

非对称抛物限制势量子点中强耦合束缚磁极化子的性质*

陈时华^{1,†} 肖景林²

(1 湖州职业技术学院理工分院, 湖州 313000)

(2 内蒙古民族大学物理与机电学院, 通辽 028043)

摘要: 采用 Pekar 类型的变分方法研究了非对称抛物限制势作用下的量子点中强耦合束缚磁极化子的性质. 导出了束缚磁极化子的基态束缚能、光学声子平均数. 通过数值计算表明, 量子点中强耦合束缚磁极化子的基态束缚能和光学声子平均数均随量子点的横向受限强度、纵向受限强度的增加而增大, 随回旋频率的增加而增大. 基态束缚能随库仑束缚势的增加而增大.

关键词: 量子点; 强耦合; 束缚磁极化子; 受限强度

PACC: 6320K; 7138

中图分类号: 0469

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2006)11-1923-04

1 引言

随着分子束外延(MBE)、金属有机化合物气相沉积(MOCVD)等技术的发展, 纳米材料已经成为材料科学和凝聚态物理研究的前沿热点. 纳米材料由于尺度的减小, 具有了一系列新的重要性质. 人们已能制造出准零维纳米结构的量子点. 在这样的纳米结构中, 电子不仅在三维空间受到局域, 而且呈现具有分立能级的量子态. 这种具有准零维结构的量子点由于其新颖的物理特性及潜在的应用前景, 而越来越受到人们的重视. 因此, 许多学者对其进行了研究. Zhu 等人^[1]采用 Landau-pekar 变分法研究了量子点中强耦合磁极化子的基态束缚能和电子周围的光学声子平均数. Chen 等人^[2]应用二级微扰理论研究了厚度对抛物量子点中杂质束缚磁极化子能级的影响. Khamkhami 等人^[3]在有效质量近似下采用 Pekar 类型的变分方法讨论 CdSe 球型量子点中束缚磁极化子的性质. 赵翠兰等人^[4]应用线性组合算符和么正变换方法, 研究了在量子阱和抛物势作用下的柱型量子点中弱耦合磁极化子的激发态性质. Zhou 等人^[5~7]采用 Pekar 类型的变分方法讨论了柱形和盘形量子点中强耦合磁极化子的基态和第一激发态, 最后得出磁极化子基态和激发态的束缚能、共振频率随回旋频率和束缚强度的增加而升高. 最近, 本文作者之一^[8]采用线性组合算符和么正变

换方法研究了半导体量子点中强耦合磁极化子的性质. 但是, 对非对称抛物限制势量子点中束缚磁极化子性质的研究甚少. 本文采用 Pekar 类型的变分方法研究了在非对称抛物限制势作用下的量子点中强耦合束缚磁极化子的性质.

2 理论

考虑这样一个系统: 电子在一个强耦合极性晶体中运动, 晶体被另外的介质所包围. 由于声子诱导场和极性晶体边界的作用, 使得电子在每一个方向的运动都是量子化的. 建立直角坐标系 $o-xyz$, 且 oz 轴在量子点的中心轴线上, 假设电子在 z 方向及 xoy 平面内均被抛物势限制. 外磁场 \mathbf{B} 沿 z 轴正方向, 即 $\mathbf{B}=(0, 0, B)$. 则量子点中电子-声子体系的哈密顿量为

$$H = \frac{(p + eA/c)^2}{2m_b} + \frac{1}{2} m_b \omega_1^2 \rho^2 + \frac{1}{2} m_b \omega_2^2 z^2 + \sum_q \eta \omega_{LO} b_q^+ b_q + \sum_q (V_q e^{iq \cdot r} b_q + hc) - \frac{e^2}{\epsilon_\infty r} \quad (1)$$

其中 m_b 为带质量; ω_1 和 ω_2 分别是量子点的横向和纵向受限强度; b_q^+ (b_q) 是波矢为 \mathbf{q} ($\mathbf{q}=\mathbf{q}_//, q_z$) 的体纵光学声子的产生(湮灭)算符; $\mathbf{r}=(\rho, z)$ 为电子坐标矢量; $-e^2/\epsilon_\infty r$ 是库仑势, 即类氢杂质势, 杂质中心位于坐标原点. 且

$$V_q = i(\eta \rho_{LO}/q)(\eta/2m^* \omega_{LO})^{1/4} (4\pi\alpha/V)^{1/2} \quad (2)$$

* 国家自然科学基金(批准号:10347004)和内蒙古高校自然科学基金(批准号:NJ04059)资助项目

† 通信作者. Email:lgcsh@hzvtc.net

2006-03-06 收到, 2006-04-18 定稿

$$\alpha = (e^2/2\eta\omega_{LO})(2m^*\omega_{LO}/\eta)^{1/2}(1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_0) \quad (3)$$

矢量势被选为 $\mathbf{A} = (-By/2, Bx/2, 0)$. 哈密顿量(1)式可以表示为

$$H = -\frac{\hbar^2 \nabla_\rho^2}{2m_b} + \frac{1}{2}\omega_c L_z + \frac{1}{2}m_b\Omega^2 \rho^2 + \frac{1}{2}m_b\omega^2 z^2 + \sum_q \eta\omega_{LO} b_q^+ b_q + \sum_q (V_q e^{iq \cdot r} b_q + hc) - \frac{e^2}{\epsilon_\infty r} \quad (4)$$

其中 $\Omega^2 = \omega_1^2 + (\omega_c/2)^2$; $\omega_c = eB/m_b c$ 为回旋频率; L_z 为 z 分量的角动量算符.

对哈密顿量(1)式中的库仑势作级数展开

$$-\frac{e^2}{\epsilon_\infty r} = -\sum_q \frac{4\pi e^2}{V\epsilon_\infty q^2} \exp(-iq \cdot r) \quad (5)$$

对(4)式作 LLP 变换

$$U = \exp\left[\sum_q (f_q b_q^+ - f_q^* b_q)\right] \quad (6)$$

这里 $f_q (f_q^*)$ 是变分参量, 则

$$H' = U^{-1} H U \quad (7)$$

假设在磁场中高斯函数近似仍然有效, 则依据 Pekar 类型的变分方法^[9], 磁极化子的基态尝试波函数可以选为

$$|\psi_0\rangle = (\lambda/\pi)^{1/2} (\mu/\pi)^{1/4} \exp(-\lambda\rho^2/2) \times \exp(-\mu z^2/2) |0_{ph}\rangle \quad (8)$$

其中 λ 和 μ 是变分参量; $|0_{ph}\rangle$ 为无微扰零声子态, 满足 $b_q |0_q\rangle = 0$; 为方便起见, 我们只考虑在非对称抛物限制势作用下量子点, 即要求 $\omega_2 \geq \omega_1, \omega_2 \geq \omega_c$, 这就使 $\mu \geq \lambda$.

(8)式满足归一性

$$\langle \psi_0 | \psi_0 \rangle = 1 \quad (9)$$

由 $E_0 = \langle \psi_0 | H' | \psi_0 \rangle$, 可得束缚磁极化子的基态能量

$$E_0 = \frac{\hbar^2}{2m_b}(\lambda + \mu/2) + m_b\Omega^2/(2\lambda) + m_b\omega_2^2/(4\mu) - \alpha\eta\omega_{LO}[\gamma\lambda/(\pi m_b\omega_{LO})]^{1/2} I - 2\beta(\lambda/\pi)^{1/2} I \quad (10)$$

其中

$$I = \int_0^1 [(1-t^2) + \lambda t^2/\mu]^{-1/2} dt \quad (11)$$

$$= (1 - \lambda/\mu)^{-1/2} \arcsin(1 - \lambda/\mu)^{1/2} \quad (12)$$

这里 $\beta = e^2/\epsilon_\infty$ 表示库仑束缚势. 磁极化子的基态束缚能为

$$E_{p0} = \eta\Omega + \eta\omega_2/2 - E_0 \quad (13)$$

量子点中电子周围光学声子平均数为

$$N_0 = \langle \psi_0 | \sum_q b_q^+ b_q | \psi_0 \rangle = \alpha[\gamma\lambda/(\pi m_b\omega_{LO})]^{1/2} I \quad (14)$$

3 结果与讨论

为方便进行数值计算, 选取电子-体纵光学声子耦合强度 $\alpha = 8$; 采用通常极化子单位 ($\eta = 2m_b =$

$\omega_{LO} = 1$); 频率以 ω_{LO} 为单位. 由(10), (13)和(14)式得到基态束缚能 E_{p0} 和声子平均数 N 随库仑束缚势 β 、横向受限强度 ω_1 、纵向受限强度 ω_2 和回旋频率 ω_c 的变化曲线. 图 1 表示当 ω_1, ω_2 和 ω_c 给定时, 基

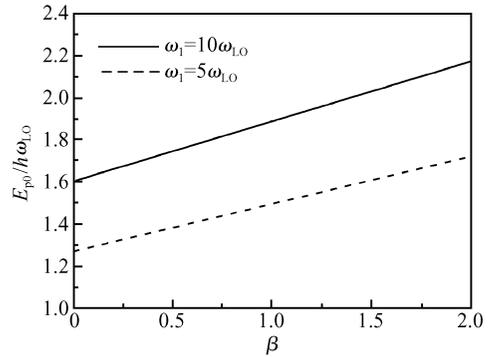


图 1 基态束缚能 E_{p0} 与库仑束缚势 β 的关系曲线 $\omega_c = 5\omega_{LO}, \omega_2 = 20\omega_{LO}$

Fig.1 Relational curves of the ground state binding energy E_{p0} with coulomb potential β $\omega_c = 5\omega_{LO}, \omega_2 = 20\omega_{LO}$

态束缚能 E_{p0} 与库仑束缚势 β 的变化曲线. 由图可知, 基态束缚能随库仑束缚势的增加而增大. 由图还可以看到, 基态束缚能随横向受限强度的增加而增大. 这是由于 ω_1 增加时, 电子在平行于 xoy 平面内的受限增强, 使极化子的能量增加所致. 图 2 表示当 ω_1, ω_2 和 β 给定时, 基态束缚能 E_{p0} 与回旋频率 ω_c 的关系曲线. 从中看到, 基态束缚能随回旋频率的增加而增大, 回旋频率增大是由于外磁场强度增加引起的, 外磁场强度增加, 电子能量增大. 从图中还可看到, 基态束缚能随纵向受限强度的增加而增大, 这与文献^[7]所得结果一致. 图 1 和图 2 也说明, 随着回旋频率和横向受限强度的增加, 磁极化子被限制在垂直磁场的方向上, 因此磁极化子的束缚能是增加的. 比较图 1 和图 2 发现, 磁极化子的束缚能随受

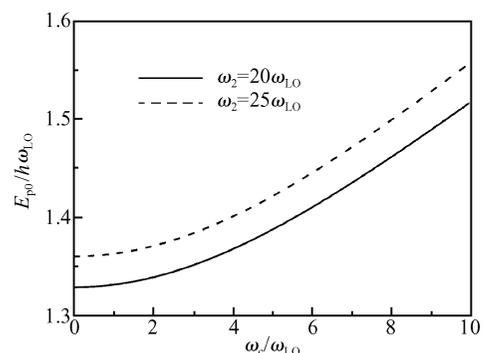


图 2 基态束缚能 E_{p0} 与回旋频率 ω_c 的关系曲线 $\omega_1 = 5\omega_{LO}, \beta = 0.5$

Fig.2 Relational curves of the ground state binding energy E_{p0} with the cyclotron frequency ω_c $\omega_1 = 5\omega_{LO}, \beta = 0.5$

限强度的变化比随回旋频率的变化快,是由于受限强度比回旋频率强度大的结果.图 3 描绘了当 ω_2 和 ω_c 给定时,声子平均数 N 与横向受限强度 ω_1 的关系曲线.由图可见,声子平均数随横向受限强度的增加而增大.当横向和纵向受限强度给定时,有磁场时的声子平均数比无磁场时的大.这再次说明磁场加深了对极化子的束缚.由图 3 还可以看到,声子平均数受磁场的影响很小.表明在强耦合情形下,磁场对抛物限制势作用下的量子点中电子周围的声子平均

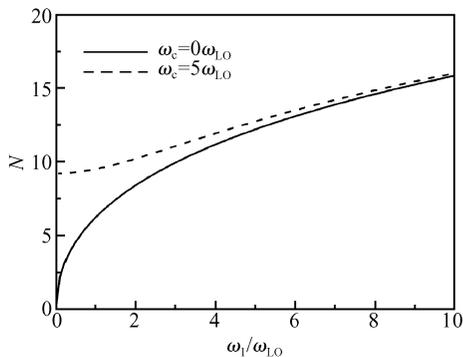


图 3 声子平均数 N 与横向受限强度 ω_1 的关系曲线 $\omega_2 = 20\omega_{L0}$

Fig.3 Relational curves of the average number of virtual phonons N with the lateral confinement strength ω_1 $\omega_2 = 20\omega_{L0}$

数的影响很小,此结果与文献[1]所得结果一致.图 4 给出了当 ω_1 和 ω_c 给定时,声子平均数 N 与纵向受限强度 ω_2 的关系曲线.由图可知,声子平均数随纵向受限强度的增加而增大.图 3 和图 4 说明,由于量子点的受限和磁场的增强而导致极化增强.总之,在非对称抛物势作用下的量子点中的束缚磁极化子,其基态束缚能和声子平均数与库仑束缚势、受限强度、外磁场等因素有关.

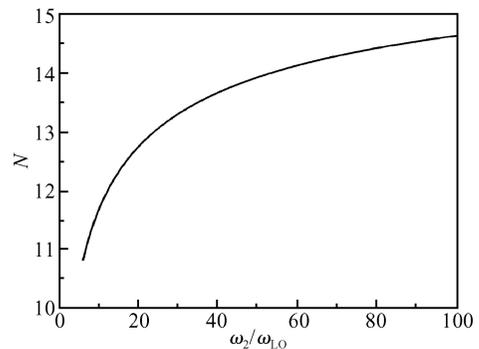


图 4 声子平均数 N 与纵向受限强度 ω_2 的关系曲线 $\omega_c = 5\omega_{L0}, \omega_1 = 5\omega_{L0}$

Fig.4 Relational curve of the average number of virtual phonons N with the longitudinal confinement strength ω_2 $\omega_c = 5\omega_{L0}, \omega_1 = 5\omega_{L0}$

参考文献

- [1] Zhu K D, Kobayashi T. Magnetic field effects on strong-coupling polarons in quantum dots. *Phys Lett A*, 1994, 190: 337
- [2] Chen C Y, Jin P W, Li W S, et al. Thickness effect on impurity-bound polaronic energy levels in a parabolic quantum dot in magnetic fields. *Phys Rev B*, 1997, 56: 14913
- [3] Khamkhami J E, Feddi E, Assaid E, et al. Magneto-bound polaron in CdSe spherical quantum dots: strong coupling approach. *Physica E*, 2005, 25: 366
- [4] Zhao C L, Ding Z H, Xiao J L. Properties of a weak-coupling magnetopolaron in cylindrical quantum dot. *Chinese Journal of Semiconductors*, 2005, 26(10): 1925 (in Chinese) [赵翠兰, 丁朝华, 肖景林. 柱型量子点中弱耦合磁极化子的激发态性质. *半导体学报*, 2005, 26(10): 1925]
- [5] Zhou H Y, Gu S W, Shi Y M. Effects of strong coupling magnetopolaron in quantum dot. *Modern Phys Lett B*, 1998, 12: 693
- [6] Zhou H Y, Gu S W. Size and magnetic field dependence of strong coupling magnetopolaron in quantum dot. *Journal of Shanghai University*, 1999, 3: 127
- [7] Zhou H Y, Gu S W. Energy levels of strong coupling magnetopolaron in quantum dot. *Journal of Shanghai University*, 2001, 5: 40
- [8] Wang L G, Xiao J L, Li S S. Properties of strong-coupling magnetopolaron in semiconductor quantum dot. *Chinese Journal of Semiconductors*, 2004, 25(8): 937 (in Chinese) [王立国, 肖景林, 李树深. 半导体量子点中强耦合磁极化子的性质. *半导体学报*, 2004, 25(8): 937]
- [9] Chatterjee A. Strong - coupling theory for the multidimensional free optical magnetopolaron. *Phys Rev B*, 1990, 41: 1668

Properties of Strong Coupling Bound Magnetopolarons in Quantum Dots with Unsymmetrical Parabolic Confinement Potential*

Chen Shihua^{1,†} and Xiao Jinglin²

(1 College of Sciences, Huzhou Vocational Technology College, Huzhou 313000, China)

(2 College of Physics and Electro-Engineering, Inner Mongolia National University, Tongliao 028043, China)

Abstract: The properties of a bound magnetopolaron with electron-LO-phonon strong-coupling in quantum dots with an unsymmetrical parabolic confinement potential are investigated using the Pekar type variational method. The ground state binding energy and the average number of virtual phonons around the electron of the bound magnetopolaron are derived. Numerical calculations indicate that both the ground state binding energy and the average number of virtual phonons around the electron increase with increasing lateral confinement strength, longitudinal confinement strength, and cyclotron frequency. Numerical calculations also indicate that the ground state binding energy increases with increasing coulomb potential.

Key words: quantum dot; strong coupling; bound magnetopolaron; confinement strength

PACC: 6320K; 7138

Article ID: 0253-4177(2006)11-1923-04

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (No. 10347004) and the Natural Science Foundation for High Schools of Inner Mongolia (No. NJ04059)

† Corresponding author. Email: lgcsh@hzvte.net

Received 6 March 2006, revised manuscript received 18 April 2006

©2006 Chinese Institute of Electronics