

低温下二维绝缘铁磁体的磁振子软化*

成泰民† 鲜于泽 杜 安 邹君鼎

(东北大学理学院物理系, 沈阳 110006)

(2004 年 9 月 24 日收到, 2004 年 10 月 25 日收到修改稿)

在二维正方绝缘铁磁系统基础上建立了一个磁振子-声子相互作用模型. 利用格林函数方法研究了磁振子-声子相互作用下的二维绝缘铁磁体的磁振子谱, 计算了布里渊区的主要对称点线上的磁振子色散曲线. 发现在布里渊区边界区域磁振子谱的软化和磁振子谱线增宽最明显. 比较了纵向声子与横向声子对磁振子谱的软化与磁振子谱线增宽的影响, 也讨论了各项参数的变化对磁振子谱的软化与磁振子谱线增宽的影响.

关键词: 磁振子-声子相互作用, 磁振子软化, 铁磁体, 磁振子谱线增宽

PACC: 7136, 7650, 7255

1. 引 言

对于钙钛矿铁磁材料的非弹性中子散射实验中发现在低温时晶带边界磁振子谱的软化与磁振子谱线增宽^[1-3]. 在钙钛矿结构化合物 $A_{0.7}B_{0.3}MnO_3$ (其中 A 为稀土元素、 B 为碱土元素) 通过改变 A 元素和 B 元素可得到不同的状态^[4-6]. 通常以双交换 (double-exchange, D-E) 模型为理论基础研究这类钙钛矿结构化合物^[7,8]. 但是一些非弹性中子散射的测量指出自旋波可用最近邻 Heisenberg 哈密顿量来表示^[4,9-11]. 从近似的自旋波理论得到 D-E 模型在无穷大的交换积分 J 极限下与最近邻 Heisenberg 模型是等价的^[12,13]. 但是由单一的 D-E 模型不能产生大的磁振子谱线增宽以及晶带边界磁振子谱的软化现象. 这意味着要考虑另一种附加效应. 非弹性中子散射实验数据揭示了低温磁振子软化与增宽的微观起源. 从基于磁振子寿命效应和与它有联系的光频支声子散射模式来看, Dai, Hwang 等观测到磁振子谱的软化与磁振子谱线增宽是源于强烈的磁振子-声子相互作用^[1,2]. 因而我们以二维正方绝缘铁磁体为例较详细地研究了磁振子-声子相互作用对磁振子色散曲线的影响. 在低温下一般对声子能量都取了长波近似^[4], 而我们利用晶格动力学方法求得声子能量时, 没有取长波近似, 并在此基础上处理了磁振

子-声子相互作用.

2. 磁振子-声子相互作用模型及哈密顿量

对于绝缘铁磁晶体而言, 可在局域自旋模型^[14]的基础上建立 Heisenberg 交换作用模型. 其哈密顿量的形式为

$$H^{S+SP} = \sum_{\langle l, l' \rangle} -J |R_l - R_{l'}| \hat{S}_l \cdot \hat{S}_{l'}, \quad (1)$$

其中 $\langle l, l' \rangle$ 表示只考虑最近邻, $R_l = R_l^0 + u_l$, $R_{l'} = R_{l'}^0 + u_{l'}$, 这里的 $R_l^0, R_{l'}^0$ 代表磁性离子在晶格点阵中的平衡位置, $u_l, u_{l'}$ 代表磁性离子偏离平衡位置的微小位移. 把交换积分 $J(|R_l - R_{l'}|)$ 相对于 $(R_l^0 - R_{l'}^0)$ 作 Taylor 级数展开, 只取 $(u_l - u_{l'})$ 的一级近似可得

$$H^{S+SP} = H^S + H^{SP}, \quad (2)$$

其中

$$H^S = - \sum_{\langle l, l' \rangle} J |R_l^0 - R_{l'}^0| \hat{S}_l \cdot \hat{S}_{l'}, \quad (3)$$

$$H^{SP} = - \sum_{\langle l, l' \rangle} (u_l - u_{l'}) \cdot \nabla J |R_l^0 - R_{l'}^0| \hat{S}_l \cdot \hat{S}_{l'}, \quad (4)$$

(3) 式只与自旋有关的哈密顿量 (4) 式与自旋-声子相互作用有关的哈密顿量. 对于铁磁体 $J(|R_l^0 - R_{l'}^0|) > 0$, $\nabla J(|R_l^0 - R_{l'}^0|) = -|\nabla J(|\delta|)|\delta|/\delta$, $\delta = R_l^0 -$

* 国家自然科学基金 (批准号: 59471020) 和高等学校博士学科点基金 (批准号: 98014513) 资助的课题.

† E-mail: ctm701212@126.com.

R_l^0 前面的负号“ - ”表示格点间距离增大之时交换积分 J 将减小,因此有此负号“ - ”.所以(4)式可写为

$$H^{SP} = \sum_{\langle l, l' \rangle} |\nabla \mathcal{K}(\boldsymbol{\delta})| [(\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_{l'}) \cdot \boldsymbol{\delta} / |\boldsymbol{\delta}|] \hat{S}_l \cdot \hat{S}_{l'}. \quad (5)$$

铁磁晶体的晶格振动在简谐近似下的哈密顿量为

$$H^P = \sum_{l\alpha} \frac{P_l^\alpha P_l^\alpha}{2M} + \frac{1}{2} \sum_{l\alpha, l'\beta} \phi_{\alpha\beta}(\mathbf{R}_l^0 - \mathbf{R}_{l'}^0) u_l^\alpha u_{l'}^\beta, \quad (6)$$

($\alpha, \beta = x, y, z$),

其中 P_l^α 表示第 l 格点的动量在坐标轴上的分量, $\phi_{\alpha\beta}(\mathbf{R}_l - \mathbf{R}_{l'})$ 表示 l' 元胞中原子沿 β 方向位移单距离时对 l 元胞中原子作用力沿 α 方向的分量.(6)式经量子力学处理,如引入简正坐标,再通过正则变换定义声子产生与湮没算符,经整理可得

$$H^P = \sum_{\sigma} \left[b_\sigma^+(\mathbf{q}) b_\sigma(\mathbf{q}) + \frac{1}{2} \right] \hbar \omega_\sigma(\mathbf{q}), \quad (7)$$

(σ 表示不同的本征值),

$$\mathbf{u}_l = \sum_{\sigma} \left(\frac{\hbar}{2NM\omega_\sigma(\mathbf{q})} \right)^{1/2} \mathbf{e}_\sigma(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{R}_l) B_\sigma(\mathbf{q}), \quad (8)$$

($B_\sigma(\mathbf{q}) = b_\sigma^+(-\mathbf{q}) + b_\sigma(\mathbf{q})$),

其中 $\mathbf{e}_\sigma(\mathbf{q})$ 为极化向量, $\omega_\sigma(\mathbf{q})$ 可通过晶格动力学求得. 二维正方晶格而言

$$E_{p\sigma 0}(\mathbf{q}) = \hbar \omega_\sigma(\mathbf{q}) = \hbar \sqrt{f_1/M} \psi_{p\sigma}(\mathbf{q}) \quad (\sigma = 1, 2), \quad (9)$$

对应的极化向量以直角坐标轴的分量形式表示为 $\{\mathbf{e}_{\sigma x}(\mathbf{q}), \mathbf{e}_{\sigma y}(\mathbf{q})\}$.

$$\begin{aligned} \psi_{p1}(\mathbf{q}) &= \sqrt{A_{11} - A_{12}}, \\ \mathbf{e}_{1x}(\mathbf{q}) &= \Delta_1 / \sqrt{\Delta_1^2 + 1}, \\ \mathbf{e}_{1y}(\mathbf{q}) &= 1 / \sqrt{\Delta_1^2 + 1}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \psi_{p2}(\mathbf{q}) &= \sqrt{A_{11} + A_{12}}, \\ \mathbf{e}_{2x}(\mathbf{q}) &= \Delta_2 / \sqrt{\Delta_2^2 + 1}, \\ \mathbf{e}_{2y}(\mathbf{q}) &= 1 / \sqrt{\Delta_2^2 + 1}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= (2\eta)^{-1} \cos(q_x a) \cos(q_y a) \\ &\quad \times [-\cos(q_x a) + \cos(q_y a) - A_{12}], \\ \Delta_2 &= (2\eta)^{-1} \cos(q_x a) \cos(q_y a) \\ &\quad \times [-\cos(q_x a) + \cos(q_y a) + A_{12}], \\ A_{11} &= 2 + 2\eta - \cos(q_x a) - \cos(q_y a) \\ &\quad - 2\eta \cos(q_x a) \cos(q_y a), \\ A_{12} &= \{[\cos(q_x a) - \cos(q_y a)]^2 \\ &\quad + 4\eta^2 \sin^2(q_x a) \sin^2(q_y a)]^{1/2}, \end{aligned}$$

对于二维正方晶格而言 $\eta = f_2/f_1$ (其中 f_1 最近邻力常数, f_2 次近邻力常数).

利用 $\hat{S}_l \cdot \hat{S}_{l'} = \hat{S}_l^z \hat{S}_{l'}^z + \frac{1}{2} (\hat{S}_l^+ \hat{S}_{l'}^- + \hat{S}_l^- \hat{S}_{l'}^+)$ 关系式 Dyson-Maleev(D-M) 变换 $\hat{S}_l^+ = (2S)^{1/2} (1 - a_l^+ a_l / 2S) a_l$, $\hat{S}_l^- = (2S)^{1/2} a_l^+$, $\hat{S}_l^z = S - a_l^+ a_l$, 算符的傅里叶变换 $a_l = (1/N)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_l} a_{\mathbf{k}}$, $a_l^+ = (1/N)^{1/2} \times \sum_{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_l} a_{\mathbf{k}}^+$. 把(8)式和上述关系式及变换代入(3)(5)式,并且只取算符 $a_{\mathbf{k}}, a_{\mathbf{k}}^+$ 的二次项为止.在各向同性二维正方铁磁晶格中,令 $\mathcal{K}(|\mathbf{R}_l^0 - \mathbf{R}_{l'}^0|) \equiv J_0, |\nabla \mathcal{K}(\boldsymbol{\delta})| \equiv |\nabla \mathcal{K}(a)|$, 其中 a 是最短的晶格常数,这里只考虑最近邻.

$$H^S = -J_0 NZS^2 + \sum_{\mathbf{k}} E_{m0}(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}}, \quad (12)$$

其中

$$\begin{aligned} E_{m0}(\mathbf{k}) &= 2ZJ_0 S(1 - \gamma_{\mathbf{k}}), \\ \gamma_{\mathbf{k}} &= Z^{-1} \sum_{\boldsymbol{\delta}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\delta}), \end{aligned} \quad (13)$$

$$H^{SP} = \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}, \sigma} M_{\mathbf{k}\mathbf{q}\sigma} a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ a_{\mathbf{k}} B_\sigma(\mathbf{q}), \quad (14)$$

其中

$$M_{\mathbf{k}\mathbf{q}\sigma} = C \Phi_\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{q}). \quad (15)$$

对于二维正方晶格而言配位数 $Z = 4$, 因而得

$$E_{m0}(\mathbf{k}) = 4J_0 S \psi_m(\mathbf{k}),$$

其中

$$\psi_m(\mathbf{k}) = 2 - \cos(k_x a) - \cos(k_y a), \quad (16)$$

$$C = 2S \left(\frac{\hbar}{2N \sqrt{f_1 M}} \right) |\nabla \mathcal{K}(a)|, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \Phi_\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{q}) &= \frac{i}{\sqrt{\psi_{p\sigma}(\mathbf{q})}} \left\{ \sum_{\boldsymbol{\delta}} [\mathbf{e}_\sigma(\mathbf{q}) \cdot \boldsymbol{\delta} / |\boldsymbol{\delta}|] \right. \\ &\quad \times [\sin(\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\delta}) - \sin(\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\delta} + \mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\delta}) \\ &\quad \left. + \sin(\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\delta}) \right\}. \end{aligned} \quad (18)$$

因而二维正方绝缘铁磁晶体的总哈密顿量为

$$H = H_0 + H^{SP}, \quad (19)$$

其中 H_0 是无微扰的简谐哈密顿量, $H_0 = H^S + H^P$.

3. 磁振子谱的重正化

对系统的哈密顿量,可以用 Matsubara 格林函数理论分析它.磁振子-声子耦合与通常的电子-声子耦合相似,但是必须注意电子的算符是费米子算符,并且它满足费米-狄拉克统计分布.而磁振子的算符是玻色子算符,它满足玻色-爱因斯坦统计分布.并

且对磁振子-声子耦合而言,还得考虑系统的磁序^[4,9,10,15].



图 1 磁振子-声子相互作用的一级微扰下的自能图 实线←磁振子线对应 $\mathcal{G}^0(\mathbf{k}, \tau)$; 实线→磁振子线对应 $\tilde{\mathcal{G}}^0(\mathbf{k}, \tau)$; 点线←声子线对应 $\mathcal{D}^0(\mathbf{q}, \tau)$

磁振子-声子相互作用的一级微扰下的磁振子自能图如图 1 所示. 图 1 中的与声子线对应的点线虽然方向相反,但 $\tilde{\mathcal{D}}^0(\mathbf{q}, \tau) = \mathcal{D}^0(\mathbf{q}, \tau)$ 之故不用画箭头. 自由磁振子与自由声子的松原格林函数为

$$\mathcal{G}^0(\mathbf{k}, \tau) = -\mathcal{A}_\tau(a_{\mathbf{k}}(\tau)a_{\mathbf{k}}^+(0)), \quad (20)$$

$$\tilde{\mathcal{G}}^0(\mathbf{k}, \tau) = -\mathcal{A}_\tau(a_{\mathbf{k}}^+(\tau)a_{\mathbf{k}}(0)), \quad (21)$$

$$\mathcal{D}_\sigma^0(\mathbf{q}, \tau) = -\mathcal{A}_\tau(B_{\rho\sigma}(\tau)B_{-\rho\sigma}(0)), \quad (\sigma = 1, 2). \quad (22)$$

对(20)(21)(22)式进行从时域至频域的傅里叶变换得

$$\mathcal{G}^0(\mathbf{k}, i\epsilon_n) = \frac{1}{i\epsilon_n - E_{m0}(\mathbf{k})}, \quad (23)$$

$$\tilde{\mathcal{G}}^0(\mathbf{k}, i\epsilon_n) = \frac{-1}{i\epsilon_n + E_{m0}(\mathbf{k})}, \quad (24)$$

$$\mathcal{D}_\sigma^0(\mathbf{q}, i\epsilon_n) = \frac{2E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q})}{(i\epsilon_n)^2 - E_{\rho\sigma0}^2(\mathbf{q})}, \quad (\sigma = 1, 2). \quad (25)$$

按图 1 磁振子的一级正规自能为

$$\begin{aligned} \Sigma^{*(1)}(\mathbf{k}, i\epsilon_n) = & -\frac{1}{\beta S_{\text{lattice}}} \sum_{\mathbf{q}, \sigma} \sum_{\mathbf{k}_\rho} |M_{k\rho\sigma}|^2 \\ & \times [\mathcal{D}^0(\mathbf{q}, i\epsilon_m) \mathcal{G}^0(\mathbf{k} + \mathbf{q}, i\epsilon_n + i\epsilon_m) \\ & + \tilde{\mathcal{D}}^0(\mathbf{q}, i\epsilon_m) \tilde{\mathcal{G}}^0(\mathbf{k} + \mathbf{q}, i\epsilon_n + i\epsilon_m)]. \end{aligned} \quad (26)$$

对式(26)进行频率求和可得

$$\begin{aligned} & \Sigma^{*(1)}(\mathbf{k}, i\epsilon_n) \\ = & \frac{1}{S_{\text{lattice}}} \sum_{\mathbf{q}, \sigma} |M_{k\rho\sigma}|^2 \\ & \times \left\{ \frac{N_{\text{B}}(E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q})) + N_{\text{B}}(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})) + 1}{i\epsilon_n - E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q}) - E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} \right. \\ & + \frac{N_{\text{B}}(E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q})) - N_{\text{B}}(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))}{i\epsilon_n + E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q}) - E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} \\ & - \frac{N_{\text{B}}(E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q})) + N_{\text{B}}(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})) + 1}{i\epsilon_n + E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q}) + E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} \\ & \left. - \frac{N_{\text{B}}(E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q})) - N_{\text{B}}(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))}{i\epsilon_n - E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q}) + E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} \right\}. \end{aligned} \quad (27)$$

利用 Dyson's 方程求取至二阶微扰项的松原格林函数. 并且利用松原格林函数与推迟热力学格林函数之间的变换关系

$$\mathcal{A}(\mathbf{k}, i\epsilon_n) \underline{i\epsilon_n} \rightarrow E_m(\mathbf{k}) + i\delta G_{\text{retarded}}(\mathbf{k}, E_m(\mathbf{k}))$$

与

$$\sum_{\mathbf{q}} (\dots) = S_{\text{lattice}} (2\pi)^{-2} \iint dq_x dq_y (\dots)$$

关系求得磁振子的推迟热力学格林函数. 然后利用

$$\frac{1}{x \pm 0^+} = P\left(\frac{1}{x}\right) \mp i\pi\delta(x) \quad (\text{其中 } P \text{ 表示积分主值})$$

求其极点, 并求极点的虚部与实部如下:

极点的虚部为

$$-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(\mathbf{k}) = \hbar\kappa(2\tau), \quad (28)$$

极点的实部为

$$E_m(\mathbf{k}) = E_{m0}(\mathbf{k}) + \text{Re}\Sigma^{*(1)}(\mathbf{k}), \quad (29)$$

其中

$$\begin{aligned} & -\text{Im}\Sigma^{*(1)}(\mathbf{k}) \\ = & \frac{\pi}{(2\pi)^2} \iint dq_x dq_y \sum_{\sigma} |M_{k\rho\sigma}|^2 \\ & \times \{ [N_{\text{B}}(E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q})) + N_{\text{B}}(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})) + 1] \\ & \times [\delta(E_m(\mathbf{k}) - E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q}) - E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})) \\ & - \delta(E_m(\mathbf{k}) + E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q}) + E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))] \\ & + [N_{\text{B}}(E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q})) - N_{\text{B}}(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))] \\ & \times [\delta(E_m(\mathbf{k}) + E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q}) - E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})) \\ & - \delta(E_m(\mathbf{k}) - E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q}) + E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))] \} \\ & \text{Re}\Sigma^{*(1)}(\mathbf{k}) \\ = & \frac{1}{(2\pi)^2} \iint dq_x dq_y \sum_{\sigma} |M_{k\rho\sigma}|^2 \\ & \times \left\{ \frac{N_{\text{B}}(E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q})) + N_{\text{B}}(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})) + 1}{E_m(\mathbf{k}) - E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q}) - E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} \right. \\ & + \frac{N_{\text{B}}(E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q})) - N_{\text{B}}(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))}{E_m(\mathbf{k}) + E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q}) - E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} \\ & - \frac{N_{\text{B}}(E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q})) + N_{\text{B}}(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})) + 1}{E_m(\mathbf{k}) + E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q}) + E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} \\ & \left. - \frac{N_{\text{B}}(E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q})) - N_{\text{B}}(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))}{E_m(\mathbf{k}) - E_{\rho\sigma0}(\mathbf{q}) + E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} \right\}. \end{aligned} \quad (30)$$

为了数值计算上的方便, 令

$$\begin{aligned} C(4\pi a J_0 S) &= \alpha_1, \\ \hbar \sqrt{f_1/M}(4J_0 S) &= \alpha_2, \\ 4J_0 S/k_{\text{B}} &= T_m. \end{aligned} \quad (32)$$

把(9)至(11)式与(15)至(18)式, (32)式代入(31)式然后进行了数值计算. 数值计算中参照了钙钛矿 $\text{Pr}_{0.63}\text{Sr}_{0.37}\text{MnO}_3$ 的测量数据^[21]: $a = 0.386\text{nm}$, $D =$

$2J_0Sa^2 = 1.65\text{meVnm}^2, k_B = 8.617385(73) \times 10^{-2} \text{meVK}^{-1}$, 从而得 $T_m = 257.02\text{K}$, 这里取了低温 $T = 10\text{K}$. 参数 $\alpha_1, \alpha_2, \eta, T_m$ 的变化下的数值计算结果如下.

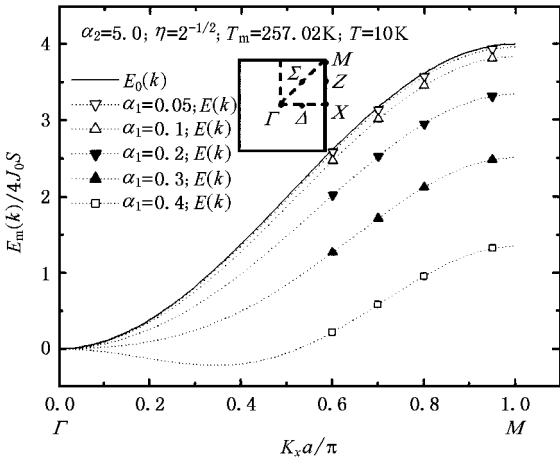


图2 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上, 不同的 α_1 参量下的磁振子能谱 ($\alpha_2 = 5.0, \eta = 2^{-1/2}, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$, α_1 参量分别为 $0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$)

1) 图2至图5说明, 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上随波矢的增加磁振子能谱的软化与谱线的增宽越明显. 图2说明, α_1 参量越大磁振子软化越强, 谱线的增宽也越强. 从(32)式可知磁振子-声子耦合越强磁振子软化越强, 谱线的增宽也越强. 从(17)式可知交换积分的梯度 $|\nabla J(a)|$ 、磁性离子的质量 M 、最近邻力常数 f_1 影响磁振子-声子耦合强度. 图3说明, α_2 参量越小, 磁振子软化与谱线的增宽越强. 并且

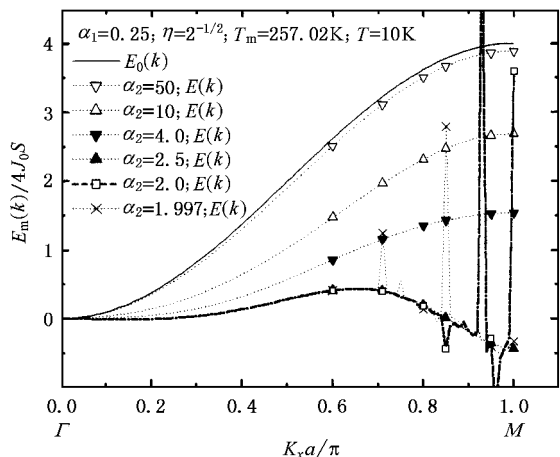


图3 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上, 不同的 α_2 参量下的磁振子能谱 ($\alpha_1 = 0.25, \eta = 2^{-1/2}, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$, α_2 参量分别为 $50, 10, 4.0, 2.5, 2.0, 1.997$)

α_2 小到 $\alpha_2 = 2.0$ 开始磁振子谱在布里渊区边界有强烈的振荡. 与零温时比较可知温度越高谱线振荡时的 α_2 值越大. 从(32)式可知 $\alpha_2 \propto \theta_D$ (材料的德拜温度 θ_D) 即 θ_D 越低磁振子软化越强, 谱线增宽越强, 但 θ_D 达到某一临界值开始随 θ_D 的下降磁振子谱强烈振荡. 图4说明, 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上纵向声子比横向声子对磁振子软化及谱线上的增宽影响更大. 这与文献 [1—3, 5] 中的实验结果相符合. 图5说明, $\eta = f_2/f_1$ 的越小, 磁振子软化越强, η 小到 $\eta = 0.051$ 附近磁振子谱开始振荡. 这说明最近邻力常数 f_1 对磁振子的软化起主要作用.

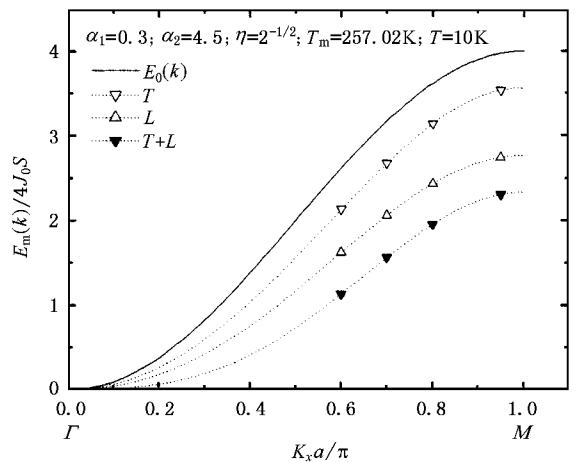


图4 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上, 横向声子、纵向声子以及它们的共同作用对磁振子能谱的影响 ($\alpha_1 = 0.3, \alpha_2 = 4.5, \eta = 2^{-1/2}, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$)

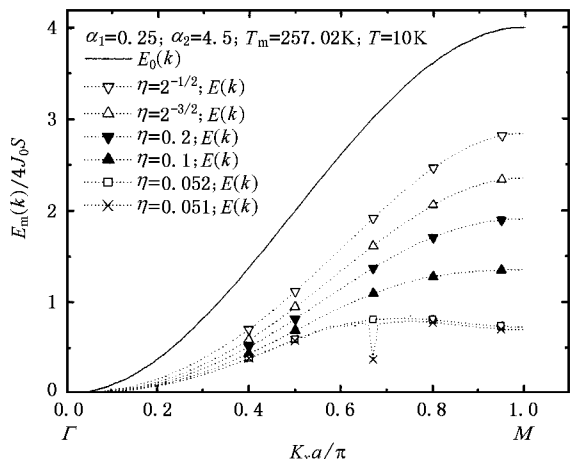


图5 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上, 不同的 η 参量下的磁振子能谱 ($\alpha_1 = 0.25, \alpha_2 = 4.5, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$, η 参量分别为 $2^{-1/2}, 2^{-3/2}, 0.2, 0.1, 0.052, 0.051$)

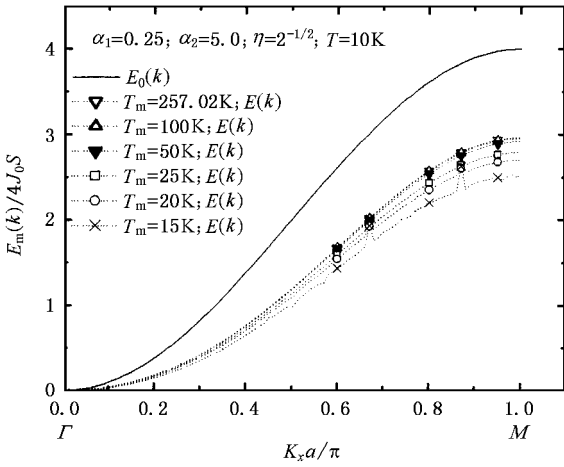


图 6 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上, 不同的 T_m 参量下的磁振子能谱 ($\alpha_1 = 0.25, \alpha_2 = 5.0, \eta = 2^{-1/2}, T = 10K, T_m$ 参量分别为 257.02K, 100K, 50K, 25K, 20K, 15K)

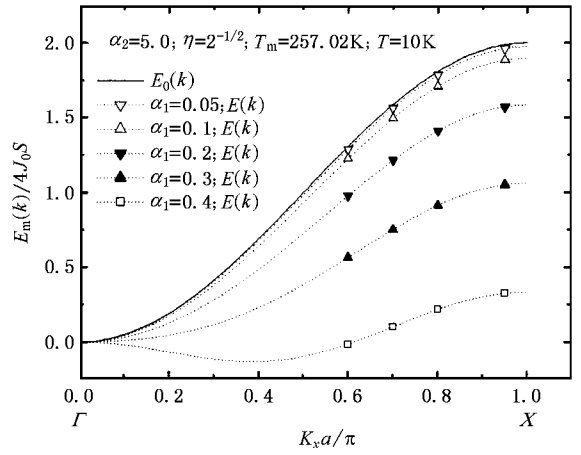


图 8 在 Δ 线 (包括 Γ, X 点) 上, 不同的 α_1 参量的磁振子能谱 ($\alpha_2 = 5.0, \eta = 2^{-1/2}, T_m = 257.02K, T = 10K, \alpha_1$ 参量分别为 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4)

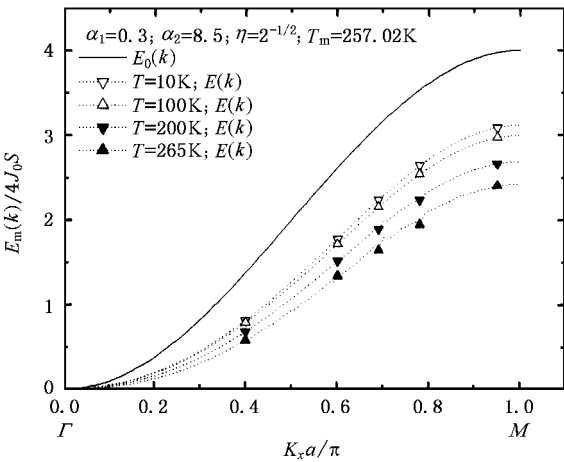


图 7 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上, 不同的温度 T 下的磁振子能谱 ($\alpha_1 = 0.3, \alpha_2 = 8.5, T_m = 257.02K, \eta = 2^{-1/2}$, 温度 T 分别为 10K, 100K, 200K, 265K)

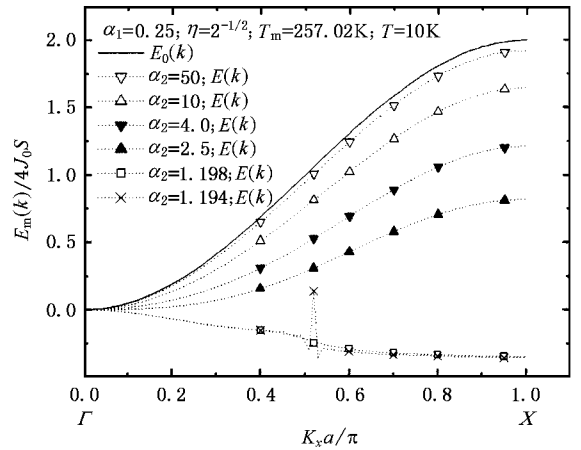


图 9 在 Δ 线 (包括 Γ, X 点) 上, 不同的 α_2 参量下的磁振子能谱 ($\alpha_1 = 0.25, \eta = 2^{-1/2}, T_m = 257.02K, T = 10K, \alpha_2$ 参量分别为 50, 10, 4.0, 2.5, 1.98, 1.194)

2) 图 6 说明, T_m 越小磁振子软化越明显, 小到 $T_m = 20K$ 开始磁振子谱开始振荡. (32) 式知, $T_m \propto D$ (劲度系数 D) 这说明劲度系数 D 越小, 磁振子软化越明显. 图 7 说明, 铁磁居里温度 T_c 以下, 温度越高磁振子软化越强. 但低温时温度对磁振子软化几乎不起作用.

3) 图 8 至图 11 说明, 在 Δ 线 (包括 Γ, M) 上, 随波矢的增加磁振子能谱的软化与谱线的增宽越明显. 图 8 说明, 磁振子-声子耦合越强, 磁振子软化越明显. 图 9 说明, α_2 越小磁振子软化越明显. 但在

Δ 线上 α_2 小到 $\alpha_2 = 1.198$ 附近开始磁振子谱振荡. 这值比在 Σ 线上的 $\alpha_2 = 2.0$ 值小. 图 10 说明, 在 Δ 线 (包括 Γ, X 点) 上, 在小波矢区域纵向声子比横向声子对磁振子的软化起更大的作用, 但在布里渊区边界附近横向声子比纵向声子对磁振子的软化起更大作用. 图 11 说明, 在 Δ 线 (包括 X, M 点) 上, η 越小磁振子软化越强, $\eta = 0$ 即只考虑最近邻力常数 f_1 时磁振子软化最大. 但 $k_x a / \pi = 0.71$ 附近有小的振荡. 这在绝对零度下是没有的.

4) 图 12 至图 15 说明, 在 Z 线 (包括 X, M 点) 上随波矢的增加磁振子软化越明显. 在 M 点的磁振

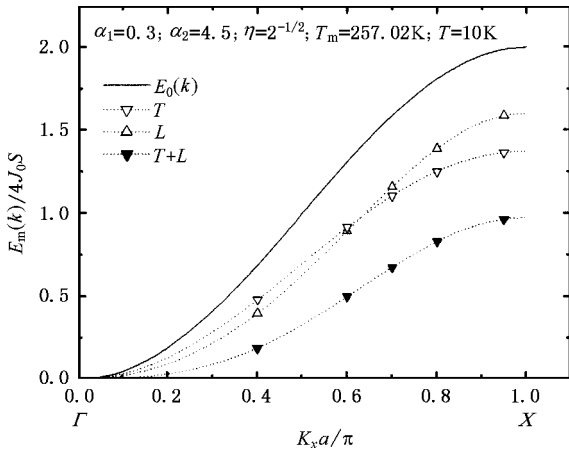


图 10 在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上 横向声子、纵向声子以及它们的共同作用对磁振子能谱的影响 ($\alpha_1 = 0.3, \alpha_2 = 4.5, \eta = 2^{-1/2}, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$)

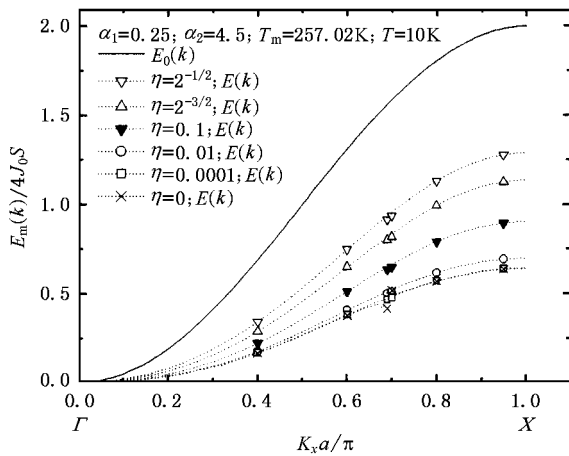


图 11 在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上,不同的 η 参量下的磁振子能谱 ($\alpha_1 = 0.25, \alpha_2 = 4.5, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$, η 参量分别为 $2^{-1/2}, 2^{-3/2}, 0.1, 0.01, 0.0001, 0$)

子软化比 X 点更加明显.这说明磁振子软化在第一布里渊区离 Γ 点越远磁振子软化越明显.图 12 说明,在 Z 线上,磁振子-声子耦合越强磁振子软化越明显.与文献 [3, 16] 相符.图 13 说明 Z 线上 α_2 越小磁振子软化越明显,但小到 $\alpha_2 = 2.0$ 开始磁振子谱强烈振荡.图 14 说明,在 Z 线(包括 X, M 点)上,在小波矢区域横向声子比纵向声子对磁振子的软化起更大的作用.但在布里渊区边界附近纵向声子比横向声子对磁振子的软化起更大的作用.图 15 说明, η 越小磁振子软化越明显. η 小到 $\eta = 0.051$ 附近开始磁振子谱开始振荡.

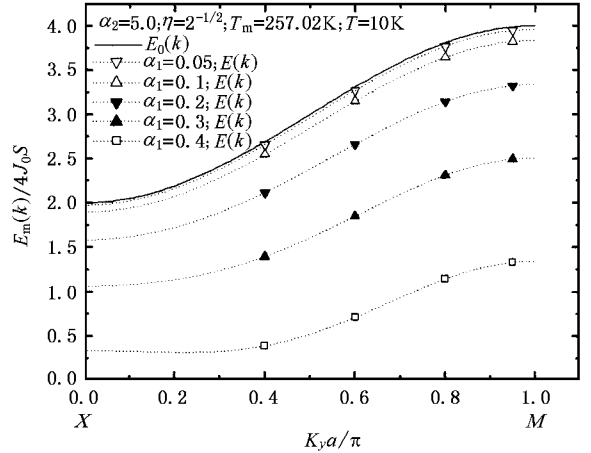


图 12 在 Z 线(包括 X, M 点)上 不同的 α_1 参量的磁振子能谱 ($\alpha_2 = 5.0, \eta = 2^{-1/2}, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$, α_1 参量分别为 $0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$)

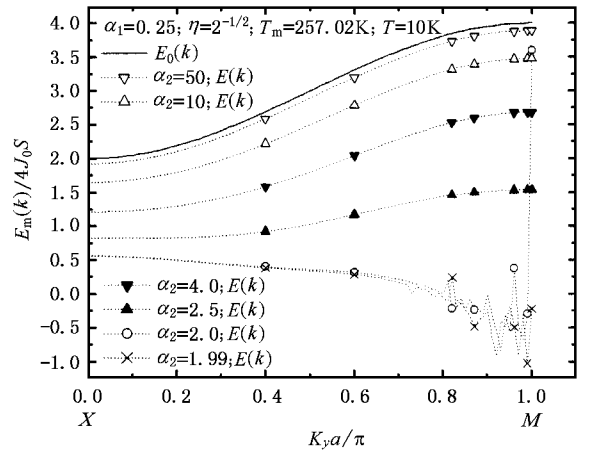


图 13 在 Z 线(包括 X, M 点)上 不同的 α_2 参量的磁振子能谱 ($\alpha_1 = 0.25, \eta = 2^{-1/2}, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$, α_2 参量分别为 $50, 10, 4.0, 2.5, 2.0, 1.99$)

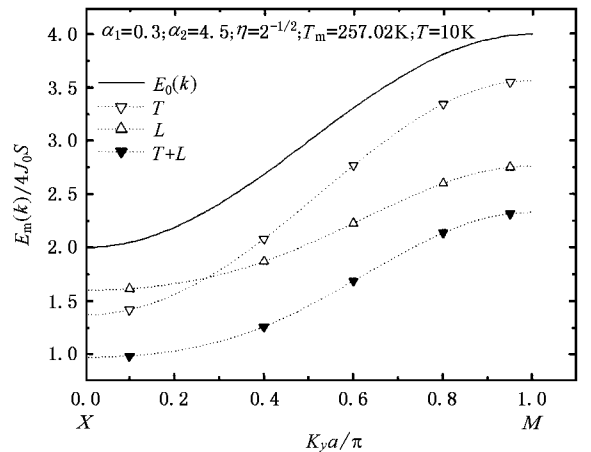


图 14 在 Z 线(包括 X, M 点)上 横向声子、纵声子以及它们的共同作用对磁振子能谱的影响 ($\alpha_1 = 0.3, \alpha_2 = 4.5, \eta = 2^{-1/2}, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$)

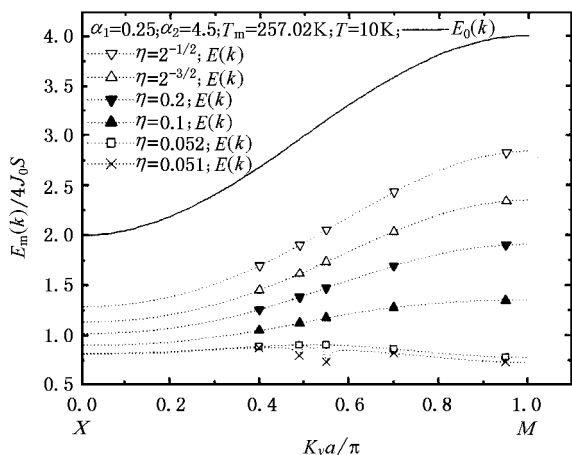


图 15 在 Z 线(包括 X, M 点)上, 不同的 η 参量的磁振子能谱 ($\alpha_1 = 0.25, \alpha_2 = 4.5, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$, η 参量分别为 $2^{-1/2}, 2^{-3/2}, 0.2, 0.1, 0.052, 0.051$)

4. 结 论

在低温下, 通过对二维绝缘铁磁体的磁振子软化的研究, 我们得到如下的结果.

1. 接近布里渊区边界, 磁振子软化越明显. 且离 Γ 点越远磁振子软化越明显. 谱线增宽越强.
2. 磁振子-声子耦合越强, 磁振子软化越明显.
3. 自旋劲度系数 D 越小, 磁振子能谱的软化越明显.
4. 材料的德拜温度 θ_D 越小, 磁振子软化越明显.
5. 次近邻力常数 f_2 与最近邻力常数 f_1 之比 η 越小, 磁振子软化越明显. 这说明磁振子软化 f_1 起主要作用.
6. 在 Σ 线上纵向声子比横向声子对磁振子软化起更大的影响. 在 Δ 线(包括 Γ, X)上, 在小波矢区域纵向声子对磁振子软化的影响比横向声子大, 但布里渊区边界附近横向声子比纵向声子对磁振子软化起更大的作用. 在 Z 线(包括 X, M 点)上, 在小波矢区域横向声子对磁振子软化的影响比纵向声子大, 但布里渊区边界附近纵向声子比横向声子对磁振子软化起更大的作用.
7. 铁磁居里温度下 T_C 以下随温度的增加, 磁振子的软化与谱线增宽越大. 但低温时温度对磁振子的软化几乎不起作用.

[1] Dai P C, Heng H Y, Fernandez-Baca J A, Cheong S W, Kloc C, Tomioka Y and Tokura Y, 2000 *Phys. Rev. B* **61** 9553

[2] Hwang H Y, Dai P, Cheong S W, Aeppli G, Tennant D A and Mook H A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1316

[3] Solov'yev I V and Terakura K 1999 *Phys. Rev. B* **60** 2959

[4] Woods L M 2001 *Phys. Rev. B* **65** 014409

[5] Mahadevan P, Solov'yev I V and Terakura K 1999 *Phys. Rev. B* **60** 11439

[6] Wang H Y H, Cheong S W, Radaeli P G, Marezio M and Batlogg B 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 914

[7] Xiao C T, Han L A, Xue D S, Zhao J H, Kunkel H, Williams G 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1245 [in Chinese] 肖春涛、韩立安、薛德胜、赵俊慧、KunKel H and Williams G 2003 *物理学报* **52** 1245]

[8] Duan P, Tan G T, Dai S Y, Chen Z H, Zhou Y L and Lü H B 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2061 [in Chinese] 段 苹、谈国太、戴守愚、陈正豪、周岳亮、吕惠宾 2003 *物理学报* **52** 2061]

[9] Saenger D U 1995 *Phys. Rev. B* **52** 1025

[10] Saenger D U 1994 *Phys. Rev. B* **49** 12176

[11] Li Z D, Liang J Q and Li L, Liu W M 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066611

[12] Zenner C 1951 *Phys. Rev.* **82** 403

[13] Furukawa N 1996 *J. Phys. Soc. Jpn.* **65** 1174

[14] Moriya T 1984 *Progress in Physics* **4** 255 [守谷亨 1984 *物理学进展* **4** 255]

[15] Raas C, Buhler A and Uhrig G S 2001 *Eur. Phys. J. B* **21** 369

[16] Uhrig G S and Normand B 2001 *Phys. Rev. B* **63** 134418

The softening of magnon of two-dimensional Insulating ferromagnets at low temperatures^{*}

Cheng Tai-Min[†] Xian Yu-Ze Du An Zou Jun-Ding

(*Department of Physics , School of Science , Northeastern University , Shenyang 110006 ,China*)

(Received 24 September 2004 ;revised manuscript received 25 October 2004)

Abstract

A magnon-phonon interaction model is applied to two-dimensional insulating ferromagnets. By using Matsubara Green function theory , we have studied the magnon spectrum , and calculated the magnon dispersion curve on the main symmetric point and line in the Brillouin Zone for different parameters of the system. It is concluded that at the boundary of Brillouin Zone there is a strong broadening in the magnon linewidth and softening. The influences of longitudinal phonon and transverse phonon on the softening and broadening in the magnon linewidth are compared , and the influences of the parameters are also illustrated.

Keywords : magnon-phonon interaction , softening of magnon mode , ferromagnet , broadening in the magnon linewidth

PACC : 7136 , 7650 , 7255

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 59471020) and the Doctorate Foundation of University of China(Grant No. 98014513).

[†]E-mail : ctm701212@126.com.