

УДК 538.22

УШИРЕНИЕ ЧАСТОТ ФМР В КУБИЧЕСКИХ МАГНЕТИКАХ С ДВУКРАТНО ВЫРОЖДЕННЫМИ ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИМИ ЦЕНТРАМИ

М. А. Иванов, Л. Д. Фальковская, А. Я. Фшман

Исследовано уширение частот ФМР в кубических магнетиках с двукратно вырожденными в основном состоянии ян-теллеровскими примесными центрами. Проведен анализ относительного вклада резонансного и релаксационного механизмов в ширину резонансной линии и найдены ее температурная, частотная и угловая зависимости. Показано, что случайные низкосимметричные кристаллические поля в магнетике существенно влияют на рассматриваемые характеристики. Установлено хорошее соответствие полученных результатов экспериментальным данным.

К настоящему времени накоплен сравнительно большой экспериментальный материал по ФМР в кубических магнетиках с ян-теллеровскими (ЯТ) примесными ионами различной природы [1-7]. Показано, что в зависимости от типа ЯТ ионов экстремумы угловой зависимости резонансного поля и ширины линии ФМР приходятся на одно из симметричных направлений намагниченности: [111], [100] или [110]. В частности, для халькогенидных хромовых шпинелей максимумы ширины линии ФМР в направлении [111] обычно связываются с наличием в системе ЯТ ионов Cr^{2+} , а максимумы в направлении намагниченности [100] с ЯТ ионами Cr^{4+} в октапозиции. Для температурной зависимости ширины линии в указанных направлениях характерно наличие максимумов в области температур $T \sim 10\text{--}20$ К.

Обычно интерпретация экспериментальных данных проводится в рамках феноменологического подхода, часто в предположении о преобладании механизма медленной релаксации. В результате экстремумы угловой зависимости уширения линии ФМР оказываются скоррелированными с типом примесных центров, для которых в указанном направлении энергетические уровни максимально сближены (вырождены или квазивырождены).

В данной работе предложен микроскопический подход к исследованию концентрационной, температурной, частотной и угловой зависимостей ширины резонансного поля в кубических магнетиках с двукратно вырожденными ЯТ ионами. Особое внимание при этом уделено анализу влияния на ширину линии случайных низкосимметричных полей, приводящих к появлению случайных осей анизотропии на примесных центрах.

1. Г а м и л ь т о н и а н.

Общее выражение для ширины линии ФМР

Ограничимся здесь рассмотрением кубического ферромагнетика с двукратно вырожденными (E -терм) ЯТ примесями со спином $S \neq 1/2$. Гамильтониан системы может быть представлен в виде суммы слагаемых, описывающих соответственно магнетонную \hat{H}_1 и орбитальную примесную \hat{H}_2 подсистемы и их взаимодействие \hat{H}_3

$$\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{H}_3, \\ \hat{H}_1 = \sum_{\mathbf{k}} \omega_{\mathbf{k}} \beta_{\mathbf{k}}^{\dagger} \beta_{\mathbf{k}}, \quad \hat{H}_2 = \sum_s \omega_s \hat{c}_{s\mathbf{x}}$$

$$\hat{H}_3 = D(2S)^{3/2} \sum_s \sum_{\mathbf{k}} N^{-1/2} \exp\{i\mathbf{k}\mathbf{R}_s\} \sum_{\mu=x,z} \hat{c}_{s\mu} [V_{s\mu}(\mathbf{k}) \beta_{\mathbf{k}} + V_{s\mu}^*(-\mathbf{k}) \beta^{\dagger}(-\mathbf{k})],$$

$$\hbar = k_B = 1,$$

$$\hat{c}_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{c}_z = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\omega_s = [(\hbar_{E\vartheta, s} + D_{E\vartheta})^2 + (\hbar_{E\varepsilon, s} + D_{E\varepsilon})^2]^{1/2}, \quad V_{\mu s}(\mathbf{k}) = F_{\mu s} U_{\mathbf{k}} + F_{\mu s}^* V_{\mathbf{k}},$$

$$D_{E\vartheta} = DS^2(\gamma_z^2 - 1/3), \quad D_{E\varepsilon} = 3^{-1/2} DS^2(\gamma_z^2 - \gamma_y^2),$$

$$F_{xs} = -A_x \gamma_z \sin \varphi_s + 3^{-1/2} (A_x \gamma_x - A_y \gamma_y) \cos \varphi_s,$$

$$F_{zs} = A_x \gamma_x \cos \varphi_s + 3^{-1/2} (A_x \gamma_x - A_y \gamma_y) \sin \varphi_s,$$

$$\cos \varphi_s = (\hbar_{E\vartheta, s} + D_{E\vartheta})/\omega_s, \quad \sin \varphi_s = (\hbar_{E\varepsilon, s} + D_{E\varepsilon})/\omega_s. \quad (1)$$

Здесь $\beta_{\mathbf{k}}^{\dagger}$, $\beta_{\mathbf{k}}$ — операторы рождения и уничтожения магнонов с волновым вектором \mathbf{k} и энергией $\omega_{\mathbf{k}}$; \hat{c}_{μ} — орбитальные операторы; $2\omega_s$ — энергия расщепления орбитального дублета на центре с вомером s , обусловленная полем магнитной анизотропии \mathbf{D} ($D_{E\vartheta}$, $D_{E\varepsilon}$) и случайными низкосимметричными полями \hbar_s ($\hbar_{E\vartheta, s}$, $\hbar_{E\varepsilon, s}$); D — параметр примесной одноионной анизотропии ($D \sim 1-10$ см⁻¹); N — число магнитных атомов в кристалле; $U_{\mathbf{k}}$, $V_{\mathbf{k}}$ — коэффициенты U - V -преобразования невозмущенного ферромагнетика; величины γ_{α} и A_{α} описывают переход от спиновых операторов S_{α} , определенных в кубическом базисе, к операторам S_z , S^+ и S^- , связанным с равновесным направлением намагниченности в кристалле: $S_{\alpha} = \gamma_{\alpha} S_z + A_{\alpha} S^+ + A_{\alpha}^* S^-$ [8].

В приведенных выражениях для краткости используется несущественное здесь предположение о равенстве обменных параметров и спинов для атомов примеси и матрицы. Кроме того, в гамильтониане взаимодействия H_3 сохранены лишь одномагнитные слагаемые. Отметим, что гамильтониан (1) аналогичен тем, что обычно используются при описании поглощения ультразвука и электромагнитного излучения в различного типа [9-10] стекловых системах с двухуровневыми туннельными центрами [11-13]. Характерные особенности рассматриваемого магнетика обусловлены наличием центров со случайным направлением осей магнитной анизотропии [14]. При этом устойчивость ферромагнитного состояния кристалла обеспечивается суммарной кубической анизотропией матрицы и примеси, а также насыщающим внешним магнитным полем.

Аналогично [15] для примесного вклада в затухание спиновых волн можно получить

$$R_{\mathbf{k}} = D^2 (2S)^3 N^{-1} \sum_s \sum_{\alpha, \beta=x,z} V_{s\alpha}^*(\mathbf{k}) V_{s\beta}(\mathbf{k}) \text{Im} \langle\langle \hat{c}_{s\alpha} | \hat{c}_{s\beta} \rangle\rangle_{\omega-i0^+}, \quad (2)$$

где «... | ...» — Фурье-образ двухвременной функции Грина. В собственно-энергетическом операторе $R_{\mathbf{k}}$ естественным образом выделяются слагаемые, описывающие резонансный ($\sim \langle\langle \hat{c}_x | \hat{c}_x \rangle\rangle$) и релаксационный ($\sim \langle\langle \hat{c}_z | \hat{c}_z \rangle\rangle$) механизмы затухания. При анализе уширения однородной частоты ФМР, чем мы ограничимся в настоящей работе, достаточно положить в (2) $\mathbf{k}=0$, а величину ω считать частотой ФМР.

2. Резонансное затухание

Выражение (2) для уширения линии ФМР получено в пренебрежении нелинейными эффектами. Нелинейность при рассмотрении резонансного механизма затухания обычно связывается с выравниванием заселенности уровней, на которых происходит резонансный переход. При этом увеличе-

ние интенсивности электромагнитного излучения приводит к уменьшению резонансного вклада в ширину линии ФМР аналогично повышению температуры. Характерные критические интенсивности для систем стекольного типа с двухуровневыми центрами, начиная с которых резонансный вклад заметно падает, составляют $\sim 10^{-2}$ Вт/см² [12]. В дальнейшем нелинейные эффекты не рассматриваются. При анализе резонансного механизма будем пренебрегать учетом релаксационных процессов. В результате для $R^{\text{рез}}$ из выражения (2) получаем

$$R^{\text{рез}} = xD^2 (2S)^3 \text{th} (\omega/2T) \delta (\omega - 2\omega_s) [|F_{x\alpha}|^2 (|U_0|^2 + |V_0|^2) + \frac{F_{x\alpha}^2 U_0 V_0^* + (F_{x\alpha}^*)^2 U_0^* V_0}{F_{x\alpha}^2 U_0 V_0^* + (F_{x\alpha}^*)^2 U_0^* V_0}], \quad (3)$$

где x — концентрация ЯТ примесей, а черта над формулой означает усреднение по конфигурациям случайных низкосимметричных полей. С точностью до членов, отвечающих углам между направлениями внешнего магнитного поля и намагниченности в насыщающих магнитных полях, величину $|U_0|^2 + |V_0|^2$ можно заменить единицей, а величинами $U_0^* V_0$ и $U_0 V_0^*$ пренебречь. Усреднение в (3) будем проводить с использованием следующей функции распределения двумерных случайных полей [16]

$$g(h_{E\theta}, h_{Ez}) = (\pi\Delta^2)^{-1} \exp \{ - (h_{E\theta}^2 + h_{Ez}^2) / \Delta^2 \}, \quad (4)$$

Δ — дисперсия случайных полей. Тогда после несложных преобразований получаем

$$R^{\text{рез}} = 2xD^2 S^3 \text{th} (\omega/2T) \omega \Delta^{-2} \exp \{ - (\Omega^2 + \omega^2/4) / \Delta^2 \} I, \\ I = \frac{1}{3} [f I_0(z) - (f^2 - 3\Phi)^{1/2} I_2(z) \cos(2\varphi_0 - \varphi_1)], \quad z = \omega\Omega/\Delta^2,$$

$$\Omega = \Omega_0 (1 - 3f)^{1/2}, \quad \Omega_0 = \frac{2}{3} DS^2, \quad f \equiv f(\gamma) = \sum_{\alpha < \beta} \gamma_\alpha^2 \gamma_\beta^2, \quad \Phi \equiv \Phi(\gamma) = \gamma_x^2 \gamma_y^2 \gamma_z^2,$$

$$\cos \varphi_0 = D_{E\theta} / \Omega, \quad \cos \varphi_1 = [3(A_x \gamma_x)^2 - |A_x \gamma_x - A_y \gamma_y|^2] (f^2 - 3\Phi)^{-1/2}, \quad (5)$$

$I_n(z)$ — функция Бесселя мнимого аргумента.

Для направлений намагниченности M , лежащих в (110) плоскости, традиционно рассматриваемой в ФМР исследованиях, $\cos \varphi_0 = \cos \varphi_1 = 1 \times \text{sign}(3\gamma_z^2 - 4)$.

Обычно резонансная частота ФМР $\sim 10^{-1}$ см⁻¹ оказывается много меньше, чем максимальная величина расщепления $2 \Omega_0$ орбитального дублета полем анизотропии (для Fe²⁺ в тетрапозициях шпинели $\Omega_0 \sim 10 \div 15$ см⁻¹ [4]). Разброс дисперсий для различных классов систем является весьма значительным: от десятых долей см⁻¹, наблюдаемых в исследованиях ЭПР на ЯТ ионах в диэлектриках [17], до десятков см⁻¹ в магнетиках со структурой шпинели и граната [15, 18, 19]. При малых дисперсиях $\Delta \ll \omega$ случайных низкосимметричных полей условия резонанса выполняются лишь для направлений намагниченности, лежащих в узкой окрестности тригональной оси. В результате для $R^{\text{рез}}$ имеют место два максимума угловой зависимости вблизи оси [111] (при направлениях намагниченности, для которых $\omega = 2\Omega$). Ширина этих максимумов пропорциональна Δ , а резонансное уширение ведет себя как $\exp \{ -(\omega - 2\Omega)^2 / \Delta^2 \}$.

В противоположном случае $\omega < \Delta$, обычно реализуемом в эксперименте, максимум угловой зависимости имеет место в направлении тригональной оси. При этом величина $R^{\text{рез}}$ в широком интервале углов может быть описана выражением

$$R^{\text{рез}} = \frac{2}{3} xD^2 S^3 \text{th} \left(\frac{\omega}{2T} \right) \omega \Delta^{-2} f \exp \{ - (\Omega/\Delta)^2 \}, \quad \omega\Omega/\Delta^2 < 1. \quad (6)$$

Видно, что величина уширения падает с ростом дисперсии случайных низкосимметричных полей.

Отметим в заключение этого раздела, что для указанного механизма уширения характерны квадратичная зависимость R^{pec} от частоты ФМР при $T > \omega$ и монотонное спадание с ростом температуры.

3. Релаксационный механизм уширения линии ФМР

Рассматриваемый механизм уширения обусловлен релаксацией заселенностей примесных орбитальных уровней при изменении расстояния между ними под действием внешней волны. Гриновская функция $\text{Im}\langle\langle \hat{\tau}_z | \hat{\tau}_z \rangle\rangle$ в (2) может быть получена во втором приближении теории возмущений с использованием процедуры расщепления цепочки уравнений движения по операторам рождения и уничтожения магнонов. В результате для релаксационного вклада в уширение в насыщающих магнитных полях получаем

$$R^{\text{pec}} = 16\pi D^2 S^3 \text{th}\left(\frac{\omega}{2T}\right) |F_{zs}|^2 \text{ch}^{-2}\left(\frac{\omega_s}{T}\right) \Sigma_s (\omega^2 + \Sigma_s^2)^{-1},$$

$$\Sigma_s = \Sigma_s^{\text{фоф}} + \Sigma_s^{\text{магн}}, \quad \Sigma_s^{\text{фоф}} = |V_E|^2 \text{cth}\left(\frac{\omega_s}{T}\right) \omega_s^3 / \omega_D^4,$$

$$\Sigma_s^{\text{магн}} = 16\pi D^2 S^3 |F_{zs}|^2 \text{cth}(\omega_s/T) g(2\omega_s), \quad (7)$$

где V_E — константа ЯТ связи с E_g деформациями, ($V_E \sim 10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-1}$); ω_D — частота Дебая; $g(E)$ — плотность состояний спиновых волн.

Рассмотрим вначале вклад в ширину линии ФМР, обусловленный магнетонным механизмом релаксации в отсутствие случайных полей. Тогда величины $|F_{zs}|$, $|F_x|$ и ω_s не зависят от номера s и равны

$$|F_x|^2 = \frac{1}{12} \frac{(f-9\Phi)}{(1-3f)}, \quad |F_z|^2 = \frac{1}{4} \frac{f(1-4f)}{(1-3f)}, \quad \omega_s = \Omega. \quad (8)$$

Для векторов намагниченности, лежащих в (110) плоскости, в частности, имеем

$$|F_x|^2 = \gamma_z^2 (1 - \gamma_z^2)/4, \quad |F_z|^2 = (1 - \gamma_z^2)/12, \quad \Omega = \Omega_0 |3\gamma_z^2 - 1|/2. \quad (9)$$

Видно, что в отсутствие случайных низкосимметричных полей одномагнетонные процессы дают нулевой вклад в уширение частот ФМР для всех трех симметричных направлений намагниченности: [111], [001] и [110]. В случае оси [111] это связано с тем, что при $\Omega \rightarrow 0$ магнетонный вклад в Σ_s стремится к бесконечности как $\Omega^{-1/2}$.

Температурная зависимость релаксационного вклада в уширение отличается немонотонным характером. Из-за множителя $\text{Ch}^{-2}(\omega_s/T)$ в (7) при температурах $T < \Omega_0$ заметный вклад в уширение может иметь место лишь для направлений намагниченности, в которых $\Omega \leq T$. При $T > \Omega_0$ это ограничение на направления M снимается и характер угловых, частотных и температурных зависимостей в этом температурном интервале так же, как и при $\Omega < T$, зависит лишь от реализации условий $\omega/\Sigma > 1$ или $\omega/\Sigma < 1$ (или $T < T^*(\gamma)$ и $T > T^*(\gamma)$, где $\Sigma(T^*) = \omega$).

Проанализируем поведение R^{pec} в интервале $T > \Omega_0$ более подробно. Видно, что в случае высокочастотного предела $T < T^*$ величина релаксационного уширения обратно пропорциональна частоте ФМР и не зависит от температуры. В низкочастотном пределе $T > T^*$ релаксационное уширение пропорционально резонансной частоте и обратно пропорционально квадрату температуры.

Угловая зависимость ширины линии ФМР в (110) плоскости определяется как поведением матричного элемента $|F_x|^2$, так и соотношением между ω и $\Sigma(\gamma)$. Для направлений M , близких к тригональной оси, всегда $\omega < E(\gamma)$, т. е. имеет место высокочастотный предел. При этом уширение линии падает с приближением намагниченности к оси [111]. Вблизи оси [001] выполняется условие $\omega > \Sigma(\gamma)$ и уширение линии также падает

при повороте M к тетрагональной оси. Таким образом, между этими осями максимум угловой зависимости достигается при направлениях M , отвечающих условию $\omega \sim \Sigma(\gamma)$. В интервале углов между осями $[111]$ и $[110]$ максимум уширения имеет место при $\gamma_z^2 = 2/9$, если $\omega < \Sigma(\gamma_z^2 = 2/9)$, и при $\Sigma(\gamma) = \omega$, если $\omega > \Sigma(\gamma_z^2 = 2/9)$, причем соответствующее значение $\gamma_z^2 > 2/9$.

При фиксированном направлении намагниченности (и произвольном отношении T и Ω_0) возможны два типа температурной зависимости уширения R^{rel} . Если $T^*(\gamma) > \Omega(\gamma)$, то при $T < \Omega$ уширение растет с увеличением температуры по экспоненциальному закону, выходит на плато, отвечающее высокочастотной асимптотике при $\Omega < T < T^*(\gamma)$, и спадает

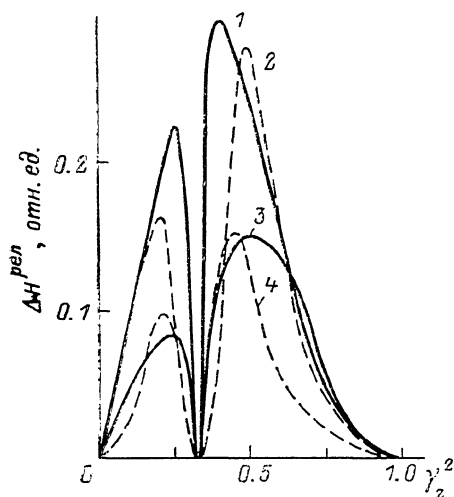


Рис. 1. Угловая зависимость ширины линии ФМР ΔH^{rel} ($\Delta H^{\text{rel}} \sim R^{\text{rel}}$) в плоскости (110) в отсутствие случайных полей.

1, 3 — магнный механизм релаксации; 2, 4 — фоновый. T/ω_{max} : 1, 2 — 0.2; 3, 4 — 0.4. $\omega/\omega_{\text{max}} = 0.02$, $D/\omega_{\text{max}} = 0.1$, $(V_F \omega_{\text{max}}/\omega_0^2)^2 = 20$, ω_{max} — максимальная энергия магнов.

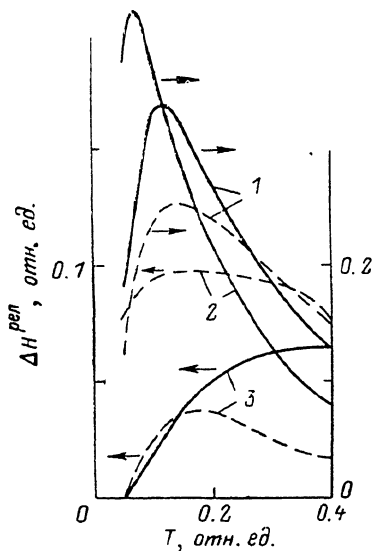


Рис. 2. Зависимость ΔH^{rel} от приведенной температуры T/ω_{max} в отсутствие случайных полей для различных направлений M в плоскости (110).

γ_z^2 : 1 — 0.5, 2 — 0.2, 3 — 0.75.

с ростом температуры как $1/T^2$ при $T > T^*$ в соответствии с низкочастотной асимптотикой. В противоположном пределе $T^*(\gamma) < \Omega(\gamma)$ переход от экспоненциального роста к спаду $\sim 1/T^2$ происходит при температурах $T \sim \Omega$.

Типичные примеры угловых и температурных зависимостей релаксационного вклада в ширину линии ФМР приведены на рис. 1, 2. Аналогичное поведение R^{rel} имеет место (рис. 1, 2) и при фоновом механизме релаксации. Качественно сохраняются результаты, полученные для температурных и частотных зависимостей. Основное отличие от магнного механизма связано с тем, что при заданной температуре высокочастотная асимптотика реализуется при направлениях M , близких к тригональной оси. Максимум угловой зависимости достигается при направлениях M , отвечающих условиям $T^*(\gamma) \sim T$ (смена асимптотик) или $\Omega(\gamma) \sim T$ при $T < \Omega_0$.

4. Влияние случайных низкосимметричных полей на релаксационное уширение линии ФМР

Релаксационный вклад в ширину линии ФМР в системах со случайными деформационными полями может быть представлен в виде

$$R^{\text{pea}} = \frac{8}{3} x D^2 S^3 \text{th} \left(\frac{\omega}{2T} \right) \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} (\pi \Delta^2)^{-1} dEE \times$$

$$\times \exp \{ -(E^2 + \Omega^2 - 2E\Omega \cos(\varphi - \varphi_0)) / \Delta^2 \} \text{ch}^{-2} \left(\frac{E}{T} \right) [f + (f^2 - 3\Phi)^{1/2} \cos(2\varphi - \varphi_1)] \times \\ \times \Sigma(E, \varphi) [\omega^2 + \Sigma^2(E, \varphi)]^{-1}. \quad (10)$$

Рассмотрим для краткости лишь магнитный вклад в $\Sigma(E, \varphi)$

$$\Sigma(E, \varphi) = \Sigma(E, T) [1 - (1 - 3\Phi/f^2)^{1/2} \cos(2\varphi - \varphi_1)], \\ \Sigma(E, T) = \frac{8\pi}{3} f D^2 S^3 \text{cth} \left(\frac{E}{T} \right) g(2E). \quad (11)$$

Видно, что зависимость функции $\Sigma(E, \varphi)$ от φ , как правило, оказывается слабой. Ограничимся областью направлений намагниченности, для которых $\Omega < \Delta$. При этом основной вклад в интеграл (10) вносит область энергий, где E оказывается порядка наименьшей из величин T, Δ . Введем характерные температуры T_1 и T_2 , определяющие переход от низкочастотной ($\omega/\Sigma < 1$) к высокочастотной ($\omega/\Sigma > 1$) асимптотике

$$\Sigma(E = T_1, T_1) = \omega, \quad T_1 \sim \omega^2 \omega_{\text{max}}^3 / D^4 \\ \Sigma(E = \Delta, T_2) = \omega, \quad T_2 \sim (T_1 \Delta)^{1/2}. \quad (12)$$

Видно, что при $\Delta < T_1$ указанный переход имеет место при $T \sim T_2$, а в случае $\Delta > T_1$ при температуре $T \sim T_1$, т. е. в общем случае температурой перехода от одной асимптотики к другой является $T_0 = \min\{T_1, T_2\}$. Тогда для R^{pea} из выражения (10) в температурных интервалах $T < T_0$ и $T > T_0$ соответственно имеем

$$R^{\text{pea}} = \frac{\pi}{9} x D^4 (2S)^6 \text{th} \left(\frac{\omega}{2T} \right) g(2\Delta) \omega^{-2} (f + 3\Phi) I_1(t), \quad T_0 > T,$$

$$R^{\text{pea}} = 2x \text{th} \left(\frac{\omega}{2T} \right) [2f(3\Phi)^{-1/2} - 1] g^{-1}(2\Delta) I_2(t), \quad t = T/\Delta, \quad T_0 < T, \quad (13)$$

где функции $I_1(t)$ и $I_2(t)$ определяются выражениями

$$I_1(t) = 2 \int_0^{\infty} dy y^{3/2} \exp\{-y^2\} \text{sh}^{-1}(2y/t), \quad I_2(t) = \\ = \int_0^{\infty} dy y^{1/2} \exp\{-y^2\} \text{sh}(y/t) \text{ch}^{-3}(y/t). \quad (14)$$

В предельных случаях $t < 1$ $I_1(t)$ и $I_2(t)$ растут с ростом температуры как $t^{3/2}$ и $t^{1/2}$ соответственно. В противоположном пределе $t > 1$ функция $I_1(t)$ растет линейно с температурой в интервале $\Delta < T < T_2$, а $I_2(t)$ падает с ростом температуры как $1/t$ при $T > (\Delta, T_1)$.

Анализ выражений (13) показывает, что при наличии случайных низкосимметричных полей происходит как бы зарастание минимума угловой зависимости релаксационного уширения на тригональной оси. Так, при фиксированной температуре T уширение линии ФМР с намагниченностью, направленной вдоль тригональной оси, растет с ростом Δ как $\Delta^{1/2}$. Указанная тенденция сохраняется при $T > T_1$ вплоть до значений $\Delta \sim T$, где ширина линии ФМР проходит через максимум и спадает при дальнейшем росте Δ как $1/\Delta^2$. При $T < T_1$ рост уширения с дисперсией случайного поля продолжается лишь до значений Δ_0 , при которых температура $T_2(\Delta_0)$ сравнивается с $T(\Delta_0 \sim T^2 D^4 \omega^{-2} \omega_{\text{max}}^{-3})$.

При $\Delta > \Delta_0(T)$ релаксационное уширение с ростом дисперсии случайных полей падает как $\Delta^{-1/2}$ при $T > \Delta$ и как $1/\Delta^2$ при $\Delta > T$. Таким образом, максимум уширения в направлении [111] достигается при диспер-

сии случайных полей порядка T , если $T > T_1$, и порядка $\Delta_0(T)$, если $T < T_1$.

Отметим также, что в окрестности тригональной оси характер угловой зависимости определяется соотношением между T и T_0 . При $T < T_0$ тригональной оси отвечает максимум угловой зависимости, а при $T > T_0$ минимум.

Рассмотрим теперь температурную зависимость $R^{\text{пол}}(T)$. При низких температурах уширение растет как $T^{3/2}$ вплоть до температуры T_1 при $\Delta > T_1$ или до температуры $T \sim \Delta$ при $T_1 > \Delta$. Далее, если $\Delta > T_1$, происходит переход к низкочастотному пределу и релаксационное уширение становится пропорциональным $T^{1/2}$, затем проходит через максимум при $T \sim \Delta$ и спадает как $1/T^2$ при $T > \Delta$. Если же $T_1 > \Delta$, то при $T > \Delta$

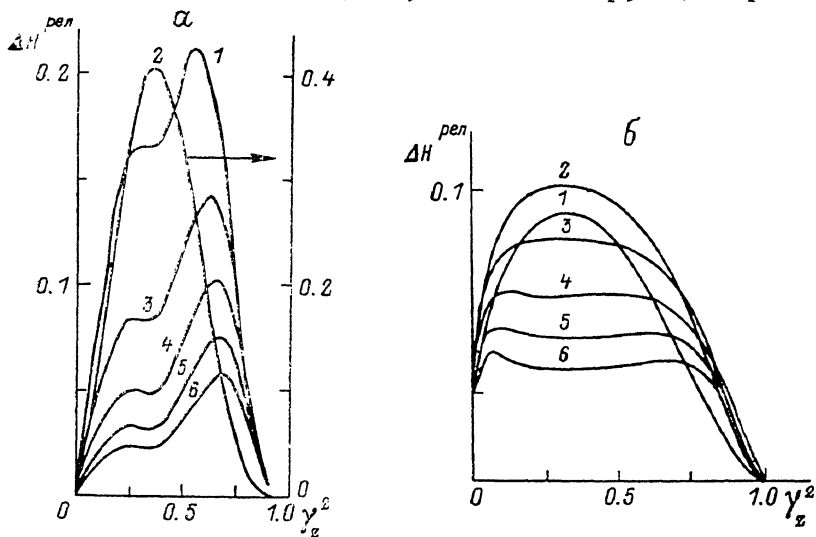


Рис. 3. Угловая зависимость $\Delta H^{\text{пол}}$ в плоскости (110) при учете случайных полей. $\omega/\omega_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{-3}$, $D/\omega_{\text{max}} = 0.1$, $T/\omega_{\text{max}} = 0.1(1)$, $0.2(2)$, $0.3(3)$, $0.4(4)$, $0.5(5)$, $0.6(6)$, $\Delta/D = 0.5$ (а) и 2.5 (б).

в интервале температур $\Delta < T < T_2$ (Δ) уширение не зависит от температуры и начинает падать как $1/T^2$ при $T > T_2$ (Δ) в соответствии с высокочастотной асимптотикой.

Полученные результаты могут быть распространены практически почти на весь угловой интервал, если величина дисперсии оказывается больше Ω_0 . При этом надо учитывать, что температура перехода от высокочастотной к низкочастотной асимптотике, вообще говоря, зависит от направления намагниченности $T_0 = T_0(\gamma)$, в том числе очень сильно для направлений намагниченности, близких к тетрагональной оси, где $T_0 \sim \omega/f$. В результате по мере приближения к тетрагональной оси температура перехода к низкочастотной асимптотике возрастает до бесконечности. Несколько отличные результаты по сравнению с (13) имеют место при $T > T_0$ в случае направлений намагниченности, для которых функция $\Sigma(E, \varphi)$ сильно зависит от φ . Это имеет место при $\Phi \rightarrow 0$, т. е. при направлениях M , примыкающих к координатной плоскости. Для указанной области углов основной вклад в интегрирование по φ в (10) вносит интервал значений φ , близких к нулю, с шириной порядка $(\omega/\Sigma(T))^{1/2}$. В результате, если $\Phi < f\omega/\Sigma(T)$, для $R^{\text{пол}}$ получаем

$$R^{\text{пол}} = 4(3\pi)^{-1/2} x D (2.5)^{1/2} \text{th}\left(\frac{\omega}{2T}\right) (\omega g (2\Delta))^{-1/2} I_3(t),$$

$$I_3(t) = \int_0^{\infty} dy y^{1/2} \exp\{-y^2\} \text{ch}^{-2}(y/t) \text{cth}^{-1/2}(y/t), \quad (15)$$

где функция $I_3(t)$ при $t < 1$ (что возможно лишь при $\Delta > T_1$) пропорциональна $t^{3/4}$, а при $t > 1$ падает с ростом температуры как $t^{-1/2}$. Таким образом, температурная зависимость релаксационного поглощения при направлениях намагнитченности в плоскости (001) или близких к ней направлениях характеризуется при $T_1 < T < \Delta$ ростом уширения с температурой $\sim T^{3/4}$, проходит через максимум при $T \sim \Delta$ и спадает как $T^{-1/2}$. При $\Delta < T_1$ в области $T > T_0$ всегда имеет место спад $\sim T^{-3/2}$.

Характерные угловые температурные зависимости уширения в случайных полях представлены на рис. 3, 4.

5. Обсуждение результатов

Рассмотрим вначале возможность идентификации типа ЯТ примесей по характерным экстремумам угловой зависимости уширения. В случае резонансного вклада в уширение максимум угловой зависимости действительно соответствует направлению намагнитченности, при котором низшие энергетические уровни примеси максимально сближены в отсутствие случайных полей. Для исследуемых центров эти направления отвечают тригональным и кристаллографическим осям.

Релаксационный механизм уширения дает сложную картину угловой зависимости, на характер которой влияют температура, дисперсия слу-

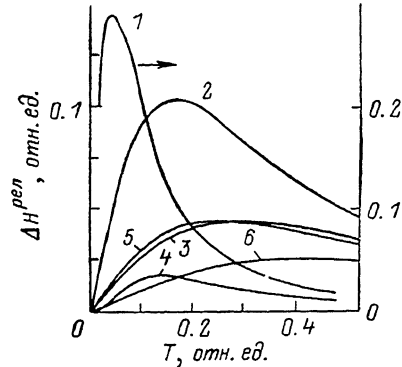


Рис. 4. Зависимость ширины линии ΔH^{rel} при $M \parallel [111]$ (1—3) и $M \parallel [110]$ (4—6) от приведенной температуры с учетом случайных полей.

Δ/D : 1, 3 — 0.5; 2, 4 — 2.5; 3, 6 — 5.0.

чайных полей, а также механизм релаксации. Естественно, что о максимуме угловой зависимости в направлении M , где орбитальные уровни вырождены в отсутствие случайных полей, можно говорить лишь при ограниченном интервале изменения температуры. Так, для рассматриваемых в работе примесей максимум уширения в направлениях [111]-типа имеет место при $T < T_0$.

Остановимся теперь на общем характере температурной зависимости уширения. Резонансный вклад растет с понижением температуры при $\omega < T$. Релаксационное уширение падает при $T \rightarrow 0$ как T^2 или экспоненциально в зависимости от величины отношения Ω/Δ . В области же высоких температур, отвечающих низкочастотной асимптотике, уширение уменьшается с ростом температуры как $1/T^2$.

Релаксационное уширение, как обычно (см., например, [12]), оказывается больше резонансного в низкочастотном пределе, т. е. при $T > T_0$. Ниже температуры T_0 отношение резонансного вклада к релаксационному имеет следующий порядок величины:

$$R^{\text{рез}}/R^{\text{рел}} \sim (\tilde{T}/T)^{1/2}, \quad \tilde{T} = (\omega^3 \omega_{\text{max}}^{3/2} / D^2)^{2/5}. \quad (16)$$

Видно, что релаксационное уширение продолжает доминировать вплоть до температур $T \sim \tilde{T}$ ($\tilde{T} < T_0$), а резонансное преобладает при $T < \tilde{T}$. В результате при $T \sim \tilde{T}$ может иметь место минимум температурной зависимости суммарного уширения с ростом T характеризуется вначале резонансным спаданием $\sim 1/T$ ($T > \omega$), минимумом при $T \sim \tilde{T}$, ростом при $T > \tilde{T}$ с выходом при $T \sim \Delta$ на плато в области $\Delta < T < T_2$, если $T_1 > \Delta$, или на максимум, если $T_1 < \Delta$, и дальнейшим спаданием $\sim 1/T^2$ при $T > \Delta$. Несколько отличное поведение, как уже отмечалось, может иметь

место для направлений намагниченности, лежащих в координатной плоскости или вблизи ее.

В заключение отметим, что в экспериментальных исследованиях ФМР в халькогенидных хромовых шпинелях с ЯТ примесными ионами Fe^{2+} и предположительно Cr^{2+} [1-7] наблюдались наиболее характерные из рассмотренных здесь особенностей температурного поведения и угловых зависимостей. Отметим, в частности, работу [7], где было обнаружено расщепление максимума угловой зависимости ΔH вблизи тригональной оси, аналогичное представленному на рис. 3, а. Наличие промежуточных экстремумов угловых зависимостей уширения также было зафиксировано в [7].

Авторы признательны А. А. Самохвалову, привлечшему их внимание к теме данной работы.

Список литературы

- [1] Гуревич А. Г., Эмирян Л. М., Васильев Л. Н., Оскотский В. С., Никифоров К. Г., Радауцан С. И. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1980. Т. 44. № 7. С. 1447—1450.
- [2] Эмирян Л. М., Гуревич А. Г., Шукюров А. С., Бержанский В. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 10. С. 2916—2922.
- [3] Nikiforov K. G., Gurevich A. G., Radautsan S. I., Emiryanyan L. M., Teslevan V. E. // Phys. St. Sol. (a). 1982. V. 72. P. K37—K39.
- [4] Hoekstra V. // Phys. St. Sol. (b). 1973. V. 55. N 2. P. 607—613.
- [5] Никифоров К. Г., Пасенко Л. Я., Эмирян Л. М., Гуревич А. Г., Радауцан С. И., Тэзлэван В. Е. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 1. С. 229—230.
- [6] Никифоров К. Г., Гуревич А. Г., Пасенко Л. Я., Радауцан С. И., Эмирян Л. М. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 2. С. 62—65.
- [7] Солин Н. И., Самохвалов А. А., Шумилов И. Ю., Наумов С. В., Чеботаев Н. М. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2188—2193.
- [8] Тябликов С. В. Методы квантовой теории магнетизма. М.: Наука, 1975. 528 с.
- [9] Anderson P. W., Halperin B. I., Varma C. M. // Phil. Mag. 1972. V. 25. N 9. P. 1—9.
- [10] Phillips W. A. // J. Low Temp. Phys. 1972. V. 7. N 3/4. P. 351—360.
- [11] Jacle J. // Z. Physik. 1972. V. 257. P. 212—223.
- [12] Гуревич В. Л., Паршин Д. А. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 5. С. 1372—1376.
- [13] Гуревич В. Л., Паршин Д. А. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 6(12). С. 2301—2316.
- [14] Малеев С. В., Скрыбин Ю. Н. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 1(7). С. 380—388.
- [15] Иванов М. А., Фишман А. Я. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 7. С. 2148—2158.
- [16] Ivanov M. A., Mitrofanov V. Ya., Falkovskaya L. D., Fishman A. Ya. // JMMM. 1983. V. 36. N 1. P. 26—38.
- [17] Ham F. S. // Electron Paramagnetic Resonance. N. Y.: Plenum Press, 1972. P. 1—119.
- [18] Novak P. // Czech. J. Phys. B. 1972. V. 22. N 11. P. 1134—1154.
- [19] Kratochvilova E., Novak P., Veltrusky I., Mill B. V. // J. Phys. C. 1985. V. 18. N 8. P. 1671—1676.

Институт металлургии УРО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
20 декабря 1988 г.