Режим электронного узкого горла для парамагнитных примесей в металлах в случае анизотропного обменного взаимодействия

© Б.И. Кочелаев, А.М. Сафина

Казанский государственный университет,
420008 Казань, Россия

E-mail: boris.kochelaev@ksu.ru, alsu.safina@ksu.ru

(Поступила в Редакцию 5 июня 2003 г.)

Выведены уравнения типа Блоха–Хасегавы в случае анизотропного обменного взаимодействия между подсистемами магнитных моментов парамагнитных примесей и электронов проводимости в условиях их коллективного движения. Получены выражения для эффективной ширины линии электронного парамагнитного резонанса и эффективного g-фактора.

Работа поддержана грантами BRHE REC-007, SNSF 7 IP 62595 и INTAS-01-0654.

1. Введение

Исследованиям электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) на парамагнитных примесях в нормальных металлах и сверхпроводниках посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ (см., например, обзоры Барнса [1], Алексеевского и др. [2]). Парамагнитные примеси обычно играют роль зондов для исследования характеристик электронов проводимости, и основным взаимодействием между ними является обменное. В случае осевой симметрии кристалла обменное взаимодействие между парамагнитными примесями и электронами проводимости имеет вид

$$H_{\text{ex}} = \sum_i \Big\{ J_\perp \big[S_i^x \sigma^x(\mathbf{r}_i) + S_i^y \sigma^y(\mathbf{r}_i) \big] + J_\parallel S_i^z \sigma^z(\mathbf{r}_i) \Big\}, \quad (1)$$

где $\mathbf{S}_i$ — оператор спина i-й парамагнитной примеси, $\sigma(\mathbf{r}_i)/2$ — оператор спиновой плотности электронов проводимости, $J_\parallel$ и $J_\perp$ — параметры обменного взаимодействия. Если обменное взаимодействие и концентрация парамагнитных примесей достаточно малы, то спин-система электронов проводимости находится в равновесии с решеткой (скорость спин-решеточной релаксации электронов проводимости $\Gamma_{\sigma L}$ определяется обычно их спин-орбитальным рассеянием на различных дефектах решетки и фононах). В этом случае ширина линии ЭПР на парамагнитных примесях определяется корринговской скоростью релаксации $\Gamma_{s\sigma}$ вследствие обменного взаимодействия (1), поскольку скоростью спин-решеточной релаксации Γ_{sL} магнитных примесей в металлах обычно можно пренебречь.

Если же связь между подсистемами сильная и их зеемановские частоты ω_s и ω_σ близки, т. е.

$$\Gamma_{s\sigma}, \Gamma_{\sigma s} \gg \Gamma_{\sigma L}, \Gamma_{sL}, |\omega_s - \omega_\sigma|, \quad (2)$$

то подсистемы электронов проводимости и локализованных моментов объединяются и вместе релаксируют к немагнитным степеням свободы. В (2) $\Gamma_{\sigma s}$ — скорость спиновой релаксации электронов проводимости к локализованным моментам. Этот эффект носит название электронного узкого горла (bottleneck-режим).

Случай, когда обменное взаимодействие H_{ex} изотропно, достаточно хорошо изучен в нормальных металлах и подробно описан, например, в обзоре [1]. Приведем основные результаты.

Движение поперечных компонент намагниченности в изотропном случае может быть описано следующими уравнениями [1]:

$$\dot{\mathbf{M}}_s = g_s\mu_B \mathbf{M}_s \times (\mathbf{H}_{\text{ext}} + \lambda \mathbf{M}_\sigma) - (\Gamma_{s\sigma} + \Gamma_{sL})\delta\mathbf{M}_s + \left(\frac{g_s}{g_\sigma}\Gamma_{\sigma s}\right)\delta\mathbf{M}_\sigma,$$

$$\dot{\mathbf{M}}_\sigma = g_\sigma\mu_B \mathbf{M}_\sigma \times (\mathbf{H}_{\text{ext}} + \lambda \mathbf{M}_s) - (\Gamma_{\sigma s} + \Gamma_{\sigma L})\delta\mathbf{M}_\sigma + \left(\frac{g_\sigma}{g_s}\Gamma_{s\sigma}\right)\delta\mathbf{M}_s, \quad (3)$$

$$\delta\mathbf{M}_s = \big[\mathbf{M}_s - \chi_s^0(\mathbf{H}_{\text{ext}} + \lambda\mathbf{M}_\sigma)\big],$$

$$\delta\mathbf{M}_\sigma = \big[\mathbf{M}_\sigma - \chi_\sigma^0(\mathbf{H}_{\text{ext}} + \lambda\mathbf{M}_s)\big], \quad (4)$$

где $\mathbf{M}_s$ и $\mathbf{M}_\sigma$ — намагниченности соответственно локализованных магнитных моментов и электронов проводимости, $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ — суммарное внешнее поле, λ — константа молекулярного поля, χ_s^0 и χ_σ^0, g_s и g_σ — статические восприимчивости и g-факторы невзаимодействующих локализованных моментов и электронов проводимости. В приближении молекулярного поля имеем

$$\chi_\sigma^0 = \frac{1}{2}(g_\sigma\mu_B)^2\rho_F, \quad \chi_s^0 = \frac{n}{3k_BT}S(S+1)(g_s\mu_B)^2, \quad (5)$$

$$\lambda = \frac{2J}{g_s g_\sigma \mu_B^2}, \quad (6)$$

где ρ_F — плотность состояний электронов проводимости на уровне Ферми, k_B — постоянная Больцмана, μ_B — магнетон Бора, S, n — спин и концентрация локализованных моментов.

Из этих уравнений следует, что в условиях режима электронного узкого горла наблюдается единственная линия ЭПР с эффективным g-фактором и эффективной шириной линии, определяемыми выражениями

$$g_{\text{eff}} \cong \left(\frac{\chi_s g_s + \chi_\sigma g_\sigma}{\chi_s + \chi_\sigma}\right), \quad (7)$$

$$\Gamma_{\text{eff}} \cong \left(\frac{\chi_s^0 \Gamma_{sL} + \chi_\sigma^0 \Gamma_{\sigma L}}{\chi_s + \chi_\sigma}\right). \quad (8)$$

Здесь приведены перенормированные восприимчивости

$$\chi_\sigma = \chi_\sigma^0 (1 + \lambda \chi_s), \quad \chi_s = \chi_s^0 (1 + \lambda \chi_\sigma). \quad (9)$$

Подчеркнем, что скорости релаксации локализованных моментов к электронам проводимости и обратно удовлетворяют соотношению детального баланса

$$\frac{1}{g_s^2}\,\chi_s^0 \Gamma_{s\sigma} = \frac{1}{g_\sigma^2}\,\chi_\sigma^0 \Gamma_{\sigma s}, \quad (10)$$

где корринговская скорость релаксации $\Gamma_{s\sigma}$ определяется следующим выражением:

$$\Gamma_{s\sigma} = \frac{4\pi}{\hbar}\,(\rho_F J)^2 k_{\text{B}} T. \quad (11)$$

Видно, что изотропное обменное взаимодействие не вносит вклада в ширину линии, так как полный спин двух спиновых подсистем коммутирует с гамильтонианом.

Если же обменное взаимодействие анизотропно, то этот вклад должен появиться даже при небольшом отличии $J_\parallel$ и $J_\perp$:

$$|J_\parallel - J_\perp| \ll J_\perp. \quad (12)$$

В этом случае полный спин не будет коммутировать с гамильтонианом (1), появятся члены, содержащие $\Gamma_{\sigma s}$ и $\Gamma_{s\sigma}$, что с учетом неравенства (2) и больших величин $J_\parallel$ и $J_\perp$ может оказать существенное влияние на спиновую кинетику такой системы. Предварительное рассмотрение этого вопроса было приведено в работе [3].

2. Уравнения Блоха–Хасегавы для анизотропного обменного взаимодействия

Рассмотрим детально случай, когда постоянное магнитное поле направленное вдоль оси симметрии кристалла. Гамильтониан системы взаимодействующих спинов и электронов проводимости можно представить в виде

$$\begin{aligned} H(t) &= H_z + H_{\text{ex}} + H_{\sigma L} + H_t + H_L, \\ H_z &= -(M_s^z + M_\sigma^z) H_0, \\ M_s^z = g_{s\parallel}\mu_{\text{B}} \sum_k S_k^z, &\quad M_\sigma^z = g_{\sigma\parallel}\mu_{\text{B}} \sum_k \frac{1}{2}\,\sigma_i^z, \\ H_t &= -\frac{1}{2}\,h\big\{(M_s^+ + M_\sigma^+)\exp(-i\omega t) \\ &\quad + (M_s^- + M_\sigma^-)\exp(i\omega t)\big\}, \end{aligned} \quad (13)$$

где H_z — гамильтониан невзаимодействующих локализованных спинов и электронов проводимости в статическом магнитном поле H_0; H_{ex} — гамильтониан взаимодействия подсистем локализованных моментов и электронов проводимости (1); H_t — гамильтониан этих подсистем во внешнем переменном поле с амплитудой h; $H_{\sigma L}$ — гамильтониан взаимодействия электронов проводимости с решеткой, H_L — гамильтониан решетки.

Методом неравновесного статистического оператора Зубарева [4] по аналогии с алгоритмом, использованным в [5], можно получить систему кинетических уравнений для Фурье-компонент поперечных компонент намагниченности на частоте ω'

$$(\omega' - \varepsilon_s)\langle M_s^- \rangle_{\omega'} + \xi_s \langle M_\sigma^- \rangle_{\omega'} = 2\pi h \delta(\omega - \omega')\eta_s,$$

$$\xi_\sigma \langle M_s^- \rangle_{\omega'} + (\omega' - \varepsilon_\sigma)\langle M_\sigma^- \rangle_{\omega'} = 2\pi h \delta(\omega - \omega')\eta_\sigma, \quad (14)$$

где

$$\varepsilon_s = \omega_s^* - i\left(\Gamma_{ss} + \Gamma_{sL} + \Gamma_{\sigma s}\lambda_\perp \chi_{\sigma\perp}^0\,\frac{g_{s\perp}}{g_{\sigma\perp}}\right),$$

$$\varepsilon_\sigma = \omega_\sigma^* - i\left(\Gamma_{\sigma\sigma} + \Gamma_{\sigma L} + \Gamma_{s\sigma}\lambda_\perp \chi_{s\perp}^0\,\frac{g_{\sigma\perp}}{g_{s\perp}}\right),$$

$$\xi_s = \lambda_\perp \chi_{s\perp}^0 (\omega_s^* - i\Gamma_{ss} - i\Gamma_{sL}) - i\Gamma_{\sigma s}\,\frac{g_{s\perp}}{g_{\sigma\perp}},$$

$$\xi_\sigma = \lambda_\perp \chi_{\sigma\perp}^0 (\omega_\sigma^* - i\Gamma_{\sigma\sigma} - i\Gamma_{\sigma L}) - i\Gamma_{s\sigma}\,\frac{g_{\sigma\perp}}{g_{s\perp}},$$

$$\eta_s = \chi_{s\perp}^0 \omega_s^* + i\left(\chi_{s\perp}^0 \Gamma_{ss} - \chi_{\sigma\perp}^0 \Gamma_{\sigma s}\,\frac{g_{s\perp}}{g_{\sigma\perp}} + \chi_{s\perp}^0 \Gamma_{sL}\right),$$

$$\eta_\sigma = \chi_{\sigma\perp}^0 \omega_\sigma^* + i\left(\chi_{\sigma\perp}^0 \Gamma_{\sigma\sigma} - \chi_{s\perp}^0 \Gamma_{s\sigma}\,\frac{g_{\sigma\perp}}{g_{s\perp}} + \chi_{\sigma\perp}^0 \Gamma_{\sigma L}\right). \quad (14a)$$

Здесь $\langle M^- \rangle_\omega = \langle M^x - iM^y \rangle_\omega$ — Фурье-компонента поперечных компонент средних магнитных моментов $\langle M^- \rangle_t = \text{Sp}(M^- \rho_q(t))$; $\rho_q(t)$ — квазиравновесный статистический оператор системы; ω_s^* и ω_σ^* — перенормированные частоты, которые определяются следующим образом:

$$\omega_s^* = \frac{1 + \lambda_\parallel \chi_{\sigma\parallel}^0}{1 - \lambda_\parallel^2 \chi_{s\parallel}^0 \chi_{\sigma\parallel}^2}\,\omega_s, \quad \omega_\sigma^* = \frac{1 + \lambda_\parallel \chi_{s\parallel}^0}{1 - \lambda_\parallel^2 \chi_{s\parallel}^0 \chi_{\sigma\parallel}^2}\,\omega_\sigma. \quad (15)$$

Здесь по аналогии с (6) константы молекулярного поля выражаются через параметры обменного взаимодействия

$$\lambda_\parallel = \frac{2J_\parallel}{g_{s\parallel} g_{\sigma\parallel} \mu_{\text{B}}^2}, \quad \lambda_\perp = \frac{2J_\perp}{g_{s\perp} g_{\sigma\perp} \mu_{\text{B}}^2}; \quad (16)$$

$g_{s,\sigma;\parallel,\perp}$ — продольные и поперечные g-факторы локализованных моментов и электронов проводимости; $\chi_{s\parallel}^0$, $\chi_{\sigma\parallel}^0$, $\chi_{s\perp}^0$ и $\chi_{\sigma\perp}^0$ — продольные и поперечные статические восприимчивости.

Кинетические коэффициенты в (14a) имеют вид

$$\Gamma_{kj} \approx \Gamma_{kj}(\omega) = \frac{g_{k\perp}}{g_{j\perp}} \int\limits_{-\infty}^{0} dt \Sigma_{kj}(t) \exp(-i\omega t), \tag{17}$$

$$\Sigma_{kj}(t) = (2\delta_{kj} - 1) \frac{\beta e^{\varepsilon t}}{2\chi^0_{j\perp}} \int\limits_0^1 d\tau \, \mathrm{Sp}\{\dot{M}^-_k \rho_0^\tau \dot{M}^+_j(t) \rho_0^{1-\tau}\}, \tag{18}$$

где δ_{kj} — символ Кронекера с $k, j = s, \sigma$; $\dot{M}^{+,-}_{k,j} = [M^{+,-}_{k,j}, \tilde{H}_{\mathrm{ex}}]/i\hbar$; $A(t)$ — гейзенберговское представление оператора A с гамильтонианом $\tilde{H}_0$; $\tilde{H}_{\mathrm{ex}}$ и $\tilde{H}_0$ — перенормированные слагаемые гамильтониана (13),

$$\tilde{H}_{\mathrm{ex}} = -\sum_{kj} \left\{ J^{\parallel}_{s\sigma} \delta S^z_k \delta \sigma^z_j + \frac{1}{2} J^{\perp}_{s\sigma} (\delta S^-_k \delta\sigma^+_j + \delta S^+_k \delta\sigma^-_j) \right\},$$

$$\tilde{H}_0 = \hbar\omega^*_s \sum_k S^z_k + \hbar\omega^*_\sigma \sum_j \frac{1}{2} \sigma^z_j, \tag{19}$$

ρ_0^τ — равновесный статистический оператор,

$$\rho_0^\tau = \frac{\exp(-\tilde{H}_0 \beta\tau)}{\mathrm{Sp}\,\exp(-\tilde{H}_0\beta)}, \tag{20}$$

$\beta = 1/(k_{\mathrm{B}}T)$ — обратная температура.

Нетрудно видеть, что система уравнений (14) в изотропном случае переходит в систему (3), и введенные величины $\Gamma_{s\sigma}$, $\Gamma_{\sigma s}$, Γ_{sL} и $\Gamma_{\sigma L}$ имеют значение соответствующих скоростей релаксации.

В анизотропном случае соотношения детального баланса, соответствующие (10), принимают следующий вид:

$$\Gamma_{\sigma s} = \frac{\chi^0_{s\perp}}{\chi^0_{\sigma\perp}} \Gamma_{s\sigma} \left(\frac{g_{\sigma\perp}}{g_{s\perp}}\right)^2, \quad \Gamma_{\sigma\sigma} = \frac{\chi^0_{s\perp}}{\chi^0_{\sigma\perp}} \Gamma_{ss} \left(\frac{g_{\sigma\perp}}{g_{s\perp}}\right)^2,$$

$$\Gamma_{\sigma\sigma} = \frac{(J_\parallel)^2 + (J_\perp)^2}{2J_\parallel J_\perp} \Gamma_{s\sigma}. \tag{21}$$

3. Эффективный g-фактор и эффективная ширина линии

При решении системы уравнений (14) воспользуемся подходом [1], т.е. подберем такую замену переменных, чтобы можно было пренебречь перекрестным членом определителя, составленного из уравнений. Тогда легко находим резонансные частоты

$$\omega_{\mathrm{res1}} = \frac{\varepsilon_s \chi_{s\perp} + \varepsilon_\sigma \chi_{\sigma\perp} - \xi_s \chi_{\sigma\perp} \frac{g_{\sigma\perp}}{g_{s\perp}} - \xi_\sigma \chi_{s\perp} \frac{g_{s\perp}}{g_{\sigma\perp}}}{\chi_{s\perp} + \chi_{\sigma\perp}}, \tag{22}$$

$$\omega_{\mathrm{res2}} = \frac{\varepsilon_s \chi_{\sigma\perp} + \varepsilon_\sigma \chi_{s\perp} + \xi_s \chi_{\sigma\perp} \frac{g_{\sigma\perp}}{g_{s\perp}} + \xi_\sigma \chi_{s\perp} \frac{g_{s\perp}}{g_{\sigma\perp}}}{\chi_{s\perp} + \chi_{\sigma\perp}}. \tag{23}$$

Перенормированные восприимчивости имеют вид

$$\chi_{s\parallel} = \chi^0_{s\parallel} \frac{1 + \lambda_\parallel \chi^0_{\sigma\parallel}}{1 - \lambda_\parallel \chi^0_{s\parallel} \chi^0_{\sigma\parallel}}, \quad \chi_{\sigma\parallel} = \chi^0_{\sigma\parallel} \frac{1 + \lambda_\parallel \chi^0_{s\parallel}}{1 - \lambda_\parallel \chi^0_{s\parallel} \chi^0_{\sigma\parallel}}. \tag{24}$$

Видно, что резонансные частоты содержат величины, состоящие из действительной и мнимой частей. Рассмотрев эти части по отдельности, можно определить эффективную ширину линии и эффективный g-фактор системы.

Широкая резонансная полоса ω_{res2}, соответствующая индивидуальному движению подсистем, нас не интересует; поэтому рассмотрим узкую резонансную полосу $\omega_{\mathrm{res}} = \omega_{\mathrm{res1}}$, которая соответствует коллективной моде (эффект коллективного сужения).

Эффективная ширина линии представляет собой мнимую часть резонансной частоты, которую находим, подставляя (14a) в (22),

$$\Gamma_{\mathrm{eff}} = \Big\{ \chi^0_{s\perp} (\Gamma_{sL} + \alpha_J \Gamma_{s\sigma}) [1 + \lambda_\perp \chi_{\sigma\perp} \beta_s] + \chi^0_{\sigma\perp} (\Gamma_{\sigma L} + \alpha_J \Gamma_{\sigma s}) [1 + \lambda_\perp \chi_{s\perp} \beta_\sigma] \Big\} (\chi_{s\perp} + \chi_{\sigma\perp})^{-1}. \tag{25}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\alpha_J = \frac{(J_\parallel - J_\perp)^2}{2J_\parallel J_\perp}, \quad \beta_s = \left(1 - \frac{g_{\sigma\perp}}{g_{s\perp}}\right),$$

$$\beta_\sigma = \left(1 - \frac{g_{s\perp}}{g_{\sigma\perp}}\right). \tag{26}$$

Из действительной части (22) можно получить эффективное значение g-фактора, определяемого как

$$\hbar\, \mathrm{Re}(\omega_{\mathrm{res}}) = g^{\parallel}_{\mathrm{eff}} \mu_{\mathrm{B}} H_0. \tag{27}$$

Подставляя (14a) в (22), выделяя действительную часть и учитывая (24) и (27), находим выражение для эффективного g-фактора

$$g^{\parallel}_{\mathrm{eff}} = \big[\chi_{s\perp} g_{s\parallel} (1 + \delta\lambda_\parallel \chi_{\sigma\parallel}) + \chi_{\sigma\perp} g_{\sigma\parallel} (1 + \delta\lambda_\parallel \chi_{s\parallel})\big] (\chi_{s\perp} + \chi_{\sigma\perp})^{-1}, \tag{28}$$

где $\delta\lambda_\parallel = 2(J_\parallel - J_\perp)/g_{s\parallel} g_{\sigma\parallel} \mu^2_{\mathrm{B}}$.

Аналогичным образом находится выражение для g-фактора в случае, когда постоянное магнитное поле перпендикулярно оси симметрии кристалла,

$$g^{\perp}_{\mathrm{eff}} = \left[\chi_{s\perp} g_{s\parallel} \left(1 - \frac{1}{2} \delta\lambda_\perp \chi_{\sigma\perp}\right) + \chi_{\sigma\perp} g_{\sigma\perp} \left(1 - \frac{1}{2} \delta\lambda_\perp \chi_{s\perp}\right)\right] (\chi_{s\perp} + \chi_{\sigma\perp})^{-1}, \tag{29}$$

где $\delta\lambda_\perp = \delta\lambda_\parallel (g_{s\parallel} g_{\sigma\parallel} / g_{s\perp} g_{\sigma\perp})$.

4. Заключение

Как видно из полученных выражений для ширины линии и g-фактора (25), (28) и (29), анизотропная часть обменного взаимодействия вносит вклад как в ширину линии, так и в g-фактор; скорости релаксации локализованных моментов к электронам проводимости и обратно $\Gamma_{s\sigma}$ и $\Gamma_{\sigma s}$ в выражении для эффективной ширины линии не исчезают, так как полный спин не коммутирует с гамильтонианом (1). Произведение $\alpha_J \Gamma_{s\sigma}$ в силу (2) достаточно велико, и вклад анизотропной части может стать основным, в корне меняя результаты (7) и (8) для ширины линии и g-фактора в изотропном случае, которые можно получить из наших результатов (25), (28) и (29), полагая $g_{\sigma\|} = g_{\sigma\perp}$, $g_{s\|} = g_{s\perp}$, $\lambda_{\|} = \lambda_{\perp}$. Рассмотрим роль этого вклада, сравнивая две системы: гадолиний в металле и медь в металле.

Гадолиний находится в S-состоянии, поэтому его обменное взаимодействие с электронами проводимости изотропно. Медь же находится в D-состоянии, и в системе Cu–металл обменное взаимодействие становится анизотропным при отклонении симметрии кристалла от кубической. В работе [1] приведены данные по ЭПР в системе Al : Gd. Концентрационная зависимость ширины линии свидетельствует о том, что в этом случае имеет место режим электронного узкого горла, несмотря на сравнительно малую величину перекрытия f-электронов ионов гадолиния и электронов проводимости. Действительно, в выражении для ширины линии ЭПР (8) в знаменателе можно пренебречь восприимчивостью электронов проводимости χ_σ по сравнению с восприимчивостью χ_s. Тогда из выражений для χ_s (9) и χ_s^0 (5) видно, что ширина линии в случае режима электронного узкого горла обратно пропорциональна концентрации магнитной примеси (как уже отмечалось скоростью спин-решеточной релаксации Γ_{sL} можно пренебречь).

В системе Cu–металл d-электроны меди значительно сильнее взаимодействуют с электронами проводимости, чем f-электроны гадолиния. Следовательно, величина корринговской скорости релаксации в силу большого значения обменного интеграла J намного превосходит величину $\Gamma_{s\sigma}$ для гадолиниевой системы (см. (11)). Тогда неравенства (2) выполняются еще более жестко, и для меди в металле имеет место более глубокий режим электронного узкого горла, чем для гадолиния в металле. Ширина линии магнитного резонанса в данном случае определяется формулой (24). Если бы вклад анизотропной части обменного взаимодействия был незначительным, то, варьируя концентрацию и температуру, можно было бы наблюдать ЭПР, как в системе гадолиний–металл. Спин-решеточная релаксация в медной системе не может оказать влияния на ширину линии, так как ее скорость Γ_{sL} пренебрежимо мала (основным состоянием меди является крамерсов дублет, не релаксирующий в решетку). Однако, как отмечено в работе [6], для меди в металле не удается наблюдать не только картину, подобную той, которая реализуется для системы алюминий–гадолиний, но и вообще ЭПР-сигнал. Это может происходить из-за большого вклада анизотропной части взаимодействия, которая сильно уширяет линию, делая ее ненаблюдаемой.

Список литературы

[1] S.E. Barnes. Adv. Phys. **30**, 801 (1981).
[2] N.E. Alekseevskii, A.V. Mitin, V.I. Nizhankovskii, I.A. Garifullin, N.N. Garif'yanov, G.G. Khaliullin, E.P. Khylbov, B.I. Kochelaev, L.R. Tagirov. Low Temp. Phys. **77**, *1/2*, 87 (1989).
[3] B.I. Kochelaev, J. Sichelschmidt, B. Elschner, W. Lemor, A. Loidl. Phys. Rev. Lett. **79**, *21*, 4274 (1997).
[4] Д.Н. Зубарев. Неравновесная статистическая термодинамика. Наука, М. (1971). 416 с.
[5] Н.Г. Фазлеев. ФНТ **6**, 1422 (1980).
[6] B. Elshner, A. Loidl. Electron-Spin Resonance on Localized Magnetic Moments in Metals. Institut für Festkörperphysik/Experimentalphysik, Darmstadt, Germany (1996). 192 p.