Нерезонансное спин-решеточное поглощение ультразвука в изинговских магнетиках

© И.С. Донская, А.Р. Кессель, С.С. Лапушкин

Казанский физико-технический институт Российской академии наук,
420029 Казань, Россия

(Поступила в Редакцию 26 июля 1996 г.)

Методом неравновесного статистического оператора построена теория нерезонансного акустического поглощения в изинговских магнетиках. Предполагается, что связь спинов со звуком осуществляется через модуляцию изинговского обменного интеграла, а нерезонансное поглощение обусловлено взаимодействием спин-системы с тепловыми колебаниями решетки. Определена частотная зависимость поглощения $\chi''(\omega)$, аналитически отличающаяся от известной функции Дебая. Проанализирована температурная зависимость $\chi''(\omega)$, которая складывается 1) из средних от колебательных переменных и 2) из зависимости от температуры спиновых корреляционных функций линейной модели Изинга. Показано, что взаимосвязь двух подсистем (изинговской и зеемановской) приводит к возникновению второго пика поглощения в области малых частот наряду с максимумом, характерным для кривой Дебая.

Модель Изинга является простейшей хорошо изученной многочастичной моделью, для различных вариантов которой найдено точное описание равновесных свойств. При исследовании неравновесных свойств этой модели достигнут существенный прогресс в изучении кинетики и динамики в слабом переменном поле [1]. Для произвольной модели Изинга теория магнитного резонанса была развита таким образом, что основной изинговский многочастичный гамильтониан рассматривался без приближений. На основе кинетической теории было изучено и нерезонансное релаксационное поглощение изинговских систем в параллельном переменном магнитном поле [2]. Кроме того, была развита микроскопическая теория акустического резонанса [3,4] в линейном изинговском магнетике. Между тем экспериментальные результаты опубликованы только по нерезонансному поглощению ультразвука двумерной изинговской системой вблизи точки фазового перехода [5]. Это стимулировало наши исследования нерезонансного акустического поглощения (НАП) в изинговских магнетиках [6].

В настоящей работе теория НАП получила дальнейшее развитие: для точного учета вклада в поглощение подсистем (изинговской и зеемановской) в кинетических уравнениях, построенных методом неравновесного статистического оператора (НСО) Зубарева [7], учтены члены, квадратичные по взаимодействию с переменным полем. Предложен иной, не рассмотренный в [3,4], более эффективный канал связи со спин-системой через модуляцию изинговского обменного интеграла, а также проанализировано температурное поведение восприимчивости, обусловленное зависимостью от температуры спиновых корреляционных функций линейной модели Изинга.

1. Гамильтониан задачи

Для рассматриваемой задачи полный гамильтониан имеет вид

$$H = H_0 + H', \quad H_0 = H_S + H_L, \quad H' = H_t + H_{SL}. \quad (1)$$

Здесь H_0 — основной гамильтониан физической системы, H' — оператор возмущения, H_L — гамильтониан термостата, H_S — гамильтониан спин-системы, который в изинговской модели состоит из двух частей $H_S = H_Z + H_J$. Гамильтонианы и зеемановской, и изинговской обменной подсистем имеют вид

$$H_Z = -\hbar\omega_0 \sum_j S_Z^j, \quad H_J = -\sum_{j,k} J_Z(\mathbf{r}_{jk}) S_Z^j S_Z^k, \quad (2)$$

где S_λ^j есть λ-компонента спина, расположенного в узле j в точке с радиус-вектором $\mathbf{r}_j$, $J(\mathbf{r}_{jk})$ — обменный интеграл, $\mathbf{r}_{jk} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k$, ω_0 — частота Зеемана в постоянном магнитном поле, параллельном оси анизотропного обменного взаимодействия.

Для использования сокращенного описания [7] в изучаемой системе должно присутствовать еще одно взаимодействие, которое устанавливает квазиравновесие в спиновых подсистемах. Известно, что для парамагнитных систем без сильного обменного взаимодействия таковым является магнитное диполь-дипольное вазимодействие [8]. В изинговских системах, однако, помимо обменного взаимодействия обычно присутствует неизинговская часть H_{XY}, которая, как правило, больше, чем H_{dd}. Поэтому естественно считать, что за сокращенное статистическое описание в модели Изинга ответственно именно взаимодействие H_{XY}, вернее, его секулярная относительно основного гамильтониана H_S часть, обозначенная как H_e.

Оператор возмущения H' состоит из двух спиновых взаимодействий: с решеткой H_{SL} и с внешним переменным полем H_t. Оператором H_{SL}, линейным по спинам ($S^j_\pm = S^j_X \pm iS^j_Y$) и взаимодействию с фононами, является

$$H_{SL} = \sum_j \sum_{\mathbf{K},\alpha} \Big[S^j_Z L^Z_{j,\mathbf{K},\alpha} + \frac{1}{2}(S^j_- L^+_{j,\mathbf{K},\alpha} + S^j_+ L^-_{j,\mathbf{K},\alpha}) \Big],$$

$$L^+_{j,\mathbf{K},\alpha} = A_{\mathbf{K}\alpha} \Big\{ a_{\mathbf{K}\alpha} \exp(i\mathbf{K}\mathbf{r}_j) + a^+_{\mathbf{K}\alpha} \exp(-i\mathbf{K}\mathbf{r}_j) \Big\}, \tag{3}$$

где $a^+_{\mathbf{K}\alpha}$, $a_{\mathbf{K}\alpha}$ — операторы рождения и уничтожения фононов α-ветви с волновым вектором $\mathbf{K}$. Константа $A_{\mathbf{K}\alpha}$ характеризует величину спин-фононного взаимодействия.

Целесообразно подробнее остановиться на процедуре введения оператора взаимодействия спинов со звуком. Под действием акустических колебаний радиус-вектор частицы, первоначально находящейся в точке $\mathbf{r}^0_j$, становится равным $\mathbf{r}_j(t) = \mathbf{r}^0_j + \mathbf{u}(\mathbf{r}_j, t)$, где $\mathbf{u}(\mathbf{r}_j, t) = \mathbf{e}u_0 \cos\omega t \sin \mathbf{p}\mathbf{r}_j$ — периодическое смещение под действием акустических колебаний. Здесь $\mathbf{p}$ — волновой вектор, ω — частота звука, $\mathbf{e}$ и u_0 — вектор поляризации и амплитуда звуковых колебаний. Поскольку все спин-спиновые взаимодействия зависят от расстояния $\mathbf{r}_{jk}$ между спинами и $\mathbf{u}(\mathbf{r}_j, t) \ll \mathbf{r}_{jk}$, гамильтониан этих взаимодействий может быть разложен в ряд по акустическим смещениям. Линейный член этого разложения обычно принято рассматривать как оператор взаимодействия спинов со звуком H_t [9]. При этом НАП обусловлено той частью оператора H_t, которая коммутирует с H_S. Роль эффективного оператора спин-акустической связи играет самое большое слагаемое линейного разложения. В рассматриваемой модели Изинга эффективный гамильтониан H_t дает разложение изинговского обменного взаимодействия $H_J(\mathbf{r}_{jk})$ по смещению $\mathbf{u}(\mathbf{r}_j, t)$

$$H_t = -u_0 \cos\omega t \sum_{j,k} Q_Z(\mathbf{r}_{j,k}) S^j_Z S^k_Z,$$

$$Q_Z(\mathbf{r}_{j,k}) = \big(\mathbf{e}\nabla J(\mathbf{r}_{j,k})\big)(\mathbf{r}_{j,k}\mathbf{p}) \sin(\mathbf{r}_j\mathbf{p}).$$

Учитывая условие трансляционной инвариантности кристаллической решетки, можно записать

$$H_t = h_{ak} H_J \cos\omega t, \quad h_{ak} = u_0 \frac{Q}{J}, \tag{4}$$

где $J = J_Z(\mathbf{r}^0_{jk})$ — величина обменного интеграла при равновесном значении $\mathbf{r}^0_{jk} = \mathbf{r}^0_j - \mathbf{r}^0_k$ и $Q = \frac{1}{\sqrt{2}} Q_Z(\mathbf{r}^0_{jk})$. Отметим, что в работе [3] в качестве H_t рассмотрен линейный член разложения оператора H_{XY}.

2. Кинетические уравнения, описывающие нерезонансное акустическое поглощение

Метод НСО основан на том факте, что в динамической многочастичной системе при определенных условиях можно выделить подсистемы с гамильтонианами H_ν, в пределах которых термодинамическое равновесие устанавливается быстрее, чем между этими подсистемами. Как отмечалось выше, время установления равновесия внутри подсистем связано с гамильтонианом H_e: $T_2 \approx \omega_e^{-1}$ $\big(\omega_e^2 = \mathrm{Sp}(H_e^2/\hbar^2)/\,\mathrm{Sp}(S_Z)^2\big)$. Неравновесное состояние в моменты времени $t > T_2$ характеризуется квазиравновесными средними $\langle H_\nu \rangle_q$ гамильтонианов H_ν, которые коммутируют с основным гамильтонианом H_0. В данной задаче (1) таковыми являются операторы H_Z, H_J, H_L. Квазиравновесие в системе может быть описано статистическим оператором $\rho_q(t)$

$$\rho_q(t) \approx \exp\Big\{ -\sum_\nu \beta_\nu(t) H_\nu \Big\}, \quad \nu = Z, J, L,$$

β_ν — обратные температуры, приписываемые подсистемам, $\langle H_\nu \rangle = \langle H_\nu \rangle_q = \mathrm{Sp}\{H_\nu \rho_q(t)\}$ — неравновесные средние операторов H_ν. Вообще говоря, взаимодействие H_e нужно рассматривать в качестве еще одного квазиинтеграла движения. Однако известно, что подсистема H_e влияет на кинетику динамической системы, только если она находится в сильно неравновесном состоянии. Последнее возможно, когда частота переменного поля $\omega \approx \omega_\mu \pm \omega_e$, ω_μ — одна из собственных частот гамильтониана H_S. В случае нерезонансного поглощения в модели Изинга это условие не выполняется, и, следовательно, роль подсистемы H_e в кинетике динамической системы пренебрежимо мала.

Теория нерезонансного поглощения спин-систем, основанная на методе НСО, была развита ранее [10] для физических систем, основной гамильтониан которых (H_S) является одночастичным. Однако найденный там способ построения НСО для нерезонансных процессов переносится и на рассматриваемую здесь существенно многчастичную систему. Если оператор вазимодействия с внешним переменным полем H_t коммутирует с основным гамильтонианом H_S, то для поглощения энергии переменного поля требуется совместное действие переменного поля и спин-решеточного взаимодействия. Для построения кинетических уравнений с точностью до более высоких степеней по H' необходимо в известном выражении для НСО [7]

$$\rho(t) = \varepsilon \int_{-\infty}^{0} e^{\varepsilon t_1} V^+(t+t_1, t) \rho_q(t+t_1) V(t+t_1, t) dt_1$$

провести разложение оператора эволюции

$$V(t+t_1,t)=e^{-i/\hbar(H_0+H_{SL})t_1}T\exp\left\{\frac{1}{i\hbar}\int\limits_t^{t+t_1}H_{t'}(t')dt'\right\}$$

до более высоких степеней оператора H_t. В обычной кинетической теории оператор эволюции разлагается в ряд до линейных по возмущению слагаемых. Для описания нерезонансного поглощения потребовалось учесть перекрестные члены $H_{SL}H_t$ [10]. В данной работе впервые учитываются слагаемые типа $H_{SL}H_t^2$.

Полученный таким образом оператор $\rho(t)$ используется для усреднения уравнений движения Гейзенберга для гамильтонианов подсистем H_ν. Усредненные уравнения с помощью соотношений

$$\frac{d\langle H_\nu\rangle}{dt}=-c_\nu\frac{d\beta_\nu}{dt},\quad c_\nu=-\frac{d\langle H_\nu\rangle_T}{d\beta_L}$$

стандартным путем приводятся к замкнутой форме

$$\frac{d\beta_\mu}{dt}=-\sum_\nu\big(\beta_\nu(t)-\beta_0\big)\left(\tau_{\mu\nu}^{-1}+\pi_{\mu\nu}^{(1)}\right)+\beta_L\left(\pi_{\mu0}^{(1)}+\pi_{\mu0}^{(2)}\right), \tag{5}$$

$$\tau_{\mu\nu}^{-1}=c_\mu^{-1}T_{\mu\nu},\quad \pi_{\mu\nu}^{(k)}=c_\mu^{-1}\Pi_{\mu\nu}^{(k)},$$

$$T_{\mu\nu}=\int\limits_{-\infty}^{0}e^{\varepsilon t_1}\Big\langle\{P_\mu P_\nu(t_1)\}\Big\rangle_{T,L}dt_1, \tag{6}$$

$$\Pi_{\mu0}^{(1)}=h_{ak}\cos\omega t\int\limits_{-\infty}^{0}e^{\varepsilon t_1}\Big\langle\{P_\mu P_J(t_1)\}\Big\rangle_{T,L}\cos\omega t_1dt_1, \tag{7}$$

$$\Pi_{\mu\nu}^{(1)}=h_{ak}\cos\omega t\frac{i}{\hbar\omega}\int\limits_{-\infty}^{0}e^{\varepsilon t_1}\times\Big\langle\{P_\mu[H_JP_\nu(t_1)]\}\Big\rangle_{T,L}\sin\omega t_1dt_1, \tag{8}$$

$$\Pi_{\mu\nu}^{(2)}=h_{ak}^2\frac{i}{2\hbar\omega}\int\limits_{-\infty}^{0}e^{\varepsilon t_1}\times\Big\langle\{P_\mu[H_JP_\nu(t_1)]\}\Big\rangle_{T,L}\sin\omega t_1dt_1, \tag{9}$$

$$P_\mu=(ih)^{-1}[H_\mu H_{SL}],$$
$$\rho_T=\exp\{-\beta_LH_S\}/\mathrm{Sp}\exp\{-\beta_LH_S\},$$
$$\langle\ldots\rangle_{T,L}=\mathrm{Sp}_S\rho_T\ldots\mathrm{Sp}_L\rho_L, \tag{10}$$

где ρ_L, ρ_T — равновесные статистические операторы диссипативной подсистемы и спин-системы соответственно. Заметим, что высокотемпературное приближение по взаимодействию H_S нигде не использовалось, поэтому спиновые корреляционные функции, которые входят в кинетические параметры [6–9], являются хорошо известными равновесными корреляционными функциями модели Изинга [11].

В выражении для $\Pi_{\mu0}^{(2)}$ отброшены осциллирующие члены, так как они не вносят вклада в конечное выражение для поглощения, полученное усреднением изменения энергии по периоду переменного поля. Если ограничиться только линейными по переменному полю членами, то система двух кинетических уравнений (5) принимает простой вид

$$\frac{d\beta_\nu(t)}{dt}=-\sum_\nu\left\{\beta_\nu(t)-\beta_L\left(1+h_{ak}\frac{\tau_{\mu\nu}}{\tau_{\mu J}}\cos\omega t\right)\right\}\tau_{\mu\nu}^{-1}. \tag{11}$$

В уравнении (11) кинетические параметры (7) представлены в виде $\pi_{\mu0}^{(1)}=h_{ak}\tau_{\mu J}^{-1}\cos\omega t$. Такая форма записи возможна при условии $\omega\ll\omega_\mu$, которое выполняется всегда в экспериментах по нерезонансному поглощению.

3. Линейная модель Изинга

Рассмотрим более подробно нерезонансное поглощение в одномерном изинговском магнетике со спином $S=1/2$ и взаимодействием ближайших соседей. Гамильтониан изинговского взаимодействия H_J принимает вид

$$H_J=-\hbar\omega_J\sum_j S_Z^jS_Z^{j+1},\quad J_Z\left(\mathbf{r}_j^0-\mathbf{r}_{j+1}^0\right)=\hbar\omega_J, \tag{12}$$

которому соответствуют собственные частоты $\omega_\mu=\omega_0+\mu\omega_J$ $(\mu=0,\pm1)$. Используя оператор спин-решеточного взаимодействия H_{SL} в форме (3), получим следующие выражения для релаксационных параметров (6):

$$T_{ZZ}=\frac{1}{2}\omega_0^2\hbar^2\sum_\mu K_\mu(\omega_\mu),$$
$$T_{JJ}=\frac{1}{2}\omega_J^2\hbar^2\sum_\mu \mu^2K_\mu(\omega_\mu),$$
$$T_{JZ}=T_{ZJ}=\frac{1}{2}\omega_0\omega_J\hbar^2\sum_\mu \mu K_\mu(\omega_\mu), \tag{13}$$

где

$$K_\mu(\omega_\mu)=\sum_{j,\mathbf{K},\alpha}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\Phi_{j,\mathbf{K},\alpha}(\omega)G(\omega_\mu-\omega)d\omega. \tag{14}$$

Величина $G(\omega_\mu-\omega)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}g_\mu(t)e^{-i(\omega-\omega_\mu)t}dt$ является функцией формы резонансной линии на частоте ω_μ. Зависимость от времени корреляционной функции

$$g_\mu(t)=\left\langle e^{iH_et/\hbar}S_j^+(\omega_\mu)e^{-iH_et/\hbar}S_j^{-1}(-\omega_\mu)\right\rangle$$

определяется движением оператора $S_j^+(\omega_\mu)$ под влиянием гамильтониана H_e. В силу предполагаемой трансляционной инвариантности линейной модели функция $g_\mu(t)$ не зависит от номера спина j. Здесь $S_\lambda^j(\omega_\mu) \equiv S_\lambda^j R_j(\omega_\mu)$ есть Фурье-компонента оператора S_λ^j на частоте ω_μ,

$$e^{itH_0/\hbar} S_\lambda^j e^{itH_0/\hbar} = \sum_\mu S_\lambda^j(\omega_\mu) e^{-i\omega_\mu t},$$

где $R_j(\omega_\mu)$ — проективные операторы, определенные в [11].

Фунция $\Phi_{\mathbf{K}\alpha}(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \left\langle \left\{ L_{\mathbf{K}\alpha}^- L_{\mathbf{K}\alpha}^+(t) \right\} \right\rangle e^{i\omega t}\, dt$ является Фурье-трансформантой временнóй корреляционной функции переменных термостата $L_{\mathbf{K}\alpha}^\pm$. Переходя в (14) от суммирования по $\mathbf{K}$ к интегрированию по частоте (и вынося медленно меняющуюся по сравнению с $G(\omega - \omega_\mu)$ функцию за знак интеграла на частоте ω_μ), получим

$$K_\mu(\omega_\mu) = \frac{\omega_\mu^2}{\omega_J^2} g_\mu(0)\big(1 + 2n^0(\omega_\mu)\big)\tau^{-1},$$

$$\tau^{-1} = \frac{\omega_J^2}{\omega_\mu^2} \sum_\alpha A_{K\alpha}^2 \rho_\alpha(\omega_\mu), \qquad (15)$$

где $\rho_\alpha(\omega_\mu)$ — спектральная плотность решеточных осцилляторов. Температурная зависимость времен релаксации определяется множителем $\big(1 + 2n^0(\omega_\mu)\big) = \mathrm{cth}(\beta_L \hbar\omega_\mu/2)$, где $n^0(\omega_\mu)$ — среднее число фононов с энергией $\hbar\omega_\mu$, а также функциями $g_\mu(0)$, поскольку они выражаются через зависящие от температуры спиновые корреляционные функции линейной модели

$$g_\pm(0) = \frac{1}{8}(1 \pm 2\sigma + \varepsilon_2), \quad g_0(0) = \frac{1}{4}(1 - \varepsilon_2).$$

Здесь

$$\sigma = 2\Big\langle S_Z^j \Big\rangle_T, \quad \varepsilon_m = 4\Big\langle S_Z^0 S_Z^m \Big\rangle_T,$$

$$\varepsilon_m = \sigma^2 + (1 - \sigma^2) f^m,$$

$$\sigma = \mathrm{sh}(\beta_L\hbar\omega_0)\Big\{\mathrm{sh}^2(\beta_L\hbar\omega_0) + \exp(-2\beta_L\hbar\omega_J)\Big\}^{-1/2},$$

$$f = \Big\{\sigma - \mathrm{th}(\beta_L\hbar\omega_0)\Big\}\Big\{\sigma + \mathrm{th}(\beta_L\hbar\omega_0)\Big\}^{-1}. \qquad (16)$$

Теплоемкости зеемановской и изинговской подсистем c_Z, c_J также зависят от температуры

$$c_Z = \frac{N}{2}(\hbar\omega_0)\frac{d\sigma}{d\beta_L}, \quad c_J = \frac{N}{4}(\hbar\omega_J)\frac{d\varepsilon_1}{d\beta_L}.$$

Используя конкретный вид параметров (13), установим связь динамических $\left(\pi_{\mu\nu}^{(1)}, \pi_{\mu 0}^{(2)}\right)$ и релаксационных $\left(\tau_{\mu\nu}^{-1}\right)$ членов в кинетических уравнениях (5). Поскольку обменный интеграл $J = \hbar\omega_J$ в большинстве магнетиков существенно превышает зеемановскую энергию $\hbar\omega_0$, соответствующую применяемым в опытах постоянным магнитным полям, при соотношении частот $\omega_J \gg \omega_0$ получаем

$$\pi_{\mu\nu}^{(1)} = 2h_{ak}\cos\omega t \tau_{\mu\nu}^{-1}, \quad \pi_{\mu 0}^{(2)} = h_{ak}^2 \tau_{\mu J}^{-1}.$$

4. Частотная и температурная зависимость нерезонансного акустического поглощения

Конечная цель нашей работы — рассчитать энергию внешнего акустического поля, поглощаемую изинговским магнетиком в нерезонансных условиях. Поскольку изначально введены две подсистемы, в выражении для поглощения также должны присутствовать две части, соответствующие изменению энергий этих подсистем. Поглощаемая мощность определяется [8,12] как усредненная по времени (черта сверху) сумма изменений энергий подсистем, причем эти изменения должны быть связаны только с эволюцией спин-системы в переменном поле

$$P(\omega) = \overline{\frac{d\langle H_Z + H_J\rangle}{dt}}\Big|_{H_{SL}=0} = \omega\chi'' u_0^2,$$

где χ'' — мнимая часть акустической восприимчивости изинговской системы. Подставив сюда значения $d\langle H_\nu\rangle/dt$, взятые из кинетических уравнений (5) при условии $\tau_{\mu\nu} \to \infty$, получим

$$P(\omega) = \sum_\mu c_\mu \bigg\{ \sum_\nu \overline{\big(\beta_\nu(t) - \beta_0\big)\pi_{\mu\nu}^{(1)}} - \overline{\beta_0 \pi_{\mu 0}^{(2)}} \bigg\}. \qquad (17)$$

Входящие в (17) обратные температуры β_ν находятся как решения кинетических уравнений при условиях данного эксперимента. В случае стационарного слабого воздействия переменного поля это решение будем искать в форме

$$\big(\beta_\nu(t) - \beta_0\big) = h_{ak}\left(a_\nu' \cos\omega t + a_\nu'' \sin\omega t\right),$$

где a_ν', a_ν'' — постоянные, которые следует определять из решения системы (11).

Тогда восприимчивость χ'' оказывается равной

$$\chi'' = \beta_0\left(\frac{Q}{J}\right)^2 \omega\Big\{c_Z(\omega^2 - \tau_0^2)\tau_{ZJ}^{-1} + c_J(\tau_{SS}^{-1}\tau_0^{-2} + \omega^2\tau_{JJ}^{-1})\Big\}\Delta^{-1}, \qquad (18)$$

где введены обозначения

$$\Delta = \omega^4 + \omega^2\left(1/\tau_l^2 - 2/\tau^2\right) + 1/\tau^4,$$

$$\tau_l^{-1} = \tau_{ZZ}^{-1} + \tau_{JJ}^{-1}, \quad \tau_0^{-2} = \tau_{JJ}^{-1}\tau_{ZZ}^{-1} - \tau_{JZ}^{-1}\tau_{ZJ}^{-1}.$$

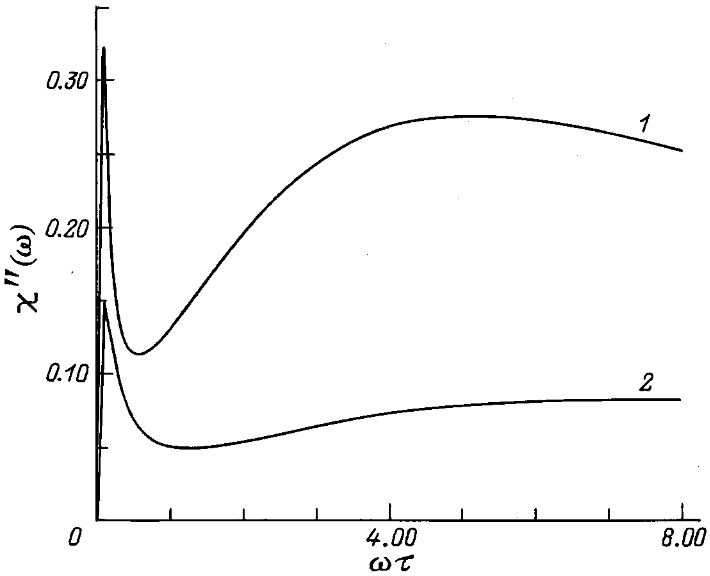

Рис. 1. Частотная зависимость мнимой части $\chi''(\omega)$ акустической восприимчивости при температуре $T^* = 1$ и значениях параметра $p = 0.8$ (*1*) и 0.4 (*2*). τ_1^{-1} и τ_2^{-1}: *1* — $0.021\tau^{-1}$ и $5.03\tau^{-1}$, *2* — $0.104\tau^{-1}$ и $7.54\tau^{-1}$.

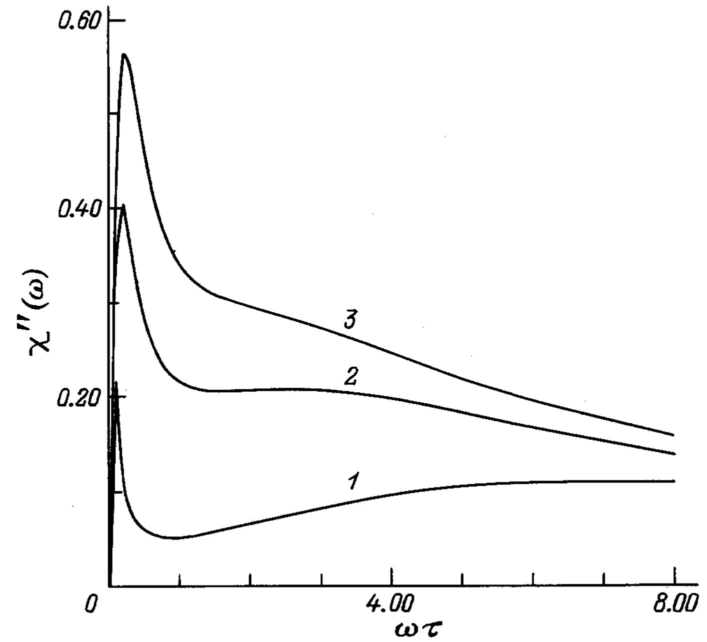

Рис. 2. Частотная зависимость мнимой части $\chi''(\omega)$ акустической восприимчивости при $p = 0.5$ и значениях температуры $T^* = 1$ (*1*), 2 (*2*) и 3 (*3*). τ_1^{-1} и τ_2^{-1}: *1* — $0.039\tau^{-1}$ и $6.69\tau^{-1}$, *2* — $0.17\tau^{-1}$ и $3.57\tau^{-1}$, *3* — $0.22\tau^{-1}$ и $3.04\tau^{-1}$.

Известно, что в физических системах, традиционно описываемых одночастичным гамильтонианом как единая зеемановская система, частотная зависимость нерезонансного поглощения определяется кривыми Дебая $\chi''_D = \omega\tau_D/(1+\omega^2\tau_D^2)$, где τ_D — основная релаксационная характеристика изучаемой системы. Восприимчивость (18) на воздействие нерезонансного переменного акустического поля в рассматриваемой многочастичной системе отличается от дебаевской функции наличием в знаменателе полинома четвертого порядка по частоте и полинома второго порядка в числителе. При этом асимптотика поглощения на высоких частотах совпадает с дебаевской $\chi''(\omega) \approx 1/\omega$.

На рис. 1, 2 представлена частотная зависимость $\chi''(\omega)$ (18) при различных значениях праметра $p = \omega_0/\omega_J$ и температуры T^* ($T^* = 2kT/\hbar\omega_J$) в относительных единицах. Кривые $\chi''(\omega)$ разделяются на две группы. Функции первого типа (кривая *3* на рис. 2) имеют только один максимум и в этом смысле качественно соответствуют форме дебаевской кривой поглощения. Кривые второго типа (кривые *1* и *2* на

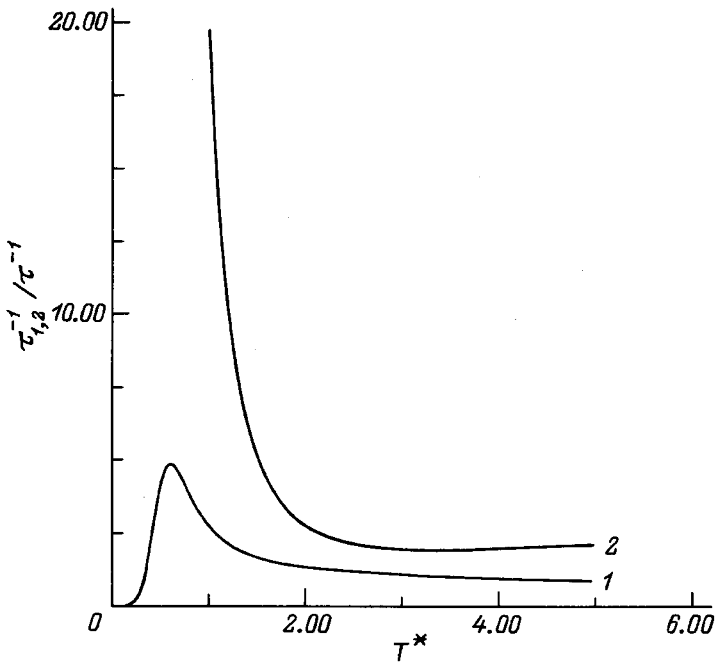

Рис. 3. Температурная зависимость времен релаксации τ/τ_1 (*1*) и τ/τ_2 (*2*) при $p = 0.1$.

рис. 1, 2) отличают две экстремальные точки. Чтобы ответить на вопрос о причине появления второго пика поглощения, проанализируем, как происходит процесс установления равновесия в динамической системе, разделенной на две подсистемы и характеризуемой временами τ_{ZZ}^{-1}, τ_{ZJ}^{-1}, τ_{JZ}^{-1}, τ_{JJ}^{-1}.

Как можно видеть из решения системы (11) без переменного поля, кинетика спин-системы описывается двумя экспонентами с временами релаксации

$$\tau_{1,2}^{-1} = \frac{1}{2}\left(\tau_l^{-1} \pm \sqrt{\tau_l^{-2} - 4\tau_0^{-2}}\right). \tag{19}$$

Их температурная зависимость дается формулами (13), (15), (16), а результаты численного расчета проиллюстрированы на рис. 3. Сопоставляя численные значения величин (19) и значения частот в экстремальных точках ($\omega_{\max}^{(1,2)}$), можно видеть, что положения двух пиков поглощения определяются условиями $\omega_{\max}^{(1)}\tau_1 \approx 1$, $\omega_{\max}^{(2)}\tau_2 \approx 1$. Как следует из анализа температурной зависимости времен релаксации (рис. 3), их значения сближаются при повышении температуры. При этом максимальное поглощение при втором значении частоты $\omega_{\max}^{(2)}$ уменьшается, и при определенной температуре в этом интервале частот происходит монотонное затухание функции $\chi''(\omega)$. Единственный пик поглощения имеет место вблизи частоты $\omega_{\max}^{(1)} \approx \tau_1^{-1}$.

Таким образом, в настоящей работе мы показали, что в изинговском магнетике следует ожидать наличие, как минимум, двух пиков поглощения в частотной зависимости нерезонансной акустической восприимчивости. Кривые $\chi''(\omega)$ обладают сложной температурной зависимостью, имеющей два источника: температурное поведение средних от колебательных и от спиновых переменных. В плоской модели Изинга вблизи точки фазового перехода спиновые корреляционные функции проявлют критическое поведение, и следует ожидать более сложную температурную зависимость поглощения.

Список литературы

[1] G.O. Berim, A.R. Kessel. Physica **A 101**, *1*, 112, 127 (1980).
[2] М.Б. Белоненко, И.С. Донская, А.Р. Кессель. ТМФ **88**, *1*, 104 (1991).
[3] G.O. Berim, A.R. Kessel, S.S. Lapushkin. Physica **B 182**, *1*, 71 (1992).
[4] Г.О. Берим, А.Р. Кессель, С.С. Лапушкин. ФТТ **34**, *11*, 3452 (1992).
[5] M. Suzuki, K. Kato, H. Ikeda. J. Phys. Soc. Jap. **49**, *2*, 514; **49**, *4*, 1323 (1980).
[6] И.С. Донская, А.Р. Кессель, С.С. Лапушкин. ТМФ **98**, *1*, 149 (1994).
[7] Д.Н. Зубарев. Неравновесная статистическая термодинамика. Наука, М. (1971). 414 с.
[8] Б.Н. Провоторов. ЖЭТФ **41**, *3*, 882 (1961); **42**, *5(11)*, 1582 (1962).
[9] С.А. Альтшулер, Б.М. Козырев. Электронный парамагнитный резонанс. Наука, М. (1972). 672 с.
[10] И.С. Донская, А.Р. Кессель. ТМФ **38**, *1*, 282 (1979).
[11] А.Р. Кессель, Г.О. Берим. Магнитный резонанс изинговских магнетиков. Наука, М. (1982). 146 с.
[12] G.O. Berim, A.R. Kessel, M.M. Shakirzianov. Physica **A 105**, *1*, 182 (1981).