

有限温度下二维 Heisenberg 铁磁系统的声子衰减^{*}

成泰民[†]

(沈阳化工学院数理系, 沈阳 110142)

(2006 年 4 月 30 日收到, 2006 年 7 月 6 日收到修改稿)

在二维正方 Heisenberg 铁磁系统的基础上建立了磁振子-声子相互作用模型. 利用松原格林函数理论研究了系统的声子衰减, 计算了布里渊区的主要对称点线上的声子衰减曲线. 发现在第一布里渊区, 在 Δ 线上, 横向声频支声子无衰减, 在 Z 线上, 纵向声频支声子无衰减, 横向声频支声子衰减比纵向声频支声子衰减至少大一个数量级, 并讨论了各项参数的变化对横向声频支声子衰减与纵向声频支声子衰减的影响. 根据声子衰减与声子寿命的关系, 声子衰减与声子态密度的关系, 可以讨论横向声频支声子与纵向声频支声子的寿命与态密度.

关键词: 磁振子-声子相互作用, 横向声频支声子衰减, 纵向声频支声子衰减, 声子寿命

PACC: 7136, 7650, 7255

1. 引言

在考虑磁振子-声子耦合的情况下, 有关磁有序物质的声子衰减方面的文献不多^[1-3]. 而声子色散研究更是少见, 但是相关声子激发研究很多^[4-10]. 晶态 $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{35}$ ^[11], $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ ^[12,13] 和 $\text{Fe}_{70}\text{Mn}_{30}$ ^[14] 因瓦合金的非弹性中子散射实验中均发现了横向声频支声子模式 ($[110]\Gamma A_1$) 在磁相变温度以下变软, 但是没有发现纵向声频支声子的软化现象. Xianyu 和 Lu 等研究非晶态因瓦合金 $\text{Fe}_{86}\text{Co}_4\text{Zr}_{10}$ 广义声子态密度时发现了低能广义声子谱的软化现象^[15,16]. 他们都以电子-声子相互作用形式解释了这一现象, 并进一步指出, 声子激发也将产生“磁矩效应”, 这就暗示着“磁振子-声子相互作用”的存在, 但是未能得到理论证明. 由于这些现象都是在磁相变温度以下发生的, 那么磁振子是存在的, 难道磁振子对声子软化没有贡献? 带着这样的疑问我们对有限温度下的二维 Heisenberg 铁磁系统的声子色散曲线与衰减进行了系统的研究. 文献 [17] 对低维铁磁性系统等具有自旋流的铁磁性纳米线的非线性磁化动力学作了研究. Wiele^[13] 等人利用非弹性中子散射测量了晶态 $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ 因瓦合金不同温度变化下的声子态密度 (PDOS), 发现在 7.5 meV 附近横向声频支声子 TA

[110] 的软化现象. 在居里温度 T_C 以下, $E < 7.5$ meV 时, 随温度的升高, 声子态密度减小. 但他们没有比较横向声频支声子与纵向声频支声子的态密度. 为此我们从声子衰减与态密度以及声子寿命的关系对此进行了讨论. 这些都有助于全面揭示 Ishikawa 所预期的“潜藏”的磁激发^[18].

2. 声子谱的重正化

为了得到引入磁振子-声子相互作用微扰后的横向声频支声子能量, 我们对其做了重正化处理. 先介绍二维 Heisenberg 铁磁系统的磁振子-声子耦合模型及系统的哈密顿量^[19,20]

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

(σ 表示不同的本征值)

(1)

$$H^s = -J_0 NZS^2 + \sum_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{m}0}(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}}^{\dagger} a_{\mathbf{k}},$$
(2)

其中

$$E_{\mathbf{m}0}(\mathbf{k}) = 2ZJ_0 S(1 - \gamma_{\mathbf{k}}),$$
(3)

$$\gamma_{\mathbf{k}} = Z^{-1} \sum_{\delta} \exp(i\mathbf{k} \cdot \delta),$$

$$H^{\text{sp}} = \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}, \sigma} M_{\mathbf{k}\mathbf{q}\sigma} a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\dagger} a_{\mathbf{k}} B_{\sigma}(\mathbf{q}),$$
(4)

$$M_{\mathbf{k}\mathbf{q}\sigma} = C\Phi_{\sigma}(\mathbf{k}, \mathbf{q}),$$
(5)

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10647138)和辽宁省教育厅高等学校科学研究项目(批准号:2005325)资助的课题.

[†] E-mail: ctm701212@126.com

$$C = 2S \left(\frac{\hbar}{2N\sqrt{f_1 M}} \right)^{1/2} |\nabla \mathcal{K}(a)|, \quad (6)$$

$$\Phi_\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = \frac{i}{\sqrt{\psi_{\rho\sigma}(\mathbf{q})}} \left\{ \sum_{\delta} [e_\sigma(\mathbf{q}) \cdot \delta / |\delta|] \times [\sin(\mathbf{k} \cdot \delta) - \sin(\mathbf{k} \cdot \delta + \mathbf{q} \cdot \delta) + \sin(\mathbf{q} \cdot \delta)] \right\}, \quad (7)$$

因而各向同性绝缘铁磁晶体的总哈密顿量为

$$H = H_0 + H^{\text{sp}}, \quad (8)$$

其中 H_0 是无微扰的简谐哈密顿量

$$H_0 = H^s + H^p. \quad (9)$$

对于正方绝缘铁磁体而言,利用晶格动力学可求得

$$E_{\rho\sigma 0}(\mathbf{q}) = \hbar\omega_\sigma(\mathbf{q}) = \hbar\sqrt{f_1/M}\psi_{\rho\sigma}(\mathbf{q}), \quad (\sigma = 1, 2), \quad (10)$$

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

$$\begin{cases} \psi_{p1}(\mathbf{q}) = \sqrt{A_{11} - A_{12}}, e_{1x}(\mathbf{q}) = \Delta_1 / \sqrt{\Delta_1^2 + 1}, e_{1y}(\mathbf{q}) = 1 / \sqrt{\Delta_1^2 + 1}; \\ \psi_{p2}(\mathbf{q}) = \sqrt{A_{11} + A_{12}}, e_{2x}(\mathbf{q}) = \Delta_2 / \sqrt{\Delta_2^2 + 1}, e_{2y}(\mathbf{q}) = 1 / \sqrt{\Delta_2^2 + 1}, \end{cases} \quad (11)$$

其中

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

利用自旋动力学可求得正方绝缘铁磁体的简谐形式的磁振子谱

$$E_{n0}(\mathbf{k}) = 4J_0 S \psi_m(\mathbf{k}), \quad (13)$$

其中

$$\psi_m(\mathbf{k}) = 2 - \text{cos}(k_x a) - \text{cos}(k_y a), \quad (14)$$

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).

(1)–(14) 式确定了各向同性二维正方 Heisenberg 铁磁系统的哈密顿量,我们可以用松原格林函数理论分析其系统. 与文献 [19, 20, 22] 中同样的方法及步骤可以得到声子的二阶松原格林函数为

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_\sigma^{(2)}(\mathbf{q}, i\epsilon_m) &= \frac{-1}{\beta S_{\text{lattice}}} \sum_k \sum_{i\epsilon_n} |M_{kq\sigma}|^2 \mathcal{D}_\sigma^0(\mathbf{q}, i\epsilon_m) \\ &\times \mathcal{F}^0(\mathbf{k}, i\epsilon_n) \mathcal{F}^0(\mathbf{k} + \mathbf{q}, i\epsilon_m + i\epsilon_n) \\ &\times \mathcal{D}_\sigma^0(\mathbf{q}, i\epsilon_m), \end{aligned} \quad (15)$$

与之对应的声子的一级正规自能为

$$\begin{aligned} \Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}, i\epsilon_m) &= \frac{-1}{\beta S_{\text{lattice}}} \sum_k \sum_{i\epsilon_n} |M_{kq\sigma}|^2 \mathcal{F}^0(\mathbf{k}, i\epsilon_n) \\ &\times \mathcal{F}^0(\mathbf{k} + \mathbf{q}, i\epsilon_n + i\epsilon_m). \end{aligned} \quad (16)$$

对(16)式频率求和得

$$\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}, i\epsilon_m)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{S_{\text{lattice}}} \sum_k |M_{kq\sigma}|^2 \\ &\times \left\{ \frac{N_{\text{B}}(E_{n0}(\mathbf{k})) - N_{\text{B}}(E_{n0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))}{i\epsilon_m + E_{n0}(\mathbf{k}) - E_{n0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} \right\} \end{aligned} \quad (17)$$

利用 Dyson's 方程,可求得声子的二阶松原格林函数

$$\mathcal{D}_\sigma^{(2)}(\mathbf{q}, i\epsilon_m) = \frac{1}{(\mathcal{D}_\sigma^0(\mathbf{q}, i\epsilon_m))^{-1} - \Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}, i\epsilon_m)}, \quad (18)$$

并且利用松原格林函数与推迟热力学格林函数之间的关系

$$\mathcal{D}_\sigma(\mathbf{q}, i\epsilon_m) \xrightarrow{i\epsilon_m \rightarrow \tilde{E}_{\rho\sigma}(\mathbf{q}) + 0^+} D_{\text{retarded}}(\mathbf{q}, \tilde{E}_{\rho\sigma}(\mathbf{q})), \quad (19)$$

对于二维布里渊区而言

$$\sum_k (\dots) = S_{\text{lattice}} (2\pi)^{-2} \iint dk_x dk_y (\dots), \quad (20)$$

令

$$\begin{aligned} \Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}, i\epsilon_m) &= \text{Re}(\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}, i\epsilon_m)) \\ &+ i \text{Im}(\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}, i\epsilon_m)), \end{aligned} \quad (21)$$

利用(18)–(21)式,可求得声子的推迟热力学格林函数

$$D_{\text{retarded}}^{(2)}(\mathbf{q}, \tilde{E}_{\rho\sigma}(\mathbf{q})) = \frac{2E_{\rho\sigma 0}(\mathbf{q})}{(\tilde{E}_{\rho\sigma}(\mathbf{q}) + i0^+)^2 - (E_{\rho\sigma 0}(\mathbf{q}))^2 - 2E_{\rho\sigma 0}(\mathbf{q})\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}, \tilde{E}_{\rho\sigma}(\mathbf{q}) + i0^+)}, \quad (22)$$

然后利用 $\frac{1}{x+i0^+} = p\left(\frac{1}{x}\right) - i\pi\delta(x)$ 其中 p 表示积分主值)求其极点,并令

$$\tilde{E}_{p\sigma}(\mathbf{q}) = E_{p\sigma}(\mathbf{q}) - i\Gamma_{p\sigma}(\mathbf{q}), \quad (23)$$

其中 $E_{p\sigma}(\mathbf{q})$ 是声子的重正化能量,因此是实数. $\Gamma_{p\sigma}(\mathbf{q})$ 是代表声子波(即晶格振动形式的 Bloch 波 = 格波)的衰减,也是实数.

最后求其极点的实部与虚部如下:

极点的实部为

$$E_{p\sigma}(\mathbf{q}) = \left(\frac{\Omega_\sigma + \sqrt{\Omega_\sigma^2 + 4\Delta_\sigma^2}}{2} \right)^{1/2}; \quad (24)$$

极点的虚部为

$$\Gamma_{p\sigma}(\mathbf{q}) = \hbar(2\tau_\sigma), \quad (25)$$

$$\Gamma_{p\sigma}(\mathbf{q}) = \frac{-E_{p\sigma}(\mathbf{q})\text{Im}\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}, E_{p\sigma}(\mathbf{q}))}{E_{p\sigma}(\mathbf{q})}, \quad (26)$$

其中

$$\Omega_\sigma = (E_{p\sigma}(\mathbf{q}))^2 + 2E_{p\sigma}(\mathbf{q})\text{Re}\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}, E_{p\sigma}(\mathbf{q})), \quad (27)$$

$$\Delta_\sigma = E_{p\sigma}(\mathbf{q})\text{Im}\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}, E_{p\sigma}(\mathbf{q})), \quad (28)$$

其中

$$\begin{aligned} & \text{Re}\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}, E_{p\sigma}(\mathbf{q})) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \iint d\mathbf{k}_x d\mathbf{k}_y |M_{k\sigma}|^2 \\ & \times \left\{ \frac{N_B(E_{n0}(\mathbf{k})) - N_B(E_{n0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))}{E_{p\sigma}(\mathbf{q}) + E_{n0}(\mathbf{k}) - E_{n0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} \right\}, \quad (29) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - \text{Im}\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}, E_{p\sigma}(\mathbf{q})) \\ &= \frac{\pi}{(2\pi)^3} \iint d\mathbf{k}_x d\mathbf{k}_y |M_{k\sigma}|^2 \\ & \times \{ N_B(E_{n0}(\mathbf{k})) - N_B(E_{n0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})) \} \\ & \times \delta(E_{p\sigma}(\mathbf{q}) + E_{n0}(\mathbf{k}) - E_{n0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})), \quad (30) \end{aligned}$$

为了数值计算上的方便令

$$\begin{aligned} C(4\pi a J_0 S) &= \alpha_1, \hbar \sqrt{f_1/M}(4J_0 S) = \alpha_2, \\ 4J_0 S/k_B &= T_m, \quad (31) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{pm} &= \hbar \sqrt{f_1/M}; \beta_1 = C(\pi E_{pm} a); \\ \beta_2 &= 4J_0 S/E_{pm}. \quad (32) \end{aligned}$$

(31) 式与 (32) 式对比得

$$\beta_1 = \alpha_1/\alpha_2; \beta_2 = 1/\alpha_2. \quad (33)$$

声子的态密度与热力学推迟格林函数的关系如下:

$$\rho_{\text{phonon } \sigma}(E_{p\sigma}) = \frac{1}{\pi} \text{Im}D_{\text{retarded}}^{(2)}(\mathbf{q}, E_{p\sigma}(\mathbf{q})), \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\pi} \text{Im}D_{\text{retarded}}^{(2)}(\mathbf{q}, E_{p\sigma}(\mathbf{q})) &= \frac{4E_{p\sigma}^2(\mathbf{q})\text{Im}\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q})}{\pi[(E_{p\sigma}^2(\mathbf{q}) - E_{p\sigma}^2(\mathbf{q})) - 2E_{p\sigma}(\mathbf{q})\text{Re}\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q})^2 + (2E_{p\sigma}(\mathbf{q})\text{Im}\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}))^2]} \\ &= \frac{4E_{p\sigma}^2(\mathbf{q})\text{Im}\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q})}{\pi[\Gamma_{p\sigma}^4(\mathbf{q}) + (2E_{p\sigma}(\mathbf{q})\text{Im}\Pi_\sigma^{*(1)}(\mathbf{q}))^2]}. \quad (35) \end{aligned}$$

把 (26) (35) 式代入到 (34) 式得

$$\rho_{\text{phonon } \sigma}(E_{p\sigma}(\mathbf{q})) = \frac{4E_{p\sigma}(\mathbf{q})E_{p\sigma}(\mathbf{q})\Gamma_{p\sigma}(\mathbf{q})}{\pi[\Gamma_{p\sigma}^4(\mathbf{q}) + 4\Gamma_{p\sigma}^2(\mathbf{q})E_{p\sigma}^2(\mathbf{q})]}. \quad (36)$$

对 (36) 式近似处理, 因为 $E_{p\sigma}(\mathbf{q}) \doteq E_{p\sigma}(\mathbf{q})$, $\Gamma_{p\sigma}^4(\mathbf{q}) \ll 4\Gamma_{p\sigma}^2(\mathbf{q})E_{p\sigma}^2(\mathbf{q})$, 所以可以略去得

$$\rho_{\text{phonon } \sigma}(E_{p\sigma}(\mathbf{q})) \doteq \frac{1}{\pi\Gamma_{p\sigma}(\mathbf{q})}. \quad (37)$$

3. 声子的衰减

在有限温度下, 把 (1) — (14) 式、(27) — (33) 式代入到 (26) 式. 处理 (7) 式时, 必须考虑其晶格的对称性^[19-22]. 并且利用 $I = \int_a^b f(x)\delta[g(x)]dx = \sum_i f(x_i) |g'(x_i)|$ 进行了数值计算. 数值计算中,

我们虽参照了钙钛矿 $\text{Pr}_{0.63}\text{Sr}_{0.37}\text{MnO}_3$ 的测量数据^[23, 24], $a = 0.386 \text{ nm}$, $D = 2J_0 Sa^2 = 0.0165 \text{ eV} \cdot \text{nm}^2$, $k_B = 8.617385(73) \times 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$ 从而得 $T_m = 257.02 \text{ K}$. 但是对于定性解释铁磁系统的声子激发还是有一定的意义, 所得到的结论对于磁性电子具有局域性的铁磁系统有一定的共性.

参数 $\alpha_1, \alpha_2, \eta, T_m$ 以及温度 T 的变化下的数值计算结果如下:

图 1 说明, 在第一布里渊区的主要对称点线上, α_1 参量越大横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减越强. 即磁振子-声子耦合越强, 横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减越强. 并且横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减为零的位置与磁振子-声子耦合强度无关. 图 1(a) 说明, 在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上, 横向声频支声子在 Γ 点附近陡峭地上升, 达到最大值后随波矢 \mathbf{q} 的增加逐渐下降直至横

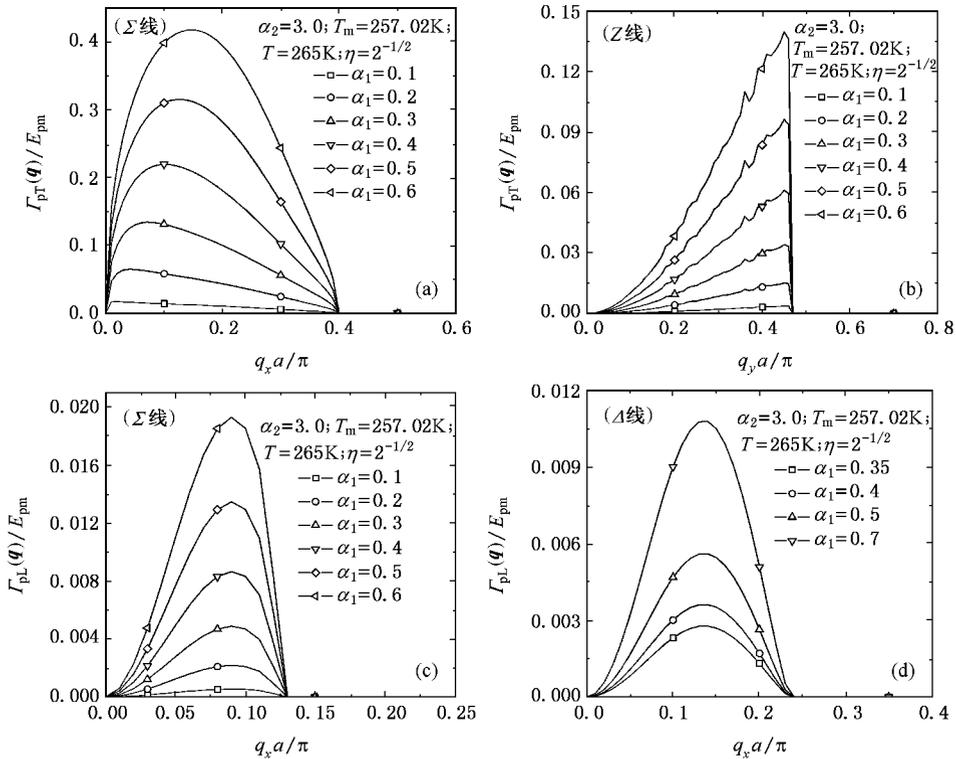


图 1 在第一布里渊区的主要对称点线上, 不同的 α_1 参量下的横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减

向声频支声子的衰减为零, 并且最大值向右移动. 在 M 点附近无横向声频支声子的衰减. 图 1(b) 说明, 在 Z 线 (包括 X, M 点) 上, 横向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大, 达到最大值后几乎垂直下降为零. 在 M 点附近无横向声频支声子的衰减. 图 1(c) 说明, 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上, 纵向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大, 磁振子-声子耦合越强, 达到最大值后急剧下降. 在 M 点附近无纵向声频支声子的衰减. 图 1(d) 在 Δ 线 (包括 Γ, X 点) 上, 纵向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大, 达到最大值后又逐渐减弱, 直至纵向声频支声子的衰减为零. 在 X 点附近无纵向声频支声子的衰减.

图 2 说明, 在第一布里渊区的主要对称点线上, α_2 参量越小, 横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减越强. 即材料的德拜温度 Θ_D 越小, 横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减越强. 并且横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减为零的位置与材料的德拜温度 Θ_D 有关, 材料的德拜温度 Θ_D 越小, 衰减为零的位置向右移. 图 2(a) 说明, 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上, 横向声频支声子在 Γ 点附近陡峭地上升, 达到最大值后随波矢 q 的增加逐渐下降, 直

至横向声频支声子的衰减为零, 并且最大值向右移动. 在 M 点附近无横向声频支声子的衰减. 图 2(b) 说明, 在 Z 线 (包括 X, M 点) 上, 横向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大, 达到最大值后几乎垂直下降为零. 在 M 点附近无横向声频支声子的衰减. 图 2(c) 说明, 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上, 纵向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大, 材料的德拜温度 Θ_D 越小, 达到最大值后急剧下降. 在 M 点附近无纵向声频支声子的衰减. 图 2(d) 在 Δ 线 (包括 Γ, X 点) 上, 纵向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大, 达到最大值后又逐渐减弱, 直至纵向声频支声子的衰减为零. 在 X 点附近无纵向声频支声子的衰减. 而且 Θ_D 小到某一临界值开始纵向声频支声子的衰减向上强烈振荡.

图 3 说明, 在第一布里渊区的主要对称点线上, T_m 参量越小, 横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减越强. 即材料的自旋波劲度常数 D 越小, 横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减越强, 并且横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减为零的位置与自旋波劲度常数 D 无关. 图 3(a) 说明, 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上, 横向声频支声子在 Γ 点附近陡峭地上升, 达到最大值后随波矢 q 的增加逐渐下

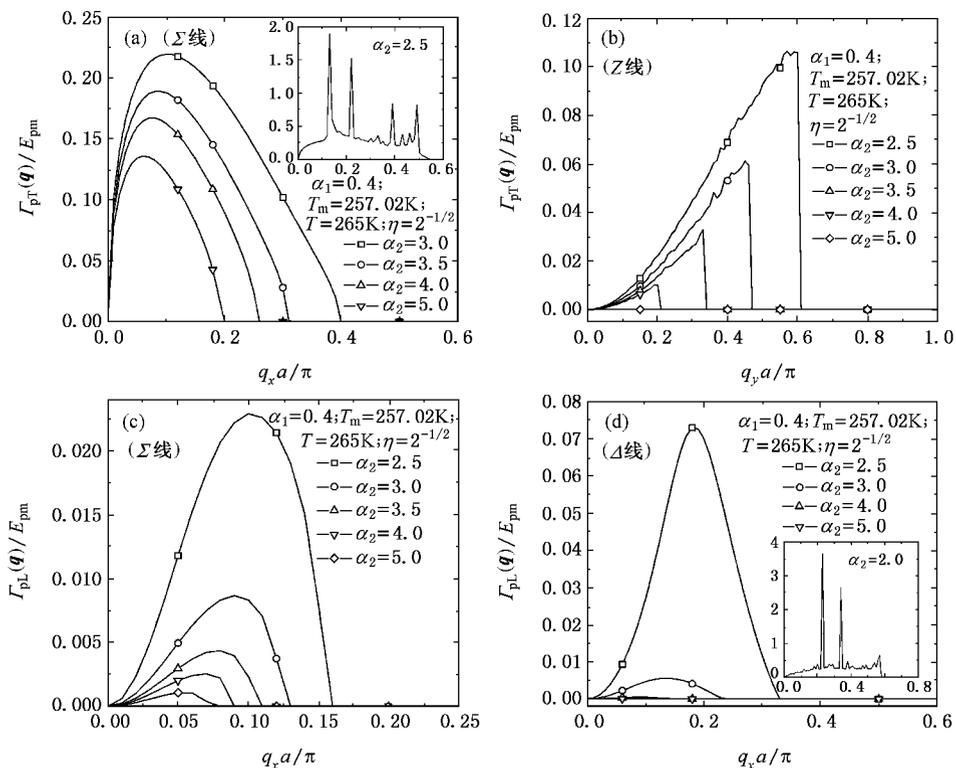


图 2 在第一布里渊区的主要对称线上, 不同的 α_2 参量下的横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减

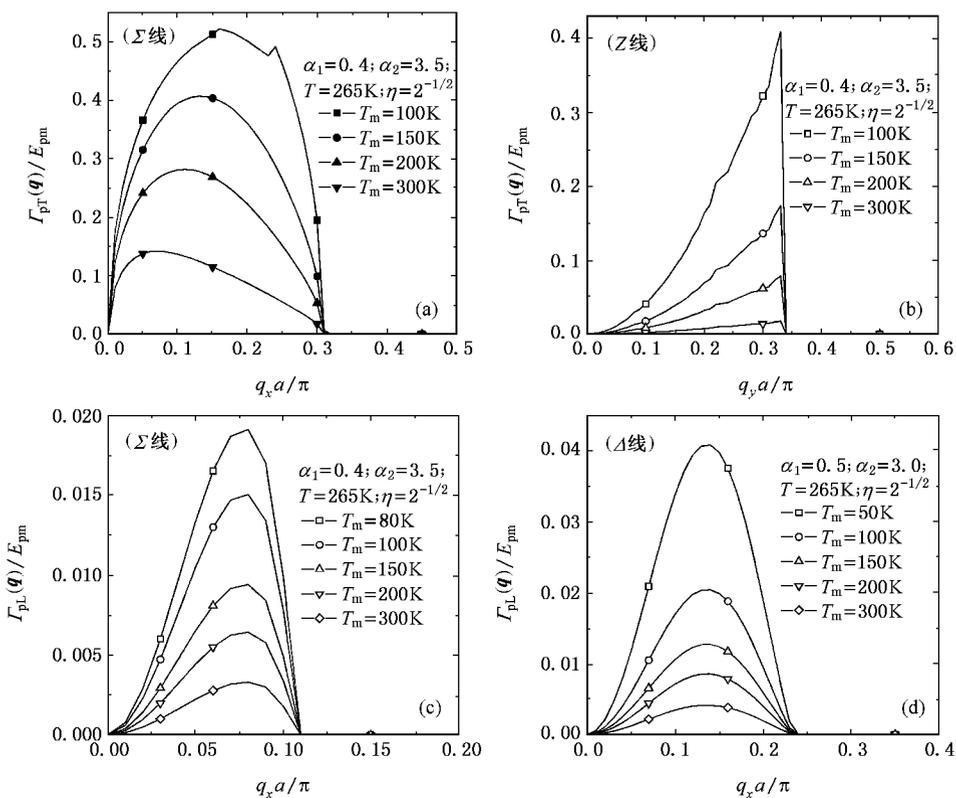


图 3 在第一布里渊区的主要对称线上, 不同的 T_m 参量下的横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减

降,直至横向声频支声子的衰减为零,并且最大值向右移动.在 M 点附近无横向声频支声子的衰减.图 3(b)说明,在 Z 线(包括 X, M 点)上,横向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大,达到最大值后几乎垂直下降为零.在 M 点附近无横向声频支声子的衰减.图 3(c)说明,在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上,纵向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大,材料的自旋波劲度常数 D 越小,达到最大值后急剧下降.在 M 点附近无纵向声频支声子的衰减.图 3(d)在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上,纵向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大,达到最大值后又逐渐减弱,直至纵向声频支声子的衰减为零.在 X 点附近无纵向声频支声子的衰减.与文献 [2] 的结果较相符.

图 4 说明,在第一布里渊区的主要对称点线上,温度 T 越高横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减越强.并且横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减为零的位置与温度 T 无关.图 4(a)说明,在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上,横向声频支声子在 Γ 点附近陡峭地上升,达到最大值后随波矢 q 的增加逐渐下降直至横向声频支声子的衰减为零,并且最大值

向右移动.在 M 点附近无横向声频支声子的衰减.图 4(b)说明,在 Z 线(包括 X, M 点)上,横向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大,达到最大值后几乎垂直下降为零.在 M 点附近无横向声频支声子的衰减.图 4(c)说明,在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上,纵向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大,温度 T 越高,达到最大值后急剧下降.在 M 点附近无纵向声频支声子的衰减.图 4(d)在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上,纵向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大,达到最大值后又逐渐减弱,直至纵向声频支声子的衰减为零.在 X 点附近无纵向声频支声子的衰减.根据 (37) 式可知,温度越高,声子态密度越小.这与 Wiele^[13]等人对晶态 Fe-Pt 因瓦合金,利用非弹性中子散射测量结果相符.通过 (25) 式与 (37) 式可知,纵向声频支声子的寿命与态密度比横向声频支声子的寿命与态密度大一个数量级.因为因瓦合金在磁相变温度以下有很强的自发体积磁致伸缩 ω_s ,又因为对晶体的体积有影响的是纵向声子,因此上述结果又一次间接地说明晶态因瓦合金中存在磁振子-声子相互作用,导致其有反常效应.

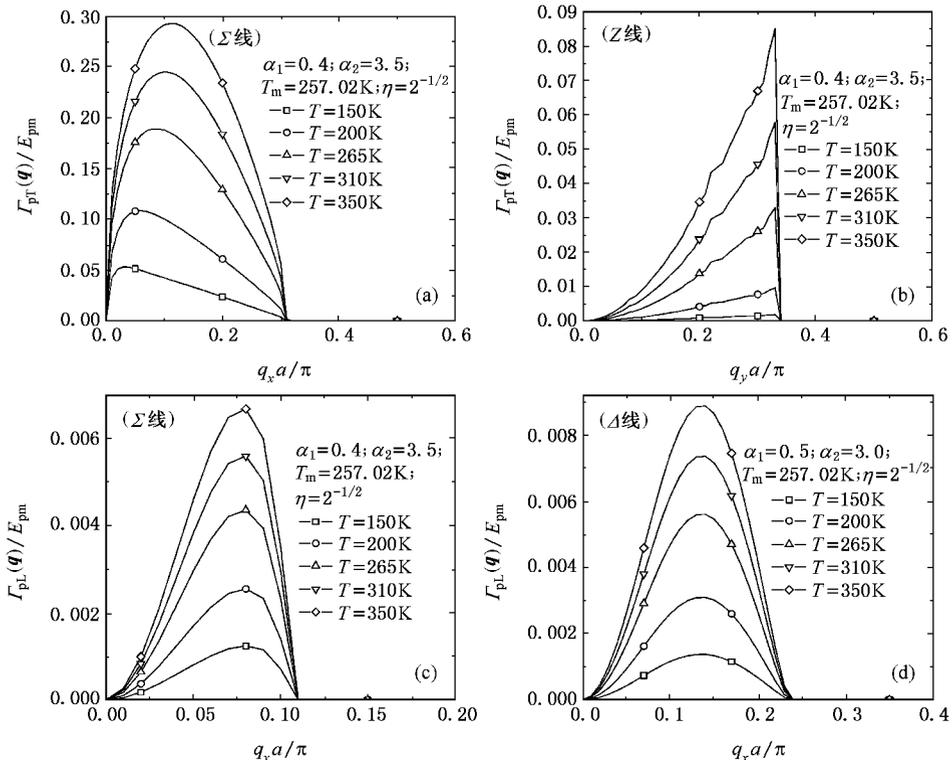


图 4 在第一布里渊区的主要对称点线上,不同的温度 T 下的横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减

图 5 说明,在第一布里渊区的主要对称点线上, η 参量越小横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减越强. 即次近邻力常数与最近邻力常数的比值越小, 横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减越强. 并且横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减为零的位置与 η 有关, η 越小, 衰减为零的位置与最大值的位置向右移. 图 4(a)说明,在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上, 横向声频支声子的衰减与 η 无关. 图 4(b)说明,在 Z 线(包括 X, M 点)上, 横向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大, 达到最大值后几乎

垂直下降为零. 在 M 点附近无横向声频支声子的衰减. 图 4(c)说明,在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上, 纵向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大, η 越小, 达到最大值后急剧下降. 在 M 点附近无纵向声频支声子的衰减. 图 4(d)在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上, 纵向声频支声子的衰减随波矢 q 的增加逐渐增大, 达到最大值后又逐渐减弱, 直至纵向声频支声子的衰减为零. 在 X 点附近无纵向声频支声子的衰减. 并且 η 小到某一临界值开始纵向声频支声子的衰减向上强烈振荡.

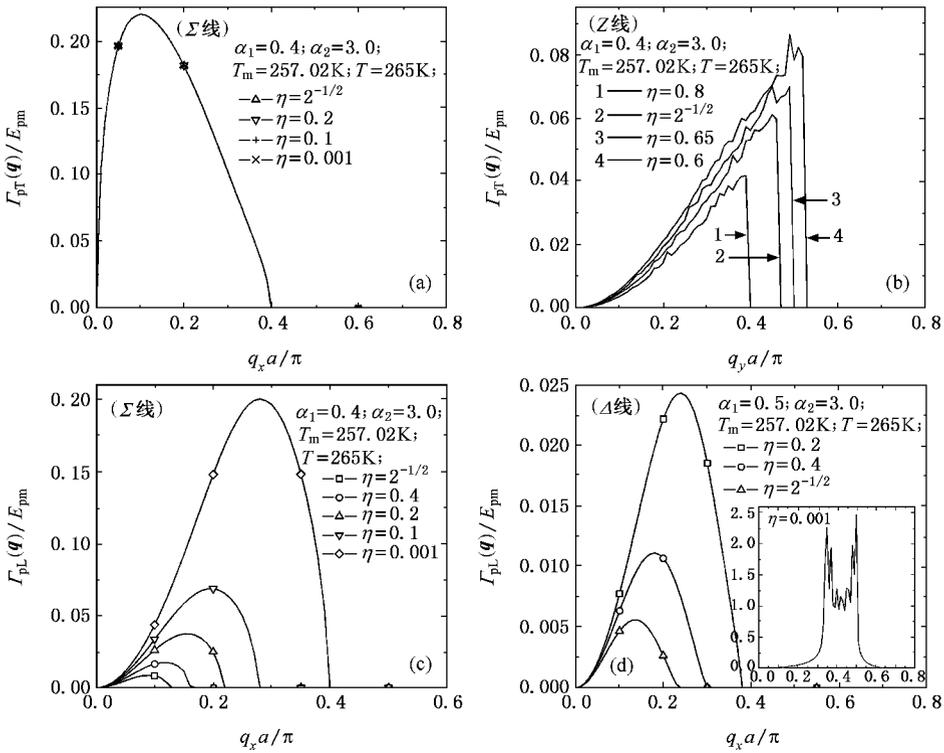


图 5 在第一布里渊区的主要对称点线上, 不同的 η 参量下的横向声频支声子与纵向声频支声子的衰减

分析图 1—5 可知,在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上, 横向声频支声子无衰减, 在 Z 线(包括 X, M 点)上, 纵向声频支声子无衰减. 而且横向声频支声子的衰减比纵向声频支声子的衰减至少大一个数量级. 通过 (25) 式与 (37) 式可知, 纵向声频支声子的寿命与态密度比横向声频支声子的寿命与态密度大一个数量级.

4. 结 论

磁振子-声子耦合对于横向声频支声子衰减与纵向声频支声子衰减的影响如下:

(1) 在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上, 横向声频支声子无衰减, 在 Z 线(包括 X, M 点)上, 纵向声频支声子无衰减.

(2) 磁振子-声子耦合越强, 自旋波劲度常数 D 越小, 磁相变温度 T_C 以下, 温度越高, 横向声频支声子衰减与纵向声频支声子衰减越强. 横向声频支声子的衰减为零的位置, 纵向声频支声子衰减为零的位置, 与磁振子-声子耦合强度、自旋波劲度常数 D 、温度无关.

(3) 材料的德拜温度 Θ_D 越小, 横向声频支声子衰减与纵向声频支声子衰减越强. 材料的德拜温度 Θ_D 越小, 横向声频支声子衰减为零的位置, 纵向声

频支声子衰减为零的位置,向右移. 在 Σ 线上, Θ_D 小到某一临界值开始横向声频支声子的衰减向上强烈振荡, Θ_D 小到某一临界值开始纵向声频支声子的衰减向上强烈振荡.

(4) 次近邻力常数 f_2 与最近邻力常数 f_1 的比值 η 越小, 横向声频支声子衰减与纵向声频支声子衰减越强, η 越小, 横向声频支声子衰减与纵向声频支声子衰减为零的位置向右移. 并且在 Z 线上, η 越小, 横向声频支声子衰减为零的位置向右移. 但

是在 Σ 线上, 横向声频支声子衰减与 η 无关. 而且在 Δ 线上, η 小到某一临界值开始纵向声频支声子衰减向上强烈振荡.

(5) 在整个第一布里渊区, 横向声频支声子的衰减比纵向声频支声子的衰减至少大一个数量级, 这说明纵向声频支声子的寿命与态密度比横向声频支声子的寿命与态密度大一个数量级. 这间接地说明晶态因瓦合金中存在磁振子-声子相互作用.

-
- [1] Wan J F, Lei X L, Chen S P, Xu Z P 2004 *Phys. Lett. A* **327** 216
- [2] Wang X B, Li J X, Jiang Q, Zhang Z H 1994 *Phys. Rev. B* **50** 7056
- [3] Wesselinowa J M 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **279** 276
- [4] Wang L T, Wu C Q 1996 *Acta Phys. Sin.* **45** 1717 (in Chinese)
[王连涛、吴长勤 1996 物理学报 **45** 1717]
- [5] KIM D J 1988 *Phys. Rep.* **171** 129
- [6] Kim D J 1982 *Phys. Rev. B* **25** 6919
- [7] Kim D J 1989 *Phys. Rev. B* **39** 6844
- [8] Kim D J 1993 *J. Magn. Magn. Mater.* **125** L257
- [9] Kim D J 1988 *J. Magn. Magn. Mater.* **74** L255
- [10] Kim D J 1988 *Phys. Rev. B* **37** 3948
- [11] Noda Y, Endoh Y 1988 *J. Phys. Soc. Jpn.* **57** 4225
- [12] Tajima K, Endoh Y, Ishikawa Y 1976 *Phys. Rev. Lett.* **37** 519
- [13] Wiele N, Franz H, Petry W 1999 *Physica B* **263-264** 716
- [14] Endoh Y 1979 *J. Magn. Magn. Mater.* **10** 177
- [15] Lu Z C, Xianyu Z, Li J Z, Kang J, Ye C T, Li Z Q, Shen B G 1995 *J. Magn. Magn. Mater.* **140-144** 219
- [16] Xianyu Z, Li J Z, Lu Z C, Kang J, Ye C T, Li Z Q 1995 *Physica B* **213-214** 535
- [17] He P B, Liu W M 2005 *Phys. Rev. B* **72** 064410
- [18] Ishikawa Y, Onda S, Tajima 1979 *J. Magn. Magn. Mater.* **10** 813
- [19] Cheng T M, Xianyu Z, Du A, Zou J D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2239 (in Chinese) [成泰民、鲜于泽、杜安、邹君鼎 2005 物理学报 **54** 2239]
- [20] Cheng T M, Xianyu Z, Du A 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5314 (in Chinese) [成泰民、鲜于泽、杜安 2005 物理学报 **54** 5314]
- [21] Cheng T M, Xianyu Z, Gang T C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2941 (in Chinese) [成泰民、鲜于泽、铁臣 2006 物理学报 **55** 2941]
- [22] Cheng T M, Xianyu Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4828 (in Chinese) [成泰民、鲜于泽 2006 物理学报 **55** 4828]
- [23] Dai P C, Hwang H Y, Fernandez-Baca J A, Cheong S W, Kloc C, Tomioka Y, Tokura Y 2000 *Phys. Rev. B* **61** 9553
- [24] Hwang H Y, Dai P, Cheong S W, Aeppli G, Tennant D A, Mook H A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1316

Phonon damping in two-dimensional Heisenberg ferromagnetic system at finite temperature^{*}

Cheng Tai-Min[†]

(*Department of Mathematics and Physics , Shenyang Institute of Chemical Technology , Shenyang 110142 , China*)

(Received 30 April 2006 ; revised manuscript received 6 July 2006)

Abstract

A magnon-phonon interaction model is developed on the basis of two-dimensional square Heisenberg ferromagnetic system. The transverse acoustic phonon damping and longitudinal acoustic phonon damping are studied through Matsubara Green function theory , and transverse acoustic phonon damping and longitudinal acoustic phonon damping curves are calculated on the main symmetric point and line in the first Brillouin zone. It 's found that in the first Brillouin zone , on line Δ , there is no damping for the transverse acoustic phonon , on line Z , there is no damping for longitudinal acoustic phonon. In the first Brillouin zone , the transverse acoustic phonon damping is one order larger than the longitudinal acoustic phonon damping. The influences of transverse acoustic phonon damping and longitudinal acoustic phonon damping for different parameters on them are also illustrated in this article. According to the relationship between phonon damping and phonon lifetime , and the relationship between phonon damping and phonon density of state , the lifetime and density of state for transverse acoustic phonon and longitudinal acoustic phonon is discussed.

Keywords : magnon-phonon interaction , transverse acoustic phonon damping , longitudinal acoustic phonon damping , phonon lifetime

PACC : 7136 , 7650 , 7255

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10647138) and the Scientific Research Foundation of Bureau of Education of Liaoning Province , China (Grant No. 2005325).

[†] E-mail : ctm701212@126.com