

Rashba自旋-轨道相互作用影响下量子盘中 强耦合磁极化子性质的研究*

白旭芳¹⁾ 乌云其木格¹⁾ 辛伟²⁾ 额尔敦朝鲁^{2)†}

1)(内蒙古民族大学物理与电子信息学院, 通辽 028043)

2)(河北科技师范学院物理系, 秦皇岛 066004)

(2014年2月25日收到; 2014年5月8日收到修改稿)

本文基于Lee-Low-Pines么正变换法, 采用Tokuda改进的线性组合算符法研究了Rashba自旋-轨道相互作用效应下量子盘中强耦合磁极化子的性质. 结果表明, 磁极化子的相互作用能 E_{int} 的取值随量子盘横向受限强度 ω_0 、外磁场的回旋频率 ω_c 、电子-LO声子耦合强度 α 和量子盘厚度 L 的变化均与磁极化子的状态性质密切相关; 磁极化子的平均声子数 \bar{N} 随 ω_c 、 ω_0 和 α 的增加而增大, 随 L 的增加而振荡减小; 在Rashba自旋-轨道相互作用效应影响下磁极化子的有效质量将劈裂为 m_+^* 、 m_-^* 两种, 它们随 ω_c 、 ω_0 和 α 的增加而增大, 随 L 的增加而振荡减小; 在研究量子盘中磁极化子问题时, 电子-LO声子耦合和Rashba自旋-轨道相互作用效应的影响不可忽略, 但Rashba自旋-轨道相互作用和极化子效应对磁极化子的影响只有在电子运动的速率较慢时显著.

关键词: 量子盘, Rashba自旋-轨道相互作用, 磁极化子, 相互作用能

PACS: 78.67.Hc, 71.38.-k, 71.38.Mx

DOI: 10.7498/aps.63.177803

1 引言

随着半导体器件制造工艺的发展, 极大的推动了人们对低维系统的广泛研究, 尤其是, 近年来, 半导体量子点的性质引起了学者广泛的兴趣^[1-5], 这是因为量子点作为基础可以制造各种介观半导体器件. 另外, 自旋电子学的发展更使得人们对量子点中的自旋现象引起了极大的兴趣^[6-8]. 目前, 研究自旋电子学的一个重要分支是, 在量子点这个模型上研究Rashba^[9]自旋-轨道相互作用 (spin-orbit interaction) 和 Dresselhaus^[10]自旋-轨道耦合效应. 它们可应用在自旋晶体管、自旋过滤器、自旋波导等电子器件上. Governale^[11]研究了量子点中的Rashba自旋-轨道耦合, Bandyopdhyay^[12]研究了基于量子点中Rashba效应的自聚合纳米量

子计算机和Rashba效应对有外磁场影响的不对称量子点的影响. Tsitshvili等^[13]从量子点中单电子的薛定谔方程出发精确求解了在磁场、自旋-轨道耦合和hard-wall限制势共同作用下电子的波函数、能级和自旋反向弛豫时间. Tapash等^[14]深入研究了Bychkov-Rashba效应影响下量子点中几个电子的相互作用. 最近, 一些学者对Rashba效应影响下量子点中极化子的性质进行了研究. 这是因为考虑到大多数的纳米结构是离子晶体或极性材料, 电子-声子耦合强烈的影响着它们的物理性质^[15], 同时, 在这些低维纳米系统中, 自旋-轨道耦合作用很强, 而且耦合强度可以通过栅电压来调节和控制, 因此在利用半导体量子点等纳米材料制备量子器件时, 自旋对量子点中极化子性质的影响不容忽略. Liu等^[16]研究了Rashba自旋相互作用引起极化子基态能量随电子面密度或波矢

* 河北省自然科学基金(批准号: E2013407119)、河北省高等院校科学技术研究重点项目(批准号: ZD20131008)和内蒙古自治区高等学校科学研究项目(批准号: NJZY14189)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: eerdunchaolu@163.com

的变化而分裂的情况. Li 等^[17,18]在考虑 Rashba 效应影响下采用线性组合算符法研究了量子点中极化子和杂质束缚极化子有效质量. 王启文等^[19]在考虑 Rashba 自旋-轨道耦合的条件下, 采用二次么正变换和变分方法研究了二维抛物量子点中由于电子与体纵光学声子的耦合作用形成的极化子在基态 Zeeman 分裂能级上的自旋弛豫过程. 然而, 不难看出, 近年来人们对 Rashba 效应下量子点中极化子的许多研究都局限在纯二维情形(即二维量子点), 究其原因, Rashba 自旋-轨道耦合起源于结构反演不对称, 材料结构的非中心对称性将导致能带倾斜^[9], 在自旋电子学的研究热点中普遍采用的 Rashba 自旋-轨道耦合哈密顿量是建立在所谓二维电子气(2DEG)结构上, 假设电子运动在 $x-y$ 平面内, z 为 2DEG 系统中量子限制的方向, 则该系统 Rashba 自旋-轨道耦合哈密顿量可以写为^[11-14] $H_{SO} = \alpha_R(\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{p})_z/\hbar$. 据目前所知, 迄今为止, 有关量子点的厚度对 Rashba 效应影响下量子点中磁极化子性质的影响的研究工作尚无报道. 本文基于 Lee-Low-Pines(LLP) 么正变换法, 采用 Takda 改进的线性组合算符法研究了 Rashba 自旋-轨道相互作用、外磁场、体纵光学(longitudinal optical, LO) 声子效应以及量子盘的厚度对量子盘中强耦合磁极化子特性的影响.

2 理论模型与方法

假定电子被限制在厚度为 L 的无限高势垒量子盘内, 并与晶体中的体纵光学(LO)声子场相互作用. 建立直角坐标系, Oz 轴在盘的中心轴线上, $x-y$ 平面与盘中心轴线垂直并通过盘的中点, 如图 1 所示. 设外磁场 \mathbf{B} 沿 z 轴方向, 矢势用 $\mathbf{A} = B(-y, x, 0)/2$ 描写. 考虑 Rashba 自旋-轨道相互作用效应对体系的影响时, 电子-LO 声子相互作用体系的哈密顿量^[16-18] 为

$$H = H_e + H_{SO} + H_{ph} + H_{e-ph}, \quad (1)$$

式中, 第一项

$$H_e = \frac{1}{2m_b} \left(\mathbf{p} + \frac{e\mathbf{A}}{c} \right)^2 + V(\rho) + V(z), \quad (2)$$

为电子的能量, 其中, m_b , $\mathbf{r} = (\boldsymbol{\rho}, z)$ 和 \mathbf{p} 分别为电子的带质量、坐标和动量, $V(\boldsymbol{\rho})$ 和 $V(z)$ 分别表示 $x-y$ 平面和 z 方向量子盘的限定势

$$V(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{2} m_b \omega_0^2 \rho^2,$$

$$V(z) = \begin{cases} \infty, & |z| \geq L/2, \\ 0, & |z| < L/2, \end{cases} \quad (3)$$

其中, ω_0 为量子盘的横向受限强度. 根据文献^[20]和^[21]的讨论可知, 当 z 方向的限制比 $x-y$ 方向的限制大得多的情况下, 在 z 方向仅有最低的电子副带被占据, 则 z 方向与 $x-y$ 平面没有耦合, 那么上述 3D 问题就可以用一个 2DEG 系统来近似; 第二项

$$H_{SO} = \frac{\alpha_R}{\hbar} \left[\boldsymbol{\sigma} \times \left(\mathbf{p} + \frac{e\mathbf{A}}{c} \right) \right]_z \quad (4)$$

是磁场下 Rashba 自旋-轨道相互作用对哈密顿量的贡献, α_R 为 Rashba 自旋-轨道耦合常数, 满足 $\alpha_R = c\bar{E}$, 其中系数 c 与带宽和有效质量成反比^[22,23], \bar{E} 是自建电场的期待值, 故 α_R 可通过调节门电压来改变. 在量子点异质结结构中 Rashba 效应占主导地位^[24]. $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ 是 Pauli 算符; 第三项

$$H_{ph} = \sum_k \hbar \omega_{LO} b_k^+ b_k \quad (5)$$

是 LO 声子的哈密顿量, b_k^+ (b_k) 代表波矢为 $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_{//}, k_z)$ 的 LO 声子的产生(湮没)算符; 最后一项

$$H_{e-ph} = \sum_k \left(V_k b_k e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + \text{H.c.} \right) \quad (6)$$

是电子-LO 声子相互作用项, 式中 V_k 为相互作用的傅里叶系数

$$V_k = i \left(\frac{\hbar \omega_{LO}}{k} \right) \left(\frac{\hbar}{2m_b \omega_{LO}} \right)^{1/4} \left(\frac{4\pi\alpha}{v} \right)^{1/2},$$

$$\alpha = \left(\frac{e^2}{2\hbar \omega_{LO}} \right) \left(\frac{2m_b \omega_{LO}}{\hbar} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right), \quad (7)$$

其中, v 是晶体的体积, α 为电子-LO 声子耦合强度, ε_∞ 和 ε_0 分别是高频和静态介电常数.

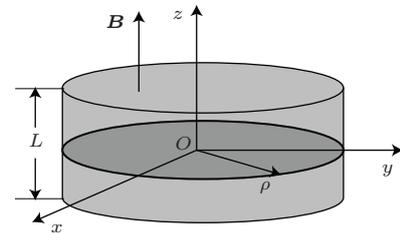


图 1 量子盘的示意图

为了讨论量子盘中磁极化子的基态有效哈密顿量, 首先, 对电子 $x-y$ 平面的动量和坐标引入 Tokuda 改进的线性组合算符^[25]

$$p_j = \left(\frac{m_b \hbar \lambda}{2} \right)^{1/2} (a_j + a_j^+ + p_{0j}),$$

$$r_j = i \left(\frac{\hbar}{2m_b \lambda} \right)^{1/2} (a_j - a_j^+), \quad (j = x, y), \quad (8)$$

式中 λ 和 \mathbf{p}_0 是变分参数. 然后, 讨论算符函数 $J = U_2^{-1} U_1^{-1} (H - \mathbf{u} \cdot \mathbf{P}_{//T}) U_1 U_2$ 在 $|\psi\rangle$ 态中的期待值, 按照变分原理

$$\delta \bar{J} = \delta \langle \psi | U_2^{-1} U_1^{-1} (H - \mathbf{u} \cdot \mathbf{P}_{//T}) U_1 U_2 | \psi \rangle = 0, \quad (9)$$

这里

$$\mathbf{P}_{//T} = \mathbf{p} + \sum_k \hbar \mathbf{k} b_k^+ b_k \quad (10)$$

是系统的总动量, \mathbf{u} 是 Lagrange 乘因子, 它代表磁极化子的运动速度.

$$U_1 = \exp \left(-iA \sum_k \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} b_k^+ b_k \right), \\ U_2 = \exp \left(\sum_k (f_k b_k^+ - f_k^* b_k) \right), \quad (11)$$

是 LLP 么正变换^[26], 其中, f_k 和 f_k^* 是变分参数, A 为表征电子-声子耦合程度的物理量, 对于我们讨论的电子-LO 声子强耦合情形, $A = 0$ ^[25,26].

$$|\psi\rangle = (c_1 \alpha + c_2 \beta) |\varphi(z)\rangle |0\rangle_a |0\rangle_b \quad (12)$$

是磁极化子的基态试探波函数, 其中,

$$\varphi(z) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{l\pi}{L} \left(z + \frac{L}{2} \right), \quad (l = 1, 2, \dots)$$

为电子 z 方向运动的波函数,

$$\alpha = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{和} \quad \beta = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

代表电子自旋向上和向下态, c_1 和 c_2 为叠加系数, $|0\rangle_b$ 为零声子态, $|0\rangle_a$ 为极化子基态, 由 $b_k |0\rangle_b = 0$, $a_j |0\rangle_a = 0$ 确定.

将 (1)–(8) 式和 (10)–(12) 式代入 (9) 式, 可确定变分参数 λ , \mathbf{p}_0 和 $f_k(f_k^*)$, 由此得到量子盘中磁极化子的 Rashba 自旋分裂能为

$$E_{\text{SO}}(\pm) = \pm \frac{\alpha_{\text{R}}}{\hbar} m_b u + E_{\text{R-ph}}, \\ E_{\text{R-ph}} = -\frac{\alpha_{\text{R}}^2}{2\hbar^2} m_b. \quad (13)$$

上式右边第一项 $\pm \frac{\alpha_{\text{R}}}{\hbar} m_b u$ 为电子的自旋分裂能, 这是因为根据德布罗意关系式, $p = m_b u = \hbar k$, 所以, $\pm \frac{\alpha_{\text{R}}}{\hbar} m_b u = \pm \alpha_{\text{R}} k$, 与文献^[27]的结果相同; 第二项 $E_{\text{R-ph}}$ 为在 Rashba 自旋分裂能中由 LO 声子效应产生的附加能量, 且取负值.

利用变分参数 λ , \mathbf{p}_0 和 $f_k(f_k^*)$ 还可以推到量子盘中磁极化子的有效哈密顿量

$$H_{\text{eff}} = \frac{p_{\parallel}^2}{2m^*} + \frac{p_z^2}{2m_z} + E_{\text{int}}, \quad (14)$$

其中

$$E_{\text{int}} = \frac{\omega_0^2}{2\lambda} + \frac{\omega_c^2}{8\lambda} + E_{\text{R-ph}} + E_{\text{e-ph}} \quad (15)$$

是量子盘中磁极化子的相互作用能, 其中, 右边第一项来自量子盘限定势引起能量, 第二项来自外磁场-电子相互作用能, 第三项是由 LO 声子引起的附加 Rashba 效应, 最后一项

$$E_{\text{e-ph}} = -\frac{64\pi^3 l^4}{L^2} \alpha \hbar \omega_{\text{LO}} \int_0^{\infty} dx \int_0^{\infty} dy \\ \times \frac{x}{y^2(x^2 + y^2)(4\pi^2 l^2 - L^2 y^2)^2} \\ \times \sin^2 \frac{Ly}{2} \exp \left(-\frac{x^2}{\lambda} \right) \quad (16)$$

为电子-LO 声子相互作用能, 不难看出 $E_{\text{e-ph}}$ 总是负的, 这表明电子-LO 声子相互作用是形成束缚态极化子的重要因素. 式中 $\omega_c = eB/m_b c$ 是磁场的回旋频率. 利用变分参数 λ , \mathbf{p}_0 和 $f_k(f_k^*)$, 还可以算出电子-LO 声子相互作用体系的平均声子数为

$$\bar{N}_t = \langle \psi | U_2^{-1} U_1^{-1} \sum_k b_k^+ b_k U_1 U_2 | \psi \rangle \\ = \sum_k \bar{n}_k + \bar{N}, \quad (17)$$

其中

$$\bar{N} = \sum_k \frac{|V_k|^2}{(\hbar \omega_{\text{LO}} - \hbar \mathbf{u} \cdot \mathbf{k})^2} \left| \frac{8\pi^2 l^2}{L k_z (4\pi^2 l^2 - L^2 k_z^2)} \right|^2 \\ \times \sin^2 \frac{L k_z}{2} \exp \left(-\frac{\hbar k_{\parallel}^2}{2m_b \lambda} \right) \quad (18)$$

是磁极化子的平均声子数. 为了进一步得到磁极化子的有效质量, 我们计算总动量的平均值

$$\bar{\mathbf{P}}_{//T} = \langle \psi | U_2^{-1} U_1^{-1} \mathbf{P}_{//T} U_1 U_2 | \psi \rangle = m_{\pm}^* \mathbf{u}, \quad (19)$$

其中

$$m_{\pm}^* = m_b \left\{ 1 \pm \frac{\alpha_{\text{R}}}{\hbar u} + \frac{128\pi^3 l^4}{L^2} \int_0^{\infty} dx \int_0^{\infty} dy \\ \times \frac{x^3}{y^2(x^2 + y^2)(4\pi^2 l^2 - L^2 y^2)^2} \right. \\ \left. \times \sin^2 \frac{Ly}{2} \exp \left(-\frac{x^2}{\lambda} \right) \right\} \quad (20)$$

是磁极化子的有效质量.

3 结果与讨论

为了直观地了解 Rashba 自旋-轨道相互作用效应、LO 声子效应、外磁场和量子盘厚度对磁极化子特性的影响, 我们给出了数值计算结果, 如图 2 至图 7. 图中各量采用极化子单位 ($2m_b = \hbar = \omega_{LO} = 1$).

图 2 描写了量子盘中磁极化子相互作用能 E_{int} 在 (a) 不同受限强度 ω_0 下随磁场的共振频率 ω_c 以及 (b) 不同耦合强度 α 下随量子盘厚度 L 的变化. 由图 2 可以看出, E_{int} 的正负号及随 ω_c , ω_0 , α 和 L 的变化均与磁极化子的状态性质密切相关: 图 2(a) 表明, 当 ω_c , ω_0 的取值较小时, 体系处于束缚态 ($E_{int} < 0$), E_{int} 的绝对值 $|E_{int}|$ 随 ω_c , ω_0 的增加而减小; 而当 ω_c , ω_0 的取值较大时, 体系处于非束缚态 ($E_{int} > 0$), E_{int} 随 ω_c , ω_0 的增加而增大, 这一结

果与文献 [5] 的结论一致. 另外, 各 $E_{int}-\omega_c$ 曲线的斜率随 ω_0 的增加而减小, 这是因为, 当 ω_0 较小时, 量子盘对粒子的横向限制强度减弱, 约束势对粒子的作用处于弱势, 此时体系的能量受磁场影响就较大; 而当 ω_0 大时, 由于量子盘对粒子的横向约束强度很大, 约束势对粒子的作用占主导, 故此时体系的能量受磁场影响较小而受量子盘受限强度的影响较大.

由图 2(b) 可以看出, 当 α 的取值较大且 L 的取值较小时, 体系处于束缚态 ($E_{int} < 0$), E_{int} 的绝对值 $|E_{int}|$ 随 L 的增加而减小; 当 α 的取值较小时, 体系处于非束缚态 ($E_{int} > 0$), E_{int} 随 L 的增加而增大. 这是因为 E_{int} 中的电声子相互作用项 E_{e-ph} 总是负的, 且其绝对值随 L 的增加而减小所致; 由图 2(b) 可以看出, 当 L 一定时, E_{int} 随 α 的增加而减小, 这是因为 E_{int} 中的电声子相互作用项 E_{e-ph} 是负的, 且其绝对值随 α 的增加而增大所致.

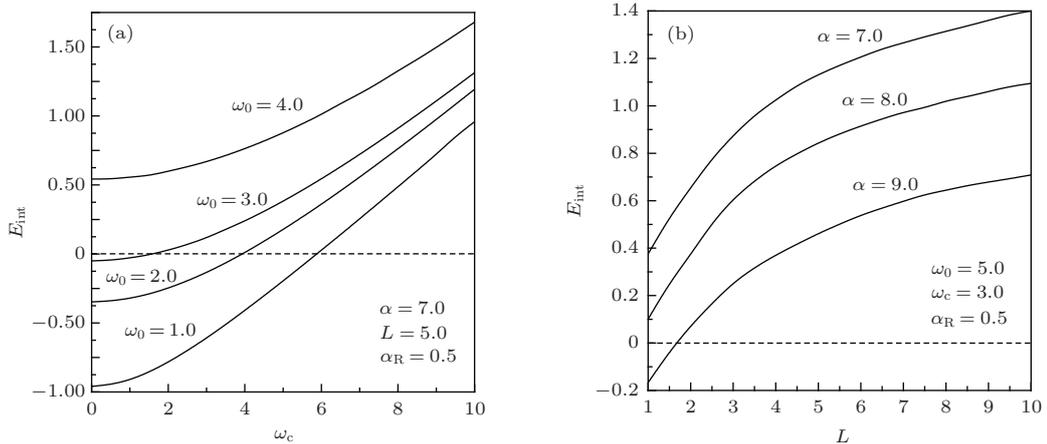


图 2 相互作用能 E_{int} 在 (a) 不同受限强度 ω_0 下随磁场的共振频率 ω_c 以及 (b) 不同耦合强度 α 下随量子盘厚度 L 的变化

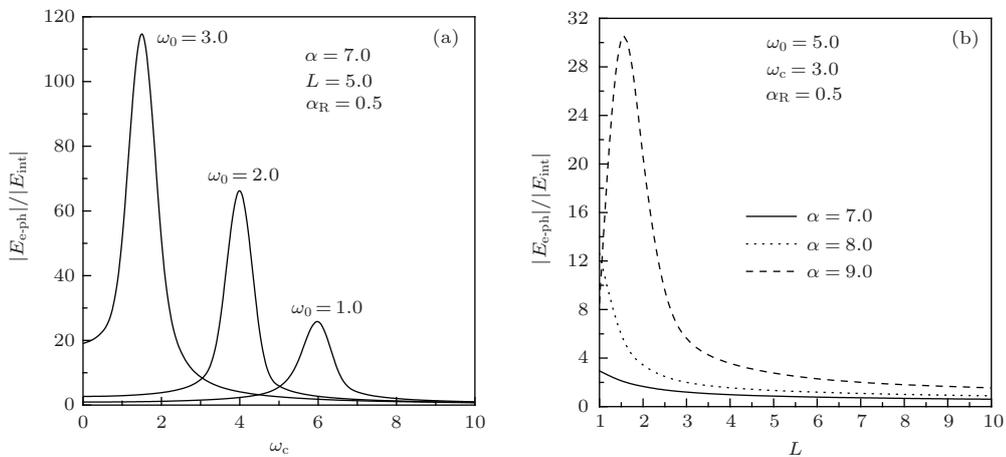


图 3 比值 $|E_{e-ph}|/|E_{int}|$ 在 (a) 不同受限强度 ω_0 下随磁场的共振频率 ω_c 以及 (b) 不同耦合强度 α 下随量子盘厚度 L 的变化

图3表示了电声子相互作用能与磁极化子基态相互作用能的比值 $|E_{e-ph}|/|E_{int}|$ 在(a)不同受限强度 ω_0 下随磁场的共振频率 ω_c 的变化以及(b)在不同耦合强度 α 下随量子盘厚度 L 的变化. 由图3可以看出, 电声子相互作用能在磁极化子相互作用当中占有绝对优势. 所以在研究Rashba自旋-轨道相互作用下量子盘中磁极化子问题时声子的影响不可忽略. 由于电声子相互作用能 E_{e-ph} 的取值总是负的, 且在 E_{int} 中占据举足轻重的地位, 因而, 比值 $|E_{e-ph}|/|E_{int}|$ 呈现出有趣的变化规律: 由图3(a)可以看出, 在不同 ω_0 下的各 $|E_{e-ph}|/|E_{int}|-\omega_c$ 曲线分别有一个峰值, 且峰值的大小随 ω_0 的增加而增高; 由图3(b)可以看出, 比值 $|E_{e-ph}|/|E_{int}|$ 随 L 的增加而减小, 在 L 一定时, $|E_{e-ph}|/|E_{int}|$ 随 α 的增加而增大, 当 α 较大(如 $\alpha = 9$)时, $|E_{e-ph}|/|E_{int}|-L$ 曲线出现一峰值.

图4分别描写了由声子效应产生的Rashba效应附加项与磁极化子相互作用能的比值 $|E_{R-ph}|/|E_{int}|$ 在(a)不同受限强度 ω_0 和(b)不同量子盘厚度 L 下随Rashba自旋-轨道耦合常数 α_R 的变化. 由图4可以看出, E_{R-ph} 同样在磁极化子相互作用能 E_{int} 当中占有重要地位, 所以在研究量子盘中磁极化子问题时Rashba效应的影响不可忽略. 由于声子产生的Rashba效应的附加 E_{R-ph} 的取值总是负的, 且在 E_{int} 中占据重要地位, 因而, 比值 $|E_{R-ph}|/|E_{int}|$ 也呈现出有趣的变化规律: 由图4(a)可以看出, 不同 ω_0 对应的各 $|E_{R-ph}|/|E_{int}|-\alpha_R$ 曲线分别有一个峰值, 且峰值的大小随 ω_0 的增加而增高, 这一点与图3(a)情形相似; 由图4(b)可以看出, 不同 L 对应的各 $|E_{R-ph}|/|E_{int}|-\alpha_R$ 曲线也分别有一个峰值, 且峰值的大小随 L 的增加而增高.

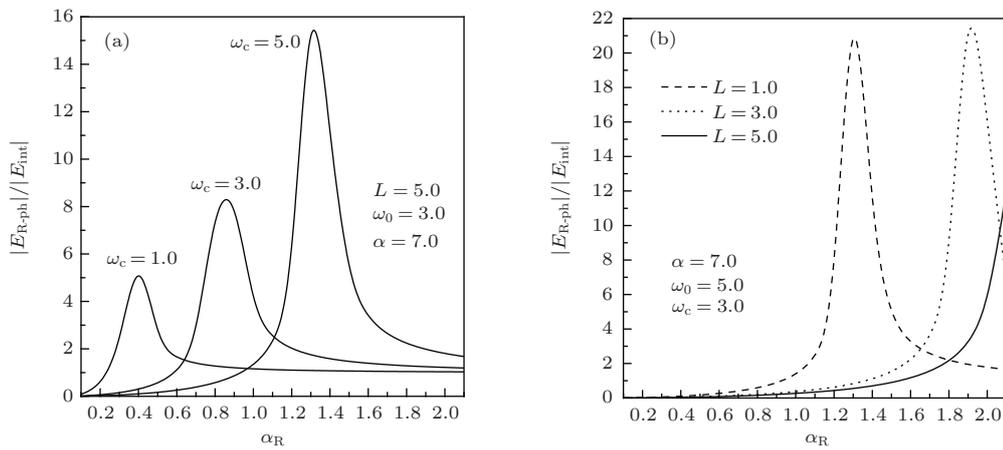


图4 比值 $|E_{R-ph}|/|E_{int}|$ (a) 在不同受限强度 ω_0 , (b) 在不同量子盘厚度 L 下随Rashba自旋-轨道耦合常数 α_R 的变化

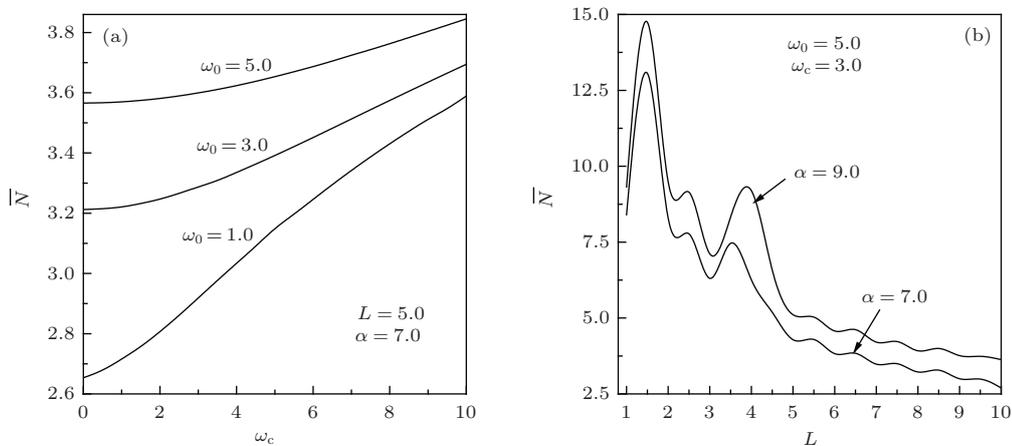


图5 平均声子数 \bar{N} 在(a)不同受限强度 ω_0 下随磁场的共振频率 ω_c 以及(b)不同耦合强度 α 下随量子盘厚度 L 的变化

图5描写了量子盘中磁极化子平均声子数 \bar{N} 在(a)不同受限强度 ω_0 下随磁场的共振频率 ω_c 以及(b)不同耦合强度 α 下随量子盘厚度 L 的变化. 由图5(a)可以看出, \bar{N} 随 ω_c 的增加而增大, 这表明外磁场将加强量子盘中电子-LO声子-磁场三体相互作用, 致使磁极化子周围声子平均数增加. 另外, 图5(a)可以看出, 当 ω_c 一定时, \bar{N} 随 ω_0 的增加而增大, 这是因为量子盘横向限定势的存在, 限制

了电子的运动, 以声子为媒介的电子-声子耦合强度由于粒子运动范围的减小而增强, 致使电子周围声子平均数增加. 由图5(b)可以看出, \bar{N} 随 L 的增加而振荡减小. 分析如下: 首先, \bar{N} 随 L 的增加而减小是由于随着 L 的增大量子盘 z 方向的受限减弱, 从而使得电子-声子相互作用减弱所致; 其次, \bar{N} 随 L 的增加而振荡减小, 振荡幅度随 L 的增加而逐渐减小, 是量子盘厚度的量子尺寸效应的表现.

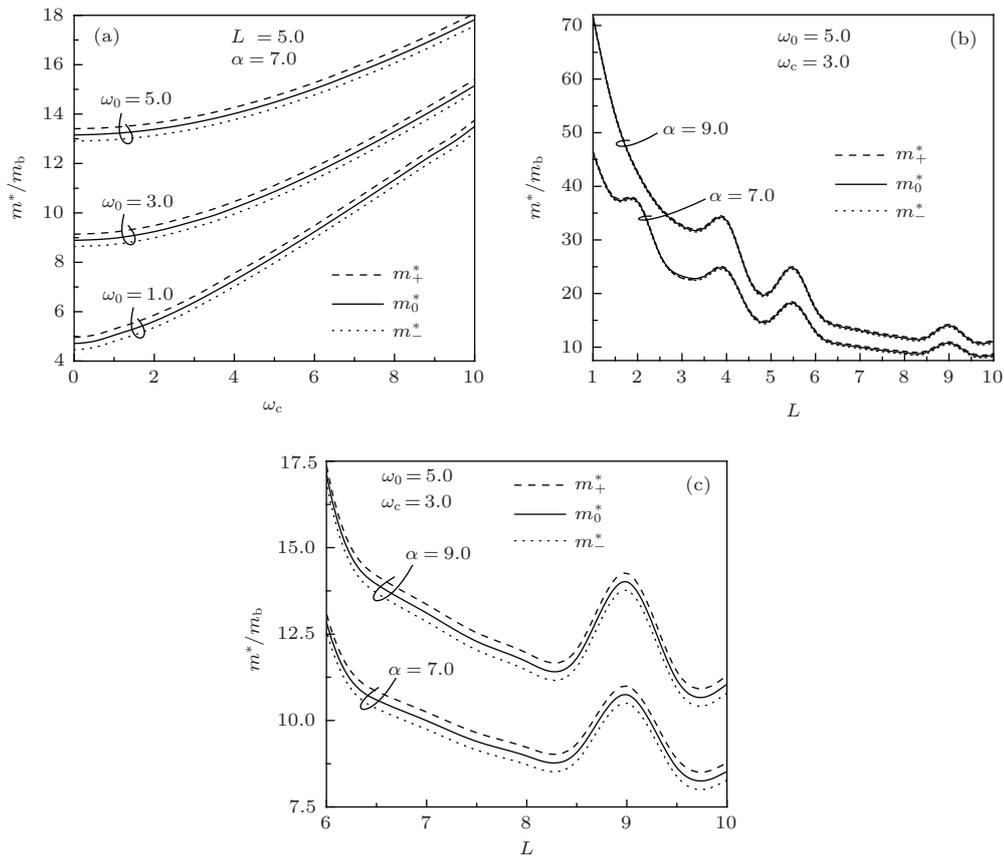


图6 有效质量 m^* 在(a)不同受限强度 ω_0 下随磁场的回旋频率 ω_c 以及(b), (c)不同耦合强度 α 下随量子盘厚度 L 的变化

图6描述了磁极化子的有效质量 m^* 在(a)不同受限强度 ω_0 下随磁场的共振频率 ω_c 以及(b)(c)不同耦合强度 α 下随量子盘厚度 L 的变化. 由图6可以看出, 有效质量由原来的 m_0^* 分裂为 m_+^* , m_-^* 两种. 从有效质量的表达式(20)式可以看出, 是Rashba自旋-轨道相互作用效应的影响直接导致了磁极化子有效质量的分裂, 其中, m_+^* 和 m_-^* 分别对应电子自旋向上态和“向下”态下的磁极化子的有效质量, m_0^* 代表零自旋-轨道相互作用时磁极化子的有效质量. 另外, 从图6(c)可以看出, $m_+^* > m_-^*$, 这表明处于自旋向上态的极化子周围平均声子数多于处于自旋向下态的磁极化子周围

平均声子数. 由图6(a)可以看出, m^* (m_+^* , m_0^* 和 m_-^*)随 ω_c 的增加而增大, 这一结果与文献[5]的结论一致. 这表明外磁场将导致电子-晶格的极化场加强, 从而加强电子-声子-磁场三体相互作用, 使电子与周围更多的声子结合, 进而导致磁极化子有效质量增大. 图6(b)可以看出, 当 ω_c 一定时, m^* 随 ω_0 的增加而增大, 这一结果与文献[5]的结论一致. 这是因为量子盘横向限定势的存在, 限制了电子的运动, 以声子为媒介的电子-声子耦合强度由于粒子运动范围的减小而增强, 致使电子周围声子平均数增加, 进而导致磁极化子有效质量增大. 由图6(b)可以看出, \bar{N} 随 L 的增加总体上是振荡减

小. 原因分析如下: 首先, m^* 随 L 的增加而减小是由于随着 L 的增大, 量子盘 z 方向的受限减弱, 从而使得电子-声子相互作用减弱所致; 其次, m^* 随 L 的增加而振荡减小, 振荡幅度随 L 的增加而逐渐减小, 这是量子盘厚度的量子尺寸效应的表现. 另外, 由图 6(c) 可以看出, m^* 随 α 的增加而增大, 这说明电子-声子耦合愈强, 声子被激发的概率就愈大, 与此同时, 有两个声子激发的作用以及多声子间相互作用也愈大.

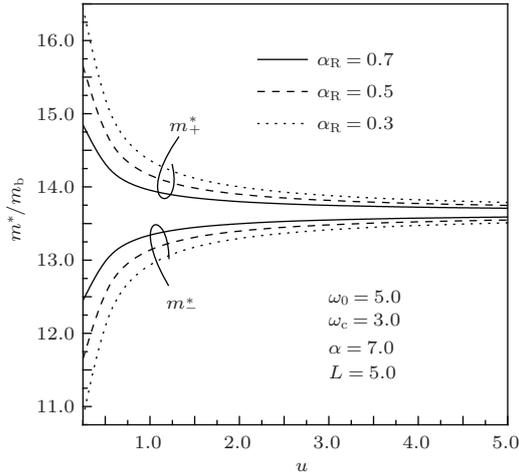


图7 有效质量 m^* 在不同 Rashba 自旋-轨道耦合常数 α_R 下随速度 u 的变化

图 7 描绘了磁极化子的有效质量 m^* 在不同 Rashba 自旋-轨道耦合常数 α_R 下随电子速度 u 的变化规律. 从图中 7 可以看出, m_+^*-u 和 m_-^*-u 这两种有效质量曲线的变化规律恰好相反, 即自旋向上的磁极化子的有效质量 m_+^* 随速度 u 的增加而减小, 而自旋向下的磁极化子的有效质量 m_-^* 随速度 u 的增加而增大. 不过 m_+^* (m_-^*) 随 u 的增加而减小(增大)的幅度以及和有效质量间距 $\Delta m^* = m_+^* - m_-^*$ 随 u 的增加而减小的幅度, 只有在 u 较小时才显著. 这一结果与文献 [16—18] 的结论定性一致. 其物理图像是显而易见的, 因为随着电子速率的增大, 电子的动能增加, 致使声子被激发的概率就减小, 导致磁极化子的有效质量减小. 这表明, 介质中的极化子效应只有在电子运动的速率较小时显著. 由图中还可以看出, α_R 对 m^* 随电子速度 u 的变化影响较大: 当电子的运动速度 u 一定时, 自旋向上的磁极化子的有效质量 m_+^* 随 α_R 的增加而减小, 而自旋向下的磁极化子的有效质量 m_-^* 随 α_R 的增加而增大; 不难看出, m_+^* (m_-^*) 随 α_R 的增加而减小(增大)的幅度以及有效质量间距

$\Delta m^* = m_+^* - m_-^*$ 随 α_R 的增加而较小的幅度, 只有在 u 较小时才显著. 这表明 Rashba 自旋-轨道相互作用对磁极化子有效质量的影响也只有在电子运动的速率较小时显著.

4 结 论

本文研究了 Rashba 自旋-轨道相互作用效应下量子盘中强耦合磁极化子的性质. 结果表明, 1) 磁极化子的基态相互作用能 E_{int} 的正负号及随量子盘横向受限强度 ω_0 、外磁场的回旋频率 ω_c 、电子-LO 声子耦合强度 α 和量子盘厚度 L 的变化规律均与磁极化子的状态性质密切相关, 2) 磁极化子的平均声子数 \bar{N} 随 ω_c , ω_0 和 α 的增加而增大, 随 L 的增加而振荡减小, 3) 在 Rashba 自旋-轨道相互作用效应影响下磁极化子的有效质量将分裂为 m_+^* , m_-^* 两种, 分别对应电子自旋向上态和向下态, 它们随 ω_c , ω_0 和 α 的增加而增大, 随 L 的增加而振荡减小, 4) 在研究量子盘中磁极化子问题时电子-LO 声子相互作用和 Rashba 自旋-轨道相互作用效应的影响不可忽略, 但 Rashba 自旋-轨道相互作用和极化子效应对磁极化子的影响只有在电子运动的速率较慢小时显著.

参考文献

- [1] Dou X M, Chang X Y, Sun B Q 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 221903
- [2] Yu Z, Guo Y, Zheng J, Chi F 2013 *Chin. Phys. B* **22** 117303
- [3] Shen M, Bai Y K, An X T, Liu J J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 047101
- [4] Huangfu Y F, Yan Z W 2008 *Physica E* **40** 2982
- [5] Xiao W, Xiao J L 2007 *Int. J. Mod. Phys. B* **21** 2007
- [6] Tang H Z, Zhai L X, Liu J J 2012 *Chin. Phys. B* **21** 120303
- [7] Yang F, Zheng R. S 2007 *Solid State Commun.* **141** 555
- [8] Li A X, Duan S Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 117201
- [9] Rashba E I 2000 *Phys. Rev. B* **62** 16267
- [10] Dresselhaus G 1955 *Phys. Rev.* **100** 580
- [11] Governale M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 206802
- [12] Bandyopadhyay S 2000 *Phys. Rev. B* **61** 13813
- [13] Tsitsishvili E, Lozano G S, Gogolin A O 2004 *Phys. Rev. B* **70** 115316
- [14] Tapash Chakraborty, Pekka Pietilainen 2005 *Phys. Rev. B* **71** 113305
- [15] Fai L C, Teboul V, Monteil A 2005 *Condensed Matter Physics* **8** 639
- [16] Liu J Xiao J L, Huo S F, Chen Z Y 2007 *Commun. Theor. Phys.* **48** 930

- [17] Li Z X, Xiao J L, Wang H Y 2010 *Modern Physics Letters B* **24** 2423
- [18] Li Z X, Xiao J, Liu A H 2011 *International Journal of Nanoscience* **10** 501
- [19] Wang Q W, Hong L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 017107 (in Chinese) [王启文, 红兰 2012 物理学报 **61** 017107]
- [20] Peeters F M, Schweigert V A 1996 *Phys. Rev. B* **53** 1468
- [21] Price R, Zhu X, Sarma S D 1995 *Phys. Rev. B* **51** 2017
- [22] Lommer G, Malcher F, Rossler U 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 728
- [23] Sun Q F, Wang J, Guo H 2005 *Phys. Rev. B* **71** 165310
- [24] Voskoboynikov O, Lee C P, Tretyak O 2001 *Phys. Rev. B* **63** 165306
- [25] Tokuda N 1980 *J. Phys. C: Solid State Phys.* **13** L851
- [26] Lee T D, Low F M, Pines D 1953 *Phys. Rev.* **90** 297
- [27] Chakraborty T, Pietiläinen P 2005 *Phys. Rev. B* **71** 113305

Study of the properties of strong-coupling magnetopolaron in quantum disks induced by the Rashba spin-orbit interaction*

Bai Xu-Fang¹⁾ Wuyunqimuge¹⁾ Xin Wei²⁾ Eerdunchaolu^{2)†}

1) (College of Physics and Electronic Information, Inner Mongolia University for Nationalities, Tongliao 028043, China)

2) (Department of Physics, Hebei Normal University of Science & Technology, Qinhuangdao 066004, China)

(Received 25 February 2014; revised manuscript received 8 May 2014)

Abstract

On the basis of Lee-Low-Pines unitary transformation, the properties of strong-coupling magnetopolarons in quantum disks (QDs) induced by the Rashba spin-orbit interaction are studied using the Tokuda improved linearly combined operator method. Results show that the state properties of magnetopolarons are closely linked with the sign of the interaction energy E_{int} , and the E_{int} of magnetopolarons changes with the transverse confinement strength ω_0 , the cyclotron frequency of the external magnetic field ω_c , the electron-LO phonon coupling strength α , and the thickness L of QDs. The average number \bar{N} of phonons increases with increasing ω_c , ω_0 and α , but the oscillation decreases with increasing thickness L of QDs. The effective mass m_0^* of magnetopolarons splits into two (m_+^* and m_-^*), induced by the Rashba spin-orbit interaction, and the values of them increase with increasing ω_c , ω_0 and α , but the oscillation decreases with increasing thickness L of QDs. For the ground state of magnetopolarons in QDs, the electron-LO phonon interaction plays a significant role, meanwhile, the Rashba spin-orbit coupling effect cannot be ignored. Only for the lower velocity of the electrons, can the polaron effect and the Rashba spin-orbit interaction effect on the magnetopolaron be obvious.

Keywords: quantum disk, Rashba spin-orbit interaction, magnetopolaron, interaction energy

PACS: 78.67.Hc, 71.38.-k, 71.38.Mx

DOI: 10.7498/aps.63.177803

* Project supported by the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grand No. E2013407119), the Items of Institution of higher Education Scientific Research of Hebei Province, China (Grand No. ZD20131008), and the Items of Institution of High Education Scientific Research of Inner Mongolia, China (Grand No. NJZY14189).

† Corresponding author. E-mail: eerdunchaolu@163.com