

文章编号: 1000-7032(2009)02-0152-05

磁场中量子点内弱耦合磁极化子基态束缚能的温度依赖性

乌云其木格¹, 刘宝海², 额尔敦朝鲁^{2*}

(1. 内蒙古民族大学 物理与电子信息学院, 内蒙古 通辽 028043;

2. 河北科技师范学院 凝聚态物理研究所, 河北 秦皇岛 066004)

摘要: 用线性组合算符法、LLP 变换法和量子统计的方法, 研究了温度对磁场中抛物量子点内弱耦合磁极化子的影响, 得到了磁极化子基态能量和基态束缚能量与量子点的受限强度、回旋频率和温度的依赖关系。数值计算结果表明, 磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 随回旋频率 ω_c 的增加而增大, 随温度参量 γ 的增加而减小, $|E_b|$ 随 γ 的增加而减小的幅度, 不仅与 γ 的取值范围有关, 而且还与 ω_c 有显著关系, $|E_b|$ 显著变化的 γ 范围随 ω_c 的增加而减小。

关键词: 抛物量子点; 弱耦合磁极化子; 基态束缚能量; 温度依赖

中图分类号: O469; O472.3

PACS: 71.38.-k

PACC: 6320K; 7138

文献标识码: A

1 引 言

随着微加工技术的进步和发展, 量子点系统像半导体超晶格、半导体量子阱一样引起了国内外学者的广泛重视, 其研究价值无论对基础物理, 还是对实验器件和高技术产业都有深远的意义。鉴于从理论上处理量子点阵会碰到数学上的困难, 因而多数人将主要的研究对象集中在单个量子点上, 研究在不同材料组成的单个量子点中各种载流子的物理性质以及在外场中的新现象。

近年来, 大量关于极化子对量子线、量子阱影响的研究成果已有相当数量的研究报道^[1-5]。充分表明, 当降低材料的维数时, 声子效应越明显。对于系统处于外场中的情况, Zhu 等^[6]应用 Landau-Peker 方法研究了磁场对抛物量子点中强耦合极化子的影响; Wendler 等^[7]用二级微扰法研究了垂直磁场下准零维量子点中的电子。最近, 王立国等^[8]应用线性组合算符法和么正变换法研究了抛物量子点中磁极化子的基态性质; Jacak 等^[9]用 Davydov 正则变换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; 肖玮等^[10]采用线性组合算符法和么正变换法研究了磁场对非对称量子点中弱耦合磁极化子的性质

的影响; 本文作者^[11]研究了磁场对抛物量子点中极化子的激发态性质的影响。然而, 上述众多工作中, 人们为了简单起见, 一般都只限于讨论零温 (0 K) 极限情形。事实上, 研究有限温度下低维结构中元激发的性质, 对改善和提高器件的热学性能具有重要的实际意义。本文首次采用线性组合算符法、LLP 变换法和量子统计的方法, 研究了温度对磁场中抛物量子点内弱耦合磁极化子的影响, 简捷地得到了磁极化子基态能量和基态束缚能量与量子点的受限强度、回旋频率 (磁场) 和温度的依赖关系。

2 哈密顿量

因电子在一个方向 (设为 z 方向) 比另外两个方向强受限, 所以只需考虑电子在 x - y 平面上运动。考虑到量子点中抛物线势比较接近真实物理情况, 因此, 用抛物线限制势来模拟真实量子点的情况是合适的。设在单一量子点中的束缚势为抛物形式

$$V(\rho) = \frac{1}{2}m\omega_0^2\rho^2 \quad (1)$$

其中, m 为电子的裸带质量, ρ 为电子二维坐标矢量, ω_0 为量子点的受限强度。当电子处于一个与

收稿日期: 2008-08-25; 修订日期: 2008-11-24

基金项目: 半导体超晶格国家重点实验室开放研究课题 (CHJG200701); 河北省自然科学基金 (A2008000463); 河北科技师范学院博士基金 (2006D001) 资助项目

作者简介: 乌云其木格 (1964-), 女, 内蒙古通辽人, 主要从事凝聚态理论的研究。

*: 通讯联系人; E-mail: Eerdunchaolu@sohu.com, Tel: (0335)8565971

其运动平面垂直的恒稳磁场 $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ 时, 磁场作用下量子点中电子-声子系统的哈密顿量可写为^[8]

$$H = \frac{1}{2m} \left(p_x - \frac{\beta^2}{4} y \right)^2 + \frac{1}{2m} \left(p_y + \frac{\beta^2}{4} x \right)^2 + \frac{1}{2} m \omega_0^2 \rho^2 + \sum_q \hbar \omega_{LO} b_q^+ b_q + \sum_q (V_q e^{iq \cdot r} b_q + H \cdot C) \quad (2)$$

式中 b_q^+ (b_q) 是波矢为 \mathbf{q} 的体纵光学声子的产生(湮灭)算符, $\mathbf{r} = (\boldsymbol{\rho}, z)$ 为电子坐标, $\beta^2 = 2eB/c$, 电子-声子相互作用的 Fourier 分量为

$$V_q = i \left(\frac{\hbar \omega_{LO}}{q} \right) \left(\frac{\hbar}{2m \omega_{LO}} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{4\pi\alpha}{\nu} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

其中

$$\alpha = \left(\frac{e^2}{2\hbar \omega_{LO}} \right) \left(\frac{2m \omega_{LO}}{\hbar} \right) \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right) \quad (4)$$

称为电子-声子耦合强度。

3 理论计算

首先对电子的 x - y 方向运动的动量和坐标引入 Huybrechts 线性组合算符^[12]。

$$p_j = \left(\frac{m\hbar\lambda}{2} \right)^{1/2} (B_j + B_j^+), \quad \rho_j = i \left(\frac{\hbar}{2m\lambda} \right)^{1/2} (B_j - B_j^+) \quad (5)$$

其中, λ 为变分参数, $j = x, y$ 。为了求有限温度下极化子的基态能量, 将式(5)代入式(2), 并讨论算符函数 $U_2^{-1} U_1^{-1} H U_1 U_2$ 在 $|\psi\rangle$ 态中的期待值 \bar{H} ,

$$\bar{H} = \langle \psi | U_2^{-1} U_1^{-1} H U_1 U_2 | \psi \rangle \quad (6)$$

这里

$$U_1 = \exp \left(-iA \sum_q \mathbf{q} \cdot \mathbf{r} b_q^+ b_q \right) \quad (7)$$

$$U_2 = \exp \left[\sum_q (f_q b_q^+ - f_q^* b_q) \right] \quad (8)$$

是 LLP 么正变换^[13], 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 声子弱耦合体系, $A = 1$ ^[12, 13]

$$|\psi\rangle = |\phi(z)\rangle | \{n_j\} \rangle | \{n_q\} \rangle \quad (9)$$

是有限温度下体系的尝试波函数, 其中 $\phi(z)$ 为电子 z 方向的波函数, 因电子在 z 方向强受限, 可将其视为只在无限薄的狭层内运动, 所以, $|\langle \phi(z) | \phi(z) \rangle|^2 = \delta(z)$ ^[8], $| \{n_q\} \rangle$ 为声子态, $| \{n_j\} \rangle$ 为极化子态, 按照量子统计理论

$$\bar{n}_q = \left[\exp \left(\frac{\hbar \omega_{LO}}{k_B T} \right) - 1 \right]^{-1} = (\exp \gamma - 1)^{-1}$$

$$\bar{n} = \left[\exp \left(\frac{\hbar \lambda}{k_B T} \right) - 1 \right]^{-1} = \left[\exp \left(\gamma \frac{\lambda}{\omega_{LO}} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (10)$$

这里考虑了电子运动的对称性 $\bar{n} = \bar{n}_j$ ($j = x, y$), k_B 是玻耳兹曼常数, T 为热力学温度, $\hbar \omega_{LO} / k_B T = \gamma$ 是温度参数。

将式(1) ~ 式(5) 和式(7) ~ 式(10) 式代入式(6), 可得

$$\bar{H} = \langle \phi(z) | F(f_q, f_q^*, \lambda) | \phi(z) \rangle \quad (11)$$

其中

$$F(f_q, f_q^*, \lambda) = \left(\bar{n} + \frac{1}{2} \right) \hbar \left(\lambda + \frac{\omega_0^2}{\lambda} + \frac{\omega_c^2}{\lambda} \right) + \sum_q \bar{n}_q \left(\frac{\hbar^2 q^2}{2m} + \hbar \omega_{LO} \right) - \alpha \hbar \omega_{LO} \quad (12)$$

为变分函数, 它对参数 f_q (f_q^*) 和 λ 的变分极值 H_{eff} 称为电子-声子系的有效哈密顿量, 得

$$H_{\text{eff}} = \min F(f_q, f_q^*, \lambda) = 2\hbar \left(\bar{n} + \frac{1}{2} \right) \left(\omega_0^2 + \frac{\omega_c^2}{4} \right)^{1/2} + \sum_q \bar{n}_q \left(\frac{\hbar^2 q^2}{2m} + \hbar \omega_{LO} \right) - \alpha \hbar \omega_{LO} \quad (13)$$

磁极化子的基态束缚能量为

$$|E_b| = 2\hbar \left(\bar{n} + \frac{1}{2} \right) \left(\omega_0^2 + \frac{\omega_c^2}{4} \right)^{1/2} \quad (14)$$

其中 $\omega_c = eB/mc$ 为回旋频率。

4 结果与讨论

量子点中弱耦合磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 由式(14)表示, 由式(14)可以看出, 磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 不仅与量子点的受限强度 ω_0 有关, 而且还与回旋频率 ω_c (或磁场 B)、温度 T 有关。为更清楚、直观地表明磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 随回旋频率 ω_c (或磁场 B)、温度和量子点的受限强度的变化规律, 我们给出了数值计算结果, 如图 1 ~ 3。图中以 ω_{LO} 作为量子点的受限强度 ω_0 和回旋频率 ω_c 的单位。

图 1 表示量子点中磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 在不同温度参量 γ 下随回旋频率 ω_c 的变化。由图 1 可看出, 磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 随回旋频率 ω_c 的增加而增大, 这表明外磁场将导致电子-晶格的极化场加强, 从而加强量子点中电子-声子-磁场三体相互作用。由图 1 还可看出, 尽管磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 随回旋频率 ω_c 的变化还与温度参数 γ 有关, 但不同的 γ 值所对应的 $|E_b|$ 随 ω_c 的变化规律都基本相似。

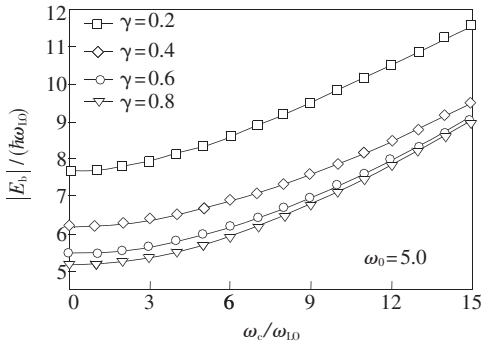


图 1 磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 在不同温度参量 γ 下随回旋频率 ω_c 的变化

Fig. 1 The relation curves of the ground state binding energy $|E_b|$ of the magnetopolaron with the cyclotron frequency ω_c at different temperature parameter γ

图 2 表示量子点中磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 在不同回旋频率 ω_c 下随温度参量 γ 的变化。由图 2 可看出,磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 随温度参量 γ 的增加而减小,换句话说,磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 随温度 T 的升高而增大,这表明随着温度的升高,声子数增多,电子的自陷作用加强,从而导致磁极化子的束缚能量增大。由图 2 也不难看出,磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 随温度参量 γ 的增加而减小的幅度,不仅与温度参量 γ 的取值范围有关,而且还与回旋频率 ω_c 有显著关系。一般来说,当温度参量 γ 的取值较小时, $|E_b|$ 随 γ 的变化非常显著,但当温度参量 γ 的取值为较大时, $|E_b|$ 随 γ 的变化不显著。而且使 $|E_b|$ 显著变化的 γ 范围随 ω_c 的增加而减小,例如,当 $\omega_c/\omega_{L0} = 5$ 时, $|E_b|$ 显著变化

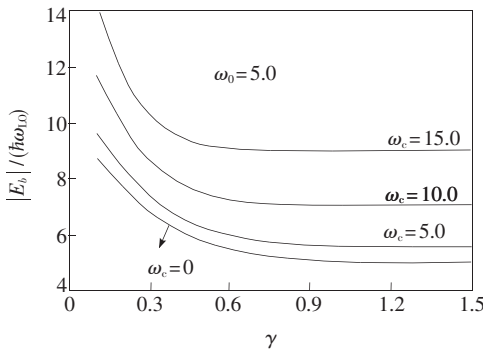


图 2 磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 在不同回旋频率 ω_c 下随温度参量 γ 的变化

Fig. 2 The relation curves of ground state binding energy $|E_b|$ of the magnetopolaron with temperature parameter γ at different cyclotron frequency ω_c

的 γ 范围约为 $(0 < \gamma < 0.9)$, 而当 $\omega_c/\omega_{L0} = 15$ 时, $|E_b|$ 显著变化的 γ 范围约 $0 < \gamma < 0.6$ 。

图 3 表示量子点中磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 在不同回旋频率 ω_c 下随量子点受限强度 ω_0 的变化。由图 3 可看出,磁极化子的 $|E_b|$ 随 ω_0 的增加而增大,这表明量子点受限越强,磁极化子的基态束缚能量越大。这是由于限定势的存在限制了电子的运动,随着限定势的增加即 ρ 的减少,以声子为媒介的电子热运动能量和电子-声子之间相互作用由于粒子运动范围的缩小而增大,导致量子点中磁极化子的基态束缚能量的迅速增大。

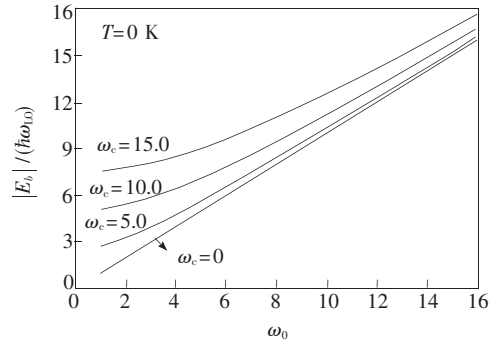


图 3 磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 在不同回旋频率 ω_c 下随量子点受限强度 ω_0 的变化

Fig. 3 The relation curves of ground state binding energy $|E_b|$ of the magnetopolaron with the confinement strength ω_0 at different cyclotron frequency ω_c

5 结 论

采用线性组合算符法、LLP 变换法和量子统计的方法,研究了温度对磁场中抛物量子点内弱耦合磁极化子的影响,简捷地得到了磁极化子基态能量和基态束缚能量与量子点的受限强度、回旋频率(磁场)和温度的依赖关系。数值计算结果表明:(1)磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 随回旋频率 ω_c 的增加而增大;(2)尽管磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 随回旋频率 ω_c 的变化还与温度参数 γ 有关,但不同的 γ 值所对应的 $|E_b|$ 随 ω_c 的变化规律都基本相似;(3)磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 随温度参量的增加而减小。一般来说,当温度参量 γ 的取值较小时, $|E_b|$ 随 γ 的变化非常显著,但当温度参量 γ 的取值为较大时, $|E_b|$ 随 γ 的变化不显著;(4)磁极化子的基态束

束缚能量 $|E_b|$ 随温度参量 γ 的增加而减小的幅度, 不仅与温度参量 γ 的取值范围有关, 而且还与回旋频率 ω_c 有显著关系, $|E_b|$ 显著变化的 γ 范

围随 ω_c 的增大而减小; (5) 磁极化子的基态束缚能量 $|E_b|$ 随量子点受限强度的 ω_0 的增加而增大。

参 考 文 献:

- [1] Ren Y H, Chen Q H. Rayleigh-Schrödinger perturbation theory for electron interaction in two dimensional quantum dot [J]. *Eur. Phys. J. B*, 1999, **7**(4):651-656.
- [2] Li W S, Zhu K D. Strong electron phonon interaction effect in quantum dots [J]. *Theor. Phys.*, 1998, **29**:343-346.
- [3] Chen Q H, Wang Z B, Wu F L, *et al.* Variational path-integral study on bound polaron in parabolic quantum dots and wires [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2001, **18**(5):668-671.
- [4] Xiao J L, Wang L G. The ground state nature of strong-coupling polaron in parabolic quantum dot [J]. *J. Optoelectronics · Laser* (光电子·激光), 2003, **14**(8):886-888 (in Chinese).
- [5] Wuyunqimuge, Xiao J L. Properties of the internal excited state of the polaron in the quantum dot [J]. *Chin. J. Lumin.* (发光学报), 2007, **28**(1):28-34 (in Chinese).
- [6] Zhu K D, Kobayashi T. Magnetic field effects on strong-coupling polarons in quantum dots [J]. *Phys. Lett. A*, 1994, **190**(3-4):337-340.
- [7] Wendler L, Chaplik A V, Haupt R, *et al.* Magnetopolarons in quantum dots: comparison of polaronic effects from three to quasi-zero dimensions [J]. *J. Phys. Condens. Matter.*, 1993, **5**(43):8031-8046.
- [8] Wang L G, Xiao J L. The property of weak-coupling magnetopolaron in a parabolic quantum dot [J]. *Chin. J. Lumin.* (发光学报), 2003, **24**(6):562-566 (in Chinese).
- [9] Jacak L, Krasny J J, Jacak D, *et al.* Magnetopolaron in a weakly elliptical quantum dot [J]. *Phys. Rev. B*, 2003, **67**(3):035303-1-13.
- [10] Xiao W, Xiao J L. Influence of magnetic field on properties of polaron in a asymmetry quantum dot [J]. *Chin. J. Lumin.* (发光学报), 2007, **28**(5):657-661 (in Chinese).
- [11] Wuyunqimuge, Yang H T, Eerdunchaolu. The influences of the external magnetic field on the Internal excited state of the magnetopolaron in the parabolic quantum dot [J]. *Research & Progress of Solid State Electronic* (固体电子学研究与发展), 2007, **27**(3):285-289 (in Chinese).
- [12] Huybrechts J. Note on the ground-state energy of the Feynman polaron [J]. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 1976, **9**(8):L211-L212.
- [13] Lee T D, Low F M, Pines D. The motion of slow electrons in a crystal [J]. *Phys. Rev.*, 1953, **90**(2):297-302.

Temperature Dependence of the Ground State Binding Energy of the Weak-coupling Magnetopolaron in a Quantum Dot Within Magnetic Fields

Wuyunqimuge¹, LIU Bao-hai², 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 & Technology, Qinhuangdao 066004, China)

Abstract: Quantum dot system has attracted a lot of attention as a possible candidate for the parts of an apparatus of quantum function, due to the potential applications foreground and a great deal of novel optoelectronic and transport properties. But owing to the research of electronic properties in quantum dot being very important, so more and more researchers started to study the quantum dot properties both theoretically and experimentally. However, for the convenience, in those works, people only confine themselves to discuss zero Kelvin

limit condition. In fact, researching the excitation properties in low-dimension structures under finite temperature is considerably important for improving and enhancing the calorifics performance of fundamental elements. In this paper, the influences of temperature on magnetopolaron in parabolic quantum dot were studied by using the methods of a linear combination operator, LLP transformation, and quantum statistics, and the dependences of the ground state energy of magnetopolaron and the ground state bound energy to the confinement strength of quantum dot, the cyclotron frequency (magnetic field) and the temperature were obtained. Numerical calculation results illustrate that:

(1) The ground state bound energy $|E_b|$ of magnetopolaron increases with the increasing of cyclotron frequency.

(2) Although the changes of ground state energy $|E_b|$ in a magnetic field with cyclotron frequency ω_c are related to the temperature parameter γ , but the change laws of the $|E_b|$ for different γ as a function of ω_c are similar.

(3) The ground state bound energy $|E_b|$ in a magnetic field decreases with the increasing of temperature parameter γ . Generally, the change of the ground state bound energy $|E_b|$ with temperature parameter γ is more obvious when the temperature parameter γ is smaller, but the change of the $|E_b|$ with γ is not remarkable when the temperature parameter γ is bigger.

(4) The scope of the ground state bound energy $|E_b|$ of magnetopolaron decreases with the increasing of the temperature parameter γ , it not only depends on the temperature parameter γ , but also on the cyclotron frequency ω_c , and the γ changing range with $|E_b|$ decreases with the increasing of cyclotron frequency ω_c .

(5) The ground state bound energy $|E_b|$ of magnetopolaron increases with the increasing of the confinement strength ω_0 .

Key words: parabolic quantum dot; magnetopolaron; ground state binding energy; temperature dependence

CLC number: 0469; 0472.3

PACS: 71.38.-k

PACC: 6320K; 7138

Document Code: A

Received date: 2008-08-25

重要启示

本刊为方便广大作者的论文进行国际交流,并进一步加快我刊国际化进程,现向广大作者征集相关英语全文写作论文。对专家和编委审查合格的论文,我们将采取优先发表等优惠措施,欢迎广大作者踊跃投寄英语全文写作的学术论文。论文征集范围仍参见《发光学报》征稿简则。

《发光学报》编辑部