

磁场中准二维强耦合磁极化子的性质^{*}

额尔敦朝鲁^{1,†} 乌云其木格² 徐 秋¹ 白旭芳²

(1 河北科技师范学院数理系, 秦皇岛 066004)
(2 内蒙古民族大学物理与机电学院, 通辽 028043)

摘要: 采用线性组合算符和改进的 LLP 变分法, 研究了磁场中无限势垒量子阱内电子与界面光学声子强耦合、与体纵光学声子弱耦合系统的基态, 得到了磁极化子的振动频率和自陷能随量子阱宽和磁场变化的规律. 对 CdF₂/AgCl 量子阱进行了数值计算, 结果表明, 磁极化子的振动频率和自陷能随阱宽的增加而减小, 随磁场的增加而增大, 但不同支声子与电子和磁场相互作用对磁极化子的振动频率和自陷能的贡献大不相同. 此外, 对以上现象进行了分析和解释.

关键词: 量子阱; 磁极化子; 振动频率; 自陷能

PACC: 6320K; 7138

中图分类号: O471.4

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2006)05-0824-06

1 引言

随着半导体人工微结构的发展和光学器件的广泛应用, 人们利用量子阱和超晶格结构, 可以测量低维系统的许多重要物理特性和量子效应, 发现了许多有趣的现象, 因此, 半导体量子阱和超晶格等微结构的研究备受重视. 在这些微结构中, 电子被限制在准二维(Q2D)系统中. 近十年来, 微结构中声子对局域电子的影响以及处于外场中的声子-局域电子耦合系统的性质也越来越引起学者们的关注.

在离子晶体和极性半导体中, 电子实际上总是以极化子出现的. 然而, 实际上研究 Q2D 系统中电子-声子相互作用是一个比较复杂的问题, 它涉及到电子间相互作用的屏蔽效应以及统计分布、量子阱限制势和实际 Q2D 结构的声子模式等. Morri 等人^[1]和 Liang 等人^[2]分别独立地推导出了量子阱中晶格振动的光学极化模以及电子与光学声子相互作用的类 Frölich 哈密顿量. 他们发现, 在量子阱结构中, 除了众所周知的束缚体纵光学(longitudinal optical, LO)声子模外, 还存在四支界面光学(interface optical, IO)声子模, 这些模的本征矢和电子-声子耦合函数被局域在量子阱的界面附近, 并且对极化子的性质产生影响. 这一哈密顿量对 Q2D 结构中的电子-声子相互作用提供了较为精确的描述. Sarma 等人^[3]研究了无限势垒量子阱中体纵光学声子对电子结合能及有效质量的影响, Zheng 等人^[4]

同时考虑了局域 LO 声子和 IO 声子的影响后, 采用 LLP 变分法研究了无限势垒量子阱中极化子的性质, Hai 等人^[5]对三种不同势阱研究了量子阱中极化子的能量及有效质量. Zheng 等人^[6]采用 LLP 变分法研究了有限深量子阱中极化子的能量和有效质量. Shi 等人^[7]采用二阶微扰论和 LLP 变分法研究了非对称半导体量子阱中极化子的能量和有效质量. 系统处于外场中的情况, Larsen^[8]采用算符代数运算的方法计算了磁场中二维极化子的基态能量. Kong 等人^[9]用推广的 Larsen 微扰方法研究了半导体量子阱中的磁极化子的回旋共振. Wei 等人^[10]用 Mac Donald 方法研究了在 GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs 量子阱中的库仑杂质束缚磁极化子的共振磁场. Haupt 等人^[11]和 Hai 等人^[12]运用二级微扰法研究处于倾斜磁场中抛物量子阱内极化子的回旋共振及 Landau 能级. 额尔敦朝鲁等人^[13]采用 Larsen 算符代数运算与变分函数相结合的方法, 研究了处于与生长轴平行的稳恒电磁场中无限高势垒量子阱内电子-LO 声子耦合系统性质的温度依赖性, 得到了有限温度下系统的自能. 最近, Li 等人^[14]采用一维方法研究了质量效应对磁场中有限深抛物量子阱内类氢杂质结合能的影响. Zhao 等人^[15,16]运用改进的 LLP 变分法计算了 GaAs/Al_{0.3}Ca_{0.7}As 抛物量子阱中电子(或空穴)的基态、第一激发态和跃迁能量, 以及有限深抛物量子阱中束缚极化子的结合能. Dugaev 等人^[17]运用分析方法讨论了处于平行磁场中 - 族窄隙半导体量子阱中极化子的能量. Liu 等

^{*} 内蒙古自治区自然科学基金(批准号:200208020110)和河北科技师范学院博士基金资助项目

[†] 通信作者. Email: eerdunchaolu@sohu.com

2005-08-26 收到, 2005-12-16 定稿

人^[18]通过在波函数中考虑量子线的限制方向和非限制方向的相关性,计算了 GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs 量子阱线中类氢杂质的束缚能和光致电离截面.然而上述工作大多都仅限于讨论电子-声子弱中耦合情形,它们对 - 族化合物材料无疑是正确的.

近年来,随着分子束外延等技术的发展, - 族化合物材料已被广泛注意.一般而言,这些材料中的电子-声子耦合常数比 - 族化合物材料中的电子-声子耦合常数大一个数量级,对于 - 族极性晶体,其电子-声子之间的耦合更强,以至弱中耦合理论不再适用.随着技术的进步,这些新材料在光电子器件等方面具有潜在的巨大应用价值,越来越引起人们的兴趣.对于体极化子,弱中耦合理论适用于电子-体纵光学声子耦合常数小于 6 的情形^[19],而对于表面或界面极化子这种限制约为 2.5^[20],所以当电子与表面或界面光学声子的耦合常数大于 2.5 时,就必须采用强耦合理论.

20 世纪 70 年代, Huybrechts^[21]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.这种方法对强耦合问题的处理结果与其他人的结果^[22,23]一致,而且具有简单直观的优点. Eerdunchaolu 等人^[24,25]曾采用该方法研究了极性晶体膜中极化子的自陷能和有效质量的温度依赖性.本文采用 Huybrechts 线性组合算符和改进的 LLP 变分法,研究了磁场中无限势垒对称量子阱内电子与 IO 声子强耦合、与 LO 声子弱耦合磁极化子的基态,推导出作为量子阱宽度和磁场函数的磁极化子自陷能的表达式,并首次得到了量子阱中磁极化子的振动频率及其随阱宽和磁场变化的规律.对 CdF₂/AgCl 量子阱进行了数值计算,结果表明,量子阱中磁极化子的振动频率和自陷能随阱宽的增大而减小,随磁场的增加而增大,但不同支声子与电子和磁场相互作用对磁极化子的振动频率和自陷能贡献不尽相同.

2 哈密顿量和变分计算

考虑被限制在一个无限高势垒对称量子阱中的电子,设由两种极性介质组成一个对称量子阱,其中厚度为 2d 的极性介质作为阱材料,垒材料则为两边对称的无限大极性介质.沿 z 轴施加一稳恒磁场 B = (0, 0, B), 如图 1 所示.在有效质量近似下,电子-声子-磁场体系的哈密顿量可以写成^[1,21]:

$$H = H_e + H_{LO} + H_{e-LO} + H_{IO} + H_{e-IO} \quad (1)$$

式中第一项为电子的能量

$$H_e = \frac{1}{2m} \left[P_x - \frac{2}{4} y \right]^2 + \frac{1}{2m} \left[P_y + \frac{2}{4} x \right]^2 + \frac{P_z^2}{2m_z} + U(z) \quad (2)$$

这里 P = (P_x, P_y) 和 m* = (m_x, m_y) 分别表示电子的动量和带质量; $\hbar \omega = \sqrt{\frac{2eB}{c}}$. (1) 式中第二和第三项分别描述局域 LO 声子场和电子-LO 声子相互作用能,第四项和第五项分别表示 IO 声子模的哈密顿量和电子-IO 声子相互作用的哈密顿量,它们的具体形式分别为

$$H_{LO} = \sum_{kmp} \hbar \omega_{LO}(k) a_{kmp}^\dagger a_{kmp} \quad (3)$$

$$H_{e-LO} = \sum_{kmp} [V_{kmp}(z) e^{ik \cdot r} a_{kmp} + H. c.] \quad (4)$$

$$H_{IO} = \sum_{qt} \hbar \omega_{IO}(q) b_{qt}^\dagger b_{qt} \quad (5)$$

$$H_{e-IO} = \sum_{qt} [W_{qt}(z) e^{iq \cdot r} b_{qt} + H. c.] \quad (6)$$

式中 $\omega_{LO}(k)$, $\omega_{IO}(q)$, $V_{kmp}(z)$, $W_{qt}(z)$, a_{kmp} (a_{kmp}^\dagger) 和 b_{qt} (b_{qt}^\dagger) 等量的意义与文献[1]和[2]相同.

首先,对电子的 x-y 方向运动的动量和坐标引进 Huybrechts 线性组合算符^[21]:

$$P_j = \left[\frac{m \hbar}{2} \right]^{1/2} (B_j + B_j^\dagger) \quad (7)$$

$$j = i \left[\frac{\hbar}{2m} \right]^{1/2} (B_i - B_i^\dagger) \quad (8)$$

其中 B_j 为变分参量,它表示极化子的振动频率, j = x, y.

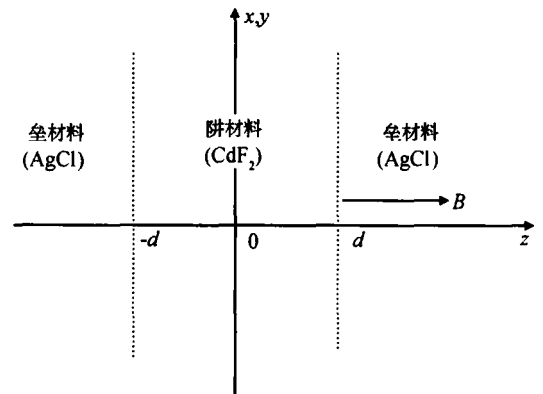


图 1 磁场中量子阱的几何形状

Fig. 1 Geometry of the quantum well in the magnetic fields

为了求出量子阱中磁极化子基态能量,下面讨论变分函数 $J = U_2^\dagger U_1^{-1} H U_1 U_2$ 在 | 态中的平均值 \bar{J} 的极值问题.按变分原理,

$$\bar{J} = [\langle U_2^\dagger U_1^{-1} H U_1 U_2 | U_2^\dagger U_1^{-1} H U_1 U_2 \rangle] / \langle U_2^\dagger U_1^{-1} H U_1 U_2 | U_2^\dagger U_1^{-1} H U_1 U_2 \rangle = 0 \quad (9)$$

这里

$$U_1 = \exp \left[-i \left(\sum_{kmp} A_1 a_{kmp}^\dagger a_{kmp} k + \sum_{qt} A_2 b_{qt}^\dagger b_{qt} q \right) \cdot \right] \quad (10)$$

是第一 LLP 变换,其中 A_i (i = 1, 2) 是表征电子-声

子耦合程度的物理量,对于我们所研究的电子与 IO 声子强耦合、与 LO 声子弱耦合体系, $A_1 = 1$ 和 $A_2 = 0$ ^[21,23].

$$U_2 = \exp \left\{ \begin{aligned} & [f_{kmp} \text{csn}(k_m z) a_{kmp}^+ - \\ & f_{kmp}^* \text{csn}(k_m z) a_{kmp}] + \begin{pmatrix} g_{qt} b_{qt}^+ - \\ g_{qt}^* b_{qt} \end{pmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

是改进的第二 LLP 变换^[21,23], 其中 f_{kmt} (f_{kmt}^*) 和 g_{qt} (g_{qt}^*) 都是变分参量.

$$\psi = \psi(z) |0_B|0_a|0_b \quad (12)$$

是温度 $T=0\text{K}$ 时的变分波函数, 其中 $\psi(z)$ 满足下列方程

$$\left[\frac{P_z^2}{2m_z} + U(z) \right] \psi(z) = \epsilon \psi(z) \quad (13)$$

式中

$$U(z) = \begin{cases} \frac{eB}{m} \frac{z}{d}, & |z| > d \\ 0, & |z| \leq d \end{cases} \quad (14)$$

$$\psi(z) = \begin{cases} 0, & |z| > d \\ \frac{1}{\sqrt{d}} \sin \left[\frac{1}{2d} (z+d) \right], & |z| \leq d \end{cases} \quad (15)$$

为电子 z 方向运动的本征波函数和能量本征值, $|0_B\rangle, |0_a\rangle$ 和 $|0_b\rangle$ 分别表示 B 算符的真真空态、LO 声子和 IO 声子的真真空态.

将(1)~(8)式、(10)~(12)式和(15)代入(9)式中,可确定出各变分参量

$$f_{kmp} = - \frac{\frac{iB}{(k^2 + k_m^2)^{1/2}} \psi(z) |\text{csn}^2(k_m z)| \psi(z)}{\{ \psi(z) | \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \text{csn}^2(k_m z) + \frac{\hbar^2 k_m^2}{2m_z} \text{snc}^2(k_m z) | \psi(z) + \hbar \omega_L \psi(z) |\text{csn}^2(k_m z)| \psi(z) \}} \quad (16)$$

$$g_{qt} = - \frac{\psi(z) | W_{qt} | \psi(z)}{\hbar \omega_t} e^{-\frac{\hbar \omega_t^2}{2m}} \quad (17)$$

$$= \left\{ \frac{2}{4} + \frac{16}{d^3 \omega_t^3 (\omega_t - \omega_L)} \times \int_0^d \frac{D_+^2(x) \tanh^2(x)}{(x^2 + x^2)^2} e^{-\frac{x^2}{d^2 \omega_t^2}} dx \right\}^{1/2} \quad (18)$$

式中 $\omega_t = eB/m$. 由(18)式所确定的振动频率不仅与量子阱宽 d 有关,而且与磁场 B 有关. 就目前所知,尚无人讨论过外磁场对量子阱中磁极化子振动频率的影响.

(18)式表明,在量子阱中电子与 IO 声子强耦合、与 LO 声子弱耦合磁极化子的振动频率只取决于电子-IO 声子-磁场三体相互作用,而与 LO 声子无关. 这一结果与文献[26,27]的结论一致. 由(18)式可进一步看出,在量子阱中的四支 IO 声子中,只有频率为 ω_{++} 和 ω_{--} 的两支 IO 声子与电子和磁场

相互作用对极化子的振动频率有贡献,而频率为 ω_{+-} 和 ω_{-+} 的另外两支 IO 声子对极化子的振动频率没有贡献. 这说明,这两支声子的贡献应包含在更高级修正中,但都很小.

量子阱中磁极化子基态能量的上限为

$$E_0 = \epsilon + \frac{1}{2} \hbar \omega_L - \frac{\hbar^2 c^2}{8} - E_{\text{c-ph-B}}^{\text{tr}} \quad (19)$$

式中 $E_{\text{c-ph-B}}^{\text{tr}}$ 是量子阱中磁极化子的自陷能,

$$E_{\text{c-ph-B}}^{\text{tr}} = E_{\text{c-LO}}^{\text{tr}} + E_{\text{c-IO-B}}^{\text{tr}} \quad (20)$$

其中

$$E_{\text{c-LO}}^{\text{tr}} = \frac{3 \omega_L \hbar \omega_L}{4 d \omega_L} \times \frac{1}{1 - \frac{\omega_L^2}{6 d^2 \omega_L^2}} \ln \left[\frac{1}{3} + \frac{4 d^2 \omega_L^2}{2} \right] + \frac{\omega_L \hbar \omega_L}{2 d \omega_L} \sum_{m=2,3,4,\dots} \ln \left[1 + \frac{4 d^2 \omega_L^2}{m^2} \right] \quad (21)$$

$$E_{\text{c-IO-B}}^{\text{tr}} = \frac{4 \omega_L \omega_L \hbar^2 \omega_L}{d \omega_L (\omega_L - \omega_L)} \times \int_0^d \frac{D_+^2(x) \tanh^2(x)}{x^2 (x^2 + x^2)^2} e^{-\frac{x^2}{d^2 \omega_L^2}} dx \quad (22)$$

在推导中忽略了多声子之间相互作用引起的小项和波矢的高阶小项的贡献,并令 $m_x = m_z = m_y$.

从(20)~(22)式可以看出,量子阱中磁极化子的自陷能由两部分组成:第一部分是由电子与 LO 声子相互作用所诱生的磁极化子的自陷能,第二部分则是电子-IO 声子-磁场三体相互作用对自陷能的贡献. 由(22)式还可以看出,在四支 IO 声子中,只有频率为 ω_{++} 和 ω_{--} 的两支 IO 声子与电子和磁场相互作用对磁极化子的自陷能有贡献,而频率为 ω_{+-} 和 ω_{-+} 的另外两支 IO 声子对自陷能没有贡献,同样表明,这两支声子的贡献应包含在更高级修正中,但都很小. 显然,量子阱中磁极化子的自陷能与量子阱半宽度 d 和磁场 B 有关.

3 结果与讨论

为了更清楚地说明量子阱磁极化子的振动频率和自陷能随磁场的变化规律,我们选择了一对典型的电子-IO 声子强耦合和电子-LO 声子弱耦合材料 CdF₂ 和 AgCl 作为量子阱内、外极性介质进行数值计算. 所用材料的参数如表 1 所示,数值结果示于图 2~4. 图中选取极化子的半径 r_p 为长度单位,以 $\omega_L \hbar \omega_L$ 为能量单位.

表 1 材料的特征参量^[28,29]

Table 1 Characteristic parameters of material^[28,29]

材料	ϵ_0	ϵ_s	$L/10^{14}\text{s}^{-1}$	$T/10^{14}\text{s}^{-1}$	L	s	m_b/m_e
CdF ₂	7.8	2.4	0.76531	0.42452	3.2	4.23	0.45
AgCl	9.5	3.97	0.34925	0.22577	1.97	2.89	0.297

图 2 描绘了频率为 ω_{++} 和 ω_{-+} 的两支 IO 声子分别与电子和磁场相互作用所诱生的磁极化子的振动频率 $\omega_{eIO(++)-B}$ 和 $\omega_{eIO(-+)-B}$, 以及这两支 IO 声子同时与电子和磁场相互作用时所诱生的磁极化子的振动频率 ω_{eIO-B} 在不同磁场 B 下随量子阱半宽 (以下简称阱宽) d 的变化关系. 由图 2 可以看出, 在 B 一定时, $\omega_{eIO(++)-B}$, $\omega_{eIO(-+)-B}$ 和 ω_{eIO-B} 都随 d 的减小而增大. 图 2 还表明, 无论是 $\omega_{eIO(++)-B}$ 和 $\omega_{eIO(-+)-B}$, 还是 ω_{eIO-B} 都随 B 的增大而增加, 表明外磁场将导致电子-晶格的极化场加强, 也就是说, Huybrechts 所描述的强耦合极化子所处的抛物势阱变深, 从而电子的振动频率增大. 由图 2 不难看出, 在 d 一定时, $\omega_{eIO(++)-B}$ 的值比 $\omega_{eIO(-+)-B}$ 的值要大, 这表明量子阱中不同支声子与电子和磁场耦合的强烈程度是不同的, 频率为 ω_{++} 的 IO 声子与电子和磁场的耦合较频率为 ω_{-+} 的 IO 声子与电子和磁场的耦合更强一些. 除此之外, 我们还发现, $\omega_{eIO-B} = \omega_{eIO(++)-B} + \omega_{eIO(-+)-B}$, 这一结果说明, 电子与不同支 IO 声子和磁场相互作用对磁极化子振动频率的贡献不是线性的. 由 (18) 式可以看出, 导致这种非线性的原因是, 界面声子的色散对电子-声子-磁场三体相互作用产生了显著影响.

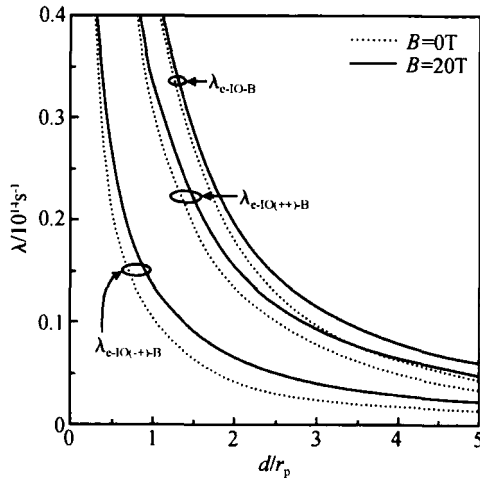


图 2 磁极化子的振动频率随阱宽和磁场的变化

Fig.2 Variations of the vibration frequency of the magnetopolaron with the well's width and the magnetic fields

图 3 描绘了频率为 ω_{++} 和 ω_{-+} 的两支 IO 声子分别与电子和磁场相互作用所诱生的磁极化子的自陷能 $E_{eIO(++)-B}^t$ 和 $E_{eIO(-+)-B}^t$, 以及这两支 IO 声子同时与电子和磁场相互作用时所诱生的磁极化子的自陷能 E_{eIO-B}^t 在不同磁场 B 下随量子阱宽 d 的变化关系. 由图 3 可以看出, 在 $B = 0T$ 时, $E_{eIO(++)-B}^t$, $E_{eIO(-+)-B}^t$ 和 E_{eIO-B}^t 均随 d 的减小而增加; 不同支声子与电子相互作用对磁极化子自陷能的贡献也不尽

相同, $E_{eIO(++)-B}^t$ 的值较 $E_{eIO(-+)-B}^t$ 的值要明显大些, 且当 $d \rightarrow 0$ 时, $E_{eIO(++)-B}^t$ 的取值将逼近一定值 $\frac{1}{2} \hbar \omega_{L2}/8$, 这个值就是文献 [30] 给出的二维强耦合极化子的自陷能的结果, 而 $E_{eIO(-+)-B}^t$ 的取值要比这个值小很多. 这说明, 在量子阱中的四支局域 IO 声子中, 只有频率为 ω_{++} 的 IO 声子与电子的耦合属于真正意义上的强耦合, 而其余三支 IO 声子与电子的耦合则不属于强耦合. 图 3 还表明, 当 $B \rightarrow 0T$ 时, 无论是 $E_{eIO(++)-B}^t$, $E_{eIO(-+)-B}^t$, 还是 E_{eIO-B}^t 均随 B 的增加而增大, 表明外磁场将加强电子-IO 声子-磁场三体耦合作用. 同时我们也发现, 与上述振动频率情形类似, 对给定阱宽的量子阱而言, $E_{eIO-B}^t = E_{eIO(++)-B}^t + E_{eIO(-+)-B}^t$, 这说明电子与不同支 IO 声子和磁场相互作用对磁极化子自陷能的贡献也不是线性的. 由 (22) 式可以看出, 导致这种非线性的原因是, 界面声子的色散对自陷能产生了显著的影响.

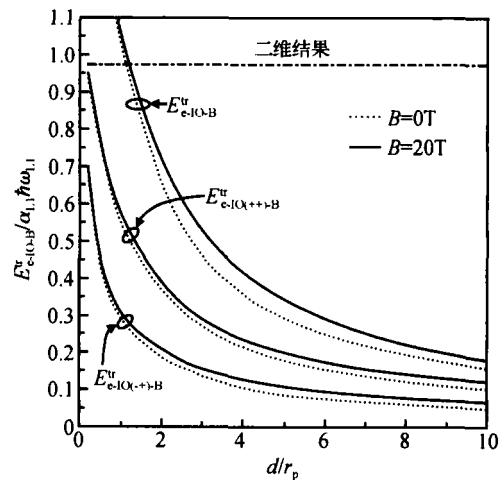


图 3 电子-IO 声子-磁场相互作用所诱生的磁极化子的自陷能随阱宽和磁场的变化

Fig.3 Variations of the self-trapping energy of the magnetopolaron induced by the electron-IO phonon-magnetic fields interaction with the well's width and the magnetic fields

图 4 描绘了磁极化子的自陷能 E_{eIO-B}^t 在不同磁场 B 下随阱宽 d 的变化关系. 由图 4 可以看出, 当 $B = 0T$ 时, E_{eIO-B}^t 在 $d < 6r_p$ 时, 随 d 的增加而迅速增加, 当 $d > 12r_p$ 时, 随 d 的增加而缓慢增加, 最后趋于一定值 $\frac{1}{2} \hbar \omega_{L1}$, 这个结果与文献 [19] 得到的三维弱耦合极化子自陷能的结论相同; E_{eIO-B}^t 在 d 较小时很大, 但随 d 的增加而很快减小, 最后趋于零. 这说明在量子阱宽度较小时, IO 声子的作用尤为重要, 它的物理图像是, 量子阱中的四支 IO 声子模的本征矢和电子-声子耦合函数被局域在量子阱的界面附近; E_{eIO-B}^t 随 d 的增加而迅速减小, 然后缓慢趋向三维结果. 这说明, 在阱宽较窄时, 电子与 IO 声子相

相互作用对自陷能的贡献是主要的,随着阱宽的增加,电子与 LO 声子相互作用对自陷能的贡献占主导地位.由图 4 还可以看出,当 $B > 0\text{T}$ 时, $E_{\text{c-ph-B}}^{\text{tr}}$ 随 B 的增强而增加,表明外磁场将加强电子-声子耦合,且只对电子-IO 声子耦合产生影响,而电子-LO 声子相互作用与外磁场无关,这与文献[28]的结论一致.

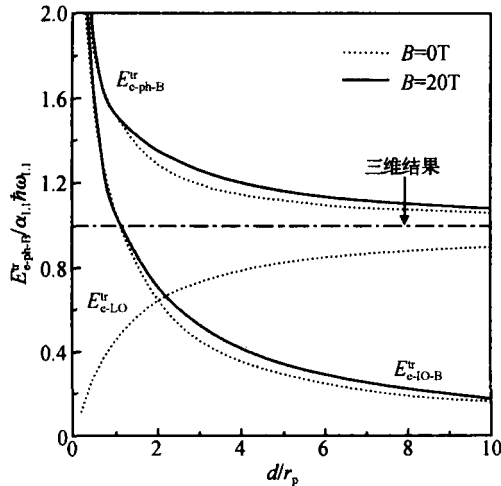


图 4 磁极化子的自陷能随阱宽和磁场的变化

Fig. 4 Variations of the self-trapping energy of the magnetopolaron with the well's width and the magnetic fields

4 结论

本文采用线性组合算符和改进的 LLP 变分法,研究了磁场中无限势垒对称量子阱内电子与 IO 声子强耦合、与 LO 声子弱耦合磁极化子的基态,推导出作为阱宽和磁场函数的磁极化子自陷能的表达式,并首次得到了量子阱中磁极化子的振动频率及其随阱宽和磁场变化的规律.研究表明,在量子阱中不同支声子与电子和磁场相互作用对磁极化子的振动频率和自陷能的贡献以及它们随量子阱宽和磁场变化的情况不尽相同:(1)磁极化子的振动频率只取决于电子与 IO 声子和磁场相互作用,而与 LO 声子无关,而且只有频率为 $++$ 和 $-+$ 的两支 IO 声子与电子和磁场相互作用对磁极化子的振动频率有贡献.另外,频率为 $++$ 和 $-+$ 的两支 IO 声子分别与电子和磁场相互作用所诱生的磁极化子的振动频率之和并不等于电子同时与两支 IO 声子和磁场相互作用所诱生的磁极化子的振动频率,这反映了 IO 声子的色散对电子-声子-磁场相互作用有一定影响.(2)磁极化子的自陷能由两部分组成:一部分是电子与 LO 声子相互作用所引起的极化子效应,另一部分则是电子-IO 声子-磁场三体相互作用所诱生的磁极化子的自陷能.在阱宽较窄时,电子与 IO 声子-磁场相互作用对自陷能的贡献是主要的,随着阱

宽的增加,电子与 LO 声子相互作用对自陷能的贡献占主导地位.(3)磁极化子的振动频率和自陷能随磁场的增强而增大,表明外磁场将加强电子-声子耦合,且只对电子-IO 声子耦合产生影响,而电子-LO 声子耦合与外磁场无关.

参考文献

- [1] Mori N, Ando T. Electron-phonon interaction in single and double heterostructures. *Phys Rev*, 1989, B40:6175
- [2] Liang X X, Wang X. Electron-phonon interaction in a quantum well. *Phys Rev*, 1991, B43:5155
- [3] Sarma D, Stopa M. Phonon renormalization effects in quantum well. *Phys Rev*, 1987, B36:9595
- [4] Zheng R S, Ban S L, Liang X X. Effects of interface and bulk optical phonons on polarons in a quantum well. *Phys Rev*, 1994, B49:1796
- [5] Hai G Q, Peeters F M, Derreese J T. Polaron energy and effective mass in a quantum well. *Phys Rev*, 1990, B42:11063
- [6] Zheng Y S, Lu T Q. Polaron energy and effective mass in a quantum well. *Physica B*, 1995, 212:395
- [7] Shi J J, Zhu X Q, Liu Z X, et al. Polaron effects in asymmetric semiconductor quantum-well structures. *Phys Rev*, 1996, B55:4670
- [8] Larsen D M. Perturbation theory for the two-dimensional polaron in a magnetic field. *Phys Rev*, 1986, B33:799
- [9] Kong X J, Wei C W, Gu S W. Cyclotron resonance of a magnetopolaron in a semiconductor quantum well. *Phys Rev*, 1989, B39:3230
- [10] Wei B H, Liu Y Y, Gu S W. Resonant magnetic fields of magnetopolaron bound to a coulomb impurity in a $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ quantum well. *Phys Rev*, 1991, B44:5703
- [11] Haupt R, Wendler L. Polaron cyclotron mass in parabolic quantum well in a tilted magnetic fields. *Semicond Sci Technol*, 1994, 9:803
- [12] Hai G Q, Peeters F M. Magnetopolaron effect in parabolic quantum well in a tilted magnetic fields. *Phys Rev*, 1990, B60:8984
- [13] Eerdunchaolu, Xiao J L. Electric-magnetic fields and temperature dependence of self-energy of the polaron in a quantum well. *Chinese Journal of Luminescence*, 1999, 20(5):65 (in Chinese) [额尔敦朝鲁, 肖景林. 量子阱中极化子的自能与电磁场和温度的依赖关系. *发光学报*, 1999, 20(5):65]
- [14] Li Yuxiao, Liu Jianjun, Kong Xiaojun. The effect of a spatially dependent effective mass on hydrogenic impurity binding energy in a finite parabolic quantum well with a magnetic field. *J Appl Phys*, 2000, 88(5):2588
- [15] Zhao Fengqi, Liang Xixia, Ban Shiliang. Energy levels of polaron in a finite parabolic quantum well. *Int J Mod Phys*, 2001, B15(5):527
- [16] Zhao Fengqi, Liang Xixia. Binding energy levels of the bound polaron in a finite parabolic quantum well. *Int J Mod Phys*, 2001, B15(20):827
- [17] Dugaev V K, Litvinov V I, Dobrowolski W. Level quantization in the narrow-gap-semiconductor quantum well in a parallel magnetic field. *Phys Rev*, 2000, B62(3):1905
- [18] Liu Jianjun, Su Hui, Guan Ronghua, et al. Binding energy and photoionization of hydrogenic impurities in $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ quantum well wire. *Chinese Journal of Semiconduc-*

- tors, 2003, 24(6) :561
- [19] Haga E. Note on the slow electron in polar crystal. Prog Theory Phys, 1954, 11 :449
- [20] Pan Jinsheng. The surface or interface polaron in polar crystals. Phys Status Solidi B, 1985, B127 :307
- [21] Huybrechts J. Note on the ground-state energy of the Feynman polaron. J Phys C: Solid State Phys, 1976, 9 :L211
- [22] Feynman R P. Slow electrons in a polar crystal. Phys Rev, 1955, 97 :660
- [23] Lee T D, Low F M, Pines D. The motion of slow electrons in a crystal. Phys Rev, 1953, 90 :297
- [24] Eerdunchaolu, Xiao Jinglin. Temperature dependence of the properties of the strong-coupling polaron in a slab of polar crystal. J Phys Soc Jpn, 2003, 72(3) :627
- [25] Eerdunchaolu, Li Shushen, Xiao Jinglin. Effects of lattice vibration on the self-trapping energy of the polaron of the electron-surface phonons strong-coupling in the polar semiconductor slab. Chinese Journal of Semiconductors, 2001, 22(6) :715 (in Chinese) [额尔敦朝鲁, 李树深, 肖景林. 晶格热振动对极性半导体膜中电子-表面声子强耦合极化子自陷能的影响. 半导体学报, 2001, 22(6) :715]
- [26] Xiao J L, Xiao W. Influence of the interaction between phonon in polar crystals. Phys Rev, 1998, B58 :1678
- [27] Xiao W, Sun B Q, Xiao J L. Properties of the surface magnetopolaron in polar crystals. J Phys Condens Matter, 1996, 8 :535
- [28] Kartheuser E. Polaron in ionic crystals and polar semiconductors. North-Holland, New York, 1972
- [29] Busch G, Schade H. Lecture on solid physics. Oxford: Pergamon, 1976
- [30] Hipolito O. Charged particle interaction with surface modes. Solid State Commun, 1979, 32 :515

Properties of Quasi-Two-Dimensional Strong-Coupling Magnetopolarons in Magnetic Fields *

Eerdunchaolu^{1,†}, Wuyunqimuge², Xu Qiu¹, and Bai Xufang²

(1 Department of Mathematics and Physics, Hebei Normal University of Science and Technology, Qinhuangdao 066004, China)

(2 College of Physics and Electromechanics, Inner Mongolia University for Nationalities, Tongliao 028043, China)

Abstract : The ground state of a magnetopolaron that is weakly coupled with bulk longitudinal optical phonons and strongly coupled with interface optical phonons, in an infinite quantum well within magnetic fields is studied using the linear-combination operator and a modified LLP variational method. Rules for how the vibration frequency and self-trapping energy of the magnetopolaron change with the width of the quantum well and the magnetic fields are obtained. Our numerical results for a CdF₂/AgCl QW show that the vibration frequency and the self-trapping energy of the magnetopolaron decrease with increasing well width and increase with increasing magnetic fields strength, but the contribution of interaction between the different branches of phonons and the electron and the magnetic fields to the vibration frequency and the self-trapping energy of the magnetopolaron are greatly different. The above-mentioned phenomena are also analyzed.

Key words : quantum well; magnetopolaron; vibration frequency; self-trapping energy

PACC : 6320 K; 7138

Article ID : 0253-4177(2006)05-0824-06

* Project supported by the Natural Science Foundation of Inner Mongolia (No. 200208020110) and the PhD Foundation of Hebei Normal University of Science & Technology

† Corresponding author. Email: eerdunchaolu@sohu.com

Received 26 August 2005, revised manuscript received 16 December 2005

©2006 Chinese Institute of Electronics