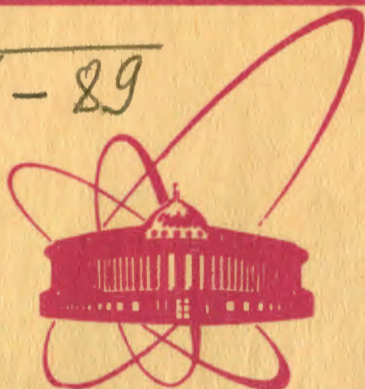


К-89



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р
+

5714/2-81

23/4-81

P17-81-561

А.Л.Куземский, Ф.Кристоф, Т.Фрауенхайм

ЗАТУХАНИЕ МАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ТЯЖЕЛЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛАХ

Направлено в "Journal of Magnetism
and Magnetic Materials"

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Вычисление магнитной восприимчивости и спектра возбуждений тяжелых редкоземельных металлов представляет большой интерес, в частности, для описания неупругого магнитного рассеяния медленных нейтронов^{/1-11/}. В тяжелых редкоземельных металлах прямое перекрытие между $4f$ -орбиталями соседних ионов мало. Обменное взаимодействие между ионами осуществляется за счет поляризации электронов проводимости и носит название косвенного РККИ-взаимодействия^{/1/}:

Для простоты, чтобы не учитывать эффектов анизотропии и кристаллического поля, будем рассматривать гадолиний. Результаты изучения магнитного формфактора Gd с помощью дифракции нейтронов^{/13,14/} и ряд других теоретических и экспериментальных данных^{/9,12/} показывают, что локализованный спиновый момент иона Gd является хорошим квантовым числом. Энергетический уровень $4f$ -электронов находится намного ниже полосы проводимости, а уровень Ферми лежит в довольно широкой (5÷7 эВ) - зоне, которая заполнена на $1/4$. Существенно, что плотность состояний d -электронов на уровне Ферми во много раз больше, чем плотность состояний $s(p)$ -электронов.

Таким образом, важной особенностью тяжелых редкоземельных металлов, как было указано в работах^{/4,5/}, является то, что электроны проводимости в тяжелых редкоземельных металлах являются не свободными s -электронами, как это считалось в ранних работах^{/2-3/}, а скорее напоминают сильно связанные d -электроны в переходных металлах^{/4-11/}. Расчет спектра магнитных возбуждений для гадолиния с учетом d -зонного характера электронов проводимости был проведен в работе^{/11/}, в которой матричные элементы косвенного РККИ-обмена были вычислены с помощью волновых функций, найденных методом присоединенных плоских волн. Сравнение с экспериментом по неупругому рассеянию нейтронов в Gd^{/15/} показало, что для согласования с экспериментальными данными вычисленный магнитный спектр необходимо умножить на $1/4$. Недавно появилось краткое сообщение^{/16/}, в котором приведены результаты расчета обобщенной спиновой восприимчивости с использованием волновых функций, которые находились по методу ККР.

В настоящей работе рассматривается вычисление обобщенной спиновой восприимчивости и спин-волнового спектра тяжелых

редкоземельных металлов на основе модельного гамильтониана, в котором по возможности полно учтены особенности энергетической зонной структуры тяжелых редкоземельных металлов. Учитывается электронная корреляция сильно связанных d -электронов и их взаимодействие с фононами. Была проведена оценка температурной зависимости затухания магнонов, поскольку, как отмечено в работе ^{/17/}, изучение времени жизни магнонов в Gd при низких температурах имеет важное значение для выяснения относительной роли различных взаимодействий в тяжелых редкоземельных металлах.

2. ГАМИЛЬТониАН ЭЛЕКТРОН-иОННОЙ МОДЕЛИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОГО МЕТАЛЛА

В работе ^{/20/} был вычислен ренормированный, за счет взаимодействия с фононами, спектр сильно связанных d -электронов для модели переходного металла Барисича-Лаббе-Фриделя /БЛФ/^{/18/}. Гамильтониан модели БЛФ представляет собой прямое обобщение хорошо известного гамильтониана Хаббарда ^{/19/} для случая колеблющейся решетки. Мы воспользуемся гамильтонианом БЛФ ^{/18,20/} для описания подсистемы электронов проводимости в редкоземельном металле.

Полный гамильтониан электрон-ионной системы представим в виде суммы

$$H = H_d + H_{d-f} + H_{d-ph} + H_{ph} \quad /1/$$

Здесь

$$H_d = \sum_{\vec{k}\sigma} E(\vec{k}) a_{\vec{k}\sigma}^+ a_{\vec{k}\sigma} + \frac{U}{2N} \sum_{\vec{k}\vec{k}'} \sum_{\vec{q}\vec{q}'} a_{\vec{k}+\vec{q}\sigma}^+ a_{\vec{k}\sigma} a_{\vec{k}'-\vec{q},-\sigma}^+ a_{\vec{k}',-\sigma} \quad /2/$$

гамильтониан Хаббарда ^{/19/}. Величина $E(\vec{k}) = 2 \sum_t t(\vec{a}_t) \cos(\vec{k}\vec{a}_t)$ - закон дисперсии сильно связанных d -электронов, U^a - энергия кулоновского отталкивания электронов с противоположными спинами на одном узле.

$$H_{d-f} = -JN^{-1/2} \sum_{\vec{k}\vec{q}} \{ (a_{\vec{k}\uparrow}^+ a_{\vec{k}+\vec{q}\uparrow} - a_{\vec{k}\downarrow}^+ a_{\vec{k}+\vec{q}\downarrow}) S_{-\vec{q}}^z + a_{\vec{k}\downarrow}^+ a_{\vec{k}+\vec{q}\uparrow} S_{-\vec{q}}^+ + a_{\vec{k}\uparrow}^+ a_{\vec{k}+\vec{q}\downarrow} S_{-\vec{q}}^- \} \quad /3/$$

гамильтониан РККИ-взаимодействия локализованного спина $4f$ - оболочки \vec{S} со спиновой плотностью электронов проводимости, J - локальный интеграл РККИ-обмена. В общем случае интеграл кос-

венного обмена $J(k, k+q)$ существенно зависит от квазиимпульса, причем имеет максимальное значение при $J(0)$ ^{/11/}; для простоты мы ограничимся рассмотрением локального обмена. Обобщение на нелокальный случай можно произвести непосредственно.

$$H_{d-ph} = \sum_{\sigma} \sum_{\vec{k}, \vec{q}} V^{\nu}(\vec{k}, \vec{k}+\vec{q}) Q_{\vec{q}\nu} a_{\vec{k}+\vec{q}\sigma}^{\dagger} a_{\vec{k}\sigma} - \quad /4/$$

оператор электрон-фононного взаимодействия БЛФ^{/18/},

$$V^{\nu}(\vec{k}, \vec{k}+\vec{q}) = \frac{2iq_0}{\sqrt{NM}} \sum_{\alpha} t(a_{\alpha}) e_{\nu}^{\alpha}(\vec{q}) \{ \sin a_{\alpha} \vec{k} - \sin a_{\alpha}(\vec{k}+\vec{q}) \}, \quad /5/$$

где $t(a_{\alpha})$ - интеграл перескока $t_{ij} = N^{-1} \sum E(k) \exp[ik(\vec{R}_i - \vec{R}_j)]$ между двумя соседними узлами, лежащими на расстоянии \vec{a}_{α} , \vec{a}_{α} ($\alpha=x, y, z$) - единичные вектора решетки Браве с центром инверсии. Величина q_0 - слейтеровский коэффициент, характеризующий экспоненциальное убывание радиальной части d -функции^{/18/}, N - число атомов в решетке, M - масса иона, $e_{\nu}^{\alpha}(\vec{q})$ - векторы поляризации ($\nu=1,2,3$).

Ионную подсистему редкоземельного металла описываем оператором

$$H_{ph} = \frac{1}{2} \sum_{\vec{q}\nu} (P_{\vec{q}\nu}^{\dagger} P_{\vec{q}\nu} + \omega_0^2(\vec{q}\nu) Q_{\vec{q}\nu}^{\dagger} Q_{\vec{q}\nu}), \quad /6/$$

где $P_{\vec{q}\nu}^{\dagger}$ и $Q_{\vec{q}\nu}^{\dagger}$ - нормальные координаты движущегося иона, $\omega_0(\vec{q}\nu)$ - частоты фононов без учета d -электронов.

Заметим, что в нашей модели /1/, как и в модели БЛФ^{/19,20/} и в модели Хаббарда^{/20/}, s -электроны явно не учитываются. Однако косвенно их влияние принято во внимание. Считается, что все три ветви колебаний $\omega_0(\vec{q}\nu)$ соответствуют акустическим частотам^{/21/}, а величины U и J перенормированы за счет экранировки s -электронами^{/9,12/}. Таким образом, как и в модели Хаббарда, две зоны s - и d -электронов заменяются здесь одной "эффективной" зоной.

3. ОБОБЩЕННАЯ СПИНОВАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ

В настоящей работе нас будет интересовать вычисление фурье-образа обобщенной восприимчивости локализованных спинов

$$\langle\langle S_k^+ | S_{-k}^- \rangle\rangle_{\omega}, \quad \text{где}$$

$$\langle\langle S_k^+(t) | S_{-k}^-(0) \rangle\rangle = -i\theta(t) \langle [S_k^+(t), S_{-k}^-(0)] \rangle - \quad /7/$$

двухвременная коммутаторная функция Грина^{/22/}. Для вычисления функции Грина /7/ воспользуемся методом неприводимых функций Грина^{/23/}. Этот метод применялся для исследования модели Хаббарда и в атомном, и в зонном пределах в работе^{/24/}.

Уравнение движения запишем для фурье-образа следующей матричной функции Грина:

$$\bar{G} = \begin{bmatrix} \langle\langle S_k^+ | S_{-k}^- \rangle\rangle_\omega & \langle\langle S_k^+ | \sigma_{-k}^- \rangle\rangle_\omega \\ \langle\langle \sigma_k^+ | S_{-k}^- \rangle\rangle_\omega & \langle\langle \sigma_k^+ | \sigma_{-k}^- \rangle\rangle_\omega \end{bmatrix}, \quad /8/$$

где

$$\sigma_k^+ = \sum_{\vec{q}} a_{k\uparrow}^+ a_{k+\vec{q}\downarrow}, \quad \sigma_{-k}^- = \sum_{\vec{q}} a_{k\downarrow}^+ a_{k+\vec{q}\uparrow}. \quad /9/$$

Дифференцирование $\langle\langle S_k^+(t) | B \rangle\rangle$ по первому времени дает следующее уравнение:

$$\omega \langle\langle S_k^+ | B \rangle\rangle = \begin{Bmatrix} 2N^{-1/2} \langle S_0^z \rangle \\ 0 \end{Bmatrix} + \frac{J}{N} \sum_{pq} \langle\langle (2S_{k-q}^z a_{p\uparrow}^+ a_{p+q\downarrow} - S_{k-q}^- (a_{p\uparrow}^+ a_{p+q\downarrow} - a_{p\downarrow}^+ a_{p+q\uparrow})) | B \rangle\rangle_\omega, \quad /10/$$

где

$$B = \begin{Bmatrix} S_{-k}^- \\ \sigma_{-k}^- \end{Bmatrix}.$$

Введем по определению неприводимые (ir) операторы /22-24/:

$$(S_{k-q}^z)^{ir} = S_{k-q}^z - \langle S_0^z \rangle \delta_{k,q},$$

$$(a_{p\uparrow}^+ a_{p+q\downarrow})^{ir} = a_{p\uparrow}^+ a_{p+q\downarrow} - \langle a_{p\uparrow}^+ a_{p\uparrow} \rangle \delta_{q,0}. \quad /11/$$

Определение /11/ показывает, что неприводимые функции Грина не содержат ренормировок среднего поля. Это позволяет переформулировать обычный метод двухвременных температурных Грина, записать уравнение Дайсона и получить точное аналитическое представление для массового оператора. Приближенные решения для функции Грина конструируются как определенные приближения для массового оператора /22-24/.

С учетом определения /11/ уравнение движения /10/ примет вид

$$\left(\omega - \frac{J}{N} (N_\uparrow - N_\downarrow) \right) \langle\langle S_k^+ | B \rangle\rangle_\omega + \frac{2J}{N} \langle S_0^z \rangle \langle\langle \sigma_k^+ | B \rangle\rangle_\omega = \frac{2N^{-1/2} \langle S_0^z \rangle}{0} + \frac{J}{N} \sum_{1,2} \langle\langle (2(S_{k-2}^z)^{ir} a_{1\uparrow}^+ a_{1+2\downarrow} - S_{k-2}^+ (a_{1\uparrow}^+ a_{1+2\uparrow} - a_{1\downarrow}^+ a_{1+2\downarrow}))^{ir} | B \rangle\rangle_\omega, \quad /12/$$

где $N_\sigma = \sum_p \langle a_{p\sigma}^+ a_{p\sigma} \rangle = \sum_p f_{p\sigma}$ и $1, 2 \equiv k_1, k_2$.

Аналогичным образом получим уравнение для функции Грина. Сначала запишем вспомогательное уравнение:

$$\begin{aligned}
 & (\omega + E(1) - E(1+k) - \frac{2J}{\sqrt{N}} \langle S_0^z \rangle - \frac{U}{N} (N_\uparrow - N_\downarrow)) \langle\langle a_{1\uparrow}^+ a_{1+k\downarrow} | B \rangle\rangle_\omega + \\
 & + \frac{U}{N} (f_{1\uparrow} - f_{k+1\downarrow}) \langle\langle \sigma_k^+ | B \rangle\rangle_\omega + JN^{-1/2} (f_{1\uparrow} - f_{k+1\downarrow}) \langle\langle S_k^+ | B \rangle\rangle_\omega = \\
 & = \frac{0}{(f_{1\uparrow} - f_{1+k\downarrow})} - JN^{-1/2} \sum_{2,3} \langle\langle S_{-3}^+ (a_{1\uparrow}^+ a_{2+3\uparrow} \delta_{1+k,2} - a_{2\downarrow}^+ a_{1+k\downarrow} \delta_{1,2+3}) \rangle\rangle_\omega^{ir} / 13/ \\
 & - JN^{-1/2} \sum_{2,3} \langle\langle (S_{-3}^z)^{ir} (a_{2\uparrow}^+ a_{1+k\downarrow} \delta_{1,2+3} + a_{1\uparrow}^+ a_{2+3\downarrow} \delta_{1+k,2}) \rangle\rangle_\omega + \\
 & + \frac{U}{N} \sum_{2,3} \langle\langle a_{1\uparrow}^+ a_{2+3\uparrow} a_{2\uparrow} a_{1+3+k\downarrow} - a_{1+3\uparrow}^+ a_{2-3\downarrow}^+ a_{2\downarrow} a_{k+1\downarrow} \rangle\rangle_\omega^{ir} + \\
 & + \sum_{\nu,2} \langle\langle (V^\nu (2, k+1-2) a_{1\uparrow}^+ a_{k+1-2\downarrow} - V^\nu (2,1) a_{1+2\uparrow}^+ a_{k+1\downarrow}) Q_{2\nu} | B \rangle\rangle_\omega .
 \end{aligned}$$

Введем следующие обозначения:

$$\frac{1}{N} A = J \sum_{1,2} \{ 2(S_{k-2}^z)^{ir} a_{1\uparrow}^+ a_{1+2\downarrow} - S_{k-2}^+ (a_{1\uparrow}^+ a_{1+2\uparrow} - a_{1\downarrow}^+ a_{1+2\downarrow}) \}^{ir} ,$$

$$B_1 = - \frac{J}{\sqrt{N}} \sum_{2,3} \{ [S_{-3}^+ (a_{1\uparrow}^+ a_{2+3\uparrow} \delta_{1+k,2} - a_{2\downarrow}^+ a_{1+k\downarrow} \delta_{1,2+3})]^{ir} -$$

$$- (S_{-3}^z)^{ir} (a_{2\uparrow}^+ a_{1+k\downarrow} \delta_{1,2+3} + a_{1\uparrow}^+ a_{2+3\downarrow} \delta_{1+k,2}) \} + \quad /14/$$

$$+ \frac{U}{N} \sum_{2,3} (a_{1\uparrow}^+ a_{2+3\uparrow} a_{2\uparrow} a_{1+3+k\downarrow} - a_{1+3\uparrow}^+ a_{2-3\downarrow}^+ a_{2\downarrow} a_{k+1\downarrow})^{ir} +$$

$$+ \sum_{\nu,2} [V^\nu (2, k+1-2) a_{1\uparrow}^+ a_{k+1-2\downarrow} - V^\nu (2,1) a_{1+2\uparrow}^+ a_{k+1\downarrow}],$$

$$\Omega_1 = \omega - \frac{J}{N}(N_\uparrow - N_\downarrow), \quad \Omega_2 = \frac{2J}{N} \langle S_0^z \rangle,$$

$$\omega_{1,k} = (\omega + E(1) - E(1+k) - \Delta), \quad \Delta = \frac{2J}{\sqrt{N}} \langle S_0^z \rangle + \frac{U}{N}(N_\uparrow - N_\downarrow), \quad /15/$$

$$\chi_0^{df}(k, \omega) = N^{-1} \sum_1 \frac{f_{1+k} - f_{1'}}{\omega_{1,k}}.$$

С учетом /12/-/15/ уравнение для матричной функции Грина запишется в виде

$$\bar{\Omega} \bar{G} = \bar{I} + \sum_1 \bar{\Phi} \times \begin{bmatrix} \langle\langle A | S_{-k}^- \rangle\rangle_\omega & \langle\langle A | \sigma_{-k}^- \rangle\rangle_\omega \\ \langle\langle B_1 | S_{-k}^- \rangle\rangle_\omega & \langle\langle B_1 | \sigma_{-k}^- \rangle\rangle_\omega \end{bmatrix}, \quad /16/$$

где

$$\bar{\Omega} = \begin{bmatrix} \Omega_1 & \Omega_2 \\ -JN^{-1/2} \chi_0^{df} & (1 - U \chi_0^{df}) \end{bmatrix}, \quad \bar{I} = \begin{bmatrix} N^{1/2} \frac{\Omega_2}{J} & 0 \\ 0 & -N \chi_0^{df} \end{bmatrix}, \quad /17/$$

$$\bar{\Phi}(1) = \begin{bmatrix} \frac{1}{N} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\omega_{1,k}} \end{bmatrix}.$$

Для того, чтобы получить уравнение Дайсона, необходимо записать уравнение движения для матричной функции Грина в правой части /16/, дифференцируя на этот раз по второму времени $\frac{d}{dt} \langle\langle A(t) | B(t') \rangle\rangle$. Неприводимые операторы вводятся согласно определению /11/. В результате получаем

$$\bar{\Omega} \bar{G} = \bar{I} + \sum_{\vec{p}, \vec{q}} \bar{\Phi}(\vec{p}) \bar{\Pi}(\vec{p}, \vec{q}) \bar{\Phi}(\vec{q}) (\bar{\Omega}^+)^{-1}. \quad /18/$$

Введем по определению "нулевую" функцию Грина, в которой учтены все ренормировки среднего поля:

$$\bar{\Omega}^{-1} \bar{I} = \bar{G}_0. \quad /19/$$

Тогда из /18/ и /19/ следует, что

$$\bar{G} = \bar{G}_0 + \bar{G}_0 \bar{\Pi} \bar{G}_0, \quad /20/$$

где

$$\bar{\Pi} = \bar{I}^{-1} \sum_{p,q} \bar{\Phi}(p) \bar{\Pi}(p,q) \bar{\Phi}(q) \bar{I}^{-1}, \quad /21/$$

$$\bar{\Pi}(p,q) = \begin{bmatrix} \langle\langle A | \tilde{A} \rangle\rangle_{\omega}^{ir} & \langle\langle A | \tilde{B}_q \rangle\rangle_{\omega}^{ir} \\ \langle\langle B_p | \tilde{A} \rangle\rangle_{\omega}^{ir} & \langle\langle B_p | \tilde{B}_q \rangle\rangle_{\omega}^{ir} \end{bmatrix}. \quad /22/$$

Величины \tilde{A} и \tilde{B}_q определяются аналогично A и B_q с заменой $\uparrow \rightarrow \downarrow, k \rightarrow -k, S^+ \rightarrow -S^-$.

Для того, чтобы выделить массовый оператор \bar{M} , необходимо отделить связанную (p) часть оператора рассеяния $\bar{\Pi}$, т.е. часть, не содержащую частей, соединенных одной линией \bar{G}_0 . После несложных преобразований получаем из /20/

$$\bar{G} = \bar{G}_0 + \bar{G}_0 \bar{M} \bar{G}. \quad /23/$$

Уравнение /23/ представляет собой уравнение Дайсона в матричной форме для функции Грина \bar{G} . Оно имеет следующее формальное решение:

$$\bar{G} = (\bar{G}_0^{-1} - \bar{M})^{-1}, \quad \bar{M} = (\bar{\Pi})^p. \quad /24/$$

Полученное представление для массового оператора является точным его выражением через многочастичную функцию Грина. Оно справедливо для произвольных значений параметров гамильтониана U, J и $t(\vec{a}_\alpha)$. Для нахождения функции Грина \bar{G} в различных предельных случаях необходимо использовать определенные предположения о приближенном выражении для \bar{M} . Таким образом, уравнение Дайсона сводит задачу о вычислении функции Грина \bar{G} к вычислению элементов матриц \bar{G}_0 и \bar{M} .

4. ФУНКЦИЯ ГРИНА НУЛЕВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Рассмотрим функцию Грина "нулевого" порядка \bar{G}_0 . С учетом определения /19/ и обозначений /15/ получим

$$\bar{G}_0 = \bar{\Omega}^{-1} \bar{I} = \frac{1}{R} \begin{bmatrix} (1 - U\chi_0^{df})N \frac{1}{2} \frac{\Omega_2}{J} & \Omega_2 N \chi_0^{df} \\ \Omega_2 N \chi_0^{df} & -\Omega_1 N \chi_0^{df} \end{bmatrix}, \quad /25/$$

где

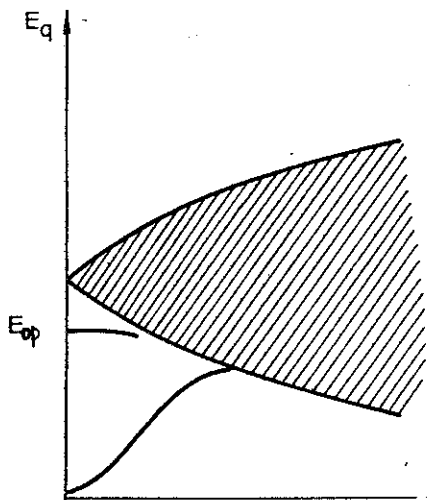
$$R = \Omega_1 (1 - U\chi_0^{df}) + N \frac{1}{2} J \Omega_2 \chi_0^{df}. \quad /26/$$

В данной работе нас интересует только функция Грина $\langle\langle S_k^+ | S_{-k}^- \rangle\rangle$. Из /25/ следует, что

$$\langle\langle S_k^+ | S_{-k}^- \rangle\rangle = \frac{2N^{-1/2} \langle S_0^z \rangle}{\omega - \frac{J}{N} (N_\uparrow - N_\downarrow) + 2J^2 N^{-1/2} \langle S_0^z \rangle \chi_0^{df} (1 - U \chi_0^{df})^{-1}} \quad /27/$$

Функция Грина нулевого порядка /27/ совпадает с известным решением Бартеля^{/25/}, который получил решение модели РККИ без учета фононов в приближении хаотических фаз. Приближение хаотических фаз является хорошим начальным приближением для рассматриваемого редкоземельного металла типа гадолиния, поскольку согласно оценкам работ^{/8-16/} величина кулоновской корреляции U меньше ширины зоны d -электронов проводимости $W/5 \div 7$ эВ/, т.е. $U/W < 1$, а интеграл РККИ-обмена J может рассматриваться как малое возмущение.

Спектр спиновых возбуждений функции Грина /27/ состоит из трех ветвей: длинноволновой акустической ветви магнонов, оптической спин-волновой ветви и континуума стонеровских возбуждений /см. рисунок/.



Найдем закон дисперсии акустических магнонов. Для этого запишем предельное выражение для ФГ /27/ при $k, \omega \rightarrow 0$:

$$\langle\langle S_k^+ | S_{-k}^- \rangle\rangle^0 = \frac{2N^{-1/2} \langle \tilde{S}_0^z \rangle}{\omega - \epsilon_k} \quad /28/$$

где

$$\langle \tilde{S}_0^z \rangle = \langle S_0^z \rangle \left[1 + \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{2N^{1/2} \langle S_0^z \rangle} \right]^{-1}, \quad /29/$$

$$\epsilon_k = (2N^{1/2} \langle S_0^z \rangle + (N_\uparrow - N_\downarrow))^{-1} \times \\ \times \left[\frac{1}{2} \sum_q (f_{q\uparrow} + f_{q\downarrow}) \left(k \frac{\partial}{\partial q} \right)^2 E(q) + \right. \\ \left. \bar{q} + \frac{1}{2\Delta} \sum_q (f_{q\uparrow} - f_{q\downarrow}) \left(k \frac{\partial}{\partial q} E(q) \right)^2 \right] = \\ = Dk^2. \quad /30/$$

Для простой кубической решетки

$$E(q) = 2 \sum_a t(a_\alpha) \cos(qa_\alpha) = 2t(\cos q_x a + \cos q_y a + \cos q_z a). \quad /31/$$

С учетом /31/ получим из /30/:

$$\epsilon_k = (2N^{1/2} \langle S_0^z \rangle + (N_\uparrow - N_\downarrow))^{-1} \left\{ \frac{2t^2 a^2}{\Delta} \sum_q (f_{q\uparrow} - f_{q\downarrow}) (k_x \sin q_x a + k_y \sin q_y a + k_z \sin q_z a)^2 - t a^2 \sum_q (f_{q\uparrow} + f_{q\downarrow}) (k_x^2 \cos q_x a + k_y^2 \cos q_y a + k_z^2 \cos q_z a) \right\}. \quad /32/$$

Величину зонного расщепления Δ можно найти в приближении случайных фаз, поскольку

$$N_\sigma = \sum_k \langle a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma} \rangle = \sum_k \frac{1}{\exp\{\beta(E(k) + \frac{U}{N} N_\sigma - \frac{J}{\sqrt{N}} \langle S_0^z \rangle - \epsilon_f)\} + 1}. \quad /33/$$

Таким образом, коэффициент жесткости D выражен через параметры гамильтониана. Стонеровский континуум имеет закон дисперсии $\omega_k = E(q+k) - E(q) + \Delta$. Возможно затухание магнонов вследствие их пересечения со стонеровским континуумом^{/26/}. Однако эта проблема выходит за рамки настоящей работы и здесь не рассматривается.

5. МАССОВЫЙ ОПЕРАТОР

Для получения замкнутой самосогласованной системы уравнений для массового оператора /24/ необходимо найти приближенное выражение его через функцию Грина \bar{G} /7/. Массовый оператор /24/ описывает неупругое рассеяние магнонов /упругая часть содержится в \bar{G}_0 / на флуктуациях полного электрон-ионного заряда в решетке редкоземельного металла. Поэтому приближенные решения будут следовать из физических предположений о характере этого рассеяния.

Для того, чтобы найти массовый оператор, необходимо вычислить многочастичные функции Грина в матрице /22/. Рассмотрим вычисление двух из них /остальные вычисляются аналогично/. С помощью спектральной теоремы функцию Грина $\langle\langle A | \bar{A} \rangle\rangle_\omega$ можно представить в следующем приближенном виде^{/22-24/}:

$$\begin{aligned} \langle\langle A | \bar{A} \rangle\rangle_\omega &= \frac{J^2}{N^2} \left(\frac{1}{\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 \frac{e^{\beta(\omega_1 + \omega_2)} + 1}{\omega - (\omega_1 + \omega_2) + i\epsilon} \frac{1}{e^{\beta\omega_1} - 1} \frac{1}{e^{\beta\omega_2} - 1} \times \\ &\times \sum_{k_1 k_2 k_3 k_4} \sum_{\sigma} \text{Im} \langle\langle S_{-k-k_4}^+ | S_{-k-k_2}^- \rangle\rangle_{\omega_1} \cdot \text{Im} \langle\langle a_{k_3 \sigma}^+ a_{k_3 + k_4 \sigma} | a_{k_1 \sigma}^+ a_{k_1 + k_2 \sigma} \rangle\rangle_{\omega_2}. \end{aligned} \quad /34/$$

Приближенное представление /34/ получено в пренебрежении перенормировкой вершины, то есть корреляцией в распространении двух типов возбуждений: магнонов и флуктуаций плотности заряда. Функция Грина $\langle\langle S_k^+ | S_{-k}^- \rangle\rangle$ описывает эффективное запаздывающее взаимодействие локализованных спинов, а функция

Грина $\langle\langle a_{k\sigma}^+ a_{k+p\sigma} | a_{k'\sigma}^+ a_{k'+p'\sigma} \rangle\rangle$ - взаимодействие электронной плотности. Схематически это приближение "двух взаимодействующих мод" можно представить в виде диаграммы,



где простая линия соответствует распространению флуктуаций плотности электронов, а волнистая - распространению выделенного магнона. Заметим, что согласно распределению неприводимых частей /11/ спаривание операторов, относящихся в одном моменту времени, дает нулевой вклад, так как эти средние уже выделены в нулевую функцию Грина. В /34/ также не учитываются флуктуации продольных компонент локализованных спинов, поскольку рассматривается случай низких температур.

Уравнения /24/ и /34/ являются приближенной самосогласованной системой уравнений. Т.к. вычисление массового оператора не связано заранее с каким-либо конкретным начальным приближением, здесь мы воспользуемся следующим полюсным приближением:

$$\text{Im} \langle\langle S_{k-k_4}^+ | S_{-k-k_2}^- \rangle\rangle_{\omega_1} = \frac{2\pi}{\sqrt{N}} \langle S_0^z \rangle \delta(\omega_1 - \epsilon_{k+k_2}) \delta_{k_4, -k_2} \quad /35/$$

$$\begin{aligned} \text{Im} \langle\langle a_{k_3\sigma}^+ a_{k_3+k_4\sigma} | a_{k_1\sigma}^+ a_{k_1+k_2\sigma} \rangle\rangle_{\omega_2} = \\ = \pi (f_{k_3\sigma} - f_{k_1\sigma}) \delta(\omega_2 + E_{k_3\sigma} - E_{k_1\sigma}) \delta_{k_3, k_1+k_2} \delta_{k_1, k_3+k_4} \quad /36/ \end{aligned}$$

Подставляя /35/ и /36/ в правую часть /34/, получим:

$$\langle\langle \tilde{A} | \tilde{A} \rangle\rangle_{\omega}^p = \frac{2J^2}{N^2} \sum_{pq\sigma} \frac{[1 + \nu(\epsilon_{k+q}) - f_{p\sigma}] f_{p+q\sigma} + \nu(\epsilon_{k+q}) f_{p\sigma} (1 - 2f_{p+q\sigma})}{\omega - \epsilon_{k+q} + E(p+q\sigma) - E(p\sigma)} \quad /37/$$

Здесь $E(k\sigma) = E(k) + \frac{U}{N} \sum_q \langle n_{q,-\sigma} \rangle$, $\nu(\epsilon_k) = [\exp(\beta\epsilon_k) - 1]^{-1}$. Вычисление функции Грина $\langle\langle B_q | \tilde{B}_p \rangle\rangle_{\omega}$ проводится по аналогии с /37/.

Используя полюсные приближения типа /35/ и /36/ в /22/, а также начальное приближение для фононной функции Грина в виде

$$\langle\langle Q_{k\nu} | Q_{k\nu}^+ \rangle\rangle_{\omega} = \{\omega^2 - \omega^2(k\nu)\}^{-1}, \quad /38/$$

получим для $\langle\langle B_p | \tilde{B}_q \rangle\rangle_{\omega}^p$ следующее выражение:

$$\langle\langle B_p | \tilde{B}_q \rangle\rangle_{\omega}^p = \langle\langle B_p | \tilde{B}_q \rangle\rangle_{\omega}^{ph} + \langle\langle B_p | \tilde{B}_q \rangle\rangle_{\omega}^M + \langle\langle B_p | \tilde{B}_q \rangle\rangle_{\omega}^U \quad /39/$$

Здесь

$$\langle\langle B_p | \tilde{B}_q \rangle\rangle_{\omega}^{ph} =$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{k' \nu} \sum_{\alpha \pm} \omega^{-1}(k' \nu) \left\{ \frac{(1+N(\alpha\omega(k' \nu)) - f_{p+q+k' \downarrow}) f_{p \uparrow} + N(\alpha\omega(k' \nu)) f_{p+q+k' \downarrow} (1-2f_{p \uparrow})}{\omega - (\alpha\omega(k' \nu) + E(p+k+k' \downarrow)) - E(p \uparrow)} \right\} \times$$

$$\times [(V^\nu(k'; p+k))^2 \delta_{q, p+k} - V^\nu(k'; p) V^\nu(k'; p+k) \delta_{q, p+k+k'}] +$$

$$+ \frac{(1+N(\alpha\omega(k' \nu)) - f_{p+k \downarrow}) f_{p+k' \uparrow} + N(\alpha\omega(k' \nu)) f_{p+k \downarrow} (1-2f_{p+k' \uparrow})}{\omega - (\alpha\omega(k' \nu) + E(p+k \downarrow)) - E(p+k' \uparrow)} \times$$

$$\times [(V^\nu(k'; p))^2 \delta_{q, p+k} - V^\nu(k'; p) V^\nu(k'; p+k) \delta_{q, p+k+k'}] \}, \quad /40/$$

где

$$N(\omega(k' \nu)) = [\exp \beta \omega(k' \nu) - 1]^{-1}.$$

Выражение /40/ пропорционально квадрату электрон-фононного взаимодействия и описывает неупругие процессы электрон-фононного рассеяния.

$$\langle\langle B_p | \tilde{B}_q \rangle\rangle_\omega^M = -\frac{2J^2}{N^2} \langle S_0^z \rangle \sum_{k'} \left\{ \frac{(1+\nu(\epsilon_{k'}) - f_{p+k+k' \uparrow}) f_{p \uparrow} + \nu(\epsilon_{k'}) f_{p+k+k' \uparrow} (1-2f_{p \uparrow})}{\omega - (\epsilon_{k'} + E(p+k+k' \uparrow)) - E(p \uparrow)} \right\} +$$

$$+ \frac{(1+\nu(\epsilon_{k'}) - f_{p+k \downarrow}) f_{p+k' \downarrow} + \nu(\epsilon_{k'}) f_{p+k \downarrow} (1-2f_{p+k' \downarrow})}{\omega - (\epsilon_{k'} + E(p+k \downarrow)) - E(p+k' \downarrow)} \delta_{q, p+k} \quad /41/$$

Вклад /41/ связан с неупругим электрон-магнонным рассеянием, обусловленным косвенным обменным взаимодействием. Более сложный вид имеет член $\langle\langle B_p | \tilde{B}_q \rangle\rangle_\omega^U$, который связан только с электрон-электронным рассеянием

$$\langle\langle B_p | \tilde{B}_q \rangle\rangle_\omega^U = \frac{U^2}{N^2} \delta_{q, p+k} \times$$

$$\times \left[\sum_{mn} \left\{ \frac{(1-f_{p+k \downarrow})(1-f_{m+n \downarrow}) f_{m \downarrow} f_{p+n \uparrow} + f_{p+k \downarrow} f_{m+n \downarrow} (1-f_{m \downarrow})(1-f_{p+n \uparrow})}{\omega - (E(p+k \downarrow) + E(m+n \downarrow)) - E(p+n \uparrow) - E(m \downarrow)} \right\} + \right.$$

$$+ \left. \frac{(1-f_{p+k+n \downarrow})(1-f_{m-n \uparrow}) f_{m \uparrow} f_{p \uparrow} + f_{p+k+n \downarrow} f_{m-n \uparrow} (1-f_{m \uparrow})(1-f_{p \uparrow})}{\omega - (E(p+k+n \downarrow) + E(m-n \uparrow)) - E(m \uparrow) - E(p \uparrow)} \right] -$$

$$- \sum_m \left[\frac{(1-f_{q \downarrow})(1-f_{p+k \downarrow}) f_{m \downarrow} f_{p+q-m \uparrow} + f_{q \downarrow} f_{p+k \downarrow} (1-f_{m \downarrow})(1-f_{p+q-m \uparrow})}{\omega - (E(p+k \downarrow) + E(q \downarrow)) - E(m \downarrow) - E(p+q-m \uparrow)} \right] +$$

$$+ \frac{(1-f_{q+m \downarrow})(1-f_{p-m \uparrow})f_{p \uparrow} f_{q-k \uparrow} + f_{q+m \downarrow} f_{p-m \uparrow} (1-f_{p \uparrow})(1-f_{q-k \uparrow})}{\omega - (E(q+m \downarrow) + E(p-m \uparrow)) - E(p \uparrow) - E(q-k \uparrow)}} \}. \quad /42/$$

Таким же образом вычисляются смешанные члены

$$\langle\langle A | \tilde{B}_q \rangle\rangle_{\omega} = \frac{2J^2 \langle S_0^z \rangle}{N^2} \sum_{k'} \left[\frac{(1+\nu(\epsilon_{k'})) - f_{q+k' \uparrow}) f_{q-k \uparrow} + \nu(\epsilon_{k'}) f_{q+k' \uparrow} (1-2f_{q-k \uparrow})}{\omega - (\epsilon_{k'} + E(q+k' \uparrow)) - E(q-k \uparrow)} + \frac{(1+\nu(\epsilon_{k'}) - f_{q \downarrow}) f_{q+k' - k \downarrow} + \nu(\epsilon_{k'}) f_{q \downarrow} (1-2f_{q+k' - k \downarrow})}{\omega - (\epsilon_{k'} + E(q \downarrow)) - E(q+k' - k \downarrow)} \right], \quad /43/$$

$$\langle\langle B_p | \tilde{A} \rangle\rangle \rightarrow \langle\langle A | \tilde{B}_{p+k} \rangle\rangle.$$

Из соотношений /37/, /40/, /41/, /42/ и /43/ следует, что кулоновский вклад $\langle\langle B_p | \tilde{B}_q \rangle\rangle$ в массовый оператор существенно отличается от всех остальных, поскольку он не содержит бозевских факторов чисел заполнения фононов или магнонов $N(\omega(k\nu))$ и $\nu(\epsilon_k)$. При $T \rightarrow 0$ выражение /42/ не исчезает, но вклада в температурную зависимость затухания магнонов не дает.

6. ЗАТУХАНИЕ МАГНОНОВ

Проведем теперь оценку температурной зависимости затухания магнитных возбуждений при низких температурах. После того как вычислены все элементы матрицы $\Pi(p, q)$ /22/, можно найти матрицы оператора рассеяния $\tilde{\Pi}$ /21/ и, следовательно, матрицу массового оператора $\tilde{M} = (\tilde{\Pi})^p$.

$$\tilde{M} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = (\tilde{M})_{ij}, \quad i, j = 1, 2; \quad /44/$$

компоненты матрицы \tilde{M} равны:

$$M_{11} = \frac{J^2}{N \Omega^2} \langle\langle A | \tilde{A} \rangle\rangle_a^p, \quad M_{12} = \frac{J}{\Omega^2 N^{3/2} \chi_0^{df}} \sum_q \frac{1}{\omega_{q,k}} \langle\langle A | \tilde{B}_q \rangle\rangle_{\omega}^p, \\ M_{21} = \frac{J}{\Omega^2 N^{3/2} \chi_0^{df}} \sum_p \frac{1}{\omega_{p,k}} \langle\langle B_p | \tilde{A} \rangle\rangle_{\omega}^p, \quad M_{22} = \frac{1}{N^2 (\chi_0^{df})^2} \sum_{p,q} \frac{\langle\langle B_p | \tilde{B}_q \rangle\rangle_{\omega}^p}{\omega_{p,k} \omega_{q,k}}. \quad /45/$$

С учетом /24/, /44/, /45/ получим для полной функции Грина следующее выражение:

$$\bar{G} = (\bar{G}_0^{-1} - \bar{M})^{-1} = \frac{1}{\det(\bar{G}_0^{-1} - \bar{M})} \begin{bmatrix} -\frac{1 - U\chi_0^{df}}{N\chi_0^{df}} - M_{22} & -(\frac{J}{\sqrt{N}} - M_{12}) \\ -(\frac{J}{\sqrt{N}} - M_{21}) & \frac{J}{\sqrt{N}} \frac{\Omega_1}{\Omega_2} - M_{11} \end{bmatrix}. \quad /46/$$

В настоящей работе нас интересует только восприимчивость локализованных спинов $\langle\langle S_k^+ | S_{-k}^- \rangle\rangle_\omega$. Из формулы /46/ следует, что

$$\langle\langle S_k^+ | S_{-k}^- \rangle\rangle_\omega = \frac{1}{(G_0^{11})^{-1} - \Sigma(k, \omega)}. \quad /47/$$

Здесь G_0^{11} - функция Грина $\langle\langle S_k^+ | S_{-k}^- \rangle\rangle_\omega^0$, которая вычислена в разделе 4 и имеет вид /27/. Величина $\Sigma(k, \omega)$ равна

$$\Sigma(k, \omega) = M_{11} + \frac{J^2 \chi_0^{df}}{1 - U\chi_0^{df}} - (\frac{J}{\sqrt{N}} - M_{12}) (\frac{J}{\sqrt{N}} - M_{21}) \cdot N\chi_0^{df} \times \\ \times [(1 - U\chi_0^{df}) + M_{22} N\chi_0^{df}]^{-1}. \quad /48/$$

Соотношения /47/ и /48/ содержат полное решение задачи о вычислении восприимчивости локализованных спинов в приближении "взаимодействующих мод" /34/. Полюса функции Грина /47/ содержат спектры возбуждений акустических и оптических магновов и стонеровских возбуждений с учетом затухания вследствие электрон-магнонного и электрон-фононного взаимодействий, которое задается массовым оператором $\Sigma(k, \omega)$. Нас будет интересовать только затухание акустических магновов с законом дисперсии ϵ_k /30/. При учете эффектов рассеяния ограничимся учетом в выражении /48/ только членов, линейных по M_{ij} . Тогда в пределе $k, \omega \rightarrow 0$ получим из /47/ и /48/

$$\langle\langle S_k^+ | S_{-k}^- \rangle\rangle_\omega = \frac{2N^{-1/2} \langle \tilde{S}_0^z \rangle}{\omega - \epsilon_k - 2N^{-1/2} \langle \tilde{S}_0^z \rangle \Sigma(k, \omega)}, \quad /49/$$

где

$$\Sigma(k, \omega) = M_{11} + (M_{12} + M_{21}) \frac{JN^{1/2} \chi_0^{df}}{(1 - U\chi_0^{df})} + \frac{J^2 N (\chi_0^{df})^2 M_{22}}{(1 - U\chi_0^{df})^2}. \quad /50/$$

Спектральная плотность спин-волновых возбуждений с квазиимпульсом k имеет форму

$$g(k, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \langle\langle S_k^+ | S_{-k}^- \rangle\rangle_{\omega + i\epsilon} = \frac{2N^{-1/2} \langle \tilde{S}_0^z \rangle \Gamma(k, \omega)}{[\omega - \epsilon_k - \Delta(k, \omega)]^2 + [\Gamma(k, \omega)]^2}, \quad /51/$$

где

$$\Delta(k, \omega) = 2N^{-1/2} \langle \tilde{S}_0^z \rangle \operatorname{Re} \Sigma(k, \omega), \quad /52/$$

$$\Gamma(k, \omega) = -2N^{-1/2} \langle \tilde{S}_0^z \rangle \operatorname{Im} \Sigma(k, \omega + i\epsilon) - \quad /53/$$

сдвиг и затухание акустических магнонов.

Рассмотрим теперь вычисление температурной зависимости $\Gamma(k, \omega)$ /53/ с учетом массового оператора /50/. В качестве примера возьмем первый член в /50/, то есть выражение /37/:

$$\operatorname{Im} M_{11} \sim \operatorname{Im} \langle \langle A | \tilde{A} \rangle \rangle_{\omega+i\epsilon}^p \sim J^2 \langle S_0^z \rangle \sum_{pq\sigma} \{ (1 + \nu(\epsilon_{k+q}) - f_{p\sigma}) f_{p+q\sigma} + \quad /54/ \\ + \nu(\epsilon_{k+q}) f_{p\sigma} (1 - 2f_{p+q\sigma}) \} \delta(\omega - \epsilon_{k+q} + E(p+q) - E(p)).$$

Перейдем в /54/ от суммирования к интегрированию

$$\sum_{pq} \rightarrow \frac{\Omega^2}{(2\pi)^6} \int d^3p \int d^3q$$

и учтем, что для $\epsilon_q = Dq^2$ /30/ и $q \rightarrow 0$ главный вклад в температурную зависимость /54/ вносит бозевский фактор $[\exp(\beta Dq^2) - 1]^{-1}$. Из /54/ имеем

$$\operatorname{Im} M_{11} \sim J^2 \langle S_0^z \rangle \frac{\Omega^2}{(2\pi)^6} 2\pi \int d^3p \int_0^{q_{\max}} q^2 dq \int d(\cos\Theta) \times \quad /55/ \\ \times F(f_{p\sigma}, \nu(\epsilon_{k+q})) \frac{\delta(\cos\Theta - \cos\Theta_0)}{|\frac{\partial E}{\partial p}|_q} \sim \frac{1}{2\beta D} \int_0^q dx \frac{1}{e^x - 1} \sim T.$$

Таким образом, из /55/ следует, что

$$\operatorname{Im} M_{11} \sim T. \quad /56/$$

Аналогично проводится оценка остальных вкладов в /50/. Величины M_{12} , M_{21} и M_{22}^M дают такую же линейную зависимость, как и /56/. Вклад электрон-фононного взаимодействия /40/ в затухание /53/ имеет другую температурную зависимость:

$$\operatorname{Im} M_{22}^{ph} \sim \operatorname{Im} \langle \langle B_p | \tilde{B}_q \rangle \rangle_{\omega+i\epsilon}^{ph} \sim \frac{1}{\beta^3} \int \frac{x^2 dx}{(e^x - 1)} \sim T^3. \quad /57/$$

Таким образом, окончательно для температурной зависимости затухания магнонов получим

$$\Gamma(k, \omega)|_{k, \omega \rightarrow 0} \sim \Gamma_1 + \Gamma_2 T + \Gamma_3 T^3. \quad /58/$$

Коэффициенты Γ_i ($i=1,2,3$) исчезают при $k=\omega=0$. Коэффициент Γ_1 исчезает при $J=0$ как в массовом операторе /50/, так и в полной функции Грина /46/.

7. ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе исходя из первых принципов мы вычислили спектр магнитных возбуждений с учетом затухания для модели тяжелого редкоземельного металла с гамма-функцией /1/, в котором учтено электрон-электронное взаимодействие электронов проводимости и электрон-фононное взаимодействие. Когда электрон-магнонное и электрон-фононное неупругое рассеяние не учитываются, наш результат для восприимчивости локализованных спинов сводится к результату Бартеля /25/, полученному в приближении случайных фаз. Однако наша начальная функция Грина \bar{G}_0 /25/ содержит также спиновую восприимчивость электронов проводимости и смешанные восприимчивости G_0^{12}, G_0^{21} . Это относится и к полной функции Грина \bar{G} /24/ с учетом эффектов неупругого рассеяния. Таким образом, развитый формализм позволяет также вычислить полную спиновую восприимчивость электронов проводимости и рассмотреть задачу о поляризации электронов проводимости в редкоземельных металлах /4,5/. Обсуждение этого вопроса будет проведено отдельно.

Расчет температурной зависимости затухания акустических магнонов в низкотемпературной области показывает, что основной вклад в нее вносят электрон-магнонное и электрон-фононное взаимодействия. Электрон-электронная корреляция /42/ вклада в температурную зависимость затухания Γ_1 практически не дает /при $J=0$ вклад /42/ исчезает, как это видно из /46/ и /50//.

Подчеркнем еще раз, что реальная электронная структура гадолиния гораздо сложнее, чем это учтено в нашей однозонной модели. При описании электронов проводимости необходимо учитывать десять подзон /4,5,8,10,11/. Решетка гадолиния имеет ПГУ-структуру, и потому выражение для спектра $E(k)$ гораздо сложнее, чем /31/. Кроме того, необходимо принять во внимание зависимость интеграла РККИ-обмена от квазиимпульса $J(k, k+q)$ /11/. Однако для оценки температурной зависимости затухания акустических магнонов принятая модель /1/ и приближения /34/, /35/, /36/ и /50/ являются вполне разумными. К сожалению, нейтронные эксперименты по измерению температурной зависимости затухания магнонов при низких температурах до сих пор не были проведены /17/. Поэтому для сравнения результатов настоящей теории /58/ с экспериментальными данными проведение таких измерений представляется весьма желательным. Нейтронографические исследования затухания магнонов в гадолинии и их теоретическая интерпретация будут содействовать выяснению относительной роли взаимодействий в тяжелых редкоземельных металлах и тем самым уточнению модельных теоретических представлений об этой обширной группе веществ.

В заключение выражаем глубокую благодарность Н.М.Плакиде

за многочисленные интересные и стимулирующие обсуждения. Мы благодарны проф. П.Фульде за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Freeman A.J. In: *Magnetic Properties of Rare Earth Metals*, ed. R.J.Elliott. Plenum Press, New York, 1972, chap.6.
2. Liu S.H. *Phys.Rev.*, 1961, 121, p.451.
3. Kaplan T.A., Lyons D.H. *Phys.Rev.*, 1963, 129, p.2072.
4. Freeman A.J., Dimmock J.P., Watson R.E. *Phys.Rev.Lett.*, 1966, 16, p.94.
5. Watson R.E., Freeman A.J., Dimmock J.P. *Phys.Rev.*, 1968, 167, p.497.
6. Evenson W.E., Liu S.H. *Phys.Rev.Lett.*, 1968, 21, p.432.
7. Evenson W.E., Liu S.H. *Phys.Rev.*, 1969, 178, p.783.
8. Keeton S.C., Loucks T.L. *Phys.Rev.*, 1968, 168, p.672.
9. Herbst J.F., Lowy D.N., Watson R.E. *Phys.Rev.*, 1972, B6, p.1913.
10. Harmon B.N., Freeman A.J. *Phys.Rev.*, 1974, B10, p.1979.
11. Lindgard P.A., Harmon B.N., Freeman A.J. *Phys.Rev.Lett.*, 1975, 35, p.383.
12. Herbst J.H., Watson R.E., Wilkins J.W. *Phys.Rev.*, 1976, B13, p.1339; *Phys.Rev.*, 1978, B17, p.3089.
13. Freeman A.J., Desclaux J.P. *Int.J.Magn.*, 1972, 3, p.311.
14. Freeman A.J. *Physica*, 1977, 91B, p.103.
15. Koehler W.C. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1970, 24, p.16.
16. Cooke J.F. *J.Appl.Phys.*, 1979, 50, p.1782.
17. Mackintosh A.R. *J.Magn.Magn.Mt.*, 1980, 15-18, p.326.
18. Barišić S., Labbe J., Friedel J. *Phys.Rev.Lett.*, 1970, 25, p.919.
19. Hubbard J. *Proc.Roy.Soc.*, 1963, A276, p.238.
20. Hołas A., Plakida N.M., Kuzemsky A.L. JINR, P17-80-741, Dubna, 1980.
21. Brovman E.G., Kagan Yu.M. *Uspekhi Fiz.Nauk.*, 1974, 112, p.369.
22. Tyablikov S.V. *Methods in the Quantum Theory of Magnetism*. Plenum Press, New York, 1967.
23. Plakida N.M. *Phys.Lett.*, 1973, A43, p.481.
24. Kuzemsky A.L. *Teor.Math.Phys.*, 1978, 36, p.208.
25. Bartel L.C. *Phys.Rev.*, 1973, B7, p.3153.
26. Kuzemsky A.L. *Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei*, 1981, vol.12, p.366.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 августа 1981 года.