

氢化杂质和厚度效应对高斯势量子点中二能级体系量子跃迁的影响

白旭芳 赵玉伟 尹洪武 额尔敦朝鲁

Influence of Hydrogen-like impurity and thickness effect on quantum transition of a two-level system in an asymmetric Gaussian potential quantum dot

Bai Xu-Fang Zhao Yu-Wei Yin Hong-Wu Eerdunchaolu

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 177801 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180341

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180341>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I17>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[室温下表面极化效应对量子点带隙和吸收峰波长的影响](#)

Effects of surface polarization on the bandgap and the absorption-peak wavelength of quantum dot at room temperature

物理学报.2017, 66(13): 137802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.137802>

[脉冲激光原位辐照对 InAs/GaAs\(001\) 量子点生长的影响](#)

Effects of in-situ surface modification by pulsed laser on InAs/GaAs (001) quantum dot growth

物理学报.2016, 65(11): 117801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.117801>

[半导体三量子点电磁感应透明介质中的非线性法拉第偏转](#)

Nonlinear Faraday rotation in electromagnetically induced transparency medium of semiconductor three quantum dots

物理学报.2016, 65(24): 247801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.247801>

[利用 N 型半导体纳米材料抑制单量子点的荧光闪烁特性](#)

Suppression of the blinking of single QDs by using an N-type semiconductor nanomaterial

物理学报.2015, 64(24): 247803 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.247803>

[等离子体增强 InAs 单量子点荧光辐射的研究](#)

Photoluminescence from plasmon-enhanced single InAs quantum dots

物理学报.2014, 63(2): 027801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.027801>

氢化杂质和厚度效应对高斯势量子点中二能级体系量子跃迁的影响*

白旭芳¹⁾ 赵玉伟²⁾ 尹洪武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) (河北科技师范学院凝聚态物理研究所, 秦皇岛 066004)

(2018年2月19日收到; 2018年5月15日收到修改稿)

在计及氢化杂质和厚度效应下, 分别选取抛物线型限定势阱和高斯函数型限定势阱描写盘型量子点中电子的横向限定势和纵向限定势, 采用 Lee-Low-Pines-Pekar 变分法推导出量子点中电子的基态和第一激发态能量本征值和本征函数, 以此为基础, 构造了一个二能级结构, 并基于二能级体系理论, 讨论了电子在磁场作用下的量子跃迁. 结果表明, 高斯函数型限定势比抛物线型限定势更能精准反映量子点中真实的限定势; 量子点的厚度对电子的跃迁概率的影响不凡; 电声耦合强度、介电常数比、磁场的回旋频率、高斯函数型限定势阱的阱深和阱宽等对电子基态与第一激发态声子平均数、能量以及量子跃迁的影响显著.

关键词: 量子点, 氢化杂质, 高斯函数型限定势阱, 量子跃迁

PACS: 78.67.Hc, 71.38.-k, 63.20.kd

DOI: 10.7498/aps.67.20180341

1 引言

近年来, 量子点的奇特光学性质和输运特性持续受到人们的重视, 已成为材料科学和凝聚态物理中的一个热点领域, 出现了许多新的实验研究^[1-4]和理论研究^[5-8]工作报告. 但仍有一些有价值的课题亟待研究. 1) 关于量子点存在厚度的问题. 不难看出, 人们对量子点的理论研究大多都未考虑量子点的厚度所带来的影响, 其结果无疑是比较粗糙的. 2) 关于量子点限定势的描述. 在许多研究中, 单参量抛物线型限定势阱被用来描述量子点中电子的限定势^[9-12]. 然而, 抛物线型限定势阱既没有有限的深度也没有范围可言, 是一种过于简化了的模型, 不能很好地反映真实的限定势. 一些实验结果的限定势应采用非抛物形的阱状势^[13], 如密度矩阵势或非对称三角势^[14]、高斯函数型限定势阱^[15]等, 其中高斯函数型限定势阱是一个很好

的近似, 它平滑并具有有限深势阱和有限的阱宽. Adamowski 等^[16]研究了在假想高斯函数型限定势阱束缚下的两电子量子点系统, 并讨论了它的抛物线近似. Xie^[17]计算了高斯函数型限定势阱中两电子量子点的能谱. 谷娟和梁九卿^[13]利用数值矩阵对角化的方法计算了高斯函数型限定势阱束缚下施主中心量子点系统能谱并讨论了其特性. 但这些工作均未考虑介质的极化效应. 3) 关于极化效应对电子态的影响. 当计及量子点厚度时, 由于强量子受限效应的存在, 使得极化效应表现得更为明显^[18,19], 毫无疑问, 量子点的厚度引起的介质的极化效应对量子点中电子态的影响不可忽视. 最近, Xiao^[20]研究了 RbCl 反对称高斯函数型限定势量子阱量子比特的电场效应, Khordad 等^[21]研究了非对称高斯函数型限定势量子阱中束缚极化子基态和寿命的温度依赖性. 4) 近几年引入高斯限定势阱研究低维结构电子态的性质在量子阱结构已有不少出色的工作报告^[14,20-23], 但是, 相关研究在量子点结

* 河北省自然科学基金(批准号: E2013407119)和内蒙古高等学校科学技术研究项目(批准号: NJZY14189)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: eerdunchaolu@163.com

构领域甚少, 尤其是研究电磁场对高斯函数型限定势量子点中电子态变迁的影响的工作尚未报道. 本文在计及量子点厚度和氢化杂质束缚情形下, 分别选取抛物线型限定势阱和高斯函数型限定势阱描写盘型量子点中电子的横向限定势和纵向限定势, 采用 Lee-Low-Pines-Pekar 变分法研究了电子在外磁场作用下的量子跃迁问题.

2 理论模型与变分计算

考虑一个处于盘状量子点中与介质中的体纵光学 (longitudinal optics, LO) 声子场相互作用的电子. 建立笛卡尔坐标系, 盘的中心轴线在 Oz 轴上, 底面处于垂直于 Oz 轴的 $x-y$ 平面上. 在坐标原点处掺入一氢化杂质并施加沿 z 轴方向的磁场 B . 采用抛物线型限定势阱

$$V_P(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{2} m_b \omega_0^2 \rho^2 \quad (1)$$

描述电子在垂直于磁场方向的限定势, 其中 m_b 是电子的带质量, $\boldsymbol{\rho}$ 是电子在 $x-y$ 平面上的位矢, ω_0 为量子点的横向受限强度, $R_0 [= \sqrt{\hbar/(m_b \omega_0)}]$ 为抛物线型限定势范围; 采用非对称高斯函数型限定势阱

$$V_G(z) = \begin{cases} -V_0 \exp\left(-\frac{z^2}{2L^2}\right), & z \geq 0 \\ \infty, & z < 0 \end{cases} \quad (2)$$

描写电子在磁场方向的限定势, 其中, V_0 表示高斯函数型限定势阱的阱深且 $V_0 > 0$; L 表示其阱宽, 亦称量子点的厚度. 这样, 磁场中量子点内电子-氢化杂质-LO 声子场相互作用体系的哈密顿量可以写为 [20,21]

$$H = \frac{1}{2m_b} \left(p_x - \frac{\beta^2}{4} y \right)^2 + \frac{1}{2m_b} \left(p_y + \frac{\beta^2}{4} x \right)^2 + V_P(\boldsymbol{\rho}) + V_G(z) + V_C(r) + \sum_k \hbar \omega_{LO} b_k^\dagger b_k + \sum_k (v_k b_k e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + \text{H.c.}), \quad (3)$$

式中, $V_C(r) = -e^2/(\epsilon_\infty r)$ 为库仑势, 其余各量的物理意义与文献 [20, 21] 相同.

为利用变分技术得到体系的能量本征值和本征函数, 首先, 将哈密顿量 H 右边写成两部分

$$H = H_0 + H', \quad (4)$$

这里

$$H_0 = \frac{p^2}{2m_b} + V_P(\boldsymbol{\rho}) + V_G(z) + V_C(r)$$

$$+ \sum_k \hbar \omega_{LO} b_k^\dagger b_k + \sum_k [v_k b_k \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}) + v_k^* b_k^\dagger \exp(-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})], \quad (5)$$

$$H' = \frac{\beta^4}{32m_b} \rho^2 + \frac{\beta^2}{4m_b} L_z, \quad \left(L_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \phi}, \beta^2 = 2m_b \omega_c \right), \quad (6)$$

式中 $\omega_c = 2eB/(m_b c)$ 为磁场的回旋频率, B 为磁感应强度. 然后, 再讨论变分函数 $U^{-1} H_0 U$ 在 $|\Phi\rangle$ 态中的期待值问题, 按照变分原理,

$$\delta \bar{H}_0 = \delta \langle \Phi | U^{-1} H_0 U | \Phi \rangle = 0, \quad (7)$$

这里

$$U = \exp \left[\sum_k (f_k b_k^\dagger - f_k^* b_k) \right] \quad (8)$$

是 Lee-Low-Pines 么正变换 [24], 其中, f_k 和 f_k^* 为变分参数, $|\Phi\rangle$ 是体系的试探波函数. 假设对于体系的基态和第一激发态, 高斯函数近似成立, 则依据 Pekar 类型变分法 [25-27], 分别选取体系的基态试探波函数 $|\Phi_0\rangle$ 和第一激发态试探波函数 $|\Phi_1\rangle$ 为

$$\begin{aligned} |\Phi_0\rangle &= \psi_0(\boldsymbol{\rho}, z) |0_{\text{ph}}\rangle, \\ \psi_0(\boldsymbol{\rho}, z) &= \sqrt{2\lambda_0 \pi}^{-1/4} \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_0^2 (\rho^2 + z^2) \right], \\ |\Phi_1\rangle &= \psi_1(\boldsymbol{\rho}, z) |0_{\text{ph}}\rangle, \\ \psi_1(\boldsymbol{\rho}, z) &= 2\pi^{-1/4} \lambda_1^{3/2} z \exp \left[-\frac{1}{2} \lambda_1^2 (\rho^2 + z^2) \right], \end{aligned} \quad (9)$$

其中 λ_0 和 λ_1 为变分参数; $\psi_0(\boldsymbol{\rho}, z)$ 和 $\psi_1(\boldsymbol{\rho}, z)$ 分别表示电子轨道运动的基态和第一激发态试探波函数; $|0_{\text{ph}}\rangle$ 是声子的真空态, 由 $b_k |0_{\text{ph}}\rangle = 0$ 确定.

将 (5) 式和 (8) — (10) 式代入 (7) 式中, 可分别确定变分参数 $f_k(\lambda_0)$ 和 $f_k(\lambda_1)$ 为:

$$f_k(\lambda_0) = -\frac{v_k^*}{\hbar \omega_{LO}} \exp \left(-\frac{k^2}{4\lambda_0^2} \right), \quad (11)$$

$$f_k(\lambda_1) = -\frac{v_k^*}{\hbar \omega_{LO}} \exp \left(-\frac{k^2}{4\lambda_1^2} \right) \times \left[\left(1 - \frac{k_z^2}{4\lambda_1^2} \right) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{ik_z}{\lambda_1} \right]. \quad (12)$$

利用这些变分参数, 并经过冗长的计算, 得到电子-氢化杂质-LO 声子相互作用体系的基态 (第一激发态) 平均声子数 $N_0(N_1)$ 和能量 $E_0(E_1)$ 分别如下:

$$N_0 = \sum_k |f_k|^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \alpha r_p \lambda_0,$$

$$N_1 = \sum_k |f_k(\lambda_1)|^2 = \left(\frac{49}{60} \sqrt{\frac{2}{\pi}} + \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2\pi}}{\pi^2} \right) \alpha r_p \lambda_1, \quad (13)$$

$$E_0 = \frac{3\hbar^2 \lambda_0^2}{4m_b} + \frac{m_b \omega_0^2}{2\lambda_0^2} - \frac{V_0}{2} \left(1 + \frac{1}{2L^2 \lambda_0^2} \right)^{-1/2} - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \alpha \lambda_0 r_p \hbar \omega_{LO} - \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda_0 r_p}{1-\eta} \alpha \hbar \omega_{LO}, \quad (14)$$

$$E_1 = \frac{5\hbar^2 \lambda_1^2}{4m_b} + \frac{m_b \omega_0^2}{2\lambda_1^2} - \frac{V_0}{2} \left(1 + \frac{1}{2L^2 \lambda_1^2} \right)^{-3/2} - \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{\lambda_1 r_p}{1-\eta} \alpha \hbar \omega_{LO} - \left(\frac{49}{60} \sqrt{\frac{2}{\pi}} + \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2\pi}}{\pi^2} \right) \alpha \lambda_1 r_p \hbar \omega_{LO}, \quad (15)$$

其中 $\eta = \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_0}$ 称为介电常数比, $r_p = \sqrt{\frac{\hbar}{2m_b \omega_{LO}}}$ 称为极化子的有效半径. 由 (9) 式和 (14) 式提供的基态能量和波函数以及由 (10) 式和 (15) 式给出的第一激发态能量和波函数, 可以构造一个二能级体系. 在存在外磁场情况下, 可以讨论电子由基态向第一激发态的量子跃迁. 根据二能级体系理论 [14,28], 电子的跃迁概率密度可写为

$$Q = \left(\frac{|H_{01}|}{\hbar \Omega} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\Omega}{2} t \right), \quad (16)$$

其中 $\Omega = \sqrt{\omega_{01}^2 + |H_{01}|^2/\hbar^2}/2$, $\omega_{01} = (E_1 + E'_1 - E_0 - E'_0)/\hbar$, $H_{01} = \langle \Phi_0 | H' | \Phi_1 \rangle$, $E'_0 = \langle \Phi_0 | H' | \Phi_0 \rangle$, $E'_1 = \langle \Phi_1 | H' | \Phi_1 \rangle$.

3 结果与讨论

为了揭示极化子的基态 (第一激发态) 平均声子数 $N_0(N_1)$ 和能量 $E_0(E_1)$ 以及跃迁概率 Q 随介电常数比 η 、磁场的回旋频率 ω_c 、电声耦合强度 α 、高斯函数型限定势阱深 V_0 和阱宽 L 以及振荡周期 t 的变化规律, 我们给出了数值仿真结果, 如图 1—图 9 所示. 图中分别以 r_p , ω_{LO} , $(\omega_{LO})^{-1}$ 和 $\hbar \omega_{LO}$ 作为长度, ω_c , t 和能量的单位.

图 1 分别描写了极化子基态和第一激发态平均声子数 N_0 和 N_1 在不同介电常数比 η 下随抛物线型限定势阱范围 R_0 的变化. 图 1 表明, 在相同条件下, $N_0 > N_1$, 这一结果符合统计物理规律.

由图 1 可以看出, N_0 和 N_1 随 R_0 的增加而减小, 这是因为随着 R_0 的增大, 电声相互作用由于粒子横向运动空间的增大而减小, 导致电子周围平均声子数减小; 在给定的 R_0 下, N_0 和 N_1 随 η 的增加而增大, 这是因为 η 越大, 电子与氢化杂质间库仑势 $V_C \propto -(1-\eta)^{-1}$ 越强, 由此产生的晶体附加极化增大, 因而推高电子周围的平均声子数增大.

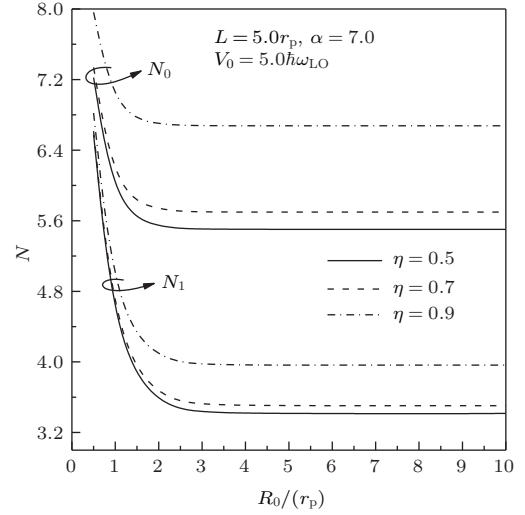


图 1 平均声子数 N 在不同介电常数比 η 下随抛物线型限定势阱范围 R_0 的变化

Fig. 1. Mean number of phonons N as a function of the range R_0 of the parabolic confinement potential (PCPW) at different dielectric constant ratio η .

图 2 表示声子数 N_0 和 N_1 在不同阱深 V_0 下随阱宽 L 的变化. 由图 2 可以看出, 在 L 的不同区域内, N_0 和 N_1 随 L 的变化形式有所不同. 1) 当 L 较大时, N_0 和 N_1 随 L 的减小而单调增大. 这是因为随着 L 的减小, 电声相互作用由于粒子纵向运动空间被压缩而增强, 导致电子周围平均声子数增加. 2) 当 L 较小时, N_0 和 N_1 随 L 的减小而增大至一个最大值. 这是一种量子现象, 量子点的厚度越小, 量子尺寸效应越明显 [18,19]. 3) N_0 和 N_1 随 L 的减小而增大至一最大值后又迅速减小. 这意味着当量子点的厚度很薄时, LO 声子效应不再占主导作用, 此时应该考虑表面光学声子或界面光学声子效应 [29], 这超出了本文的研究范围. 4) 在 L 给定时, N_0 和 N_1 随 V_0 的增加而增大. 这是因为纵向约束势增大, 意味着介质的极化增强, 亦即电子周围平均声子数就增多.

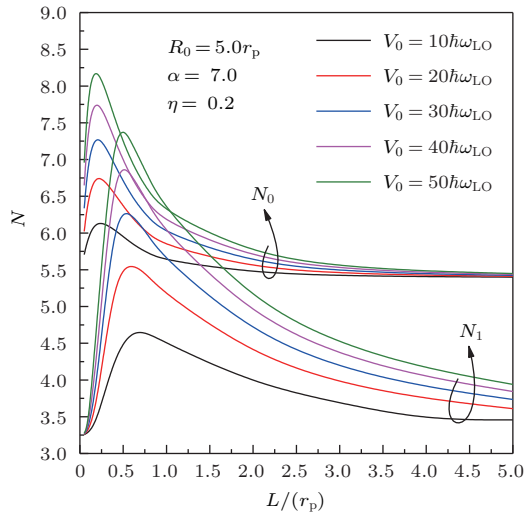


图2 平均声子数 N 在高斯函数型限定势阱不同阱深 V_0 下随其阱宽 L 的变化

Fig. 2. Mean number of phonons N as a function of the well width L at different well depth V_0 of the asymmetric Gaussian functional confinement potential well (AGFCPW).

图3 表示了基态(第一激发态)能量 $E_0(E_1)$ 在不同介电常数比 η 下随抛物线型限定势阱范围 R_0 的变化. 由图3可以看出, E_0 和 E_1 随 R_0 的减小而增大, 这是因为一般来说 $E_0 < 0, E_1 < 0$, 但是抛物线型限定势阱 $V_P > 0$ 且 $V_P \propto 1/R_0^4$; 在给定 R_0 下, E_0 和 E_1 随 η 的增加而减小, 这是因为在含氢化杂质的晶体或纳米结构中, 电子被库仑势 ($V_C < 0$) 束缚于氢化杂质中^[30-32], 且 η 越大, 氢化杂质对电子的限定势 $V_C \propto -(1-\eta)^{-1}$ 越强, 致使电子的能量越低.

图4 描述了能量 $E_0(E_1)$ 在不同阱深 V_0 下随阱宽 L 的变化. 由图4可以看出, $|E_0| > |E_1|$, $|E_0|$ 和 $|E_1|$ 随 L 的增加而增大, 增大的幅度随 L 的增加而趋缓; 同时, 在给定 L 下, $|E_0|$ 和 $|E_1|$ 随 V_0 的增加而增大. 这是由于高斯函数型限定势阱函数 $V_G(z) < 0$, 而且 $|V(z)|$ 随 L 或 V_0 增加而增大所致.

图5 描述了跃迁概率 Q 在不同介电常数比 η 下随抛物线型限定势范围 R_0 的变化. 由图5可以看出: Q 随 R_0 的缩小而减小. 这是因为随着抛物线型限定势阱范围的减小, 电子在 $x-y$ 平面内的受限增大, 致使电子状态的稳定性提高而改变它的难度增大. 当 R_0 较小 ($R_0 < 2.2r_p$) 时, Q 随 R_0 的减小而减小的幅度较大; 当 R_0 较大 ($R_0 > 2.2r_p$) 时, Q 随 R_0 的减小而减小的幅度很小. 在给定 R_0 下, Q 随 η 的增大而减小. 这是因为 η 越大, 氢化杂

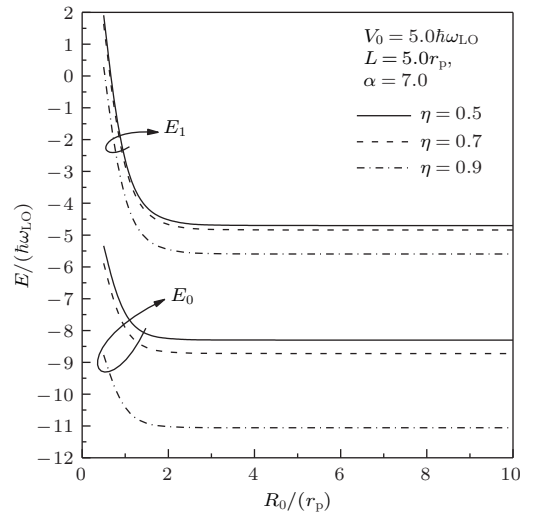


图3 基态(第一激发态)能量 $E_0(E_1)$ 在不同介电常数比 η 下随范围 R_0 的变化

Fig. 3. The ground (the first excited) state energy $E_0(E_1)$ as a function of the range R_0 of the PCPW at different dielectric constant ratio η .

质对电子的库仑限定势 $V_C \propto -(1-\eta)^{-1}$ 越强, 致使电子态的变化越难.

图6 表示了概率 Q 在不同阱深 V_0 下随阱宽 L 的变化. 由图6可以看出, 在 L 的不同区域内, Q 随 L 的变化形式有所不同: 当 L 较大 ($L > 1.3r_p$) 时, Q 随 L 的减小而单调减小, 这一结果与图5所示的 Q 随抛物限定势范围 R_0 的缩小而减小的规律相似; 但是, 当 L 较小 ($L < 1.3r_p$) 时, Q 随 L 的变化而振

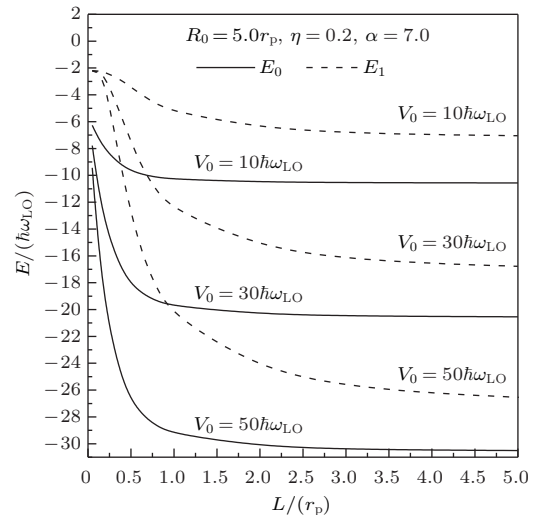


图4 基态(第一激发态)能量 $E_0(E_1)$ 在不同阱深 V_0 下随阱宽 L 的变化

Fig. 4. The ground (the first excited) state energy $E_0(E_1)$ as a function of the well width L at different well depth V_0 of AGFCPW.

荡变化. 这是一种量子现象, 因为按照量子理论, 阱宽 L 越小, 量子尺寸效应越加明显. 比较图 6 与图 5 不难看出, 图 6 给出的跃迁概率 Q 随高斯限定势范围 L 的变化规律, 无论从量子力学理论看, 还是从实验结果^[13] 的检验看, 都比图 5 给出的跃迁概率 Q 随抛物线限定势范围 R_0 的变化规律更加合理和符合实际. 不过, 当限定势范围 (R_0 和 L) 的取值较大时, 二者的变化规律基本一致, 这是因为当 $z/L \ll 1$ 时, 高斯函数型限定势阱可以用抛物线型限定势阱近似. 总之, 对量子点限定势下的电子态

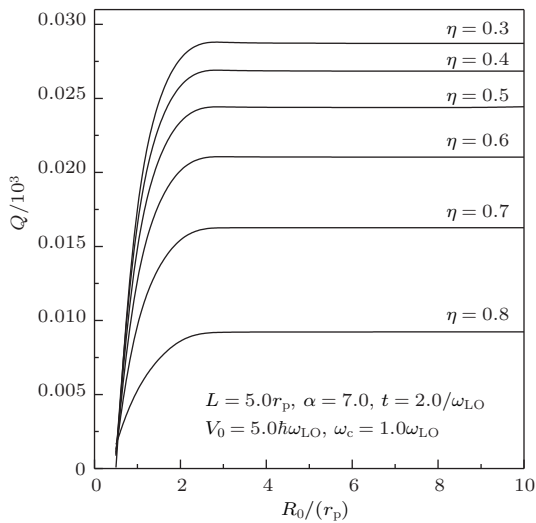


图 5 跃迁概率 Q 在不同介电常数比 η 下随抛物线型限定势阱范围 R_0 的变化
Fig. 5. The transition probability Q as a function of the range R_0 of PCPW at different dielectric constant ratio η .

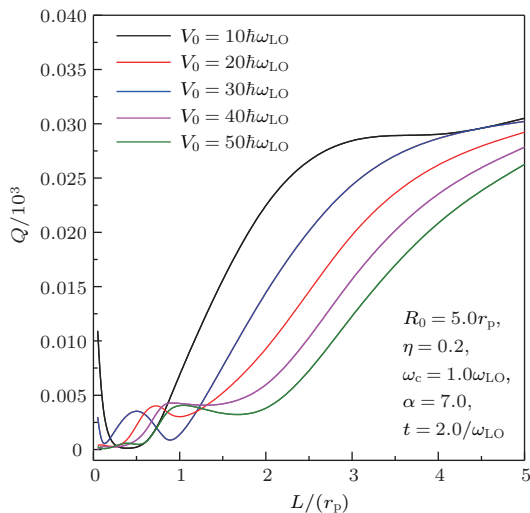


图 6 跃迁概率 Q 在高斯函数型限定势阱不同阱深 V_0 下随阱宽 L 的变化
Fig. 6. The transition probability Q as a function of the well width L at different well depth V_0 of the AGFCPW.

及其变化而言, 不考虑量子点的厚度所带来的影响, 其结果无疑是比较粗糙的, 亦即无论是对量子点输运性质还是光学性质的研究, 考虑量子点厚度的影响是有实际意义的; 与此同时, 高斯函数型限定势比抛物线型限定势更能精确地反映量子点真实的限定势. 由图 6 还可以看出, 对于给定的 L , Q 随 V_0 的增加而减小. 这是因为 $V_G(z) < 0$ 时, V_0 越大, 电子的能量越低, 电子的状态就越稳定.

图 7 表示了概率 Q 在不同耦合强度 α 下随介电常数比 η 的变化. 由图 7 可以看出, Q 随 η 的增大而减小的幅度随 α 的减小而增大, 这是因为 α 越大, 意味着电声相互作用越强, 致使电子周围声子平均数越多, 电子的自陷越深, 电子态发生跃迁的难度就越大. 由此可见, 在研究量子点中电子态的变化时不能忽略声子 (介质的极化) 效应的影响.

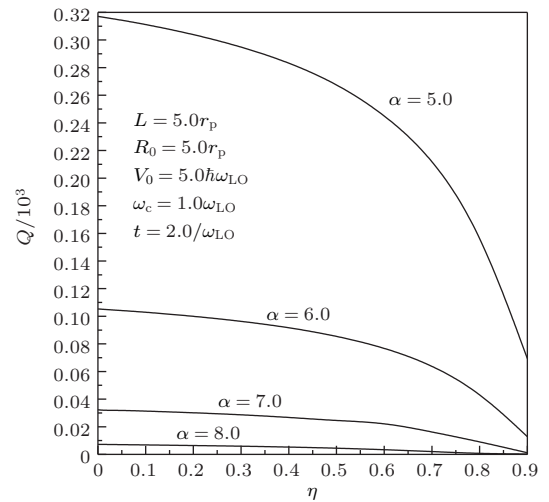


图 7 概率 Q 在不同耦合强度 α 下随介电常数比 η 的变化
Fig. 7. The probability Q as a function of the dielectric constant ratio η at different electron-phonon coupling strength α .

图 8 描述了概率 Q 在不同耦合强度 α 下随磁场的回旋频率 ω_c 的变化. 由图 8 可以看出, 当 $\omega_c = 0$ 时, $Q = 0$, Q 随 ω_c 的增大而周期性振荡上升, 这都表明施加外磁场是电子态发生量子跃迁的必要条件. 由图 8 还可以看出, Q 随 ω_c 的增大而周期性振荡上升的形态受到 α 的显著影响, Q 的振荡周期随 α 的增大而增加, 而振荡的幅度随 α 的增大而减小.

图 9 分别表示了跃迁概率 Q 在不同介电常数比 η 和不同磁场的回旋频率 ω_c 下随振荡周期 t 的变化. 由图 9 可以看出, Q 随 t 的变化而做周期性振荡. 这是因为电子跃迁概率 Q 的时间演化规律由

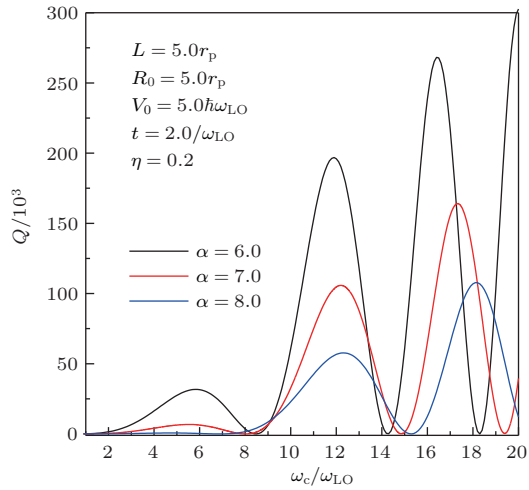


图8 概率 Q 在不同耦合强度 α 下随磁场的回旋频率 ω_c 的变化

Fig. 8. The probability Q as a function of the resonant frequency ω_c of the magnetic field at different electron-phonon coupling strength α .

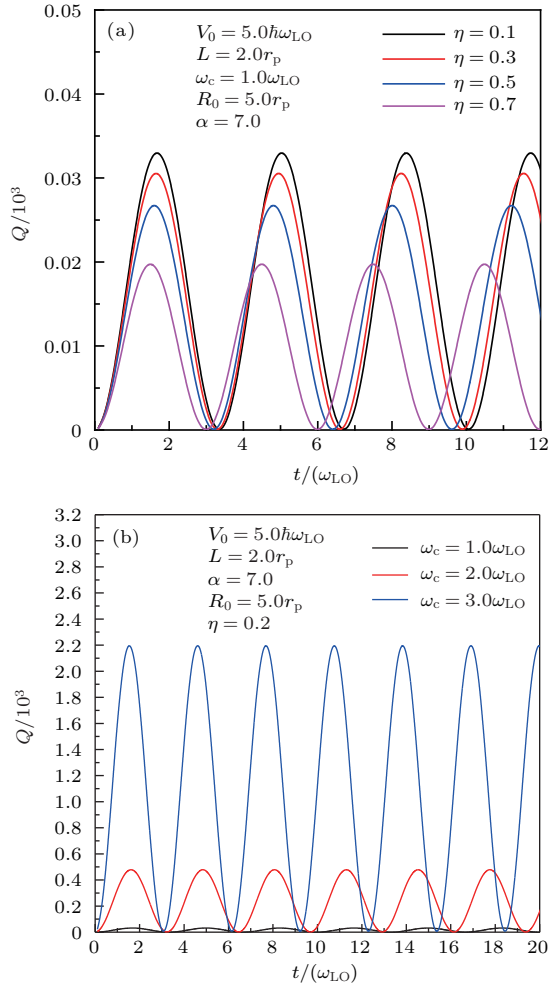


图9 概率 Q 在 (a) 不同介电常数比 η 和 (b) 不同磁场的回旋频率 ω_c 下随振荡周期 t 的变化

Fig. 9. The probability Q as a function of the period t of oscillation at different (a) dielectric constant ratio η and (b) resonant frequency ω_c of the magnetic field.

(16)式描写所致,从物理上讲,这是电子状态随时间的变化必须满足其波动方程(薛定谔方程)的必然结果.由图9不难发现, Q 随 t 做振荡变化的形态受到 η 和 ω_c 的显著影响: Q 振荡的幅度和周期均随 η 的增大而减小; Q 振荡的幅度和频率均随 ω_c 增大而增加.

4 结 论

在计及氢化杂质和厚度效应下,分别选取抛物线型限定势阱和高斯函数型限定势阱描写盘型量子点中电子的横向限定势和纵向限定势,采用Lee-Low-Pines-Pekar变分法研究了电子在磁场作用下的量子跃迁.数值结果表明:高斯函数型限定势比抛物线型限定势更能精准反映量子点中电子真实的限定势;量子点的厚度对电子的跃迁概率的影响不凡;电声耦合强度 α 、介电常数比 η 、磁场强度 B 、非对称高斯函数型限定势阱的阱深 V_0 、阱宽 L 对电子的能量、声子平均数、能量以及跃迁概率的影响显著.

参考文献

- [1] Dou X M, Ying Y U, Sun B Q, Jiang D S, Ni H Q, Niu Z C 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 104203
- [2] Wang H Y, Su D, Yang S, Dou X M, Zhu H J, Jiang D S, Ni H Q, Niu Z C, Zhao C L, Sun B Q 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 107804
- [3] Yang S, Dou X M, Yu Y, Ni H Q, Niu Z C, Jiang D S, Sun B Q 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 077804
- [4] Xue Y Z, Chen Z S, Ni H Q, Niu Z C, Jiang D S, Dou X M, Sun B Q 2017 *Chin. Phys. B* **26** 084202
- [5] Li B X, Zheng J, Chi F 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 107302
- [6] Shi L, Yan Z W 2013 *Eur. Phys. J. B* **86** 244
- [7] Li B X, Zheng J, Chi F 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 057302
- [8] Feng Z Y, Yan Z W 2016 *Chin. Phys. B* **25** 107804
- [9] Li W P, Xiao J L, Yin J W, Yu Y F, Wang Z W 2010 *Chin. Phys. B* **19** 047102
- [10] Chen Y J, Xiao J L 2013 *J. Low Temp. Phys.* **170** 60
- [11] Bai X F, Xin W, Yin H W, Eerdunchaolu 2017 *Int. J. Theor. Phys.* **56** 1673
- [12] Sun Y, Ding Z H, Xiao J L 2017 *J. Electron. Mater.* **46** 439
- [13] Gu J, Liang J J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5335 (in Chinese) [谷娟, 梁九卿 2005 物理学报 **54** 5335]
- [14] Fotue A J, Kenfack S C, Tiotsop M, Issofa N, Tabue Djemmo M P, Wirngo A V, Fotsin H, Fai L C 2016 *Eur. Phys. J. Plus.* **131** 75
- [15] Jacak L, Hawrylak P, Wojs A 1998 *Quantum Dots* (Berlin: Springer)

- [16] Adamowski J, Sobkowicz M, Szafran B, Bednarek S 2000 *Phys. Rev. B* **62** 4234
- [17] Xie W F 2003 *Solid State Commun.* **127** 401
- [18] Hai G Q, Peeters F M, Devreese J T 1993 *Phys. Rev. B* **47** 10358
- [19] Liang S D, Chen C Y, Jiang S C, Lin D L 1996 *Phys. Rev. B* **53** 15459
- [20] Xiao J L 2016 *Int. J. Theor. Phys.* **55** 147
- [21] Khordad R, Goudarzi S, Bahramiyan H 2016 *Indian J. Phys.* **90** 659
- [22] Wei X W, Qi B, Xiao J L 2015 *J. Low Temp. Phys.* **179** 166
- [23] Miao X J, Sun Y, Xiao J L 2015 *J. Korean Phys. Soc.* **67** 1197
- [24] Lee T D, Low F M, Pines S D 1953 *Phys. Rev.* **90** 297
- [25] Landau L D, Pekar S I 1948 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **18** 419
- [26] Pekar S I, Deigen M F 1948 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **18** 481
- [27] Pekar S I 1954 *Untersuchungen über die Elektronentheorie der Kristalle* (Berlin: Akademie Verlag)
- [28] Li W P, Yin J W, Yu Y F, Xiao J L, Wang Z W 2009 *Int. J. Theor. Phys.* **48** 3339
- [29] Eerdunchaolu, Xiao J L 2007 *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** 044702
- [30] Li S S, Kong X J 1992 *J. Phys. Condens. Matter* **4** 4815
- [31] Li S S, Xia J B 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 093716
- [32] Li S S, Xia J B 2007 *Phys. Lett. A* **366** 120

Influence of Hydrogen-like impurity and thickness effect on quantum transition of a two-level system in an asymmetric Gaussian potential quantum dot*

Bai Xu-Fang¹⁾ Zhao Yu-Wei²⁾ Yin Hong-Wu²⁾ Eerdunchaolu²⁾†

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

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

(Received 19 February 2018; revised manuscript received 15 May 2018)

Abstract

Considering hydrogen-like impurity and the thickness effect, the eigenvalues and eigenfunctions of the electron ground state and first excited state in a quantum dot (QD) are derived by using the Lee-Low-Pines-Pekar variational method with a parabolic confinement potential well (PCPW) and an asymmetric Gaussian functional confinement potential well (AGFCPW) serving as the transverse and longitudinal confinement potential, respectively. Based on the above two states, a two-level system is constructed. Then, the electron quantum transition affected by a magnetic field is discussed in terms of the two-level system theory. The numerical calculations indicate that the electron transition probability Q decreases with the range R_0 of the PCPW decreasing. With R_0 decreasing, the amplitude of the transition probability Q decreases greatly when R_0 is small ($R_0 < 2.5r_p$), but the decrease becomes small when R_0 is large ($R_0 > 2.5r_p$). The transition probability Q decreases with the dielectric constant ratio η increasing. For different values of the well width L of the AGFCPW, the change forms of the transition probability Q with the well width L are different: the transition probability Q decreases monotonically with the decreasing of the well width L when L is large ($L > 1.3r_p$), which is similar to the trend of the transition probability Q changing with the range R_0 of the PCPW, but the oscillation of the transition probability Q is small with the decreasing of the well width L when L is small ($L < 1.3r_p$). Whereas, both changes are consistent basically when the range of the confinement potential (the value of R_0 or L) is large since the AGFCPW can be approximated by the PCPW when $z/L \ll 1$. For the electronic state and its change in the QD with a confinement potential, in any case, the results are rough without regard to the influence arising from the thickness of the QD. This shows that the AGFCPW is more accurate than the PCPW in reflecting the real confinement potential. This conclusion is in accordance with the experimental results. In addition, the transition probability Q decreases with increasing V_0 . The amplitude of the transition probability Q decreasing with increasing the dielectric constant ratio η is enlarged with reducing the coupling strength α . This indicates that the phonon (the polarization of the medium) effect cannot be ignored when investigating the change of the electronic state in the QD. The transition probability Q periodically oscillates and goes up with increasing the cyclotron frequency ω_c . The external magnetic field is a kind of inducement causing the quantum transition of electronic state. The transition probability Q periodically oscillates and goes up with increasing the cyclotron frequency ω_c , and is affected dramatically by the coupling strength α : with increasing the coupling strength α , the oscillation period of Q increases, but the oscillation amplitude decreases. In a word, the transition probability of the electron is influenced significantly by some physical quantities, such as the coupling strength α , the dielectric constant ratio η , the resonant frequency of the magnetic field ω_c , the well depth V_0 , and the well width L of AGFCPW.

Keywords: quantum dot, hydrogen-like impurity, asymmetric Gaussian functional confinement potential well, quantum transition

PACS: 78.67.Hc, 71.38.-k, 63.20.kd

DOI: 10.7498/aps.67.20180341

* Project supported by the National Nature Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. E2013407119) and the Items of Institution of Higher Education Scientific Research of Inner Mongolia, China (Grant No. NJZY14189).

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