

УДК 538.115

© 1990

К ТЕОРИИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ, СОДЕРЖАЩИХ КОЛЛИНЕАРНЫЕ ПРИМЕСИ С КОНКУРИРУЮЩЕЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

М. А. Иванов, В. М. Локтев, Ю. Г. Погорелов

Найдены фазовые состояния антиферромагнетика с анизотропией типа «легкая ось», содержащего коллинеарные парамагнитные центры, которые вызывают переориентацию вектора антиферромагнетизма. Рассчитаны концентрации примесей, отвечающие фазовым переходам, и построена фазовая диаграмма в переменных «концентрация—температура». Определен спектр длинноволновых спиновых возбуждений во всех фазах. Полученные результаты сравниваются с имеющимися данными для гематита, легированного кобальтом. Рассмотрено также влияние диамагнитных примесей на спиновую структуру гематита и показано, что они могут индуцировать переориентацию вектора антиферромагнетизма, если в кристалле имеется конкуренция межсионной анизотропии и одноионной анизотропии 4-го порядка.

Среди смешанных магнитных систем с конкурирующими анизотропиями (СКА) особый интерес представляют те, в которых спин-переориентационные переходы вызваны уже малым содержанием одной из компонент. Примеры таких систем изучены в [1], где введены понятия ортогонального и коллинеарного примесного центров (ОПЦ и КПЦ). Подробное изучение СКА с ОПЦ проведено в [2-4] (см. также обзор [5]).

В последнее время получены экспериментальные данные для гематита (α -Fe₂O₃) с ионами Co²⁺ [6]. Эта ситуация не сводится к изученным ранее, поскольку здесь возникают КПЦ с анизотропией, которая ортогональна анизотропии матрицы, превращая α -Fe₂O₃ в СКА. В настоящей работе проводится теоретический анализ достаточно простого двухподрешеточного антиферромагнетика (АФМ), в котором разбавлены КПЦ указанного типа. Устанавливается фазовая диаграмма системы в переменных c — T (концентрация—температура) и рассчитывается спектр спиновых возбуждений (СВ). Мы также кратко обсуждаем поведение гематита с диамагнитными (бесспиновыми) примесями и показываем, что по мере изменения их количества переход Морина может идти непрерывно через так называемую угловую фазу (УФ). Полученные результаты дополняют представления об индуцированных примесями фазовых переходах в магнетиках.

1. Модель и свойства изолированного примесного центра

Рассмотрим двухподрешеточный АФМ со слабой анизотропией как одноионного, так и межсионного типа. Гамильтониан такого АФМ имеет вид

$$\mathcal{H}_0 = A \sum_{n\alpha} (S_{n\alpha}^z)^2 + \frac{1}{2} \sum_{n\alpha, \rho} (IS_{n\alpha} S_{n\alpha+\rho} + \Delta IS_{n\alpha}^z S_{n\alpha+\rho}^z), \quad (1)$$

в котором $S_{n\alpha}$ — спиновый оператор на узле n α -й подрешетки ($\alpha=1, 2$), ρ соединяет ближайших соседей и, наконец, $I \gg \Delta I$, A , где I — изотропная, а ΔI — анизотропная части обменного взаимодействия, A — параметр

одноионной анизотропии. Обычно гамильтониан гематита содержит также и анизотропию 4-го порядка, однако пока она нам не понадобится, поскольку приводит лишь к перенормировке константы A . Такая модель достаточно неплохо описывает спиновую динамику гематита в интересующей нас области частот (порядок частоты нижней моды АФМР $\Omega(0) \approx 7 \text{ см}^{-1}$ [6] в легкоосной фазе).

В соответствии со сказанным выше предположим, что примесными являются ионы Co^{2+} , имеющие в кубическом поле незамороженный орбитальный момент [5]. Тогда эквивалентный гамильтониан изолированного на узле p_α центра имеет вид

$$\mathcal{H}_{p_\alpha} = A' (S_{p_\alpha}^z)^2 + I' \sum_{\rho} S_{p_\alpha}^x S_{p_\alpha+\rho}^x, \quad (2)$$

где $A' > 0$ — константа одноосной анизотропии, I' — обмен примесь-матрица. При записи (2) мы опустили слагаемые, отвечающие образованию вакансий, поскольку они несущественны в длинноволновой части спектра [5]. Одноионный спектр примеси в обменном поле ее окружения имеет $2S'+1$ уровень, но при $A' \gg I'$ (что реально для Co^{2+} в изоморфных системах CoCO_3 , CoCl_2) и полуцелом S' нижайший дублет $S'^z = \pm 1/2$ отделен от остальных зазором $\sim A'$ и расщеплен на величину $\sim I'$. Для исследования низкочастотного спектра удобно ограничиться лишь этим дублетом, перейдя к эффективному оператору

$$\mathcal{H}_{p_\alpha} \rightarrow H_{p_\alpha}^{\text{eff}} = \sum_{\rho} [I_{\parallel}^z \sigma_{p_\alpha}^z S_{p_\alpha+\rho}^z + I_{\perp}^x (\sigma_{p_\alpha}^x S_{p_\alpha+\rho}^x + \sigma_{p_\alpha}^y S_{p_\alpha+\rho}^y)], \quad (3)$$

где σ_{p_α} — оператор эффективного спина $\sigma=1/2$, при этом [7]

$$I_{\parallel}^z = I', \quad I_{\perp}^x = (S' + 1/2) I'. \quad (4)$$

Как видно из (3), ориентация рассматриваемого спина в основном состоянии полностью определяется эффективным обменным полем, так что естественно отнести данный примесный центр к числу КПЦ в соответствии с [4]. Таким образом, в данной модели полный оператор СВ имеет вид

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \sum_{p_\alpha} \mathcal{H}_{p_\alpha}^{\text{eff}}, \quad (5)$$

слагаемые которого определены в (1), (3). Конкуренция анизотропий примеси и матрицы (в ее легкоплоскостной фазе, что для гематита отвечает температурам ниже точки Морина T_M), т. е. формирование СКА, отражается в том, что

$$(I_{\perp}^x - I_{\parallel}^z)/I_{\parallel}^z \gg [\Delta I S z - (2S - 1) A]/I S z > 0 \quad (6)$$

(z — число ближайших соседей), причем первое неравенство показывает, что анизотропия примеси является сильной.

2. Спиновые конфигурации при наличии примесей

Рассмотрим возможные спиновые структуры модели (5) при изменении концентрации примесей. Для этого предположим, что в основном состоянии и примесный спин, и спины матрицы могут отклоняться от оси OZ соответственно на углы χ и θ вокруг оси OY . Тогда удобно записать оператор (5) в собственных системах координат

$$S_{n_\alpha}^x = S_{n_\alpha}^z \cos \theta + S_{n_\alpha}^y \sin \theta, \quad S_{n_\alpha}^y = S_{n_\alpha}^y, \quad S_{n_\alpha}^z = -S_{n_\alpha}^x \sin \theta + S_{n_\alpha}^z \cos \theta, \quad (7)$$

$$\sigma_{p_\alpha}^x = \sigma_{p_\alpha}^z \cos \chi + \sigma_{p_\alpha}^y \sin \chi, \quad \sigma_{p_\alpha}^y = \sigma_{p_\alpha}^y, \quad \sigma_{p_\alpha}^z = -\sigma_{p_\alpha}^x \sin \chi + \sigma_{p_\alpha}^z \cos \chi \quad (8)$$

и потребовать отсутствия в нем членов, линейных по операторам переходов между основным и первым возбужденными одноионными состояниями спиновой матрицы и примеси. Отсюда нетрудно получить соотношение

$$[\Delta I s z - (2S - 1) A] \cos \theta \sin \theta = c s z (I'_{\perp} \sin \chi \cos \theta - I'_{\parallel} \cos \chi \sin \theta), \quad (9)$$

где $s \equiv \langle S_{n\alpha}^c \rangle$, $\sigma \equiv \langle \sigma_{P\alpha}^c \rangle$, а также связь между углами

$$\operatorname{tg} \chi = (I'_{\perp} / I'_{\parallel}) \operatorname{tg} \theta. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (9), легко получить уравнение

$$\left\{ \frac{\Delta I s z - (2S - 1) A}{(I'_{\perp})^2 - (I'_{\parallel})^2} - \frac{c s z}{[(I'_{\parallel})^2 \cos^2 \theta + (I'_{\parallel})^2 \sin^2 \theta]^{1/2}} \right\} \sin \theta \cos \theta = 0,$$

которое, кроме тривиальных $\theta = 0, \pi/2$, имеет нетривиальное решение

$$\sin \theta = \sqrt{\frac{c^2 - c_{\parallel}^2}{c_{\perp}^2 - c_{\parallel}^2}}, \quad c_{\parallel, \perp} = \frac{\Delta I s z - (2S - 1) A}{(I'_{\perp})^2 - (I'_{\parallel})^2} I'_{\parallel, \perp} \frac{s}{z \sigma}, \quad (11)$$

имеющее смысл при $c_{\parallel} \leq c \leq c_{\perp}$ и определяющее границы УФ, где $0 < \theta < \pi/2$. Нетрудно убедиться, что при $c < c_{\parallel}$ энергетически выгодна легкопоскостная фаза, а при $c > c_{\perp}$ легкопоскостная фаза. Качественное отличие данной модели с КПЦ от случая ОПЦ [2-4] состоит в универсальном соотношении

$$c_{\perp} / c_{\parallel} = I'_{\perp} / I'_{\parallel} = S' + 1/2.$$

тогда как для ОПЦ это отношение определяется большим параметром A/I .

Температурное поведение концентраций c_{\parallel} и c_{\perp} определяется тем, что анизотропия обмена ΔI матрицы, вообще говоря, зависит от T (т. е. $\Delta I \equiv \Delta I(T)$), тогда как одноионная анизотропия A от T практически не зависит, так что величина $\Delta I s z - (2S - 1) A$ может менять свой знак. В частности, в гематите температура Морина $T_M \approx 220$ К, в которой $\Delta I(T_M) s z = -(2S - 1) A$ и выше которой система находится в легкопоскостной фазе независимо от наличия примесей. Но ниже T_M поведение СКА определяется, кроме того, величинами $s(T)$ и $\sigma(T)$. При этом если для первой в случае гематита можно считать $s = S$ ($T_M \ll T_N \approx 900$ К), то для второй даже в приближении среднего поля необходим анализ спектра СВ. Поэтому при конечных T решение (11) лишь определяет условия самосогласования, которые удовлетворяются совместно со спектральными характеристиками.

3. Спектр СВ при различных концентрациях примеси

С учетом выполнения (7), (8) и (10) и после перехода от операторов спиновых проекций к Бозе-операторам Гольштейна—Примакова

$$S_{n\alpha}^{\pm} = \sqrt{S/2} (a_{n\alpha} + a_{n\alpha}^{\pm}), \quad S_{n\alpha}^{\eta} = i \sqrt{S/2} (a_{n\alpha}^{\eta} - a_{n\alpha}), \quad S_{n\alpha}^z = S - a_{n\alpha}^{\dagger} a_{n\alpha},$$

которые удобно разложить в ряды Фурье

$$a_{n\alpha} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{n}\alpha} a_{\alpha}(\mathbf{k}),$$

гармоническая часть оператора (5) приводится к виду

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} \left\{ \varepsilon \sum_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{k}) a_{\alpha}(\mathbf{k}) + [\alpha(\mathbf{k}) a_{\uparrow}^{\dagger}(\mathbf{k}) a_{\downarrow}^{\dagger}(-\mathbf{k}) + \alpha'(\mathbf{k}) a_{\uparrow}^{\dagger}(\mathbf{k}) a_2(\mathbf{k}) + \text{h. c.}] \right\} - \\ - \omega_0(\theta) \sum_{P\alpha} \sigma_{P\alpha}^z - \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{P\alpha, \mathbf{k}} \{ e^{i\mathbf{k}P\alpha} \sigma_{P\alpha}^{\pm} [\beta_{+}(\mathbf{k}) a_{\beta}(\mathbf{k}) - \beta_{-}(\mathbf{k}) a_{\beta}^{\dagger}(-\mathbf{k})] + \text{h. c.} \} \quad (\alpha \neq \beta), \quad (12) \end{aligned}$$

в котором

$$\begin{aligned} \varepsilon = I s z + [\Delta I s z - (2S - 1) A] \cos^2 \theta + c \frac{\sigma}{S} \omega_0(\theta), \quad \alpha(\mathbf{k}) = \left(I + \frac{1}{2} \Delta I \sin^2 \theta \right) S z \gamma(\mathbf{k}) - \\ - \frac{1}{2} (2S - 1) A \sin^2 \theta, \quad \alpha'(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \Delta I s z \sin^2 \theta \gamma(\mathbf{k}) - \frac{1}{2} (2S - 1) A \sin^2 \theta, \quad \beta_{\pm}(\mathbf{k}) = \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{S}{2}} I_{\perp z} \left[1 \pm \frac{I_{\parallel} S z}{\omega, (\theta)} \right] \gamma(\mathbf{k}); \quad \gamma(\mathbf{k}) = \frac{1}{z} \sum_{\rho} e^{i \mathbf{k} \rho},$$

$$\omega_{\pm}(\theta) = I_{\parallel} S z \sqrt{1 + \frac{c_{\perp}^2 - c_{\parallel}^2}{c_{\parallel}^2} \sin^2 \theta}.$$

Для нахождения спектра оператора (20) рассмотрим матрицу функций Грина

$$G_{\mathbf{k}}(\omega) = \left\langle \left\langle \begin{pmatrix} a_1(\mathbf{k}) \\ a_1^{\dagger}(-\mathbf{k}) \\ a_2(\mathbf{k}) \\ a_2^{\dagger}(-\mathbf{k}) \end{pmatrix} \right| a_1^{\dagger}(\mathbf{k}), a_1(-\mathbf{k}), a_2^{\dagger}(\mathbf{k}), a_2(-\mathbf{k}) \right\rangle \right\rangle, \quad (13)$$

уравнения для которой имеют стандартный вид. Записывая их с помощью (12) и исключая из них примесные переменные во втором порядке по $\beta_{\pm}(\mathbf{k})$ и $\beta_{\mp}(\mathbf{k})$, замкнем цепочку в линейном по c приближении (такая процедура на примере ОПЦ рассмотрена в [5]). Полюса функций (13), определяющие СВ зонного типа, находятся из уравнения

$$D_{\mathbf{k}}(\omega) = \begin{vmatrix} \omega - \varepsilon - r_1 & -r_2 & -a'(\mathbf{k}) & -a(\mathbf{k}) \\ r_2 & \omega + \varepsilon + r_1 & a(\mathbf{k}) & a'(\mathbf{k}) \\ -a'(\mathbf{k}) & -a(\mathbf{k}) & \omega - \varepsilon - r_1 & -r_2 \\ a(\mathbf{k}) & a'(\mathbf{k}) & r_2 & \omega + \varepsilon + r_1 \end{vmatrix} = 0, \quad (14)$$

$$r_1 \equiv r_1(\mathbf{k}; \omega) = 2c\sigma \frac{\omega [\beta_{\perp}^2(\mathbf{k}) - \beta_{\parallel}^2(\mathbf{k})] + \omega_0(\theta) [\beta_{\perp}^2(\mathbf{k}) + \beta_{\parallel}^2(\mathbf{k})]}{\omega^2 - \omega_0^2(\theta)},$$

$$r_2 \equiv r_2(\mathbf{k}; \omega) = 4c\sigma\omega_0(\theta) \frac{\beta_{+}(\mathbf{k})\beta_{-}(\mathbf{k})}{\omega^2 - \omega_0^2(\theta)}.$$

В общем случае уравнение (14) достаточно громоздко. Рассмотрим его решения в разных областях. Прежде всего при $c < c_{\parallel}$, когда $\sin \theta = 0$, следовательно, $a'(\mathbf{k}) = \beta_{-}(\mathbf{k}) = r_2 = 0$. Тогда (14) легко записать в виде

$$[\omega^2 - \Omega^2(\mathbf{k}) - R_{\mathbf{k}}(\omega^2)]^2 = 0, \quad (15)$$

где

$$\Omega^2(\mathbf{k}) = 2 [\Delta I S z - (2S - 1) A] I S z + (I S z)^2 [1 - \gamma^2(\mathbf{k})]$$

отвечает нижней ветви СВ, а

$$R_{\mathbf{k}}(\omega^2) = \frac{c}{c_{\parallel}} \frac{\omega_0^2 \Omega_g^2}{\omega^2 - \omega_0^2} \left\{ 1 + \frac{\omega^2}{(S' - 1/2)(S' + 3/2)\omega_0^2} \right\} \quad (\omega_0 \equiv \omega_0(0); \Omega_g \equiv \Omega(0)) \quad (16)$$

— поляризационный оператор, описывающий расщепление спектра вблизи частоты ω_0 . Как известно [5], такая — когерентная — перестройка спектра АФМ происходит, если $c > c_0 \approx (4\pi)^{-1}(\omega_0/IS)^2$. Двукратное вырождение спектра (см. (15)) отвечает легкоосной симметрии. Нижайшая частота АФМР имеет вид

$$\Omega_{\text{АФМР}}^2 = \frac{1}{2} \left[\omega_0^2 + \Omega_g^2 - \sqrt{(\omega_0^2 - \Omega_g^2)^2 + 4 \frac{c}{c_{\parallel}} \omega_0^2 \Omega_g^2} \right], \quad (17)$$

из которого видно, что при $c \rightarrow c_{\parallel}$ $\Omega_{\text{АФМР}} \rightarrow 0$, т. е. значение c_{\parallel} (11), найденное в приближении молекулярного поля, согласуется с динамикой рассматриваемой модели СКА. В частности, если $\Omega_g \ll \omega_0$, то из (17) имеем

$$\Omega_{\text{АФМР}}^2 \approx \Omega_g^2 (1 - c/c_{\parallel}). \quad (18)$$

В этом же приближении можно проанализировать спектр АФМ и при более высоких c , где $\theta \neq 0$. Считая по-прежнему $\omega \ll \Omega_g \ll \omega_0$, положим $r_j \equiv r_j(\mathbf{k}; \omega) \approx r_j(\mathbf{k}; 0) \equiv r_j(\mathbf{k})$ ($j=1, 2$), после чего нетрудно убедиться, что при $\mathbf{k} \rightarrow 0$ свободный член уравнения (14) также обращается в нуль,

а следовательно, одна из мод СВ оказывается голдстоуновской, что правильно отражает непрерывную симметрию фаз с $\theta \neq 0$. Другая же частота

$$\Omega_{\text{АФМР}}^2 = \Omega_g^2 \begin{cases} (c^2 - c_{\parallel}^2)(c_{\perp}^2 - c^2)/c_{\parallel}^2(c_{\perp}^2 - c_{\parallel}^2), & c_{\parallel} \leq c' \leq c_{\perp}, \\ c/c_{\perp} - 1, & c_{\perp} \leq c \end{cases} \quad (19)$$

обнаруживает правильное критическое поведение и отвечает мягкой моде при $c \rightarrow c_{\parallel,1}$. Поведение собственных частот СКА с КПЦ для $k=0$ во всей области малых c показано на рис. 1.

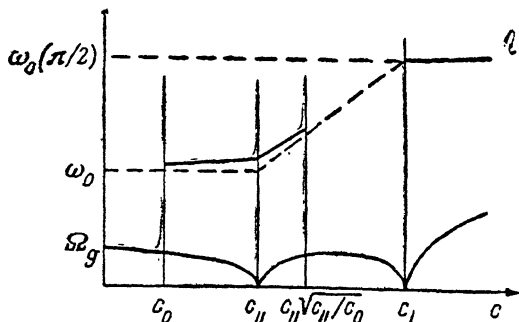


рис. 1. Зависимость частоты АФМР от концентрации коллинеарных примесей в матрице.

4. Фазовая диаграмма и сравнение с экспериментом

Исходя из полученных результатов, можно построить фазовую диаграмму магнитных состояний СКА в переменных $c-T$. При этом необхо-

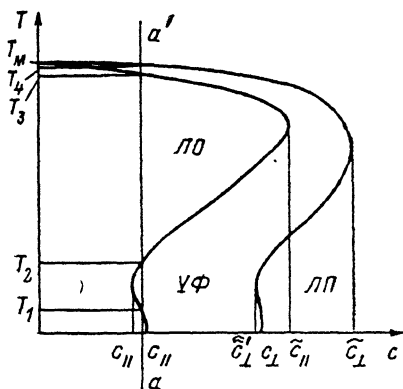


рис. 2. Фазовая диаграмма магнетика с анизотропией типа «легкая плоскость», содержащего коллинеарные примесные центры, которые обладают анизотропией, конкурирующей с анизотропией матрицы.

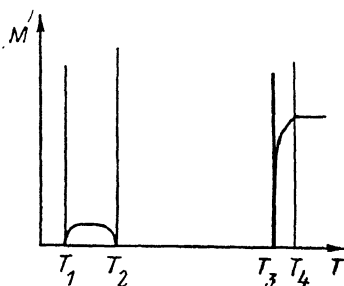


рис. 3. Поведение слабоферромагнитного момента как функции температуры.

димо учесть зависимости $\Delta I(T)$ и $\varepsilon(T)$. В простейшем приближении среднего поля, как видно из (11) и (12),

$$c_{\parallel}(T) = \langle \sigma_{\text{p}\alpha}^z \rangle_{\theta=0} = \frac{1}{2} \text{th} \frac{\omega_{\parallel}}{2T},$$

$$c_{\perp}(T) = \langle \sigma_{\text{p}\alpha}^z \rangle_{\theta=\pi/2} = \frac{1}{2} \text{th} \frac{\omega_{\perp}}{2T} \left(S' + \frac{1}{2} \right),$$

откуда после подстановки в (11) и учета равенства $\Delta I(T_M)S_z = (2S-1)A$ получим зависимости $c_{\parallel}(T)$ и $c_{\perp}(T)$ (рис. 2). Из рис. 2 следует, как изме-

няется область УФ при изменении c и T . Существенной особенностью фазовой диаграммы, связанной в первую очередь с обращением в нуль эффективной анизотропии в точке T_M , является возможность возвратных фазовых переходов (линия $a-a'$). При этом температурное поведение компонент намагниченности подрешеток (или слабощермагнитного момента, качественно показанного на рис. 3, если взаимодействие Дзялошинского отлжно от нуля) будет иметь сложный немонотонный вид. Конкретные значения величин \tilde{c}_{\parallel} , \tilde{c}_{\perp} и т. д. (рис. 2) определяются явным видом $\Delta I(T)$ как в области $T \rightarrow 0$, так и в области $T \rightarrow T_M$.

Хотя реальная СКА $\alpha\text{-Fe}_{2-x-y}\text{Co}_x\text{Si}_y\text{O}_3$, исследованная в [6], является более сложным объектом, чем рассмотренная модель, однако тот факт, что ее наблюдаемые характеристики (см. (11), (18), (19)) определяются лишь свойствами матрицы и критическими концентрациями, позволяет сопоставить поведение модели с поведением реального АФМ. Тогда из значений $T_N=950\text{ K}$, $\Omega_y=7\text{ см}^{-1}$ находим $Iz \approx 220\text{ см}^{-1}$, $\Delta Iz - 2A \approx 1/55\text{ см}^{-1}$. Теперь с помощью значений [6] $c_{\parallel} \approx 1 \cdot 10^{-3}$ и $c_{\perp} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ (отметим согласие их отношения $c_{\perp}/c_{\parallel} \approx 2$ с теоретическим значением $S'+1/2$ при $S'=3/2$) оценим величину взаимодействия примесь—матрица $I'z \approx 30\text{ см}^{-1}$, откуда находим $\omega_0 \approx 75$ и $\omega_0(\pi/2) \approx 150\text{ см}^{-1}$. Следовательно, величина характерной концентрации, необходимой для кроссового расщепления спектра СВ, оказывается $\sim 10^{-1}$, т. е. сравнительно большая. Более детальное сравнение экспериментальных и теоретических результатов требует как уточнения модели, так и более тщательного изучения статистики и динамики гематита с различным содержанием Co^{2+} .

5. Поведение гематита с диамагнитными примесями

В той же работе [6] наблюдалось двукратное смягчение моды АФМР при добавлении в кристалл ионов Ga, спин которых $S=0$ (разбавленный АФМ). Покажем, что такие примесные центры также могут вызывать переход между различными конфигурациями, если в чистом кристалле имеет место конкуренция одно- и межионной анизотропии разного происхождения и порядка. Для исследования данного вопроса гамильтониан гематита удобно записать в следующем виде (ср. (1)):

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \sum_{\mathbf{n}_\alpha} (1 - c_{\mathbf{n}_\alpha}) [A (S_{\mathbf{n}_\alpha}^Z)^2 + a (S_{\mathbf{n}_\alpha}^Z)^4] + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{n}_\alpha, \rho} (1 - c_{\mathbf{n}_\alpha}) (1 - c_{\mathbf{n}_\alpha + \rho}) (I S_{\mathbf{n}_\alpha} S_{\mathbf{n}_\alpha + \rho} + \Delta I S_{\mathbf{n}_\alpha}^Z S_{\mathbf{n}_\alpha + \rho}^Z), \end{aligned} \quad (20)$$

где $c_{\mathbf{n}_\alpha} = 1$, если узел \mathbf{n}_α занят диамагнитной примесью, и $c_{\mathbf{n}_\alpha} = 0$ в противном случае. Тогда уравнение, аналогичное (9), в данном случае имеет вид (полагаем $S \gg 1$)

$$[2A + 2aS^2 \cos^2 \theta - \Delta Iz (1 - c)] \sin \theta \cos \theta = 0, \quad c \equiv \langle c_{\mathbf{n}_\alpha} \rangle,$$

из которого легко найти решение

$$\cos \theta = \sqrt{[\Delta Iz (1 - c) - 2A] / 2aS^2},$$

отвечающее УФ. В ней происходит непрерывное изменение угла θ от значения $\theta=0$ при $c \leq c_{\parallel} = (\Delta Iz - 2A - 2aS^2) / \Delta Iz$ до $\theta = \pi/2$ при $c \geq c_{\perp} = (\Delta Iz - 2A) / \Delta Iz$, а область существования решения $c_{\perp} - c_{\parallel} = 2aS^2 / \Delta Iz$ целиком определяется анизотропией 4-го порядка. Таким образом, переход Морина в гематите может стать последовательностью двух фазовых переходов II рода, если кристалл разбавлять немагнитными ионами, замещающими магнитные. В соответствии с полученными выше результатами в точках c_{\parallel} и c_{\perp} будет смягчаться и одна из собственных мод АФМ, что, вообще говоря, наблюдается на эксперименте.

Возникает вопрос: почему в гематите не наблюдается УФ при изменении T ? Возможно, все дело в том, что в этом случае изменение θ будет определяться зависимостью $\Delta I(T)$, так что область существования УФ окажется очень узкой. Действительно, учитывая, что $\Delta I_z \sim A \leq 10^2$ Э, $a \sim 10^{-3} \div 10^{-5}$ Э, нетрудно оценить температурную область УФ $\Delta T \approx 2aS^2/(d\Delta I_z/dT)$. В реальной ситуации имеется еще один фактор — магнитострикция, которая еще больше сужает этот интервал. Поэтому УФ не наблюдается и ее более удобно изучать в смешанных или же разбавленных магнетиках, где соответствующий концентрационный интервал существования может составлять от десятых долей процента до процентов, т. е. находится в разумном диапазоне малых c , для которых и справедливы расчеты.

Можно думать, что изучение спиновых конфигураций разбавленных магнетиков с конкуренцией анизотропий разного порядка станет новой областью исследования критических явлений в магнитных системах. Сюда же можно отнести и изменение типа спинового упорядочения магнетиков под действием света, которое может вызываться теми же причинами, что обсуждались выше, если возбужденное состояние ионов обладает анизотропией отличного знака от основного.

Мы признательны В. Н. Васильеву, обратившему наше внимание на необходимость рассмотрения СКА с КЩЦ и ознакомившему с рядом экспериментальных данных до их публикации. Мы также благодарны Г. А. Петраковскому, Л. А. Прозоровой и А. С. Прохорову за полезные обсуждения различных аспектов данной работы.

Список литературы

- [1] Иванов М. А., Локтев В. М., Погорелов Ю. Г. // ФТТ, 1983. Т. 25. № 6. С. 1644—1649.
- [2] Думеш Б. С., Егоров В. М., Мещеряков В. Ф. // ЖЭТФ, 1971. Т. 61. № 7. С. 320—331.
- [3] Науменко В. М., Пишко В. В. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 5. С. 496—500.
- [4] Иванов М. А., Локтев В. М., Погорелов М. Г. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 6. С. 620—630.
- [5] Ivanov M. A., Loktev V. M., Pogorelov Yu. G. // Phys. Rep. 1987. V. 153. N 4.5. P. 209—330.
- [6] Васильев В. Н., Матвейко Е. Н. Физические свойства магнитоэлектриков / Под ред. Г. А. Петраковского, Е. В. Кузьмина. Красноярск, 1987. 195 с.
- [7] Ivanov M. A., Loktev V. M., Pogorelov Yu. G. // J. Phys. C. 1985. V. 18. N 3. P. 603—617.

Институт теоретической физики
АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
9 ноября 1989 г.