

外加磁场下抛物型量子线中的带电激子*

张红^{1)†} 张春元¹⁾ 张慧亮¹⁾ 刘建军²⁾

1) (河北工程大学理学院, 邯郸 056038)

2) (河北师范大学物理科学与信息工程学院, 石家庄 050016)

(2010年9月7日收到; 2010年10月25日收到修改稿)

在一维等效模型下采用有效差分法对抛物型量子阱线中带电激子的束缚能进行了计算, 分析了约束势以及磁场对带电激子束缚能的影响, 并对带正电激子(X^+)和带负电激子(X^-)的情况进行了比较. 结果表明: 电子和空穴的振子强度对带电激子的稳定性有重要影响, X^+ 的束缚能不总是比 X^- 的大, 随着空穴振子强度的增加束缚能的函数曲线将会出现交叉, 这同实验得到的结果符合; 磁场的存在会增加粒子间的束缚, 并且磁场对束缚能的影响同振子强度大小有关.

关键词: 带电激子, 量子线, 束缚能, 磁场

PACS: 73.20.Hb, 73.21.Hb, 73.61.Ey

1. 引言

近年来, 半导体量子阱中激子态的玻色-爱因斯坦凝聚研究取得了很大的进展, 实现了高度简并的冷激子系统. 激子的玻色-爱因斯坦凝聚有其特殊性和更为广阔的应用前景, 在量子信息处理和存储、量子计算以及物态转变等信息科学研究中有重要的应用. 因此半导体纳米结构中激子以及激子的复合物, 例双激子(X^2)、带电激子(X^+ 或 X^-)、三激子(X^3)等成为最近人们关注的热点^[1-4].

早在上个世纪50年代Lampert^[5]在理论上证实半导体材料中带电激子的存在, 但是它们的束缚能太小以至于只能在极低的温度下才能观测到它们的存在, 这就给实际观测和技术应用带来很大困难. Lampert的理论研究表明, 在二维情况下带电激子的束缚能远远大于相应体材料中的体系束缚能. 随着半导体生长技术水平的提高, 用分子束外延法人工生长出了低维半导体结构, 如量子阱、量子阱线、量子点等, 这些结构中量子约束效应对体系的影响非常重要, 它大大增强了粒子间的库仑相互作用, 从而增大了体系的束缚能, 使得在室温下观测 X^- 和 X^+ 体系成为可能. 从上个世纪90年代开始, 人们对量子阱中带电激子体系进行了一系列的实

验观测^[6-9], 得到了一些很有价值的实验数据, 这就刺激了一系列理论研究工作的展开^[10-13], 其中包括在外加电场、磁场的情况下对 X^+ 和 X^- 体系的研究. 由于空穴的有效质量较电子的大, 在体材料以及严格意义的二维体系中 X^+ 的束缚能较 X^- 的大^[14,15]. 目前 X^+ 和 X^- 的束缚能的关系还没有定论, 在较宽的GaAs量子阱中 X^+ 和 X^- 的束缚能基本相同^[16-20]. 他们认为这种结果是由于量子阱表面的缺陷等造成束缚的增强, 使得空穴与空穴间的排斥作用变大而引起的.

目前理论求解薛定谔方程的方法主要有变分法^[19,21-24]、蒙特卡罗模拟^[25,26]、平面波展开法^[27,28]以及一些对体系几何结构上的简化^[29-31]. 变分法需要引入多个未知参数, 对于多个粒子而言计算量增加同时精确度也降低; 平面波展开法精度可以却不能对两个以上的粒子体系进行计算; 几何结构简化可以带来计算的简便但是粒子之间时刻在做相对运动这种近似离实际情况相去甚远. 本文采用一维等效模型, 对带电激子的哈密顿进行简化, 然后用差分法直接求解薛定谔方程, 避免了上述方法中的不足, 研究了抛物型量子阱线中带电激子束缚能随材料约束势的变化情况以及与阱线方向平行的磁场对体系束缚能的影响, 重点考虑了电子和空穴受到不同量子约束时对体系束缚能的影响.

* 国家自然科学基金(批准号:10674040), 河北自然科学基金(批准号:A200700233)和河北工程大学青年科学基金资助的课题.

† E-mail: zhang_hong81@126.com

2. 理论框架

2.1. 无磁场时

我们假设抛物量子阱线的约束势在 xy 方向, 粒子在 z 方向不受约束, 是自由运动的. 带负电激子由两个电子和一个空穴组成, 它的哈密顿可表示为

$$H^{X^-} = H_1 + H_2 + H_h - \frac{1}{r_{h1}} - \frac{1}{r_{h2}} + \frac{1}{r_{12}}, \quad (1)$$

其中编号 1, 2 表示两个电子, h 表示空穴, r_{h1} (r_{h2}) 是空穴与第 1(2) 个电子之间的距离, r_{12} 是两个电子之间的距离. H_i ($i = 1, 2, h$) 为电子或者空穴在抛物量子阱线中的哈密顿,

$$H_i = -\frac{\hbar^2}{2m_i} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2} \right) + V_{\perp}(x_i, y_i), \quad (2)$$

$V_{\perp}(x_i, y_i) = \frac{1}{2}m_i\omega^2(x_i^2 + y_i^2)$ 为粒子受到的抛物约束势, 其中 m_i 为粒子在导带中的有效质量, ω 为抛物势的圆频率. 假设横向束缚很大, 单个粒子在 xy 方向的波函数就可以同 z 方向的分离, (2) 式基态波函数可表示为

$$\psi(\mathbf{r}_i) = \psi_{\perp}(x_i, y_i)\psi(z_i), \quad (3)$$

其中

$$\psi_{\perp} = \frac{1}{l_i \sqrt{\pi}} \exp[-(x_i^2 + y_i^2)/2l_i^2], \quad (4)$$

$l_i = (c/m_i\omega)^{1/2}$ 为振子长度. 为了计算简便, 我们采用施主杂质的 Bohr 半径 $a_d = 4\pi\epsilon\hbar^2/m_e e^2$ 作为长度单位, 2 倍的 Rydberg 常数 $2R_d = \hbar^2/m_e a_d^2$ 作为能量单位, ϵ 是材料的介电常数. 在这种无量纲单位制下, 可以求解得到电子和空穴的横向基态能 $E_e = 1/l_e^2$ 和 $E_h = 1/\sigma l_h^2$, 其中 $\sigma = m_h/m_e$ 是空穴和电子有效质量比. 类似(1)式的本征波函数

$$\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_h) = \psi_{\perp}(x_1, y_1)\psi_{\perp}(x_2, y_2) \times \psi_{\perp}(x_h, y_h)\chi(z_1, z_2, z_h),$$

对(1)式哈密顿作横向积分, 定义带负电激子的等效哈密顿^[32]

$$H_{//}^{X^-}\chi(z_1, z_2, z_3) = \left[\int_{-\infty}^{+\infty} dx_1 dx_2 dx_h dy_1 dy_2 dy_h \right. \\ \times \psi_{\perp}(x_1, y_1)\psi_{\perp}(x_2, y_2) \\ \times \psi_{\perp}(x_h, y_h) \\ \times H^{X^-}\psi_{\perp}^*(x_1, y_1)\psi_{\perp}^*(x_2, y_2) \\ \left. \times \psi_{\perp}^*(x_h, y_h) \right] \chi(z_1, z_2, z_h), \quad (5)$$

对上式进行积分变换可以得到带负电激子的等效哈密顿

$$H_{//}^{X^-} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_2^2} \right) - \frac{1}{2\sigma} \frac{\partial^2}{\partial z_h^2} \\ + V_{\text{eff}}(l_e, z_1 - z_2) - V_{\text{eff}}(l_{eh}, z_h - z_1) \\ - V_{\text{eff}}(l_{eh}, z_h - z_2) + 2E_e + E_h, \quad (6)$$

其中

$$V_{\text{eff}}(l, z) = (\pi/2)^{1/2} \text{erfc}(|z|/\sqrt{2}l) \\ \times \exp(z^2/2l^2)/l^{[32]}, \\ l_{eh} = \sqrt{(l_e^2 + l_h^2)/2}.$$

为简化运算我们引入质心坐标 $Z = (z_1 + z_2 + \sigma z_h)/(1 + 2\sigma)$ 和相对运动坐标 $z_{h1} = z_h - z_1$, $z_{h2} = z_h - z_2$, $z_{12} = |z_{h1} - z_{h2}|$, 其中 $\mu = \sigma/(\sigma + 1)$. 将质心坐标和相对坐标分离, 并减去 $2E_e + E_h$, 得到相对运动有效哈密顿

$$H_{\text{rel}}^{X^-} = -\frac{1}{2\mu} \left(\frac{\partial^2}{\partial z_{h1}^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_{h2}^2} \right) \\ - \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial z_{h1} \partial z_{h2}} + V_{\text{eff}}(l_e, z_{12}) \\ - V_{\text{eff}}(l_{eh}, z_{h1}) - V_{\text{eff}}(l_{eh}, z_{h2}). \quad (7)$$

(7) 式波函数分解成质心波函数和相对波函数

$$\chi(z_1, z_2, z_h) = \chi_{\text{CM}}(Z)\chi(z_{h1}, z_{h2}),$$

对其利用差分法进行求解, 可以得到该哈密顿的本征值

$$E_{\text{rel}}^{X^-} = E^{X^-} - (2E_e + E_h).$$

由此得到的本征值是束缚能有关的能量, 它与体系基态束缚能之间的关系为 $-E_{\text{B}}^{X^-} = E_{\text{rel}}^{X^-} + E_{\text{B}}^X$, E_{B}^X 是激子的基态束缚能, 可通过 $H^X = H_e + H_h - \frac{1}{r_{eh}}$ 计算得到; $E_{\text{B}}^{X^-}$ 为带负电激子的基态束缚能. 类似可以得到带正电激子的相对运动有效哈密顿

$$H_{\text{rel}}^{X^+} = -\frac{1}{2\mu} \left(\frac{\partial^2}{\partial z_{ea}^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_{eb}^2} \right) \\ - \frac{\partial^2}{\partial z_{ea} \partial z_{eb}} + V_{\text{eff}}(l_h, z_{ab}) \\ - V_{\text{eff}}(l_{eh}, z_{ea}) - V_{\text{eff}}(l_{eh}, z_{eb}), \quad (8)$$

其中 a, b 分别表示两个空穴, e 表示电子. z_{ea} 和 z_{eb} 分别是两个空穴与电子纵向的相对坐标, $z_{ea} = z_e - z_a$, $z_{eb} = z_e - z_b$, $z_{ab} = |z_{ea} - z_{eb}|$. 同样通过差分法求解(8)式得到本征值 $E_{\text{rel}}^{X^+}$, 它与带正电激子的束缚能的关系为 $-E_{\text{B}}^{X^+} = E_{\text{rel}}^{X^+} + E_{\text{B}}^X$, $E_{\text{B}}^{X^+}$ 为带正电激子的基态束缚能.

2.2. 有磁场时

沿着阱线的方向加上磁场,在磁场存在情况下,粒子的哈密顿将发生变化.这里我们考虑电子的情形,电子的哈密顿

$$H_{eB} = \frac{1}{2m_e} \left(\mathbf{P} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + \frac{1}{2} m_e \omega^2 (x^2 + y^2), \quad (9)$$

其中 $\mathbf{A} = \frac{1}{2} \mathbf{B} \times \mathbf{r}$, 我们确定阱线的方向为 z 方向, 这样磁场 $\mathbf{B} = (0, 0, B)$, 哈密顿变为

$$\begin{aligned} H_{eB} &= \frac{1}{2m_e} \left(-\hbar^2 \Delta + \frac{e^2 B^2}{4c^2} (x^2 + y^2) + \frac{eB}{c} L_z \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} m_e \omega^2 (x^2 + y^2) \\ &= -\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta + \frac{1}{2} m_e \left(\frac{e^2 B^2}{4m_e^2 c^2} + \omega^2 \right) \\ &\quad \times (x^2 + y^2) + \frac{eB}{2m_e c} L_z. \end{aligned} \quad (10)$$

令 $\omega_c^2 = \frac{e^2 B^2}{4m_e^2 c^2} + \omega^2$, 根据振子强度定义 $l_i = (\hbar/m_i \omega)^{1/2}$, 对应有 $l_{ec} = (\hbar/m_e \omega_c)^{1/2}$. 类似定义磁场对应的振子强度为 $l_B = \sqrt{2\hbar c/eB}$, 可以得到 l_e, l_B 和 l_{ec} 之间满足如下关系: $l_{ec} = (1/l_e^4 + 1/l_B^4)^{-1/4}$. 在无量纲单位制下, 电子的哈密顿可以表示为

$$H_{eB} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial z_e^2} + H_{eB}^l, \quad (11)$$

xy 方向的哈密顿

$$H_{eB}^l = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_e^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_e^2} \right) + \frac{1}{2l_{ec}^4} (x_e^2 + y_e^2). \quad (12)$$

该表达式与没有磁场时的表达式类似,所以在有关磁场计算的时候我们只需对参数作相应处理便可以进行计算.

3. 结果与讨论

这里我们针对 GaAs 材料中的带电激子进行计算,在此材料中各参量的取值如下: $m_e = 0.067m_0$, $m_h = 0.45m_0$, $2R_d = 11.9 \text{ meV}$, $a_d = 9.8 \text{ nm}$.

图 1 给出是电子的振子长度 l_e 分别为 2.95 nm, 4.9 nm, 6.86 nm 时, X^- 和 X^+ 的束缚能随空穴振子长度 l_h 的变化情况. 可看出 X^- 的电子振子长度 l_e 一定时,随着 l_h 的增大, X^- 的束缚能单调减小. 这是因为 l_h 越大空穴受到的约束越小,电子和空穴间的库仑作用也就越弱, X^- 的束缚能也越小, X^- 就

越不稳定. 对于 $l_e = 2.95 \text{ nm}$ 的 X^- , 当 l_h 增加到 6.5 nm 左右时,体系束缚能小于零,束缚态不再存在. 另外, X^- 的这三条曲线随着空穴振子长度 l_h 的增加有交叉. 这是由于 l_e 较小时,电子间的库仑斥力较强,电子和空穴的库仑引力也较强; l_h 较小时空穴和电子间的库仑引力较强. 所以, l_h 较小时 l_e 较小的 X^- 的束缚能较大,而随着 l_h 的增大电子和空穴间的库仑引力变弱,电子之间的斥力作用占据主导地位,使不同 l_e 的体系束缚能变化出现交叉. X^+ 的束缚能随空穴振子长度 l_h 变化情况比 X^- 的复杂. 随 l_h 的增大,空穴之间的相互作用减弱,由于空穴间的斥力作用引起的体系的不稳定性减弱;而同时,随 l_h 的增大,空穴和电子间的引力作用也减弱. 所以,当这两种作用达到最佳状态时将会有极值出现,因此 X^+ 的束缚能随 l_h 的增加有一个极大值. 对于电子振子强度 l_e 一定的 X^+ ,随着 l_h 的增大,体系束缚能先增大后减小,并且 l_e 不同,相应极值出现的位置也不同. 对于电子和空穴的振子长度 l_e 和 l_h 相同的 X^+ 和 X^- ,保持电子受到的约束势不变,当空穴振子长度 l_h 较大即空穴受到约束势的束缚较弱时, X^+ 的束缚能比 X^- 的大, X^+ 较 X^- 稳定;当空穴振子长度 l_h 减小到一定值时,空穴受到的束缚势增强, X^+ 的束缚能反而比 X^- 小,即 X^- 比 X^+ 稳定. 文献[17]测得量子阱中带正电激子比带负电激子束缚能大,而在文献[19]中测得量子阱中带正电激子束缚能比带负电激子的小,文献[16]分析这种结果是由于某种缺陷的存在引起空穴束缚增强而产生的. 我们的结果同文献[16]分析得到的结论相同.

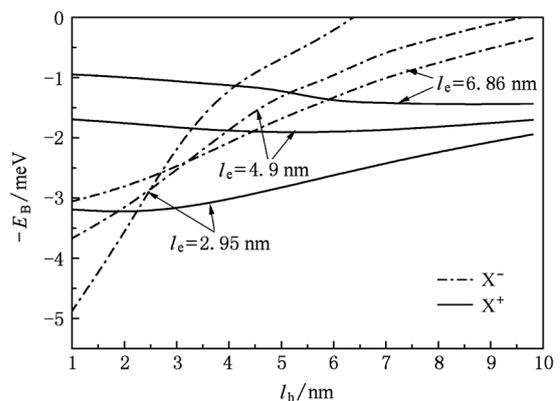


图 1 电子振子长度一定时,带电激子束缚能随空穴振子长度变化的曲线

图 2(a) 给出的是电子和空穴受到不同约束时,

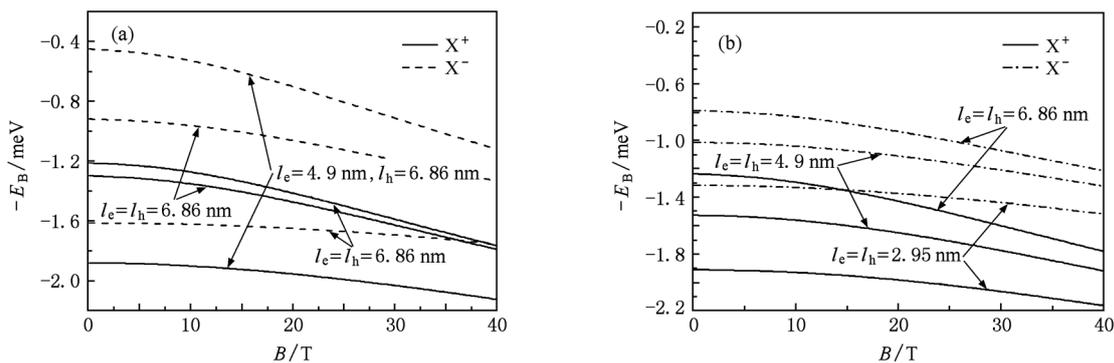


图2 不同振子长度带电激子的束缚能随磁场强度的变化 (a) 电子和空穴振子长度不同; (b) 电子和空穴振子长度相同

带电激子束缚能随磁场强度的变化情况,其中实线和虚线分别是带正电激子和带负电激子的结果.随着磁场的增强,粒子受到的束缚势增强,因此带电激子的束缚能增加,带电激子的束缚能随磁场的增强呈单调增加的趋势.对于 $l_e = 6.86$ nm, $l_h = 4.9$ nm 的带电激子,磁场对带正电激子束缚能的影响要比带负电激子的大.这是由于磁场对较大的电子振子长度的影响比对较小的空穴振子长度的影响要大,电子和空穴之间的库仑引力作用增强的同时另外两个粒子间的斥力也增强,而电子和电子间库仑斥力的增加比空穴与空穴间斥力的增加要强一些,所以带正电激子束缚能的变化要比带负电激子的大,磁场对带正电激子束缚能的影响较大.因此 $l_e = 6.86$ nm, $l_h = 4.9$ nm 的带负电激子和 $l_e = 6.86$ nm, $l_h = 4.9$ nm 以及 $l_h = 6.86$ nm 的带正电激子束缚能随磁场强度变化的曲线会出现交叉.对于 $l_e = 4.9$ nm, $l_h = 6.86$ nm 的带电激子,电子受到约束势比空穴的强,同上述分析类似,这时磁场对带负电激子束缚能的影响要比带正电激子的影响大.不过磁场的这种影响并没有使得带负电激子的束缚能与带正电激子的束缚能曲线出现交叉,带正电激子的束缚能始终比带负电激子的大.

图2(b)给出的是电子和空穴受到相同约束时,带电激子束缚能随着磁场强度的变化情况:振子长度分别为 2.95 nm, 4.9 nm 和 6.86 nm,虚线是带负电激子的束缚能,实线是带正电激子的束缚能.随着磁场强度的增大体系束缚能增加,并且磁场对振子长度小的体系束缚能的影响较小,而对振子长度较大的体系束缚能的影响较大.振子长度小意味着电子和空穴受到的约束势大,体系中各粒子间的库仑作用也强,在这种情况下粒子间的作用不太容易改变,所以磁场对束缚能的影响较小.而对于振子

长度较大的体系而言,体系受到材料的约束势较小,体系中粒子间的库仑作用也较弱,这时粒子间的作用较易改变,整个体系束缚能受到磁场对它的影响也较为明显.对于相同振子长度的带电激子,磁场对带正电激子束缚能的影响要大于对带负电激子束缚能的影响.这是因为空穴的有效质量较大,磁场对空穴约束势的影响较小,所以带正电激子中空穴与空穴间的排斥力增加得小,带负电激子中电子与电子间的斥力增加得大,与此同时电子和空穴间的引力也增加,整体的作用使得带正电激子的束缚能随磁场的变化比带负电激子束缚能的变化更为显著.磁场对束缚能的影响还可以从波函数空间分布图3中表现出来.

图3给出了振子长度 $l_e = l_h = 6.86$ nm 磁场分别为 0 T, 10 T 和 30 T 的 X^+ 和 X^- 的波函数二维平面图. X^+ 的波函数图中平面坐标分别为电子和两个空穴之间的相对坐标 z_{ea} 和 z_{eb} , 等高线为 X^+ 的有效哈密顿的本征基态波函数; X^- 的波函数图中平面坐标为空穴和两个电子之间的相对坐标 z_{h1} 和 z_{h2} , 等高线为 X^- 的有效哈密顿的本征基态波函数.从图中可以看出随着磁场的增强波函数分布变得越来越集中.这是由于磁场增强了对空穴和电子的束缚,使得空穴和电子穿越势垒的能力减弱,波函数分布空间减小,电子和空穴的波函数交叠增强.另外,可以看到带正电激子和带负电激子的波函数分布有所区别.带正电激子中两个空穴由于彼此库仑排斥在空间形成两个中心,电子由于与空穴之间的库仑引力作用将以这两个空穴为中心在其周围空间做相对运动.这种分布在图中可以看出,带正电激子波函数有两个波峰,并且波函数以 $z_{ea} = z_{eb}$ 为对称轴呈轴对称分布.带负电激子中两个电子和空穴之间是库仑引力的作用,两个电子以空穴为中心

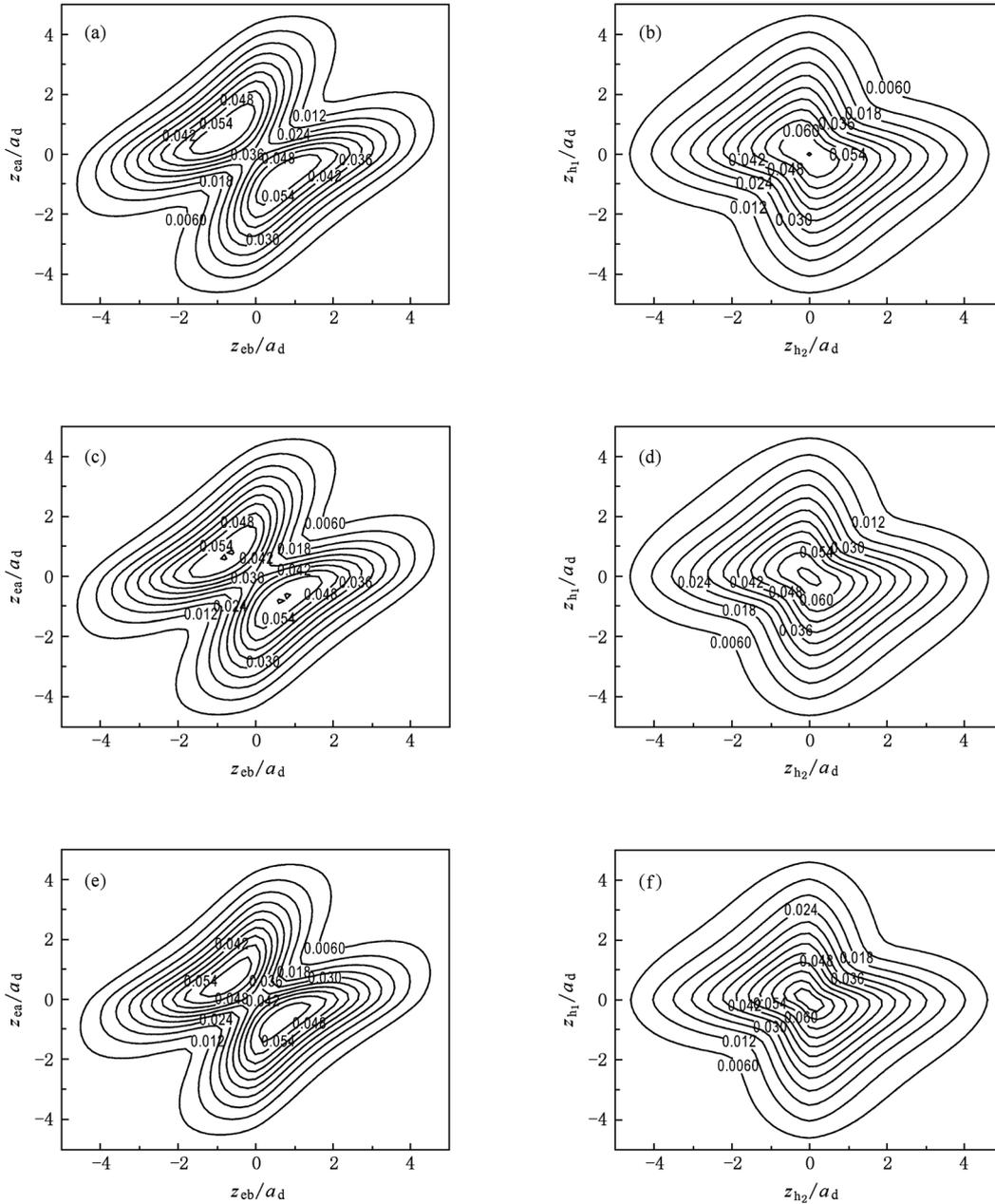


图3 $l_e = l_h = 6.86$ nm的带电激子在不同磁场强度下的波函数二维平面图 (a),(b),(c)分别为 $B=0$ T,10 T和30 T时 X^+ 的波函数; (d),(e),(f)分别为 $B=0$ T,10 T和30 T时 X^- 的波函数

围绕空穴做相对运动,所以带负电激子波函数只有一个波峰(即坐标原点),并且波函数以原点为中心呈点对称分布.

4. 结 论

本文在一维等效哈密顿近似模型下采用有效差分的方法对带电激子束缚能进行计算,分析了约束力不同给束缚能带来的影响,同时讨论了磁场对

束缚能的影响. 结果表明对于具有相同电子约束势的正负带电激子束缚能随空穴振子长度变化会出现交叉. 空穴振子长度较小即受到的约束较强时,带正电激子的束缚能比带负电激子的束缚能小. 当空穴受到的约束势减弱到某一值时,带正电激子的束缚能比带负电激子的束缚能大. 另外,磁场同势场具有相似的约束效果,磁场的增强会增加对粒子的约束从而增大带电激子的束缚能. 计算结果合理解释了文献[15—17]的实验结果,并表明我们可以

通过控制量子结构或者外加磁场来控制材料的光电性质为其在光电器件中的应用提供理论支持.

- [1] Ikezawa M, Nair Selvakumar V, Ren H W, Ren H W, Masumoto Y, Ruda H 2006 *Phys. Rev. B* **73** 125321
- [2] Chu Q J, Yin H W, Weng Y X 2007 *Chin. Phys. B* **16** 3052
- [3] Zhang T Y, Zhao W 2008 *Chin. Phys. B* **17** 4285
- [4] Gao K, Xie S J, Li Y, Yin S, Liu D S, Zhao X 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2961
- [5] Lampert M A 1958 *Phys. Rev. Lett.* **1** 450
- [6] Kheng K, Cox R T, Merle d'Aubigne Y, Bassani F, Saminadayar K, Tatarenko S 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1752
- [7] Shields A J, Pepper M, Ritchie D A, Simmons M Y, Jones G A C 1995 *Phys. Rev. B* **51** 18049
- [8] Chapman J R, Johnson N F, Nicopoulos V N 1997 *Phys. Rev. B* **52** R10221
- [9] Shields A J, Bolton F M, Simmons M Y, Pepper Y, Ritchie D A 1997 *Phys. Rev. B* **55** R1970
- [10] Wojs A, Szlufarska I, Kyung-Soo Y, Quinn J J 1999 *Phys. Rev. B* **60** R11273
- [11] Riva C, Peeters F M, Varga K 2001 *Phys. Rev. B* **63** 115302
- [12] Peeters F M, Riva C, Vargab K 2001 *Physica B* **300** 139
- [13] Bracker A S, Stinaff E A, Gammon D, Ware M E, Tischler J G, Park D 2005 *Phys. Rev. B* **72** 035332
- [14] Stébé B, Munsch G 1975 *Solid State Commu.* **17** 1051
- [15] Riva C, Peeters F M, Varga K 2001 *Phys. Rev. B* **64** 235301
- [16] Riva C, Peeters F M, Varga K 2000 *Phys. Rev. B* **61** 13873
- [17] Shields A J, Osborne J L, Simmons M. Y., Ritchie D A 1995 *Phys. Rev. B* **52** R5523
- [18] Glasberg S, Finkelstein G, Shtrikman H, Bar-Joseph I 1999 *Phys. Rev. B* **59** R10425
- [19] Stebe B, Moradi A, Dujardin F 2000 *Phys. Rev. B* **61** 7231
- [20] Astakhov G V, Yakovlev D R, Kochereshko V P, Ossau W, Faschinger W, Puls J, Henneberger F 2002 *Phys. Rev. B* **65** 165335
- [21] Kleinman D A 1983 *Phys. Rev. B* **28** 871
- [22] Liu J J, Kong X J, Liu Y 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 2638
- [23] Liu J J, Chen X F, Li S S 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 2259
- [24] Liu J J, Zhang S F, Li Y X, Kong X J 2001 *Eur. Phys. J. B* **19** 17
- [25] Zhang J B, Pang T, Chen C F 1995 *Phys. Lett. A* **206** 101
- [26] Filinov A V, Riva C, Peeters F M, Lozovik Y E, Bonitz M 2004 *Phys. Rev. B* **70** 035323
- [27] Li S S, Xia J B 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 083714
- [28] Li S S, Xia J B 2008 *Appl. Phys. Letts.* **92** 022102
- [29] Birkedal D, Singh J, Lyssenko V G, Erland J, Hvam J M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 672
- [30] Singh J, Birkedal D, Lyssenko V G, Hvam J M 1996 *Phys. Rev. B* **53** 15909
- [31] Oh I K, Singh J 1999 *Phys. Rev. B* **60** 2528
- [32] Bednarek S, Szafran B, Chwiej T, Adamowski J 2003 *Phys. Rev. B* **68** 045328

Charged excitons in parabolic quantum-well wires under magnetic field*

Zhang Hong^{1)†} Zhang Chun-Yuan¹⁾ Zhang Hui-Liang¹⁾ Liu Jian Jun²⁾

1) (College of Science, Hebei University of Engineering, Handan 056038, China)

2) (College of Physical Science and Information Engineering, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050016, China)

(Received 7 September 2010; revised manuscript received 25 October 2010)

Abstract

The binding energies of the charged excitons (negative X^- and positive X^+ excitons) are calculated using the finite-difference method within the quasi-one-dimensional effective potential model. The effects due to the magnetic field and quantum confinements on the binding energy are analyzed, and the following results are obtained: (1) relative electron and hole harmonic oscillator confinement each have a strong effect on the stability of charged excitons, the binding energy of X^+ is not always larger than that of X^- , *e. g.*, due to the increase of the hole harmonic oscillator length, leading to the crossing of X^+ and X^- lines as recently observed experimentally; (2) the magnetic field leads to an increase of the binding energy, and the magnetic field dependence of the binding energy is related to the harmonic oscillator length.

Keywords: charged exciton, quantum well wires, binding energy, magnetic field

PACS: 73.20.Hb, 73.21.Hb, 73.61.Ey

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10674040), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. A2007000233), and the Youth Science Foundation of Hebei University of Engineering

† E-mail: zhang_hong81@126.com