

磁场对 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 异质结系统中 束缚极化子的影响*

张 敏 班士良

(内蒙古大学理工学院 物理系, 呼和浩特 010021)

摘要: 对 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 单异质结系统引入三角势近似异质结势, 同时考虑体纵光学(LO)声子和有效近似下两支界面光学(IO)声子的影响, 采用变分法讨论了外界恒定磁场对束缚于近界面杂质的光学极化子结合能的影响. 利用改进的 Lee-Low-Pines(LLP)中间耦合方法处理电子-声子和杂质-声子的相互作用, 计算了杂质态结合能随杂质位置、磁场强度、电子面密度的变化关系. 结果表明, 极化子结合能随磁场呈现增加的趋势, 其中 LO 声子对结合能的负贡献受磁场影响显著, 而 IO 声子的负贡献受磁场的影响并不明显, 但当杂质靠近界面时, 杂质-IO 声子相互作用对磁场的影响很敏感. 结果还表明, 导带弯曲作用不容忽略; 电子像势对结合能的影响很小, 可以忽略.

关键词: GaAs/Al_xGa_{1-x}As; 异质结; 磁场; 束缚极化子; 结合能

PACC: 6320K; 7155G; 6322

中图分类号: O471.3

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2004)12-1618-06

1 引言

近年来, 随着材料技术的发展, III-V 族材料被广泛用于制造异质结和量子阱. 对此类材料中浅施主杂质态及极化子效应的研究可使人们深入了解其光学性质和输运特性. 在准二维材料中, 由于界面的存在, 异质结构中界面附近极化子的特性不同于体材料, 因而对极性半导体异质结中束缚极化子行为的研究无论在理论上还是在实验上均有重要意义.

本文作者之一曾在早期的工作中对实际异质结势中束缚极化子的问题进行过理论探讨^[1,2], 在考虑了体声子和两支界面声子与电子乃至杂质的相互作用后, 得到了杂质-声子作用显著且声子对结合能的贡献为负的结论. 近年来, 随着人们对外磁场下量子阱中杂质态研究的不断深入, 外场下的极化子问题^[3,4]也引起了较广泛的关注, 并且得到了一些有意

义的结果. Es-Sbai 等人讨论了 LO 声子和磁场对量子阱中类氢杂质态的影响^[5], 得到了二者均对杂质态结合能有重要影响的结论. 刘自信等人^[6]讨论了在外磁场下, 量子阱中双施主杂质能级的极化子效应. 魏保华等人采用 Green 函数方法计算了任意磁场强度对朗道能级上的界面极化子感应势的影响^[7]. Elangovan 等人^[8]讨论了强磁场下低维半导体中的束缚极化子问题, 得到了施主电离能随磁场增大的结论. Hollox 等人和本文章者对于磁场下单异质结中的杂质态进行了讨论^[9-11]. 但目前, 已有的工作主要集中在外磁场下量子阱中的杂质态与极化子问题上, 对单异质结中杂质态的研究, 特别是考虑界面势方面的工作较少, 尚未见有关磁场下单异质结中束缚极化子研究的其他报道. 有关极化子效应对杂质态影响方面的研究有待进一步深入.

本文选取 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 单异质结系统, 改进文献[12]中的三角势模型简化界面导带弯曲, 计

* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 60166002)

张 敏 女, 1973 年出生, 硕士研究生, 研究方向为半导体异质结中的电子态.

班士良 男, 1956 年出生, 教授, 博士生导师, 现主要从事压力下半导体异质结中的电子-声子相互作用及相关问题和层状半导体材料中的量子隧穿研究.

入 LO 和两支有效 IO 声子^[1]对电子和杂质的影响, 用变分法^[9-11]讨论外磁场下束缚极化子的结合能, 并计算了结合能随杂质位置以及电子面密度的变化关系. 结果表明, 磁场使得束缚极化子的结合能显著增大, 体 LO 声子对结合能的贡献随场强显著增强, 但是, 除去杂质靠近界面的情形外, IO 声子的贡献对磁场变化不敏感.

2 模型及理论

考虑由两个半无限极性半导体组成的异质结. $z > 0$ 半空间为 GaAs (材料 1), $z < 0$ 半空间为 Al_xGa_{1-x}As (材料 2). 将异质结界面选为 xy 平面, 且不失一般性的视该界面为无穷大. 设恒定外磁场 B 沿着 z 轴. 我们考虑基态为电子处于最低子带的情形, 可将异质结势采用三角势近似, 即界面势垒视为无穷高, 导带弯曲采用线性近似. 设一电量为 e 的施主杂质位于 $(0, 0, z_0)$ 处. 计入磁场、电子像势并考虑半空间 LO 声子和 IO 声子的影响, 可将单电子-杂质-声子系统在磁场下的哈密顿量写为:

$$H = H_{x-y} + H_z + H_c + H_{ph} + H_{e,i-ph} \quad (1)$$

其中

$$H_{x-y} = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} + \frac{1}{8} m \omega^2 (x^2 + y^2) \quad (2)$$

$$H_z = \frac{p_z^2}{2m} + \frac{1}{2} \hbar \omega L_z + V(z) + \frac{e^2 (\epsilon_{\infty 1} - \epsilon_{\infty 2})}{4z \epsilon_{\infty 1} (\epsilon_{\infty 1} + \epsilon_{\infty 2})} \quad (3)$$

$$H_c = - \frac{e^2}{\epsilon_{\infty 1} [x^2 + y^2 + (z - z_0)^2]^{1/2}} \quad (4)$$

$$H_{ph} = \sum_k \hbar \omega_{\lambda 1} a_k^\dagger a_k + \sum_{q,\sigma} \hbar \omega_b b_{q\sigma}^\dagger b_{q\sigma} \quad (5)$$

$$H_{e,i-ph} = \sum_k \left[\left[\frac{A \sin(k_z z)}{k} e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} - \frac{A \sin(k_z z_0)}{k} \right] a_k^\dagger + \text{h. c.} \right] + \sum_{q,\sigma} \left[\left[\frac{G_\sigma}{\sqrt{q}} (e^{-i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})} e^{-qz} - e^{-qz_0}) \right] b_{q\sigma}^\dagger + \text{h. c.} \right] \quad (6)$$

这里 $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$, $\mathbf{r} = (x, y, z)$, 其中 \mathbf{p} 和 \mathbf{r} 分别是电子的动量与坐标的 x, y 分量, p_z 是相应的 z 分量; m 为 GaAs 中电子的带质量; $\omega = eB/m$ 是电子的回旋频率; L_z 是 z 方向的轨道角动量. 由于磁场 B 平行于 z 轴, 故(3)式第二项的贡献为 0. 第三项为电子像势. $\epsilon_{\infty \lambda}$ 为材料 λ ($\lambda = 1, 2$) 的光学介电常数. (5) 式中 a_k^\dagger (a_k) 为材料 1 中波矢为 $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_\parallel, k_z)$, 频率为 $\omega_{\lambda 1}$ 的体 LO 声子的产生(湮灭)算符; $b_{q\sigma}^\dagger$ ($b_{q\sigma}$) 为材料 1 中波矢为 \mathbf{q} , 频率为 ω_b 的 IO 声子的产生(湮灭)算

符, $\sigma = \pm$ 分别代表高频支与低频支, 且满足 $\omega_{\pm}^2 = (b \pm \sqrt{b^2 - 4ac})/2a$, 其中 $a = \epsilon_{\infty 1} + \epsilon_{\infty 2}$, $b = \epsilon_{\infty 1}(\omega_{\lambda 1}^2 + \omega_{\lambda 2}^2) + \epsilon_{\infty 2}(\omega_{\lambda 2}^2 + \omega_{\lambda 1}^2)$, $c = \epsilon_{\infty 1}\omega_{\lambda 1}^2\omega_{\lambda 2}^2 + \epsilon_{\infty 2}\omega_{\lambda 2}^2\omega_{\lambda 1}^2$. 这里 ω_{λ} ($\lambda = 1, 2$) 是材料 λ 中的横光学声子频率.

异质结三角势可写为:

$$V(z) = \begin{cases} eF_z z, & z \geq 0 \\ \infty, & z < 0 \end{cases} \quad (7)$$

其中 $F_z = \frac{4\pi e n_s}{\epsilon_{01}}$ ^[13] 代表导带弯曲产生的电场, n_s 是电子面密度.

电子(杂质)与 LO 声子和 IO 声子的相互作用因子为:

$$A = -i \left[\frac{4\pi e^2}{V} \times \hbar \omega_{\lambda 1} \times \left[\frac{1}{\epsilon_{\infty 1}} - \frac{1}{\epsilon_{01}} \right] \right]^{1/2} \quad (8)$$

$$G_\sigma = i \left[\frac{1}{\delta_1^2 + \delta_2^2} \times \frac{2\pi \hbar e^2}{S \omega_b} \right]^{1/2} \quad (9)$$

其中

$$\delta_\lambda = \frac{(\epsilon_{0\lambda} - \epsilon_{\infty\lambda})^{1/2} \omega_{\lambda 1}}{\omega_{\lambda 1}^2 - \omega_b^2}, \quad \lambda = 1, 2 \quad (10)$$

这里 V, S 分别代表材料的体积和界面面积.

对(1)式作两次幺正变换 $U_2^{-1} U_1^{-1} H U_1 U_2$, 变换算符分别为:

$$U_1 = \exp \left[\frac{i}{\hbar} \left[\mathbf{P}_\parallel - \hbar \sum_k \mathbf{k}_\parallel a_k^\dagger a_k - \hbar \sum_{q,\sigma} \mathbf{q} b_{q\sigma}^\dagger b_{q\sigma} \right] \cdot \boldsymbol{\rho} \right] \quad (11)$$

$$U_2 = \exp \left[\sum_k (f_k a_k^\dagger - f_k^* a_k) + \sum_{q,\sigma} (g_{q\sigma} b_{q\sigma}^\dagger - g_{q\sigma}^* b_{q\sigma}) \right] \quad (12)$$

其中 \mathbf{P}_\parallel 为总动量算符的本征值; f, g 为独立的变分参数, 可通过对极化子能量求变分极小而求得.

束缚极化子波函数 $|\psi\rangle$ 可写为:

$$|\psi\rangle = |\mathcal{Q}(\rho^2)\rangle |\xi(z)\rangle \prod_{k,q\sigma} |0_k\rangle |0_{q\sigma}\rangle \quad (13)$$

其中 $|0\rangle$ 代表零声子波函数, $|\mathcal{Q}(\rho^2)\rangle, |\xi(z)\rangle$ 分别代表 xy 方向和 z 方向电子波函数, 具体表达式如下:

$$\mathcal{Q}(\rho^2) = (2\pi\beta^2)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{\rho^2}{4\beta^2}} \quad (14)$$

$$\xi(z) = \begin{cases} 2^{\frac{1}{4}} \pi^{-\frac{1}{4}} \gamma^{-\frac{3}{2}} z e^{-\frac{z^2}{4\gamma^2}}, & z \geq 0 \\ 0, & z < 0 \end{cases} \quad (15)$$

将变换后的哈密顿量作用于极化子波函数, 可得束缚极化子基态变分能量:

$$E(\beta, \gamma) = \langle \Psi | U_2^{-1} U_1^{-1} H U_1 U_2 | \Psi \rangle = E_c + E_c - E_{LO} - \sum_{\sigma} E_{I\sigma} \quad (16)$$

其中

$$E_c = \frac{\hbar^2}{4m\beta^2} + \frac{3\hbar^2}{8m\gamma^2} + \frac{\beta^2 e^2 B^2}{4m} + \frac{4eF_z \gamma}{\sqrt{2\pi}} + \sqrt{\frac{1}{8\pi}} \times \frac{(\epsilon_{\infty 1} - \epsilon_{\infty 2}) e^2}{\epsilon_{\infty 1}(\epsilon_{\infty 1} + \epsilon_{\infty 2}) \gamma} \quad (17)$$

$$E_c = \langle \Psi | H_c | \Psi \rangle = - \langle \Psi | \sum_q \frac{4\pi e^2}{\epsilon_{\infty 1} q^2} e^{iq \cdot (r - z_0)} | \Psi \rangle$$

$$E_{LO} = \frac{e^2}{\pi} \times \left(\frac{1}{\epsilon_{\infty 1}} - \frac{1}{\epsilon_{01}} \right) \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \int_0^{\infty} \frac{\hbar \omega k_{//}}{(\hbar \omega + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m})(k_{//}^2 + k_z^2)} dk_{//} \left[\sqrt{\frac{2}{\pi}} \times \frac{1}{\gamma^3} \int_0^{\infty} z^2 e^{-\frac{z^2}{2\gamma^2}} \sin(k_z z) dz - \sin(k_z z_0) \frac{1}{\beta^2} \int_0^{\infty} J_0(k_{//} \rho) e^{-\frac{\rho^2}{2\beta^2}} \rho \sin(k_z z_0) d\rho \right]^2 \quad (19)$$

$$E_{I\sigma} = \frac{\hbar e^2}{(\delta_1^2 + \delta_2^2) \omega_r} \times \frac{1}{\hbar \omega_r + \frac{\hbar^2 q^2}{2m}} \int dq \left[\sqrt{\frac{2}{\pi}} \times \frac{1}{\gamma^3} \int_0^{\infty} z^2 e^{-\frac{z^2}{2\gamma^2} - qz} dz - e^{-qz_0} \frac{1}{\beta^2} \int_0^{\infty} J_0(q\rho) e^{-\frac{\rho^2}{2\beta^2}} \rho d\rho \right] \quad (20)$$

对 $E(\beta, \gamma)$ 求变分极小, 可得到束缚极化子基态能量 E_{bp} , 令(4)式中的 $H_c = 0$, 并将所有含 z_0 的项去掉, 可求得自由极化子基态能量 E_{fp} .

极化子基态结合能为:

$$E_B = E_{fp} - E_{bp} \quad (21)$$

3 结果与讨论

当 $x \leq 0.4$ 时, $Al_x Ga_{1-x} As$ 为直接带隙半导体, 在此情形, 采用有效声子近似对 GaAs/ $Al_x Ga_{1-x} As$ 异质结系统进行数值计算. 所选参数如表 1 所示.

表 1 计算所用参数

Table 1 Parameters used in computation

| Quantity | GaAs | AlAs | $Al_x Ga_{1-x} As$ |
|----------------------------------|-------|-------|--------------------------------------|
| $M(m_e)$ | 0.067 | 0.15 | $x m_B + (1-x) m_A$ |
| ϵ_0 | 13.18 | 10.06 | $13.18(1-x) + 10.06x$ |
| ϵ_{∞} | 10.89 | 8.16 | $10.89(1-x) + 8.16x$ |
| $\hbar \omega_r / \text{meV}$ | 36.25 | 50.09 | $36.25 + 1.83x + 17.12x^2 - 5.11x^3$ |
| $\hbar \omega_{LO} / \text{meV}$ | 33.29 | 44.88 | $33.29 + 10.7x + 0.03x^2 + 0.86x^3$ |

图 1(a) 为给定电子面密度 $n_s = 4.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 和杂质位置 $z_0 = 6 \text{ nm}$ 时, 束缚极化子结合能 E_B 随磁场强度 B 的变化关系. 为了比较, 同时还给出了不考虑声子影响时杂质态的结合能 E_B^N 随磁场的变化关系. 可以看出, 束缚极化子的结合能随磁场的增加而显著增大, 而声子的影响使得束缚极化子的结合能较无声子时有所降低, 这说明声子的贡献为负. 还可看出, 外界磁场的施加使得声子的贡献增大. 这

$$= - \frac{e^2}{\epsilon_{\infty 1} \gamma^3} \int_0^{\infty} dQ \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\infty} \frac{1}{2\pi \beta^2} e^{-\frac{\rho^2}{2\beta^2}} \times \cos(Q \rho \cos \theta) \rho d\rho \left(\int_0^{\infty} \sqrt{\frac{2}{\pi}} z^2 e^{-\frac{z^2}{2\gamma^2} - Q(z-z_0)} dz + \int_0^{\infty} \sqrt{\frac{2}{\pi}} z^2 e^{-\frac{z^2}{2\gamma^2} - Q(z-z_0)} dz \right) \quad (18)$$

式中 $r = (\rho, z), q = (Q, q_z), Q = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$. (16) 式中

是由于外界磁场改变了 GaAs 极性半导体电子云的分布, 增大了电子波函数的定域性, 从而导致其极性增强, 使围绕在电子周围的声子密度增大, 进而增大了电子-声子的相互作用所致. 另一方面, 磁场的存在也使得杂质的极化增强, 电子极化和杂质极化竞争的总效果使结合能降低.

图 1(b) 给出声子对结合能的贡献随磁场强度的变化关系. 声子对结合能的贡献分为体 LO 声子的贡献和两支 IO 声子的贡献, 其定义分别为:

$$\Delta E_{LO} = - E_{LO}(\text{free polaron}) + E_{LO}(\text{bound polaron})$$

$$\Delta E_{I\sigma} = - E_{I\sigma}(\text{free polaron}) + E_{I\sigma}(\text{bound polaron})$$

由图可以看出, 体 LO 声子和两支 IO 声子对结合能的贡献均为负, 且高频支 IO 声子的贡献比低频支 IO 声子的贡献大. 随着磁场强度的增加, 体 LO 声子的贡献迅速增大, 然后趋于一个比较平稳的态势, 且杂质-声子的影响显著. 而在此杂质位置时, 磁场对界面声子的影响并不明显, 界面声子对结合能的负贡献仅略有增大.

图 2(a) 为在磁场强度分别为 $B = 0$ 和 28 T 时, 对于给定电子面密度 $n_s = 4.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 和 Al 组分 $x = 0.3$ 时, 束缚极化子结合能 E_B 随杂质位置 z_0 的变化关系. 从图可以看出, 束缚极化子的结合能随杂质位置先增大后减小, 其曲线的变化趋势与杂质态的结合能 E_B^N 变化趋势相同, 但随着磁场强度 B 的增加, 结合能的极大值点向界面方向移动.

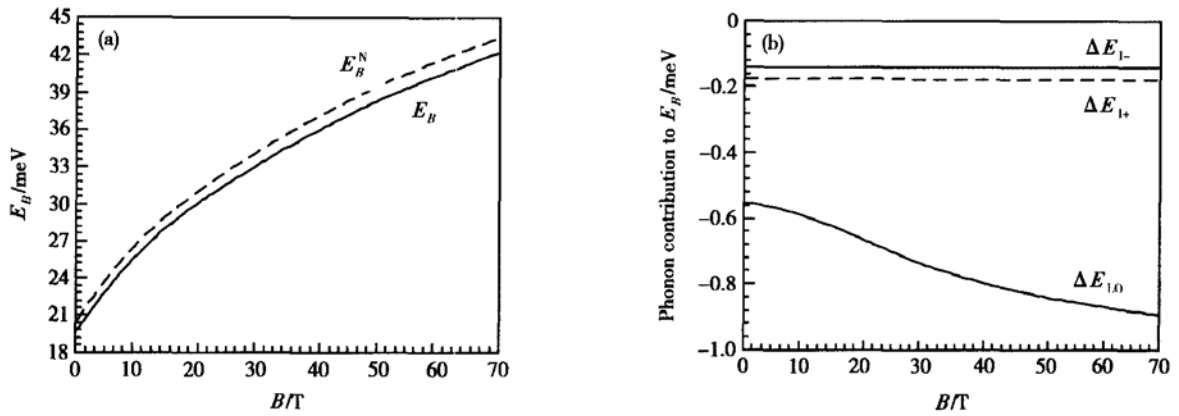


图 1 结合能 E_B 、声子对结合能的贡献随磁场强度 B 的变化关系 E_B (实线)和 E_B^N (虚线)分别为有、无声子影响时的结合能; ΔE_{1+} 、 ΔE_{1-} 和 ΔE_{LO} 分别为 IO 声子的高频支、低频支和体 LO 声子对结合能的贡献。

Fig. 1 Binding energy E_B and phonon contribution to the binding energies as functions of magnetic field strength B . E_B (solid curve) and E_B^N (dashed curve) are the results with and without phonon influence respectively; ΔE_{1+} , ΔE_{1-} and ΔE_{LO} are the contributions to the binding energies from IO phonon modes with higher, lower frequencies and LO phonon modes respectively.

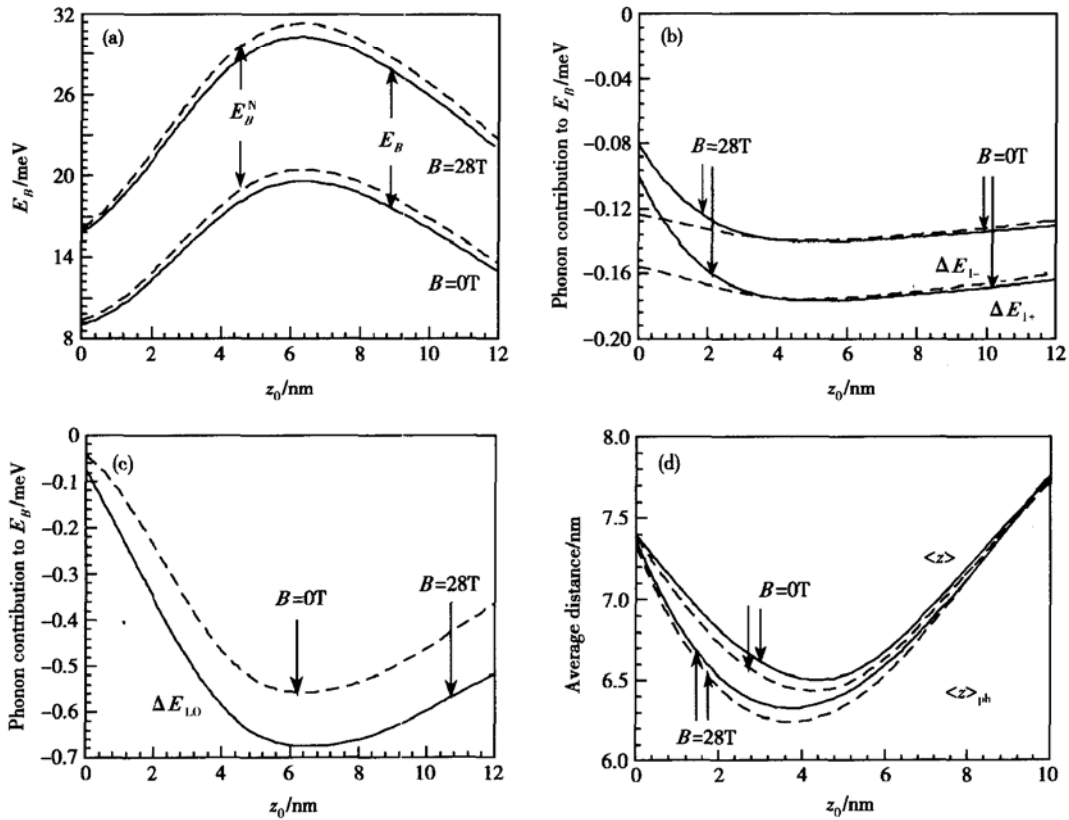


图 2 结合能、声子对结合能的贡献和电子与界面间的平均距离 $\langle z \rangle$ 随杂质位置 z_0 的变化关系 (a) E_B (E_B^N) 为有(无)声子影响的结合能; (b) ΔE_{1+} 、 ΔE_{1-} 分别为 IO 声子的高频支、低频支对结合能的贡献; (c) ΔE_{LO} 为体 LO 声子对结合能的贡献; (d) $\langle z \rangle_{ph}$ 、 $\langle z \rangle$ 分别为考虑、未考虑声子影响时电子与界面间的平均距离 实(虚)曲线为有(无)声子影响的结果。

Fig. 2 Binding energies, phonon contribution to the binding energies and the average distance between the electron and the interface as functions of the impurity position z_0 . (a) E_B (E_B^N) is the result with(without) the influence of phonons; (b) ΔE_{1+} , ΔE_{1-} are the results for IO phonon modes with higher and lower frequencies; (c) ΔE_{LO} is the result from LO phonon modes; (d) $\langle z \rangle_{ph}$ and $\langle z \rangle$ are the distance between the electron and the interface with and without phonons influence respectively. Solid(dashed) curves are the results with(without) the influence of phonons.

图 2(b) 为两支 IO 声子对结合能的贡献随杂质位置 z_0 的变化关系. 可以看到, 界面声子对结合能的贡献也为负, 同时高频支声子的贡献要大于低频支声子的贡献, 并且随杂质位置的变化, 均存在一个极值点, 该点位置和电子与界面的平均距离 $\langle z \rangle$, $\langle z \rangle_{\text{ph}}$ 的极值点 $z_{\text{max}} = 2\sqrt{2/\pi\gamma}$ 相一致. 这是由于当杂质向界面靠近时, 杂质对电子的库仑吸引作用增强, 使得电子远离界面, 因而电子-声子的相互作用减弱, 使得声子的贡献减小. 有趣的是, 当杂质位置小于极大值点时, 随着磁场的增大, 声子的贡献减小得很快. 这一点可以这样理解: 由于磁场的存在使得电子在 xy 平面内的运动近似于谐振子运动, 电子-声子耦合只有在电子运动慢到足以被声子所包围时才有效, 而垂直于界面的外界磁场加速了 xy 平面内电子的运动, 使电子-声子的相互作用减弱. 与此同时, 当杂质向界面靠近时, 界面势垒对电子的排斥作用增强, 故而杂质-声子的相互作用对束缚极化子结合能的影响起了决定性的作用, 杂质极化与电子极化二者共同的结果使得 IO 声子的贡献减小, 而当杂质位置大于电子波函数的极值点时, 由于远离界面, IO 声子对结合能的贡献也呈现出递减的趋势.

图 2(c) 显示体 LO 声子对结合能的贡献随杂质位置先增大然后减小. 同时可以看到, 随着磁场强度的增大, LO 声子对结合能的贡献明显增大, 这与图 2(a) 相符, 表明在杂质离界面不太近时, 体 LO 声子对结合能的贡献是重要的.

图 2(d) 为电子与界面平均距离 $\langle z \rangle$, $\langle z \rangle_{\text{ph}}$ 随杂质位置的变化关系. 随着磁场的增加电子与界面平均距离的极小值点向界面方向移动, 这也同时解释了图 2(a) 中结合能的极大值点向界面方向移动的原因. 还可以看到, 磁场的施加使平均距离 $\langle z \rangle$, $\langle z \rangle_{\text{ph}}$ 均有所减小, 故而结合能增大. 而声子的影响使得电子与界面之间的平均距离增大, 从而导致了杂质态结合能的降低, 这与图 2(a) 相自治.

我们还计算了当杂质位置 z_0 和 Al 组分 x 确定时, 极化子结合能随电子面密度的变化情况. 由于电子面密度的大小直接反映了导带的弯曲程度. 当杂质位于 z 轴正向电子波函数极值点 $z_{\text{max}} = 2\sqrt{2/\pi\gamma}$ 内时, 电子面密度的增加使导带弯曲程度显著增加, 进而使得电子靠近杂质, 而界面势垒排斥电子的作用要弱于杂质的吸引作用. 当外界磁场增大时加剧

了有效库仑势的吸引. 此时, 束缚极化子和杂质态的结合能均随着磁场强度和电子面密度的增大而增加. 另外, 在给定的磁场条件下, 由于导带弯曲使电子靠近界面的缘故, 两支 IO 声子的贡献随电子面密度增大而增加, 但效果不很明显, 体 LO 声子随电子面密度的增大而显著减小.

需要指出的是: 像势的作用对我们所讨论的问题可以忽略不计, 这与无磁场时的极化子和束缚极化子的结论相符^[1, 2, 12].

4 结论

本文采用无穷高势垒近似, 利用改进的 LLP 中间耦合方法处理了电子-声子、杂质-声子的相互作用, 讨论了磁场对束缚极化子结合能的影响. 采用变分法计算了束缚于单异质结界附近正施主杂质结合能的极化子效应随磁场的变化关系. 对 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 异质结系统给出了束缚极化子结合能随磁场强度、杂质位置和电子面密度的变化关系. 结果表明, 结合能随磁场强度的增大而增大, 且随杂质位置的变化出现极值. 当杂质离界面不太近时, LO 声子对结合能的贡献显著, 但随杂质靠近界面时, 两支 IO 声子的贡献均不可忽略, 需在以后的工作中改进单支声子近似. 另外, 磁场对 LO 声子的影响显著, 而对 IO 声子的影响较弱.

参考文献

- [1] Ban S L, Hasbun J E. Bound polaron in a polar semiconductor heterojunction. *Phys Rev B*, 1999, 59: 2276
- [2] Ban S L, Hasbun J E. Interface polarons in a realistic heterojunction. *Eur Phys*, 1999, B8: 453
- [3] Zorkani I, Belhissi R, Kartheuser E. The ground state energy of a bound polaron in the presence of a magnetic field. *Phys Status Solidi B*, 1996, 197: 411
- [4] Chen Chuanyu, Jin Peiwan, Liang Shidong. Interface polaron within parallel electric and magnetic fields. *Commun Theory Phys*. 1996. 26(2): 145
- [5] Es-Sbai N, Sali A, Fliyou M, et al. Electron-confined longitudinal optical phonon interaction and strong magnetic field effects on the binding energy in GaAs quantum wells. *J Appl Phys*, 2002, 91: 2093
- [6] Liu Zixin, Lai ZhenJiang, Huang Yongchang, et al. Polaronic effects on the energy levels of a double donor impurity in quantum wells in the presence of a magnetic field. *Eur Phys J B*, 1999, 12: 347

- [7] Wei Baohua, Yu K W, Fa Ou. Properties of an interface polaron in a magnetic field of arbitrary strength. *J Phys: Condens Matter*, 1994, 6: 1893
- [8] Elangovan A, Navaneethakrishnan K. Binding energy of a bound polaron in strong magnetic fields in low-dimensional semiconductor systems. *J Phys: Condens Matter*, 1993, 5: 4021
- [9] Hollox D M, Antoniewicz P R. Bound state of an external impurity at a semiconductor-semiconductor interface in the presence of a magnetic field. *Phys Rev B*, 1986, 33(12): 8558
- [10] Zhang Min, Ban Shiliang. Magnetic field influence on the binding energies of donors in a Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs heterojunction system. *Acta Scientiarum Naturalium Universitatis Nei-Mongol*, 2001, 32(4): 392(in Chinese) [张敏, 班士良. 磁场对 Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs 异质结系统中施主结合能的影响. *内蒙古大学学报(自然科学版)*, 2003, 34(4): 390]
- [11] Wang Shutao, Ban Shiliang. Magnetic field effect on the binding energies of donors in semiconductor systems. *Acta Scientiarum Naturalium Universitatis NeiMongol*, 2001, 32(4): 395(in Chinese) [王树涛, 班士良. 半导体异质结施主结合能的磁场效应. *内蒙古大学学报(自然科学版)*, 2003, 34(4): 395]
- [12] Ban S L, Liang X X. Interface polarons in a heterojunction with triangular bending-band. *Eur Phys J*, 1998, B5: 153
- [13] Sing J. *Quantum mechanics*. John Wiley & Sons Inc, 1997

Influence of Magnetic Field on Bound Polarons in Semiconductor GaAs/Al_xGa_{1-x}As Heterojunctions^{*}

Zhang Min and Ban Shiliang

(Department of Physics, Inner Mongolia University, Hohhot 010021, China)

Abstract: A modified LLP variational method is adopted to investigate the binding energies of bound polarons near the interface of single heterojunction system of semiconductor in the presence of static uniform magnetic field by using a triangular potential approximate to the interface potential. The influences of the electron-phonon and impurity-phonon interaction including the effect of half-space bulk longitudinal and interface-optical phonon modes are considered. The computation is performed for GaAs/Al_xGa_{1-x}As structure. The relations among the impurity binding energies and the impurity position, magnetic field strength, the electron areal density are calculated, respectively. It is found that binding energy of the bound polaron shows a monotonic increase tendency with increasing the magnetic field strength B . The contribution from bulk longitudinal optical phonons to the binding energy obviously increases with increasing B , but the interface optical phonons are insensitive to magnetic field except for the impurity being near the interface. It also shows that the conductive band bending can not be neglected. Furthermore, the influence of the electron image potential is negligibly small so that it can be neglected in the further discussion.

Key words: GaAs/Al_xGa_{1-x}As; heterojunction; magnetic field; bound polaron; binding energy

PACC: 6320K; 7155G; 6322

Article ID: 0253-4177(2004)12-1618-06

* Project supported by National Natural Science Foundation of China(No. 60166002)

Zhang Min female, was born in 1973, MS candidate. Her major is the electronic states in the semiconductor heterojunctions.

Ban Shingliang male, was born in 1956, professor. He is now engaged in the research on the pressure effect of the electron-phonon interaction and related problems, quantum tunneling in the layer semiconductor materials.

Received 16 November 2003, revised manuscript received 2 February 2004

©2004 The Chinese Institute of Electronics