第 57 卷 第 11 期 2008 年 11 月
1000-3290/2008/57(11)/7100-08

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.57,No.11,November,2008

非对称量子点中磁极化子性质的磁场和温度依赖性*

额尔敦朝鲁[1)†]　于若蒙[2)]

1)(河北科技师范学院凝聚态物理研究所,秦皇岛　066004)

2)(华中科技大学物理系,武汉　430074)

(2008 年 2 月 17 日收到;2008 年 4 月 19 日收到修改稿)

采用 Tokuda 线性组合算符法和 Lee-Low-Pines 变换法,研究了温度和磁场对非对称抛物量子点中强耦合磁极化子性质的影响,简捷地得到了作为量子点的横向受限强度 ω_1、纵向受限强度 ω_2、电子－声子耦合强度 α、外磁场的回旋频率 ω_c 和温度参数 γ 的函数的磁极化子的振动频率 λ、基态能量 E_0 和有效质量 m^* 的表达式.数值计算结果表明:λ 和 m^* 随 ω_1,ω_2,ω_c 和 α 的增加而增大,随温度 T 的升高而减小.E_0 随 ω_1,ω_2,ω_c,α 和 γ 的变化规律与磁极化子所处的状态性质有着密切的关系.E_0 的正负号不仅与 ω_1,ω_2,ω_c 和 α 的取值有关,而且还与 γ 的取值关系密切.但温度 T 对 λ,m^* 和 E_0 的影响只是在高温($\gamma < 0.4$)时较明显,而在 $\gamma > 0.4$ 的低温下并不明显.

关键词:非对称量子点,强耦合磁极化子,磁场和温度依赖性

PACC:6320K,7138

1. 引　　言

随着原子级微加工技术的成熟和飞速发展,纳米半导体量子点的研究日益为国内外学者所关注,已成为当前量子功能器件研究领域中的一个热点.由于量子点系统的许多新的光电性质、输运特性,等等,强烈的受到电子-声子耦合的影响,因而量子点中极化子的问题备受人们重视,而且已有相当数量的工作研究了极化子对量子点的影响,其中,除了研究比较简单的对称量子点结构中极化子问题的工作[1—8]之外,最近,也有一些研究比较复杂但更具有实际意义的非对称量子点结构中极化子问题的报道.Chen 等[9]采用 Feynman 路径积分法研究了非对称量子点和量子线中同时与库仑势和纵光学声子场耦合的电子基态能量.Sako 等[10]采用量子化学组态相互作用方法计算了受限在具有不同的受限强度的各向异性谐振子势的量子点中二个电子的谱、电子密度分布和基态相关能量.Jacak 等[11]用 Davydov 正则变化方法研究了磁场中浅弱椭圆盘形 InAs/GaAs 量子点中极化子的性质.常加峰等[12]采用有效质量近似和变分法研究了垂直磁场下透镜型量子点中类氢杂质基态能量,并与球形量子点进行了比较,但尚未考虑声子效应.王子武等[13]在抛物量子点中电子与体纵光学声子强耦合的条件下,应用 Peaker 变分方法得出了电子的基态和第一激发态的本征能量及基态和第一激发态本征波函数.然而,上述众多工作中,大多都只限于讨论零温(0 K)极限情形,而对有限温度下磁极化子对量子点特性的影响研究甚少.事实上,弄清低维纳米结构中元激发的温度和电磁场依赖性,对改进提高新材料和器件的热学、光学和电磁学性能具有重要的实际意义.

Huybrechts 曾提出一种关于强耦合极化子的线性组合算符法,将强耦合极化子描述为一个在抛物势阱中谐振的准粒子,其振动频率作为变分参数由极值条件确定.这种方法对强耦合问题的处理与其他人的结果一致,而且具有简单直观的优点.Tokuda 及其合作者[14]在 Huybrechts 理论的基础上,又对动量算符加上了另一个变分参量,使这一理论不仅能够计算强耦合极化子的基态能量,而且还能计算极化子的有效质量.本文采用 Tokuda 改进的线性组合算符法和 Lee-Low-Pines(LLP)变换法[15],研究了温度和磁场对非对称抛物量子点中强耦合磁极化子性质的影响,简捷地得到了磁极化子的振动频率、基态能

* 河北省自然科学基金(批准号:A2008000463)和河北科技师范学院博士基金(批准号:2006D001)资助的课题.

† E-mail:Eerdunchaolu@sohu.com

量和有效质量随量子点的横向和纵向受限强度、电子-声子耦合强度、外磁场的回旋频率和温度的变化规律.

2.理论模型

考虑一系统,电子在晶体中运动,晶体被另外的介质包围,由于声子诱生势和晶体的边界作用,使得电子在每一个方向的运动都是量子化的.假设单一量子点中的电子在 z 方向及 x-y 平面内被不同的抛物势限制,外磁场沿 z 方向,即 $\boldsymbol{B}=(0,0,B)$,矢量势被选为 $\boldsymbol{A}=(-B_y/2,B_x/2,0)$,则非对称量子点中电子-声子体系的哈密顿量为[7]

$$\begin{aligned}H=&\frac{1}{2m}\left(p_x-\frac{\beta^2}{4}y\right)^2+\frac{1}{2m}\left(p_y+\frac{\beta^2}{4}x\right)^2\\&+\frac{p_z^2}{2m}+\frac{1}{2}m\omega_1^2\rho^2+\frac{1}{2}m\omega_2^2z^2+\sum_{\boldsymbol{q}}\hbar\omega_{\mathrm{LO}}b_{\boldsymbol{q}}^+b_{\boldsymbol{q}}\\&+\sum_{\boldsymbol{q}}\left(V_q\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}b_{\boldsymbol{q}}+\mathrm{h.c.}\right),\end{aligned}\tag{1}$$

式中,m 为电子的带质量,ω_1 和 ω_2 分别为量子点的横向和纵向受限强度,$b_{\boldsymbol{q}}^+(b_{\boldsymbol{q}})$ 是波矢为 $\boldsymbol{q}$、频率为 ω_{LO} 的体纵光学声子的产生(湮没)算符,$\boldsymbol{r}=(\boldsymbol{\rho},z)$ 为电子坐标矢量,对于体积为 v 的量子点

$$V_q=\mathrm{i}\left(\frac{\hbar\omega_{\mathrm{LO}}}{q}\right)\left(\frac{\hbar}{2m\omega_{\mathrm{LO}}}\right)^{1/4}\left(\frac{4\pi\alpha}{v}\right)^{1/2},\tag{2}$$

其中

$$\alpha=\left(\frac{e^2}{2\hbar\omega_{\mathrm{LO}}}\right)\left(\frac{2m\omega_{\mathrm{LO}}}{\hbar}\right)\left(\frac{1}{\varepsilon_\infty}-\frac{1}{\varepsilon_0}\right)\tag{3}$$

称为电子-声子耦合强度.

首先对电子运动的动量和坐标引入 Tokuda 改进的线性组合算符[14]

$$\begin{aligned}p_j&=\left(\frac{m\hbar\lambda}{2}\right)^{1/2}(B_j+B_j^++p_{0j}),\\r_j&=\mathrm{i}\left(\frac{\hbar}{2m\lambda}\right)^{1/2}(B_j-B_j^+),\end{aligned}\tag{4}$$

其中 λ,p_{0j} ($j=x,y,z$)为变分参量,λ 表示极化子的振动频率.为了求有限温度下量子点中磁极化子的性质,我们讨论变分函数 $J=U_2^{-1}U_1^{-1}(H-\boldsymbol{u}.\boldsymbol{p}_{\mathrm{T}})U_1U_2$ 在 $|\psi\rangle$ 态中的期待值

$$\bar{J}=\langle\psi|U_2^{-1}U_1^{-1}(H-\boldsymbol{u}.\boldsymbol{p}_{\mathrm{T}})U_1U_2|\psi\rangle\tag{5}$$

的极值问题.这里

$$\boldsymbol{p}_{\mathrm{T}}=\boldsymbol{p}+\sum_{\boldsymbol{q}\sigma t}\hbar\boldsymbol{q}b_{\boldsymbol{q}}^+b_{\boldsymbol{q}}\tag{6}$$

是系统的总动量算符,$\boldsymbol{p}_{\mathrm{T}}$ 是电子的动量算符,$\boldsymbol{u}$ 是 Lagrange 乘数因子,后面将看到它代表极化子的运动速度.

$$U_1=\exp\left(-\mathrm{i}A\sum_{\boldsymbol{q}}\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}b_{\boldsymbol{q}}^+b_{\boldsymbol{q}}\right),\tag{7}$$

$$U_2=\exp\left[\sum_{\boldsymbol{q}}\left(f_qb_{\boldsymbol{q}}^+-f_q^*b_{\boldsymbol{q}}\right)\right]\tag{8}$$

是 LLP 幺正变换[15],其中,$f_q(f_q^*)$ 为变分参数,A 是表征电子-声子耦合强度的物理量,对于我们所研究的电子与 LO 声子强耦合体系,$A=0$.[14,15]

$$|\psi\rangle=|\{n_j\}\rangle|\{n_q\}\rangle\tag{9}$$

是有限温度下体系的尝试波函数,其中 $|\{n_q\}\rangle$ 为声子态,$|\{n_j\}\rangle$ 为极化子态.在有限温度时,晶格热振动不但激发实声子,同时也使抛物势阱中的电子受到激发,极化子的性质是电子-声子系对各种状态的统计平均.正如文献[16]所述,可以近似地将极化子数和声子数以其平均数代替,按照量子统计

$$\begin{aligned}\bar{n}&=[\exp(\gamma\lambda/\omega_{\mathrm{LO}})-1]^{-1},\\\bar{n}_q&=[\exp(\gamma)-1]^{-1},\end{aligned}\tag{10}$$

其中 $\gamma=\hbar\omega_{\mathrm{LO}}/k_{\mathrm{B}}T$ 为温度参数,k_{B} 是玻耳兹曼常数,T 为热力学温度.

将(1)—(4)式和(6)—(10)式代入(5)式,可得

$$\begin{aligned}&\bar{J}(f_q,f_q^*,\lambda,\boldsymbol{p}_0,\boldsymbol{u})\\&=\frac{\hbar\lambda}{4}p_0^2+\frac{3}{4}\hbar\lambda(2\bar{n}+1)\\&+\frac{\hbar}{4\lambda}\left(\frac{\omega_c^2}{2}+2\omega_1^2+\omega_2^2\right)(2\bar{n}+1)\\&+\sum_q(\hbar\omega_{\mathrm{LO}}-\hbar\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{q})|f_q|^2\\&+\sum_q(\hbar\omega_{\mathrm{LO}}-\hbar\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{q})\bar{n}_q\\&-\left(\frac{m\hbar\lambda}{2}\right)\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{p}_0\\&+\sum_q\left[V_qf_q\mathrm{e}^{-\frac{\hbar q^2}{4m\lambda}}B(\bar{n},q)+\mathrm{h.c.}\right],\end{aligned}\tag{11}$$

其中,

$$\begin{aligned}B(\bar{n},q)&=\langle\{n_j\}|\exp\left[-\left(\frac{\hbar q^2}{4m\lambda}\right)^{1/2}\sum_jB_j^+q_j\right]\\&\quad\times\exp\left[\left(\frac{\hbar q^2}{4m\lambda}\right)^{1/2}\sum_jB_jq_j\right]|\{n_j\}\rangle\\&=1-\bar{n}\frac{\hbar q^2}{2m\lambda}+O\left(\frac{\hbar q^2}{2m\lambda}\right)^2,\end{aligned}\tag{12}$$

$\omega_c=eB/mc$ 为磁场的回旋频率.在以上推导中忽略了多声子之间相互作用引起的小项和波矢高阶小项

的贡献.

求 $\bar{J}(f_q, f_q^*, \lambda, \boldsymbol{p}_0, \boldsymbol{u})$ 关于变分参量的极值,可确定各变分参量.若选取极化子单位($\hbar = \omega_{LO} = 2m = 1$),则磁极化子的振动频率可由下式算得:

$$\lambda^2 - \frac{1}{3}\left(\frac{\omega_c^2}{2} + 2\omega_1^2 + \omega_2^2\right) - \frac{2}{3}\frac{1-\bar{n}}{2\bar{n}+1}\frac{\lambda^{3/2}}{\sqrt{\pi}} = 0. \tag{13}$$

而磁极化子的基态能量为

$$E_0 = \frac{3}{4}\lambda(2\bar{n}+1) + \frac{1}{4\lambda}\left(\frac{\omega_c^2}{2} + 2\omega_1^2 + \omega_2^2\right)(2\bar{n}+1) - \frac{\alpha}{\sqrt{\pi}}\lambda^{1/2}(1-\bar{n}). \tag{14}$$

为了进一步得到有限温度下磁极化子的有效质量,我们计算总动量的平均值

$$\bar{\boldsymbol{p}}_T = \langle \{n_q\} | \langle \{n_j\} | U_2^{-1} U_1^{-1} \boldsymbol{p}_T U_1 U_2 | \{n_j\}\rangle | \{n_q\}\rangle = m^* \boldsymbol{u}, \tag{15}$$

其中 u 是极化子的运动速度,而

$$m^* = m\left[1 + \frac{2\alpha}{3\sqrt{\pi}}\lambda^{3/2}(1-3\bar{n})\right] \tag{16}$$

是磁极化子的有效质量.

3.结果与讨论

非对称抛物量子点中强耦合磁极化子的振动频率 λ,基态能量 E_0 和有效质量 m^* 分别由(13)式、(14)式和(16)式给出,可以看出,λ,E_0 和 m^* 不仅与量子点的横向受限强度 ω_1、纵向受限强度 ω_2、外磁场的回旋频率 ω_c 和电子-声子耦合强度 α 有关,而且还与温度参数 γ 有关,应和(10)式自恰.为更清楚地表明 λ,E_0 和 m^* 随 ω_1,ω_2,ω_c 和 α 以及 γ 的变化规律,我们给出了数值计算结果,如图 1—图 9 所示.

图 1(a)和(b)分别表示了非对称量子点中强耦合磁极化子的振动频率 λ 在不同温度参数 γ 下随量子点的横向受限强度 ω_1 和纵向受限强度 ω_2 的变化.由图 1(a)和(b)可以看出,λ 随 ω_1(ω_2)的增加而增大.这一结果与文献[7, 8]所得到的 0 K 下对称量子点的结论一致.但由图 1 还可以看出,γ 对 λ 随 ω_1(ω_2)的变化产生显著影响,λ 随 γ 的增加而增大,但增大的幅度要随 ω_1(ω_2)的增加而减小,因而随着 ω_1(ω_2)的增加,有一些较大 γ 值(如,$\gamma > 0.4$)

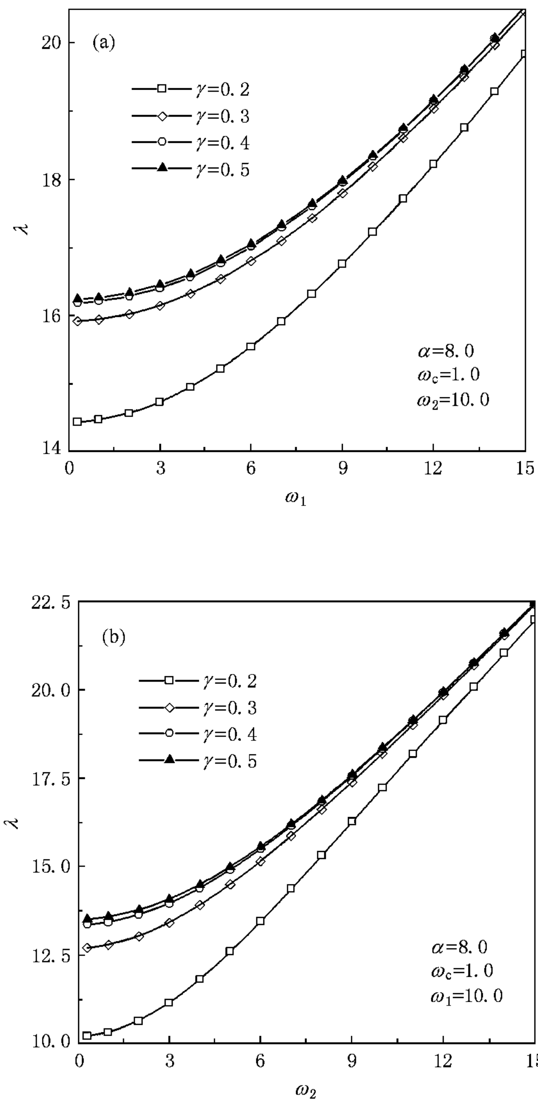

图 1 非对称量子点中磁极化子的振动频率 λ 在不同温度参数 γ 下随量子点的(a)横向受限强度 ω_1 和(b)纵向受限强度 ω_2 的变化

对应的 λ-ω_1(ω_2)曲线将发生重叠,这表明此时 γ 对 λ 的影响可以忽略.

图 2 描述了磁极化子的振动频率 λ 在不同的温度参数 γ 下随外磁场的回旋频率 ω_c 的变化.由图 2 可以看出,λ 随 ω_c 增加而增大,这与文献[7, 8]所得到的 0 K 下对称量子点的结论一致.这表明,外磁场将导致电子 - 晶格的极化场加强.由图 2 也不难看出,γ 对 λ 随 ω_c 的变化产生显著影响,λ 还随 γ 的增加而增大,即 λ 随温度 T 的升高而减小.这说明,温度的升高将削弱量子点中电子 - 声子 - 磁场三体相互作用.不过,温度对 λ 随 ω_c 的变化的影响,只有在 γ 的取值较小($\gamma < 0.4$)时较大,而在 $\gamma > 0.4$ 的低

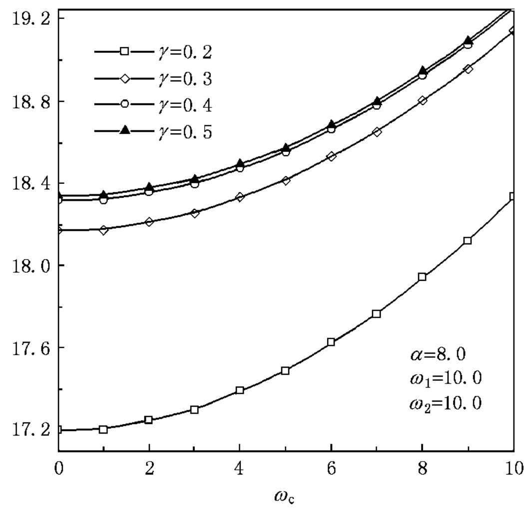

图 2　磁极化子的振动频率 λ 在不同的温度参数 γ 下随外磁场的回旋频率 ω_c 的变化

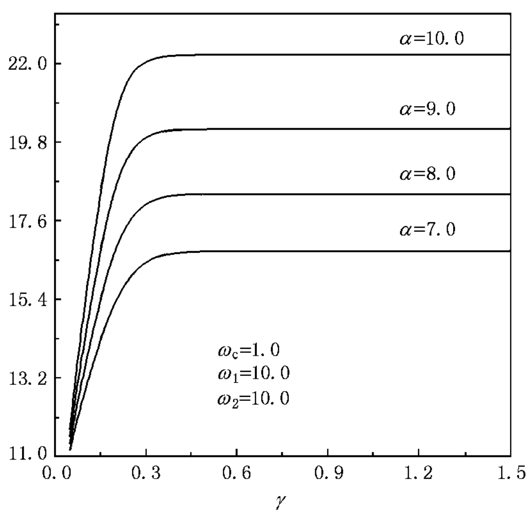

图 3　磁极化子的振动频率 λ 在不同的耦合强度 α 下随温度参量 γ 的变化

温下影响不大.

图 3 表示了磁极化子的振动频率 λ 在不同的耦合强度 α 下随温度参量 γ 的变化. 由图 3 可看出，λ 随 γ 的增加而增大，即 λ 随温度 T 的升高而减小. 这一结果的物理图像是显而易见的，随着温度的升高，晶格热振动的混乱度增强，电子 - 晶格的极化场减弱，也就是说，Huybrechts 所描述的强耦合极化子所处的抛物势阱变浅，从而电子的热振动频率减小. 从图 3 还可看出，当 γ 的取值较小($\gamma < 0.4$)时，λ 随 γ 的增加而迅速增大，而当 $\gamma > 0.4$ 时，λ 随 γ 的变化并不明显. 另外，由图 3 不难发现，λ 随 γ 的变化还与耦合常数 α 有显著关系. 当 γ 的取值较小($\gamma < 0.4$)时，λ 还随 α 的增加而迅速增大，然后，随着 γ 的增加，λ 随 α 的增加而增大的幅度趋于恒定. 这说明，随着温度的升高，电子 - 声子耦合的程度对磁极化子的振动频率的影响显著加强.

图 4(a) 和(b) 分别描述了非对称量子点中强耦合磁极化子的基态能量 E_0 在不同温度参数 γ 下随量子点的横向受限强度 ω_1 和纵向受限强度 ω_2 的变化. 由图 4(a) 和(b) 可以看出，E_0 随 ω_1(ω_2) 的变化规律受到 γ 的较大影响. 由图不难看出，当 γ 较小(如 $\gamma < 0.2$)时，E_0 随 ω_1(ω_2) 的增加而先减小并达到一个极小点后再增大；当 γ 较大(如 $\gamma > 0.4$)时，E_0 却随 ω_1(ω_2) 的增加而单调增大. 另外，E_0 值的正负号不仅与 ω_1(ω_2) 的大小有关，而且还与 γ 的取值密切相关：由图 4(a) 的 E_0-ω_1 曲线可以看出，在给定的 γ 值下 E_0 的取值始终都是负的，即 $E_0 < 0$，这表明磁极化子处于束缚态；而由图 4(b) 的 E_0-ω_2 可以看出，当 γ 较小(如 $\gamma < 0.2$)时，E_0 的取值始终都是正的，但随着 γ 的增加，各 E_0-ω_2 曲线均出现一个界点 ω_{20}，当 $\omega_2 < \omega_{20}$ 时，$E_0 < 0$；而当 $\omega_2 > \omega_{20}$ 时，则 $E_0 > 0$，它们分别对应着磁极化子的束缚态和非束缚态，而且这些 ω_{20} 的坐标，还要随 γ 的增加而增大. 这些都表明，温度 T 强烈地影响着量子点中磁极化子的状态的性质. 但从图 4 也不难发现，处于束缚态的磁极化子的 E_0 的绝对值随 γ 的增加而增大，增大的幅度随 ω_1(ω_2) 的增加而迅速减小，因而随着 ω_1(ω_2) 的增加，就有一些较大 γ 值(例如 $\gamma = 0.4$ 与 $\gamma = 0.5$) 对应的 E_0-ω_1(ω_2) 曲线将发生重叠，这表明此时 γ 对 E_0 的影响可以忽略.

图 5 描述了强耦合磁极化子的基态能量 E_0 在不同温度参量 γ 下随外磁场的回旋频率 ω_c 的变化. 由图 5 看出，E_0 的正负号及随 ω_c 的变化均与磁极化子的状态性质密切相关：当体系处于束缚态时，E_0 的绝对值随 ω_c 的增加而减小；而当体系处于非束缚态时，E_0 随 ω_c 的增加而增大.

图 6 描述了磁极化子的基态能量 E_0 在不同耦合强度 α 下随温度参量 γ 的变化. 由图 6 可看出，当磁极化子处于束缚态时，E_0 的绝对值随 α 和 γ 的增加而增大，即 E_0 的绝对值随温度 T 的升高而减小，而磁极化子处于非束缚态时，E_0 随 α 和 γ 的增加而减小，亦即 E_0 随温度 T 的升高而增大. 从图 6 也可

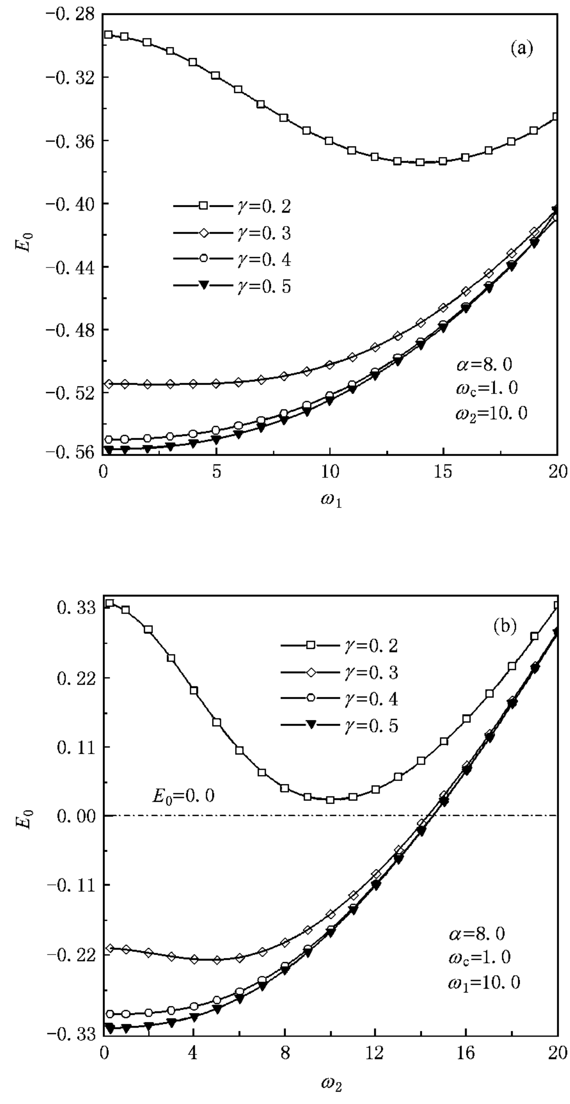

图4 磁极化子的基态能量 E_0 在不同温度参数 γ 下随量子点的 (a) 横向受限强度 ω_1 和 (b) 纵向受限强度 ω_2 的变化

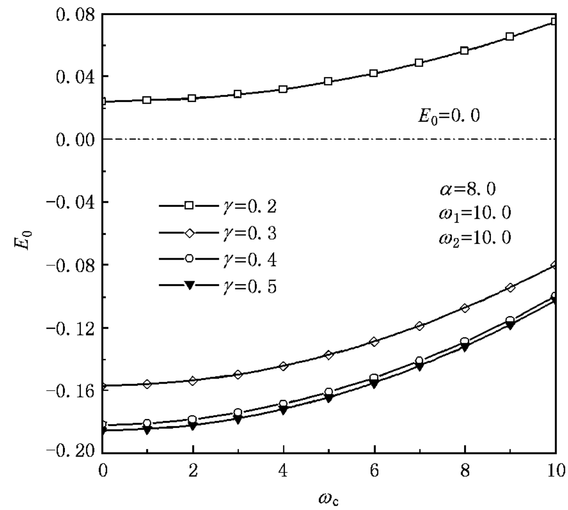

图5 磁极化子的基态能量 E_0 在不同温度参量 γ 下随外磁场的回旋频率 ω_c 的变化

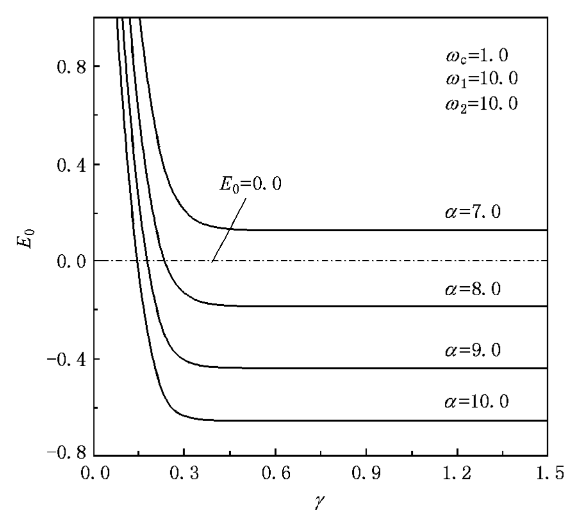

图6 磁极化子的基态能量 E_0 在不同耦合强度 α 下随温度参量 γ 的变化

看出,当 γ 的取值较小($\gamma<0.4$)时,E_0 随 γ 的增加而显著减小,而当 γ 的取值较大($\gamma>0.4$)时,E_0 随 γ 的变化不明显.

图7(a)和(b)分别表示了非对称量子点中强耦合磁极化子的有效质量 m^* 在不同温度参数 γ 下随量子点的横向受限强度 ω_1 和纵向受限强度 ω_2 的变化.由图7(a)和(b)可以看出,m^* 随 $\omega_1(\omega_2)$ 的增加而增大,这与文献[7]得到的0 K情形下对称量子点中磁极化子有效质量的结论一致.但由图7(a)和(b)还可以看出,γ 对 m^* 随 $\omega_1(\omega_2)$ 的变化产生显著影响,m^* 随 γ 的增加而增大,但增大的幅度要随 $\omega_1(\omega_2)$ 的增加而减小,因而随着 $\omega_1(\omega_2)$ 的增加,有一些较大 γ 值(如,$\gamma=0.4$ 和 $\gamma=0.5$)对应的 m^*-$\omega_1(\omega_2)$ 曲线将发生重叠,这表明此时 γ 对 m^* 的影响可以忽略.

图8描述了磁极化子有效质量 m^* 在不同温度参量 γ 下随外磁场的回旋频率 ω_c 的变化.由图8看出,m^* 随 ω_c 的增加而增大,这是由于外磁场加强电子-晶格的极化场的必然结果.另外,γ 对 m^* 随 ω_c 的变化有较大影响,m^* 随 γ 的增加而增大,但增大的幅度要随 ω_c 的增加而减小,因而随着 ω_c 的增加,有一些较大 γ 值(如,$\gamma>0.4$)对应的 m^*-ω_c 曲线将出现重叠,这表明此时 γ 对 m^* 的影响可以

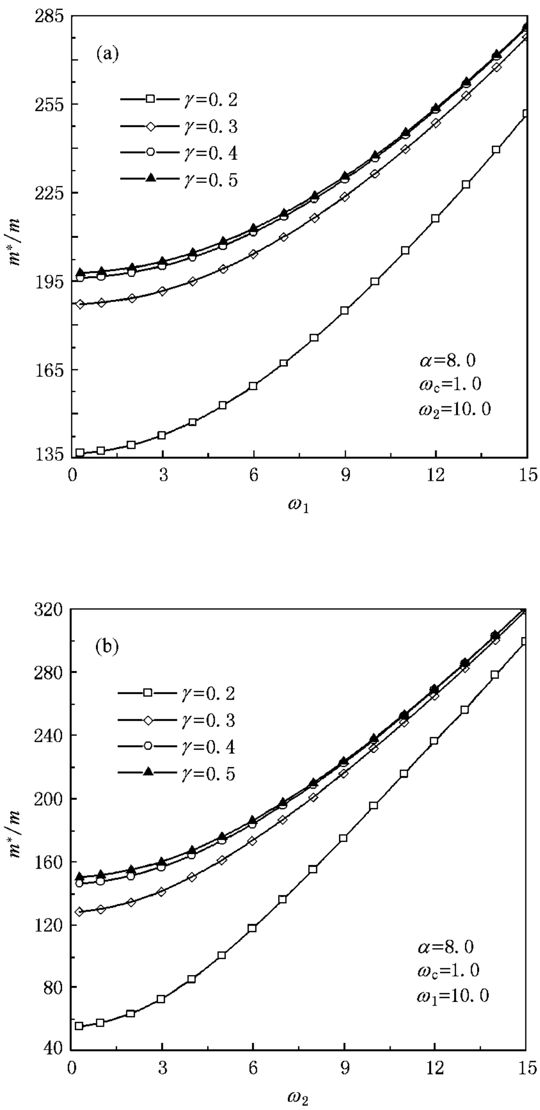

图 7　磁极化子的有效质量 m^* 在不同温度参数 γ 下随量子点的(a)横向受限强度 ω_1 和(b)纵向受限强度 ω_2 的变化

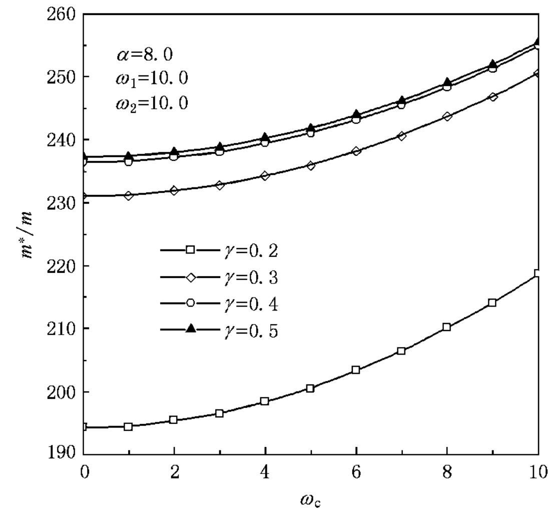

图 8　磁极化子的有效质量 m^* 在不同温度参量 γ 下随外磁场的回旋频率 ω_c 的变化

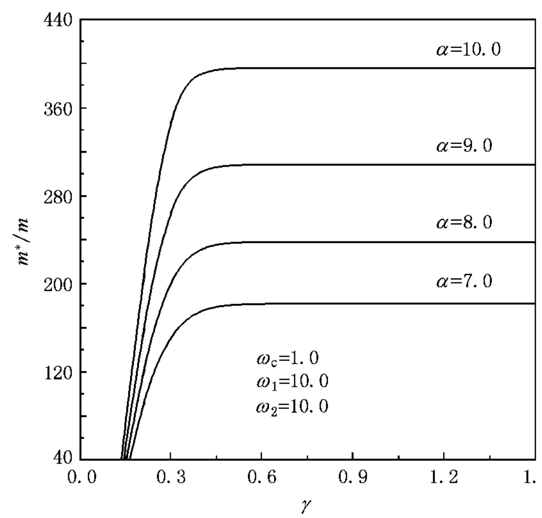

图 9　磁极化子的有效质量 m^* 在不同电子－声子耦合强度 α 下随温度参量 γ 的变化

忽略.

图 9 描述了磁极化子的有效质量 m^* 在不同电子－声子耦合强度 α 下随温度参量 γ 的变化. 由图 9 可看出，m^* 随 γ 的增加而增大，亦即 m^* 随温度 T 的升高而减小. 这一结果的物理图像是，随着温度的升高，量子点晶格的热振动增强，电子－声子相互作用减弱，直至极化子完全失去它的声子云而变为准自由极化子. 从图 9 也可看出，当 $\gamma < 0.4$ 时，m^* 随 γ 的增加而显著增大，而当 $\gamma > 0.4$ 时，m^* 随 γ 的变化并不明显. 另外，由图 9 不难发现，m^* 还随 α 的增加而增大，这表明，电子－声子耦合愈强，则形成的极化子就愈稳定.

4. 结　论

本文采用 Tokuda 线性组合算符法和 Lee-Low-Pines 变换法，研究了温度和磁场对非对称抛物量子点中强耦合磁极化子性质的影响. 结果表明：

1. 非对称量子点中强耦合磁极化子的振动频率 λ 和有效质量 m^* 随量子点的横向受限强度 ω_1、纵向受限强度 ω_2、外磁场的回旋频率 ω_c 和电子－声子耦合强度 α 的增加而增大，随温度 T 的升高而减小.

2. 磁极化子的基态能量 E_0 随量子点的横向受限强度 ω_1、纵向受限强度 ω_2、外磁场的回旋频率 ω_c、耦合强度 α 和温度参数 γ 的变化规律与磁极化子所处的状态性质有着密切的关系，基态能量 E_0 的正负号不仅与量子点的横向受限强度 ω_1、纵向受限强度 ω_2、外磁场的回旋频率 ω_c 和耦合强度 α 有关，而且还与温度参数 γ 的取值密切相关，

3. 温度对强耦合磁极化子的振动频率 λ、有效质量 m^* 和基态能量 E_0 的影响只是在高温（$\gamma < 0.4$）时较明显，而在 $\gamma > 0.4$ 的低温下并不明显.

本工作得到了校分析测试中心的支持和帮助，在此表示忠心感谢.

[1] Hanmeau S，Guldner Y，Verzelen O *et al* 1999 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **83** 4152

[2] Mukhopadhyay S，Chatterjee A 1999 *J*. *Phys*：*Condens Matter* **11** 2071

[3] Melnikov D V，Fowler W B 2001 *Phys*. *Rev*. B **64** 95335

[4] Woggon U，Miller D 2003 *Phys*. *Rev*. B **67** 045204

[5] Tang N Y，Chen X S，Lu W 2005 *Acta Phys*. *Sin*. **54** 5855（in Chinese）[汤乃云、陈效双、陆 卫 2005 物理学报 **54** 5855]

[6] Kandemir B S，Cetin A 2005 *J*. *Phys*.：*Condens*. *Matter* **17** 667

[7] Xiao W，Xiao J L 2007 *Int*. *J*. *Mod*. *Phys*. B **21** 2007

[8] Wuyunqimuge，Yang H T，Eerdunchaolu 2007 *Research & Progress of SSE* **27** 285（in Chinese）[乌云其木格、杨洪涛、额尔敦朝鲁 2007 固体电子学研究与进展 **27** 285]

[9] Chen Q H，Wang Z B，Wu F L *et al* 2001 *Chin*. *Phys*. *Lett*. **18** 668

[10] Sako T，Diercksen G H F 2003 *J*. *Phys*. *Condens*. *Matter* **15** 5487.

[11] Jacak L，Krasny J J，Jacak D *et al* 2003 *Phys*. *Rev*. B **67** 035303

[12] Chang J F，Zeng X H，Zhou P X，Bi Q 2004 *Acta Phys*. *Sin*. **53** 0978（in Chinese）[常加峰、曾祥华、周朋霞、毕 桥 2004 物理学报 **53** 0978]

[13] Wang Z W，Xiao J L 2007 *Acta Phys*. *Sin*. **56** 0678（in Chinese）[王子武、肖景林 2007 物理学报 **56** 0678]

[14] Tokuda N 1980 *J*. *Phys*. C：*Solid State Phys*. **13** L851

[15] Lee T D，Low F M，Pines D 1953 *Phys*. *Rev*. **90** 297

[16] Brummell M A，Nicholas R J，Hopkins M A *et al* 1987 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **58** 77

Magnetic field and temperature dependence of the properties of the magnetopolaron in an asymmetric quantum dot*

Eerdunchaolu[1)†] Yu Ruo-Meng[2)]

1)(Institute of Condensed Matter Physics, Hebei Normal University of Science & Technology, Qinhuangdao 066004, China)

2)(Department of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

(Received 17 February 2008; revised manuscript received 19 April 2008)

Abstract

The influence of the magnetic field and temperature on the properties of the strong-coupling magnetopolaron in an asymmetric quantum dot is studied by using the Tokuda's linear-combination operator and the Lee-Low-Pines variational method. The expressions for the vibration frequency λ, ground state energy E_0 and the effective mass m^* of the magnetopolaron as a function of the transverse effective confinement strength ω_1, the longitudinal effective confinement strength ω_2, the electron-phonon coupling strength α, the cyclotron frequency ω_c and the temperature parameter γ are derived. Numerical results indicate that λ and m^* of the magnetopolaron will increase with increasing $\omega_1, \omega_2, \omega_c$ and α, and will decrease with increasing temperature T. The value of E_0 changing with $\omega_1, \omega_2, \omega_c, \alpha$ and γ are srongly related to the propties of the state of the magnetopolaron. The signs of positeve and negative E_0 relate not only to the value of $\omega_1, \omega_2, \omega_c$ and α but also to the value of γ. However, only on the condition of higher temperature ($\gamma < 0.4$), the influence of temperature on λ, m^* and E_0 of the magnetopolaron is obvious.

Keywords: asymmetric quantum dot, strong-coupling magnetopolaron, magnetic field and temperature dependence

PACC: 6320K, 7138

* Project supported by the Natural Science Foundation of Hebei (Grant No. A2008000463) and Ph. D Foundation of Hebei Normal University of Science & Technology (Grant No. 2006D001).

† E-mail: Eerdunchaolu@sohu.com