнетизма (ФМ).³ На основании проведенного рассмотрения системы при низких и высоких концентрациях примесей можно построить фазовую диаграмму ее состояний в переменных «температура—концентрация» (рис. 2). Она содержит три характерные области: парамагнитную (ПМ) и две рассмотренные НУФ и ФМ; ПМ фаза соответствует синглетной матрице с неупорядоченными примесными спинами, граница между ней и ФМ фазой определяется

³ Из (4) и (11) непосредственно следует, что линейные размеры L тех областей кристалла, где неоднородность намагниченности превышает ее среднее значение, малы $L < \bar{r}(c_0/c)^{1/2}$, поэтому ни суммарная намагниченность, ни колебания Ω_k этих неоднородностей не чувствуют.

линией $T(c) = T_{c1}(c) \sim j\bar{s}(c)$ (где $\bar{s}(c)$ дается в (11)), а между ПМ и НУФ фазами — линией (см. [1, 2, 15])

$$T(c) = T_{c2}(c) \sim |V(\bar{r})| \sim j^2 c^{1/3} \exp[-(c_0/c)^{1/3}].$$

3. Поведение системы во внешнем поле

Реализация рассмотренных выше состояний синглетного магнетика с примесями требует выполнения довольно жесткого условия на соотношение параметров анизотропии и обмена матрицы $d - 1 \ll 1$, что ограничивает выбор подходящих объектов для экспериментального исследования. Если это условие не выполняется, в некоторых случаях, например в $\text{NiSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ [8], имеется возможность заметно изменять отношение $D/\mathcal{J}_0 = d$ с помощью внешнего давления. Однако доступнее и, возможно, интереснее создавать состояния большого радиуса, прикладывая магнитное поле вдоль «трудной» оси OZ . В отсутствие примесей спектр матрицы (2) расщепляется $\omega_{1,2k}(H) = \omega_{1,2}^0 \mp h$ ($h = H/\mathcal{J}_0$) и при $h = h' = \delta$ происходит переход второго рода в «угловую» фазу с $s(h) \sim \sqrt{h-h'}$ [17]. В области полей $0 < h < h'$ распределение намагниченности, индуцированной примесями, может быть получено из полной системы уравнений динамики магнетика со спинами $S=1$ (см. [18], формулы (9а)–(9г)). Применительно к данной статической задаче актуальны уравнения (9б) и (9в), принимающие (с учетом (10)–(15) [18]) в континуальном описании вид

$$h \cos \vartheta - d \frac{s}{\sqrt{1-s^2}} \sin^2 \vartheta + s - \frac{a^2}{r} [s(\nabla \vartheta)^2 - \Delta s] = -\tilde{h}, \quad (17)$$

$$-h \sin \vartheta + d \frac{[s]}{1-\sqrt{1-s^2}} \sin 2\vartheta + \frac{a^2}{\zeta} [s\Delta \vartheta + \nabla s \cdot \nabla \vartheta] = 0, \quad (18)$$

где $s(\mathbf{r}) = |\langle \mathbf{S} \rangle|$; $\vartheta(\mathbf{r})$ — угол между направлениями $\langle \mathbf{S} \rangle$ и \mathbf{H} ; $\tilde{h} \equiv \tilde{h}(\mathbf{r})$ — обменное поле примесей, направленное вдоль $\langle \mathbf{S} \rangle$. Из (18), пренебрегая несущественными здесь градиентными членами, имеем

$$\cos \vartheta(\mathbf{r}) = (h/4d) s(\mathbf{r}). \quad (19)$$

Подстановка (19) в (17) и линеаризация дают уравнение Гельмгольца

$$(a^2/\zeta) \Delta s - (d-1) [1 - h^2/4d(d-1)] s = \tilde{h}. \quad (20)$$

Выбирая источник в виде

$$\tilde{h}(\mathbf{r}) = (j\sigma/4\pi a^2) \delta(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{a}|), \quad (21)$$

отсюда легко получить распределение, создаваемое одной примесью, вида (4), в котором, однако, радиус примесного состояния оказывается зависящим от поля

$$r_0 \rightarrow r_0(h) = r_0 [1 - (h/h')^2]^{-1/2}. \quad (22)$$

Соответственно приобретают полевую зависимость и характерные концентрации

$$c_{0,1}(h) = c_{0,1} [1 - (h/h')^2]^{1/2}. \quad (23)$$

Таким образом, увеличивая поле $\mathbf{H} \parallel OZ$, можно при $|h-h'| \ll c^{2/3}/\zeta\sqrt{d-1}$ добиться выполнения условия, необходимого для перехода из НУФ в ФМ фазу, и вызвать коллективную перестройку спектра. Такое поведение системы в поле обуславливает также особенности тензора статической восприимчивости; в частности, при $c_1(h) > c$, т. е. не слишком близко к h' ,

$$\chi_{ss} = \frac{Nc(j\sigma)^2}{4d(d-1)^2} \frac{1+3(h/h')^2}{1-(h/h')^2}, \quad \chi_{xs} = \frac{Nc j\sigma h}{2d(d-1)^2 [1-(h/h')^2]}. \quad (24)$$

При дальнейшем росте поля $h > h'$ примесная зона переходит в ветвь безактивационных возбуждений ферромагнитной «угловой» фазы матрицы [17], расщепленную вблизи ω_0 .

Для окончательного решения вопроса о поведении всей системы при данной ориентации магнитного поля следует иметь в виду возможность альтернативного решения, отвечающего «отрыву» момента примеси от спинов матрицы. При этом спины примесей ориентируются по полю, а индуцированный в матрице большой момент (5) пропадает (что приводит к дополнительным особенностям восприимчивости). Усредняя гамильтониан по самосогласованному основному состоянию и используя (17)–(19), можно получить выражение для энергии

$$E_0 = -\frac{d}{2} \int \frac{(1 - \sqrt{1 - s^2})^2}{\sqrt{1 - s^2}} dr - \frac{1}{2} \int \bar{h} s dr - \bar{g} h \sum_p \sigma_p, \quad (25)$$

где $\bar{g} = g'_z/g_*$ — относительный g -фактор примеси; интегрирование (или суммирование) в первых двух членах ведется по спином матрицы, а в последнем — по примесям. Энергия основного состояния в отличие от суммарной намагниченности оказывается более чувствительной к деталям

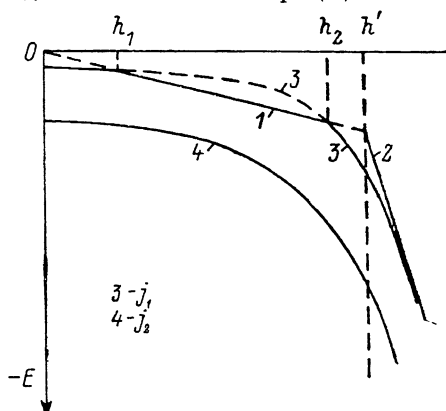


Рис. 3. Энергия примесной системы в магнитном поле, приложенном вдоль «трудной» оси OZ матрицы.

1 — эземановская энергия при ориентации примесных спинов по полю; 2 — энергия «угловой» фазы матрицы; 3, 4 — энергия ферромагнитного состояния системы ($j_1 < j_{0c}$, $j_2 > j_{0c}$). При $j = j_1$ в интервале полей (h_1, h_2) поляризация матрицы невыгодна.

распределения $s(r)$: первый член $\sim \int s^4 dr$ при $s^2 \ll 1$, а второй есть контактное взаимодействие примеси с ближайшими соседями, так что приближение однородной намагниченности здесь неприменимо. Не останавливаясь на деталях расчета и анализе возможных частных случаев, отметим, что в достаточно малых полях всегда реализуется решение, соответствующее поляризации матрицы и ориентации примесного момента близко к плоскости XY . Условием реализации этого решения во всем интервале полей ($0, h'$) является достаточная величина связи $j > j_{0c}$ (для невысоких концентрации $j_{0c} \leq \sqrt{8\pi\bar{g}h'/\sigma^2\zeta}$), в противном случае при $h_1 \sim (j/j_{0c})^2 h'$ произойдет «отрыв»; при $c > (2j\sigma)^2 (\zeta/4\pi(2+d))^3$ верхняя оценка j_{0c} уменьшается с ростом первого члена в (25). Рис. 3 иллюстрирует возможную смену состояний системы в зависимости от величины связи j .

4. Обсуждение и замечания

Поскольку большинство приведенных выше результатов получено в линейном приближении, целесообразно остановиться специально на некоторых аспектах нелинейности самосогласованной задачи. Эта нелинейность имеет принципиальный характер, отражая явление насыщения намагниченности матрицы, однако в конкретных физических ситуациях проявляется по-разному. В случае высокой концентрации примесей она обуславливает c — зависимость (11) однородной намагниченности. Имеет место и аналогичная нелинейность по отношению к внешнему магнитному полю h_1 , приложенному в XY плоскости; ее можно найти из выражения (11), заменив (при $h_1 < \sqrt{d-1}$) среднее обменное поле примесей

$h_{ex} = c_j s$ на $h_{ef} = h_{ex} + h_{||}$. В частности, отсюда следует, что продолжая восприимчивость $\chi_{xx} = ds/dh_{||}$ имеет высокое значение $\chi_{xx} \sim (d-1)^{-1}$ только при $c \ll c_1 \sim c_0/j$ и $h_{||} < (d-1)^{3/2}$; с повышением c , с увеличением $h_{||}$ или константы связи j , а также при уменьшении $c_0(h)$ в поле $H \perp XY$ величина χ_{xx} быстро падает

$$\chi_{xx} \approx 2/3s^{-2}, \quad s \approx (2h_{ef})^{1/3}.$$

В большом поле $h_{||} \sim 1$

$$s \approx 1 - 1/2 d^2 [(1 + h_{ef})^2 + d^2]^{-1}.$$

В случае малой концентрации нелинейность приводит главным образом к изменению пространственной зависимости распределения (4) в окрестности отдельной примеси. Расстояние, при котором начинает нарушаться закон (4), определяется условием $s^2(r') \sim \zeta(d-1)$, так что, строго говоря, он выполняется для всех r только при условии слабой связи $j \ll (4\pi/\sigma\zeta)\sqrt{\zeta(d-1)}$. Нарушение этого условия, однако даже при очень сильной связи $j \gg 4\pi/\sigma\zeta$, приводит к отклонению от полученной зависимости лишь на нескольких ближайших к примеси соседях: сама примесь и ее координационная группа образуют жесткий кластер [19], связь которого с остальными спинами матрицы уже не является сильной; при этом амплитуда распределения s_a в (4) и (5), разумеется, не равна $j\sigma\zeta/4\pi$ и находится из решения нелинейной задачи.

Эти соображения, так же как и критерий слабой связи, заметно изменяются применительно к одно- и двумерным системам. Действительно, решения линеаризованной задачи

$$1D: s(r) = 1/2 j \sigma \zeta (r_0/a) \exp(-r/r_0), \quad (26)$$

$$2D: s(r) = (j\sigma\zeta/2\sqrt{2\pi})\sqrt{r_0/r} \exp(-r/r_0) \quad (27)$$

показывают нефизическое возрастание $s(r)$ при $r < r_0$ даже для $j \sim \sim \sqrt{d-1} \ll 1$, что требует более жесткого критерия слабой связи $j \ll \ll (d-1)$ и $j \ll (d-1)^{3/4}$ соответственно. Интересно сравнить (26) с решением уравнения (3), в котором оставлен кубический член $\sim s^3$ наряду с малым линейным $(d-1)s$

$$s(r) = s_a \left[\operatorname{ch} \frac{r-a}{r_0} + \sqrt{1 + s_a^2/4(d-1)} \operatorname{sh} \frac{r-a}{r_0} \right]^{-1}. \quad (28)$$

Отсюда видно, что в случае «сильной» связи $s_a^2 \gg 4(d-1)$ поведение $s(r)$ существенно отличается от (26): на малых расстояниях $r \ll r_0$ происходит быстрое убывание $s(r) \approx s_a/[1 + s_a(r-a)/a\sqrt{2}]$, а на больших r работает экспоненциальный закон, но с редуцированной амплитудой, не зависящей от s_a : $s(r) \approx 4\sqrt{d-1} \exp(-r/r_0)$.

В настоящей работе была рассмотрена модель матрицы (1), соответствующая одному из типов СМ — синглет-дублетному. Результаты по крайней мере качественно сохраняются для СМ этого типа с целыми $S > 1$, в том числе и для кристаллов с антиферромагнитным обменом (в этом случае приведенные решения относятся к отдельным подрешеткам [20]). Выводы, касающиеся статических свойств распределения намагниченности в примесных системах при $c \geq c_0$ (за исключением раздела 3) справедливы в равной мере и для других типов синглетных матриц — синглет-синглетной, рассматривавшейся в [15], и синглет-триплетной. Отметим, что они не согласуются с выводами работы [15] о том, что распределение $s(r)$, близкое к однородному, возможно только при насыщении намагниченности, т. е. при $c \rightarrow 1$; это заключение связано, видимо, с неучетом в [15] перекрывания и взаимодействия при $c > c_0$, полей, индуцированных всеми примесями. (Ввиду принципиального характера различий было бы интересно провести экспериментальное исследование, например, неоднородного уширения линий ЯМР или когерентного рассеяния нейтронов).

Динамические свойства таких систем оказываются более чувствительными к природе возбужденного уровня. При небольшом расщеплении ϵ дублета в примесной зоне $\Omega(k)$ появляется щель $\sim \sqrt{\epsilon j \tau}$. В случае синглетного уровня [15], все примесные состояния остаются локализованными вплоть до $c \sim 1$: в случае триплета примесная ветвь голдстоуновская с $\Omega(k) \sim k^2$ при малых k .

Выводы, полученные в работе, остаются без изменений и для слабоанизотропных некрамерсовых примесей. Проведенное рассмотрение, однако, не исключает аналогичных эффектов и при использовании даже сильноанизотропных примесей с $\sigma \parallel OZ$, которые могут индуцировать магнитное состояние большого радиуса с моментом, существенно выходящим в центре из плоскости XY , только при достаточно большой величине параметра связи j .

Наконец, укажем на возможность реализации состояний типа магнитных поляронов в чистых синглетных магнетиках, поляризация которых вызывается не примесями, а возбуждениями самой матрицы (лишний электрон, дырка, экситон). Такие поляроны обладают эффективной массой $m^* = m_0 \exp(\pi s_a^2/6)$, и между ними, как следует из (25), возникает притяжение через поле намагниченности.

В заключение укажем объекты, в которых можно ожидать наблюдения рассмотренных в работе эффектов. Из известных нам СМ наиболее подходящими матрицами представляются кристаллы фторсиликата никеля [8], в котором с помощью давления можно переходить из магнитной в синглетную фазу, а также CsFeCl_3 [10], характеризующийся величиной малого параметра $(d-1) \sim 0.12(1-\xi)$, где $\xi = (\mathcal{J}_\parallel - \mathcal{J}_\perp)/\mathcal{J}_\perp$ — анизотропия обменного взаимодействия. В качестве примесей можно использовать, например, Mn^{2+} , Cu^{2+} и ряд других парамагнитных ионов.

Авторы благодарят М. А. Иванова за полезные обсуждения многих аспектов работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ivanov M. A., Loktev V. M., Pogorelov Yu. G. // Phys. Rep. 1987. V. 153. N 4+5. P. 209—330.
- [2] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф. // УФН. 1978. Т. 126. № 2. С. 233—268.
- [3] Price D. C., Maartehse N., Morrish A. N. // Phys. Rev. B. 1974. V. B9. N 1. P. 281—293.
- [4] Morija T. // Phys. Rev. 1960. V. 117. N 3. P. 635—639.
- [5] Wang Y. L., Cooper B. G. // Phys. Rev. 1968. V. 172. N 2. P. 539—551.
- [6] Матвеев В. М. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. № 4. С. 1626—1636.
- [7] Papanelicolaou N. // Z. Phys. B. 1985. V. 61. N 1. P. 159—166.
- [8] Дьяконов В. П., Зубов Э. Е., Оцуфриева Ф. П. и др. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 5. С. 1775—1787.
- [9] Завадский Э. А., Тодрис Б. М., Заворотнев Ю. Д., Асадов С. К. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 1. С. 82—85.
- [10] Ajiro Y., Friedberg S. A., van der Ven N. S. // Phys. Rev. B. 1975. V. B12. N 1. P. 39—46.
- [11] Haseda T., Wada N., Nata M., Amaya K. // Physica B. 1981. V. 108B. N 1—3. P. 841—842.
- [12] Cooper B. R. // Phys. Lett. 1966. V 22. N 3. P. 244—245.
- [13] Tsushida T., Wallace W. E. // J. Chem. Phys. 1965. V. 43. N 8. P. 2885—2889.
- [14] Hutchison C. A., Candella G. A. // J. Chem. Phys. 1957. V. 27. N 3. P. 707—710.
- [15] Shender E. E. // J. Phys. C, 1976. V. 9. N 9. P. 1743—1748.
- [16] Elliott R. J., Crumhansl J. A., Leath P. L. // Rev. Mod. Phys. 1974. V. 46. N 3. P. 465—543.
- [17] Островский В. С. // Препринт Ин-та физики. 1978. № 6. 28 с.
- [18] Островский В. С. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 5 (11). С. 1690—1701.
- [19] Ivanov M. A., Mitrofanov V. Ya., Fishman A. Ya. // Phys. St. Sol. (b). 1974, v. 61, N 3. P. 403—410.
- [20] Herweijer A., Friedberg S. A. // Phys. Rev. B. 1971. V. B4. N 11. P. 4009—4013.