

Al_xGa_{1-x}As/GaAs 异质结中电子迁移率的压力效应*

白鲜萍 班士良

(内蒙古大学理工学院 物理系, 呼和浩特 010021)

摘要: 对 Al_xGa_{1-x}As/GaAs 半导体单异质结系统,引入有限高势垒与考虑导带弯曲的真实势,同时计入电子对异质结势垒的隧穿,利用变分法和记忆函数方法讨论在界面光学声子和体纵光学声子的散射下,异质结界面附近电子迁移率随温度的变化关系及其压力效应.结果显示:电子迁移率随温度、压力的增加而减小;且两种声子的散射作用均随压力增强,界面光学声子的变化幅度更大.因此,在讨论压力的情形下,界面光学声子的作用不容忽略.

关键词: 异质结; 电子迁移率; 压力效应

PACC: 6320K; 7340L; 7850G

中图分类号: O471.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 0253-4177(2005)12-2422-06

1 引言

近年来,随着材料科学的进步,理论和实验两方面面对半导体材料中输运现象的研究成果已有一定积累,特别是极性光学声子散射下载流子的迁移率问题引起人们的极大关注,许多学者采用不同途径对其进行了研究,并且取得了一些新的进展.其中,Sahu^[1]利用随机相近似得出量子阱中迁移率与载流子浓度的变化关系;Farvecque^[2]则从实验方面对此进行了探讨;Wang^[3]采用介电连续模型研究了量子阱中迁移率与阱宽的变化关系;Basu^[4],Tutor^[5]运用弛豫时间近似分别研究了无限深势阱 Al_xGa_{1-x}As/GaAs 中二维激子及电子的迁移率与温度的依赖关系;Hasbun^[6-8]等人则从另一角度利用记忆函数法研究了准二维异质结体系中光学声子散射下电子迁移率与温度的变化,得出一些有意义的结论.另一方面,有关半导体异质结构中电子态、极化子的结合能^[9]、振动频率等物理量随压力的变化等研究也在不断深入,Holtz,Ban 等人都对这一问题进行过讨论^[10-13],但对异质结中电子迁移率的压力效应的研究还鲜有报道.

本文利用变分法和记忆函数方法讨论半导体异

质结构中电子行为的压力效应,并对 Al_xGa_{1-x}As/GaAs 异质结进行了数值计算.结果表明,在界面光学声子和体纵光学声子的散射下,电子迁移率随外加压力的增大而减小.

2 理论模型

考虑由 GaAs(材料 1, $z > 0$) 和 Al_xGa_{1-x}As(材料 2, $z < 0$) 形成的半导体单异质结系统,选异质结界面为 $x-y$ 平面,并视该平面为无穷大.讨论基态电子处于最低子带的情形,并且引入有限高势垒与考虑导带弯曲的真实势.

2.1 基态电子波函数

首先选择基态电子的变分波函数为^[6]

$$\psi(x, z) = \frac{1}{\sqrt{A}} \exp[i(k \cdot r)] \phi(z) \quad (1)$$

相应的能量为

$$E_k = E_0 + \hbar^2 k^2 / 2m \quad (2)$$

其中 电子波矢 $k = (k_x, k_y)$, 坐标 $r = (x, y)$, m 为平均电子带质量,满足

$$m^{-1} = m_1^{-1} p_2 + m_2^{-1} p_1 \quad (3)$$

且 $p_1 = \int_0^\infty |\phi_1(z)|^2 dz$, $p_2 = \int_{-\infty}^0 |\phi_2(z)|^2 dz$. m_1 ,

*国家自然科学基金(批准号:60166002)和内蒙古自治区优秀学科带头人计划资助项目

白鲜萍 女,1969 年出生,博士研究生,研究方向为半导体异质结构材料中的电子输运.

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构材料中的电子-声子相互作用及相关问题的理论研究.

2005-05-08 收到,2005-07-29 定稿

m_2 为相应材料的电子带质量.

$\psi(z)$ 代表 z 方向的电子波函数, 满足

$$\psi(z) = \begin{cases} \psi_1(z) = Bb^{1/2}(bz + a) \exp(-bz/2), & z > 0 \\ \psi_2(z) = B(b')^{1/2} \exp(bz/2), & z < 0 \end{cases} \quad (4)$$

这里, b, b' 为变分参数, 可由最小化基态能量求得. 另外, 根据 $\psi_1(z)$ 及 $\psi_2(z)$ 在 $z=0$ 处的连续性条件可得出由 b, b' 表示的 B, B' ,

$$\begin{aligned} B &= [l^2(1 + b'/b) + 2 + 2J^{1/2}], \\ B' &= (b'/b)^{1/2} B, \quad l = 2b'(b + b) \end{aligned} \quad (5)$$

所考虑的半导体异质结势为

$$V_z = V_0(-z) + V_s(z) + V_d(z) \quad (6)$$

其中 V_0 是势垒高度; $(-z)$ 是台阶函数; $V_s(z), V_d(z)$ 分别表示电子和施主电荷对异质结势的贡献, 可通过求解下列方程得到, 即

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \psi_0(z) \frac{\partial}{\partial z} V_s(z) &= -4e^2 n_s / \psi_0(z)^2 \\ \frac{\partial}{\partial z} \psi_0(z) \frac{\partial}{\partial z} V_d(z) &= -4e^2 [n_A(z) - n_D(z)] \end{aligned} \quad (7)$$

其中 n_s 是电子面密度; $\psi_0(z)$ 分别表示 $\psi_{01}(z > 0)$ 和 $\psi_{02}(z < 0)$; $n_A(z), n_D(z)$ 分别是受主电荷和施主电荷依赖于位置 z 的浓度.

由 z 方向薛定谔方程

$$-\frac{\hbar^2}{2} \times \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \times \frac{\partial}{\partial z} \psi(z) + V(z) \psi(z) = E_0 \psi(z) \quad (8)$$

可得电子的基态变分能量 $E_0 = T + V_0 + V_d + V_s$. 其中,

$$T = \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{(Bb)^2 \left(1 + \frac{b'^2}{2} \right)}{2m_1} - \frac{(Bb')^2}{4m_2} \right] \quad (9)$$

$$V_0 = V_0 B^2 \quad (10)$$

$$V_d = 4e^2 n_D \left[-\frac{B^2}{b_{02}} + \frac{B^2(6 + 4 + \frac{b'^2}{2})}{b_{01}} \right] \quad (11)$$

$$V_s = 4e^2 n_s \left[\frac{B^2(1 - B^2/2)}{b_{02}} + \frac{B^4(2^4 + 12^3 + 34^2 + 50 + 33)}{4b_{01}} \right] \quad (12)$$

通过对 $E_0 - V_s/2$ 求变分极小, 可以得到变分参数 b, b' .

2.2 相互作用哈密顿量

二次量子化后的电子 (不计自旋) - 声子相互作用哈密顿量为^[6]

$$H_{\text{eph}} = \sum_{q, q_z} M(q, q_z) \exp(iq \cdot R) (b_Q + b_Q^\dagger)_{q_z} + \sum_q M(q) \exp(iq \cdot R) (a_q + a_q^\dagger)_{q_z} \quad (13)$$

其中 $a_q = C_{k+q}^\dagger C_k$ 为电子密度算符. $\pm = 1, 2$ 分别表示半空间体材料 1, 2 中的纵光学声子. $\pm = \pm$ 表示有效声子模近似下的高、低频界面声子^[14]. 波矢 $Q = \sqrt{q^2 + q_z^2}$. b_Q, a_q 和 b_Q^\dagger, a_q^\dagger 分别为半空间体纵光学声子、界面光学声子的湮灭、产生算符.

(13) 式第一项中, 电子-半空间体纵光学声子耦合系数

$$|M(q, q_z)|^2 = |M(q, q_z)|^2 / I(q_z)^2 \quad (14)$$

这里

$$M(q, q_z) = i l \frac{e^2}{V} \hbar^{-1} \left(\frac{1}{V} - \frac{1}{V_0} \right) J^{1/2} \frac{1}{Q}$$

其中 V 是材料的体积; ϵ_0 是真空介电常数; ω_L 和 ω_0 分别为材料中的体纵光学声子频率、材料的光学和静态介电常数. (14) 式中

$$I(q_z) = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_0(z)|^2 \sin(q_z z) dz \quad (15)$$

经计算可得

$$\begin{aligned} I_1(q_z) &= B^2 b \left[\frac{2b^2 q_z (3b^2 - q_z^2)}{(b^2 + q_z^2)^3} + \frac{4b^2 q_z}{(b^2 + q_z^2)^2} + \frac{2q_z}{b^2 + q_z^2} \right] \\ I_2(q_z) &= -\frac{B^2 b q_z}{b^2 + q_z^2} \end{aligned}$$

(13) 式第二项中, 电子-界面光学声子耦合系数

$$|M(q, \pm)|^2 = |M(q, +)|^2 / J(q)^2 + |M(q, -)|^2 / J(q)^2 \quad (16)$$

这里

$$|M(q, \pm)|^2 = \frac{\hbar e^2}{2A_{\pm} (\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}) q'}$$

$$J(q) = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_0(z)|^2 \exp(-q|z|) dz$$

其中, $\frac{1}{2} \pm = \frac{b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}$, 且 $a = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}, b = \frac{1}{2} (\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}) + \frac{1}{2} (\frac{1}{L_2} + \frac{1}{L_1}), c = \frac{1}{2} \frac{1}{L_1} \frac{1}{L_2} + \frac{1}{2} \frac{1}{L_2} \frac{1}{L_1}$; $\pm = \frac{(\frac{1}{2} - \frac{1}{2})^{1/2}}{(\frac{1}{2} - \frac{1}{2})}$. τ 为材料的横光学声子频率.

经计算可得

$$\begin{aligned} J_1(q) &= B^2 b \left[\frac{2b^2}{(b + q)^3} + \frac{2b}{(b + q)^2} + \frac{2}{b + q} \right], \\ J_2(q) &= \frac{B^2 b}{b + q} \end{aligned}$$

2.3 电子迁移率

由文献[6,7]知,温度 T 时的零频记忆函数可写为

$$M_2(T) = -\frac{2\hbar}{k_B T N m} \left[\int_{q, q_z} |M(q, q_z)|^2 \times \right. \\ \left. q_x^2 n \left(\frac{\hbar q_x}{k_B T} \right) \rho_2(q, L) + \right. \\ \left. \int_{q, q_z} |M(q, q_z)|^2 q_x^2 n \left(\frac{\hbar q_x}{k_B T} \right) \rho_2(q, L) \right] \quad (17)$$

其中 $n(x)$ 是声子数关于 x 的一阶导数; ρ_2 是密度-密度关联函数的虚部,满足

$$\rho_2(q, L) = -\frac{A m}{\hbar^3 q} \left(\frac{m k_B T}{2} \right)^{1/2} \times \\ [g(+ - F) - g(- - F)] \quad (18)$$

且

$$F = \frac{E_F}{k_B T}, \quad \pm = F \frac{(\hbar m \pm \hbar^2 q^2 / 2)^2}{\hbar^4 k_F^2 q^2},$$

$$g(y) = \int_0^\infty \{ \exp(y+z) + 1 \}^{-1} \sqrt{z}^{-1} dz$$

这里, E_F , k_F 分别是电子的费密能量和费密波矢.

则相应的电子迁移率为

$$\mu = -\frac{e}{m} \times \frac{1}{M_2(T)} \quad (19)$$

3 压力对各个参数的影响

在压力作用下,半导体的能隙、电子的有效质量、材料的介电常数以及晶格振动频率等参数都会发生变化.当 Al 组分 $x > 0.45$ ^[15],压力 $p > 40 \text{ kbar}$ ^[12,16]时, $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ 由直接带隙半导体变为间接带隙半导体,本文的模型不适用.因此,数值计算仅考虑 $x < 0.45$, $p < 40 \text{ kbar}$ 的情形(所用参数根据马克劳林公式近似至一阶压强偏差).

3.1 压力作用下电子的有效质量 $m(p)$

能带结构在外加压力作用下会发生变化,会导致电子有效质量发生变化^[11],有

$$\frac{m_0}{m(p)} = 1 + \frac{C}{E_g(p)} \quad (20)$$

其中 $E_g(p) = E_g + p$ 表示材料的能隙随压力的变化.

式中 m_0 是裸电子的质量; E_g 为常压下的能隙; C 为能隙的压力系数; C 是与材料有关而不随压力变化的常数;可由 $p=0$ 时求得.

3.2 压力作用下的高频介电常数 $\epsilon(p)$ 和静态介电常数 $\epsilon_0(p)$

运用 Coni^[13]等人的方法,可得高频介电常数对体积的依赖关系为

$$\frac{\partial \ln \epsilon(p)}{\partial \ln V} = \frac{5}{3} \left[\frac{\epsilon(p) - 1}{\epsilon(p)} \right] \times (0.9 - f_i) \quad (21)$$

其中 f_i 表示材料受压时的电离度; V 是材料的体积.

由于材料体积与压力的关系为 $B(p) = -V \frac{\partial p}{\partial V} = B_0 + B_0 p$,从而可得高频介电常数随压力的变化关系是

$$\epsilon(p) = 1 + \left[\epsilon(0) - 1 \right] \exp \left[-\frac{5}{3B} (0.9 - f_i) p \right] \quad (22)$$

根据 LST 关系,可给出压力对静态介电常数的影响:

$$\epsilon_0(p) = \epsilon(p) \left[\frac{\hbar_{LO}(p)}{\hbar_{TO}(p)} \right]^2 \quad (23)$$

3.3 晶格振动频率的压力效应

对于二元化合物半导体,声子频率随压力的变化由 Grüneisen 参数描述,其定义^[10]是

$$= \frac{B_0}{\omega_0} \times \frac{\partial \omega_0}{\partial p}$$

其中 B_0 是材料的体弹模量; ω_0 和 ω 分别是体光学声子在压力 $p=0$ 和 $p \neq 0$ 时的振动频率.

对于计算中用到的其他参数,可由线性插值法 $Q_{\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}} = (1-x) Q_{\text{GaAs}} + x Q_{\text{AlAs}}$ 求得.其中, $Q_{\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}}$, Q_{GaAs} 和 Q_{AlAs} 分别表示各参数在材料 $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$, GaAs 和 AlAs 中的相应量值.

表 1 列出了计算中用到的各个参数.其中,声子能量和带隙的单位是 meV,电子有效质量以裸电子

表 1 计算中所用参数

Table 1 Parameters used in the computation

	ϵ_0	ϵ	\hbar_{LO}	\hbar_{TO}	m_e	f_i	B_0	B_0	E_g	ω_{LO}	ω_{TO}	
GaAs ^a	13.18	10.89	36.25	33.29	0.067	0.310	748 ^b	4.6 ^b	1424	11.5	1.01 ^c	1.12 ^c
AlAs ^a	10.06	8.16	50.09	44.88	0.15	0.274	770 ^b	4.6 ^b	2168	10.2	0.85 ^c	1.08 ^c

^aAdachi,文献[15];^bLam,文献[17];^cHoltz,文献[10].

质量 m_0 为单位,体弹模量 B_0 以 kbar 为单位,压力系数以 meV/kbar 为单位.

4 结果与讨论

在数值计算时,根据 60:40 原则^[14]选择界面势垒高度:

$$V_0 = 0.6 \times (E_{g2} - E_{g1})$$

通过数值计算,得到迁移率与压力的变化关系,见图 1 和图 2.

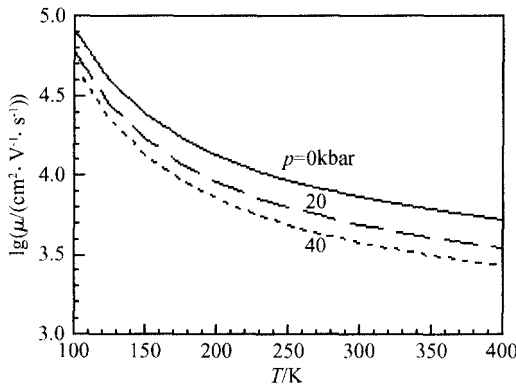


图 1 不同压力引起的电子迁移率随温度的变化关系

Fig.1 Electron mobility as a function of temperature T for the given Al concentration $x = 0.3$, $n_s = 4.0 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ and pressure $p = 0, 20$ and 40 kbar corresponding to the three curves from up to low, respectively

图 1 表示在给定电子浓度 $n_s = 4.0 \times 10^{15} / \text{m}^2$ 和 Al 组分 $x = 0.3$ 时,由压力引起的电子迁移率随温度的变化曲线.可以看出,迁移率随压力的增加而显著减小.当压力增大到 20kbar 时,计算表明,迁移率减小了大约 32%.这是因为压力对迁移率的影响来自于压力对电子的有效质量、材料的介电常数、禁带宽度以及晶格振动频率等各参数的综合效应,该效应主要通过影响导带弯曲程度和异质结势垒高度及材料的本身属性来反映的.其中,静态介电常数随压力的增加而减小,使得导带弯曲程度显著,从而将电子向界面的排斥作用增强;另一方面,禁带宽度随压力的变化导致势垒高度随压力增加,致使界面势垒排斥电子外移的作用增强.但前者的效应更为显著.而高频、静态介电常数随压力的增加而减小,又使电子-声子耦合常数随压力而增大.所有这些来自多方面因素的影响,最终导致界面附近电子-声子相互作用随压力而增加,致使迁移率随压力的增加而减小.

图 2 为给定电子浓度 $n_s = 4.0 \times 10^{15} / \text{m}^2$ 和 Al 组分 $x = 0.3$ 的情形下,外加压力分别是 $p = 20 \text{ kbar}$ 和 $p = 40 \text{ kbar}$ 时,界面光学声子和体纵光学声子散射对迁移率的不同影响之比较.很明显,同一温度下,体纵光学声子散射大于界面光学声子散射,并且

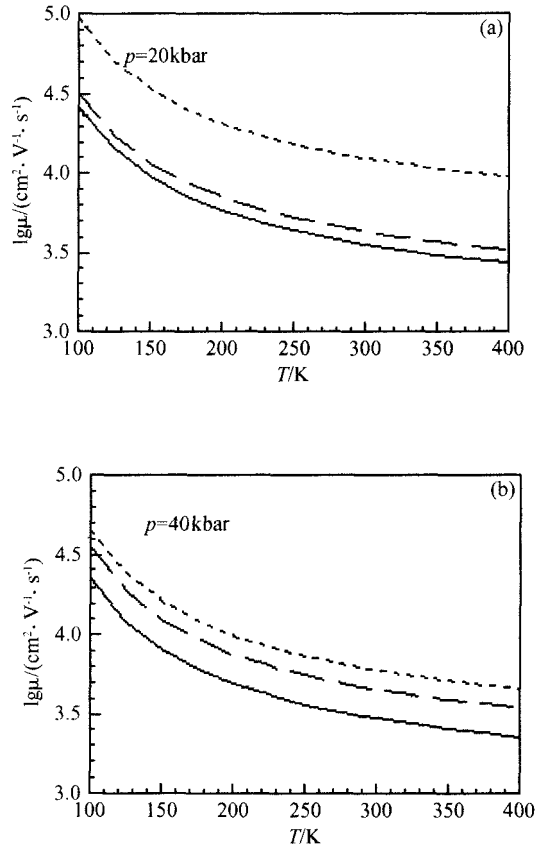


图 2 两种声子散射导致的电子迁移率随温度在不同压力时的变化曲线 短虚线、长虚线、实线分别对应界面声子散射 IO、体光学声子散射 LO 以及总声子散射引起电子迁移率的变化.

Fig.2 Electron mobility as a function of temperature T for IO, LO and IO + LO scattering corresponding to the short-dashed, long-dashed and solid lines, respectively.

其效应均随压力的升高而增强.在压力较小时,电子的迁移率主要是由体纵光学声子的散射决定,这与以前零压时的结论是一致的^[6].但是随着外加压力的增加,界面光学声子的散射对迁移率的贡献逐渐增强.从图 2(a) 和 (b) 可以看出,压力对界面光学声子的影响幅度远大于对体纵光学声子的影响.这主要是由于压力增大时,界面势垒对电子的排斥作用小于导带弯曲对电子向界面方向的排斥,从而使得电子与界面的平均距离随压力的增加而减小,致使

电子与界面光学声子相互作用增强的幅度大于电子与体纵光学声子相互作用增强的幅度,即界面光学声子散射对外加压力的敏感程度强于体纵光学声子散射.

同时,图 1 和图 2 还表明在界面光学声子和体纵光学声子对电子的散射下,由压力变化引起的电子迁移率与温度的函数关系,总的变化趋势是迁移率随着温度的升高而减小.这是由于温度升高时,声子的晶格振动加剧,导致电子与声子的碰撞几率增加,从而引起散射加强,迁移率下降.

5 结论

本文引入有限高势垒和考虑导带弯曲的真实势,计入电子对异质结势垒的隧穿,利用记忆函数法,讨论在体纵光学声子和界面光学声子散射下电子迁移率随压力的变化关系.对 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 异质结体系中的电子迁移率进行了数值计算,发现迁移率随着压力的增加而减小;两种声子的散射作用均随压力的增大而增强,界面光学声子的散射作用对压力引起的变化更为显著.

参考文献

- [1] Sahu T, Patnaik J. Electron transport mobility in a δ -doped double quantum well structure. *J Appl Phys*, 2000, 88 (5) : 2658
- [2] Farvacque J L, Bougrioua Z. Carrier mobility versus carrier density in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ quantum wells. *Phys Rev B*, 2003, 68 : 035335
- [3] Wang X F, Lei X L. Electron mobility in a GaAs/AlAs quantum well with a thin AlAs middle barrier. *Phys Rev B*, 1998, 58 (19) : 12609
- [4] Basu P K, Partha R. Calculation of the mobility two-dimensional excitons in a $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum well. *Phys Rev B*, 1991, 44 (4) : 1844
- [5] Tutor J, Bermudez J A, Comas F. Electron drift mobility in a $\text{Si-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ quantum well at low temperatures. *Phys Rev B*, 1993, 47 (7) : 3690
- [6] Hasbun J E, Ban S L. Optical-phonon scattering in quasi-two-dimensional heterojunction systems. *Phys Rev B*, 1998, 58 : 2102
- [7] Hasbun J E. Electron mobility in two-dimensional modulation-doped $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{In}_{1-y}\text{Ga}_y\text{As}$ alloy systems. *Phys Rev B*, 1995, 52 : 11989
- [8] Hasbun J E. Resonant structure in the conductivity of two-dimensional heterojunction systems: A memory function approach. *J Appl Phys*, 1994, 75 (1) : 270
- [9] Zhang Min, Ban Shiliang. Influence of magnetic field on bound polarons in semiconductors $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterojunctions. *Chinese Journal of Semiconductors*, 2004, 25 (12) : 1618 (in Chinese) [张敏, 班士良. 磁场对 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结系统中束缚极化子的影响. *半导体学报*, 2004, 25 (12) : 1618]
- [10] Holtz M, Seon M, Brafran O, et al. Pressure dependence of the optic phonon energies in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. *Phys Rev B*, 1996, 54 (12) : 8714
- [11] Ting D Z Y, Chang Y C. δ -X mixing in $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{AlAs}$ superlattices. *Phys Rev B*, 1987, 36 (8) : 4359
- [12] Ban S L, Liang X X. Pressure effect on the binding energies of donors in $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterojunctions. *J Lumin*, 2001, 94/95 : 417
- [13] Goni A R, Syassen K, Cardon M. Effect of pressure on the refractive index of Ge and GaAs. *Phys Rev B*, 1990, 41 (14) : 10104
- [14] Ban S L, Hasbun J E. Bound polaron in a polar semiconductor heterojunction. *Phys Rev B*, 1999, 59 : 2276
- [15] Adachi S. GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ material parameters for use in research and device applications. *J Appl Phys*, 1985, 58 (3) : R1
- [16] Sukumar B, Navaneethakrishnan K. Effect of the dielectric function and pressure on the binding energies of excitons in GaAs and $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ superlattices. *Solid State Commun*, 1990, 76 (4) : 561
- [17] Lam P K, Cohen M L, Martinez G. Analytic relation between bulk module and lattice constants. *Phys Rev B*, 1987, 35 (17) : 9190

Pressure Effect on Electronic Mobility in Quasi-Two-Dimensional $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ Heterojunction Systems*

Bai Xianping and Ban Shiliang

(Department of Physics, College of Sciences and Technology, Inner Mongolia University, Hohhot 010021, China)

Abstract: A variational method and a memory function approach are adopted to investigate electronic mobility and pressure effect in quasi-two-dimensional heterojunction systems by considering optical phonon modes (including bulk longitudinal optical (LO) phonons and interface optical (IO) phonons) and a realistic heterojunction potential model, which includes the influences of finite potential barrier and energy band bending. Meanwhile, the tunnelling of electrons into the barrier is taken into account. A numerical calculation is performed for the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunctions. The results show that electron mobility obviously decreases as the temperature and pressure increase; the contribution to electron mobility from IO phonon scattering under pressure becomes more obvious than that from LO phonon scattering. Under pressure, the effect of IO phonon scattering cannot be neglected in further works.

Key words: heterojunction; electronic mobility; pressure effect

PACC: 6320 K; 7340 L; 7850 G

Article ID: 0253-4177(2005)12-2422-06

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (No. 60166002) and the Project for Excellence Subject-directors of Inner Mongolia Autonomous Region

Bai Xianping female, was born in 1969, PhD candidate. Her major research areas is electronic transport in semiconductor heterostructures.
Ban Shiliang male, was born in 1956, professor. He is now mainly engaged in research on electron-phonon interactions in semiconductor heterostructures under pressure and related problems.

Received 8 May 2005, revised manuscript received 29 July 2005

©2005 Chinese Institute of Electronics