

温度与外磁场对Si均匀掺杂的GaAs量子阱电子态结构的影响

杨双波[†]

(南京师范大学物理科学与技术学院, 南京 210023)

(2013年9月4日收到; 2013年11月22日收到修改稿)

本文在有效质量近似下, 通过自洽地求解薛定谔方程及泊松方程计算了在温度 $T = 273$ K, 磁感应强度 $B = 25$ T, Si 均匀掺杂的 GaAs/AlGaAs 量子阱系统的电子态结构. 研究了温度与外磁场对子带能量, 本征包络函数, 自洽势, 电子密度分布, 及费米能量的影响. 发现在给定磁感应强度 $B \neq 0$ 下, 随温度升高子带能量单调增加, 费米能量单调递减, 自洽势的势阱变深变陡, 电子密度分布变宽, 峰值降低; 在给定温度下, 随磁感应强度的增加子带能量及费米能量单调递增, 自洽势阱变浅变宽, 电子密度分布变窄, 峰值升高.

关键词: 掺杂, 量子阱, 磁场, 电子态结构

PACS: 73.21.Fg

DOI: 10.7498/aps.63.057301

1 引言

低维半导体结构包括半导体异质结^[1,2], 超晶格^[3], 量子阱^[4], 量子线^[5], 量子点^[6]等, 它们的物理性质已经得到了广泛的研究. 特别是半导体量子阱中导带内子带间的跃迁从物理上及新器件应用上研究的最多. 人们提出了若干基于量子阱子带间跃迁的器件应用的研究计划, 并取得了可喜的成果, 如远红外光-电探测器^[7], 电光调制器^[8], 光开关^[9], 红外激光器^[10]等.

半导体的掺杂^[11]是改变半导体性能的重要手段, 可通过半导体的掺杂有控制地改变半导体中自由载流子的密度. 因此根据需要选择掺杂材料^[12-15], 及掺杂方式^[16-19]直接改变半导体本身的性质. 如在电学^[20]方面因掺杂增大了载流子的密度而改善导电性能, 在光学^[21]方面因掺杂使得电子在子带的布居增大了, 因而改变光吸收即改善光电子器件的光学性能等. 磁场^[22-26]是一个重要的外加参量, 在实验上可以有效地控制, 对二维电子气体的影响更大, 它可以从根本上修改电子态结构. 如果强磁场的方向垂直于量子阱的平面, 电子

的能谱将发生相当大的变化. 这个事实直接影响该结构的电子学的和光学的性质.

在最近的工作^[27]中, 我们通过自洽地求解薛定谔方程与泊松方程的方法研究了在温度 $T = 0$, 有效质量近似下, Si 均匀掺杂的 GaAs/AlGaAs 量子阱系统的电子态结构, 研究了掺杂浓度及掺杂层厚度对量子阱电子态结构的影响. 由于在计算中取温度 $T = 0$ 的缘故, 结果应是近似的, 与温度 $T > 0$ 的实际情况有所不同. 本文对 Si 均匀掺杂的 GaAs 量子阱系统在给定量子阱宽及掺杂条件下通过自洽地求解薛定谔方程与泊松方程的方法研究了温度与外加磁场的加入和变化对电子态结构的影响. 发现在给定磁场 $B \neq 0$ 下, 随温度的升高, 本征能量上升, 费米能量下降, 自洽势阱变深变陡, 电子密度峰值下降, 分布变宽. 在给定温度 $T = 0$ 下, 随磁场强度增强, 本征能量和费米能量上升, 自洽势阱变浅, 电子密度峰值上升, 分布变窄. Gaggero-Sager 等^[12]计算了 Si δ 掺杂的 GaAs 量子阱中输运特性与温度的关系, 其自洽势阱随温度升高而变深的结果与我们的结果一致. Ozturk^[22]曾研究了在磁场下一个 Si 双 δ 掺杂的 GaAs 量子阱中

[†] 通讯作者. E-mail: yangshuangbo@njnu.edu.cn

子带间的光学跃迁, 其相邻子带间的能量差随磁场强度的增大而变大的结果与我们的结果一致.

2 理论模型

对 GaAs/AlGaAs 一维量子阱, GaAs 材料为势阱, AlGaAs 为势垒. 取量子阱的生长方向沿 z 轴, 假如磁场与量子阱的生长方向垂直, 那么量子阱中电子的本征能量及本征包络函数可通过自洽地求解薛定谔方程

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} \psi_i + \left(V(z) + V_H(z) + \frac{e^2 B^2}{2m^*} z^2 \right) \psi_i = E_i \psi_i, \quad (1)$$

及泊松方程

$$\frac{d^2}{dz^2} V_H(z) = -\frac{4\pi e^2}{\epsilon_r} [N(z) - N_d(z)] \quad (2)$$

得到. 这里 m^* 为电子的有效质量, 在势阱 GaAs 和势垒 AlGaAs 中是不同的; ϵ_r 为介电常数; B 为磁感应强度; $V(z)$ 为势阱的势能, 对无限深势阱其势能为

$$V(z) = \begin{cases} 0, & |z| \leq L_0/2, \\ \infty, & \text{其他,} \end{cases}$$

而对有限深势阱其势能为

$$V(z) = \begin{cases} 0, & |z| \leq L_0/2, \\ U_0, & \text{其他,} \end{cases}$$

U_0 为势垒的势能, L_0 为势阱的宽度; V_H 为自洽势, 由电子气体与正的杂质离子分布引起的. 电子密度分布为

$$N(z) = \sum_{i=1}^{n_d} \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} |\psi_i(z)|^2 \times \ln \{ 1 + \exp[(E_F - E_i)/k_B T] \} = \sum_{i=1}^{n_d} n_i |\psi_i(z)|^2, \quad (3)$$

其中, n_d 为填充态的数目, i 为子带的指数, E_F 为费米能级. 而 n_i 为第 i 个子带的布居密度,

$$n_i = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \{ 1 + \exp[(E_F - E_i)/k_B T] \}. \quad (4)$$

$N_d(z)$ 是电离施主杂质的总密度, 在均匀掺杂情况下为

$$N_d(z) = \begin{cases} n_{2d}/L_D, & -L_D/2 \leq z \leq L_D/2, \\ 0, & \text{其他,} \end{cases} \quad (5)$$

其中, n_{2d} 为杂质离子的面密度, L_D 为掺杂层的厚度. 通常未掺杂本征载流子的浓度 \ll 掺杂杂质电子浓度, 作为近似可以忽略本征载流子的贡献. 设施主杂质全部电离, 使得电子数等于带正电的离子数, 则

$$\int_{-L_0/2}^{L_0/2} N(z) dz = \int_{-L_0/2}^{L_0/2} N_d(z) dz,$$

等号两边积分得

$$\sum_{i=1}^{n_d} \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln [1 + \exp(E_F - E_i)/k_B T] = n_{2d}, \quad (6)$$

或 $\sum_{i=1}^{n_d} n_i = n_{2d}$, 即各子带布居之和等于掺杂面密度. 这是一个确定费米能量 E_F 的方程. 显然, 有限温度下, E_F 也依赖于温度 T , 确定 E_F 的值只能通过数值计算的方法, 这不同于零温度的情况. 另一方面, $T \neq 0$ 时, 能量高于费米能量 E_F 的能级也有电子布居, 只是数量很少.

3 自洽计算及计算的结果

自洽计算中首先令 $V_H = 0$, 数值求解薛定谔方程 (1), 得到本征能量 E_i 及本征波函数 $\psi_i (i = 1, 2, \dots, n_d)$. 利用 (6) 式数值求解费米能量 E_F . 再通过 (3) 式计算电子密度分布 $N(z)$. 将 (5) 式中的 $N_d(z)$ 及 $N(z)$ 代入泊松方程 (2) 求解, 得到自洽势 $V_H(z)$ 的一次叠代近似. 再将 $V_H(z)$ 的一次叠代近似代入薛定谔方程 (1) 求解, 得新的本征能量及新的本征波函数, 进而得到新的费米能量, 新的电子密度分布, 代入泊松方程 (2) 求解, 得到了 $V_H(z)$ 的第二次自洽叠代. 以这种方式反复叠代直到方程 (1) 和方程 (2) 的解自洽为止, 叠代次数一般在 40—100 次之间.

在下面的计算中, 我们取 GaAs 中电子的有效质量为 $m^* = 0.067m_0$, m_0 为电子的静止质量, 介电常数为 $\epsilon_r = 12.5$, 结果如下.

3.1 自洽势, 电子密度分布, 本征能量及本征包络函数

对无限深势阱, 取宽度 $L_0 = 600 \text{ \AA}$, 掺杂层厚度 $L_D = 60 \text{ \AA}$, 掺杂浓度 $n_{2d} = 4.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 温度 $T = 273 \text{ K}$ 及磁感应强度 $B = 25 \text{ T}$ 的情况, 我们计算了自洽势 $V_H(z)$, 电子密度分布 $N(z)$, 本征

能量 E_i , 本征包络波函数 $\psi_i (i = 1, 2, \dots, n_d)$, 及费米能量 E_F 等, 其结果示于图 1. 可以看出, 电子密度分布在 $z = 0$ 附近左右 150 \AA 范围内, 而不是在整个量子阱内都有分布. 除了包络波函数 $\psi_1(z)$ 局域在自洽势阱 $V_H(z)$ 内, 从本征能量可知, $\psi_2(z), \psi_3(z), \psi_4(z)$ 等都在 $V_H(z)$ 之外. 然而这些态又没有完全扩展以填满整个量子阱的 $[-300 \text{ \AA}$,

$300 \text{ \AA}]$ 范围, 这是由于磁场的影响引起的, 因为磁场对运动电子具有约束作用. 与 $T = 0 \text{ K}$ 的情况不同, 这里计算的费米能量 $E_F = 1.341728 \times 10^{-1} \text{ eV}$, 介于 E_2, E_3 之间, 费米能级之上的能级 E_3, E_4 也有填充, 如 $n_3 = 2.4269476 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $n_4 = 3.8934751 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. 它们共占据总浓度的 7%.

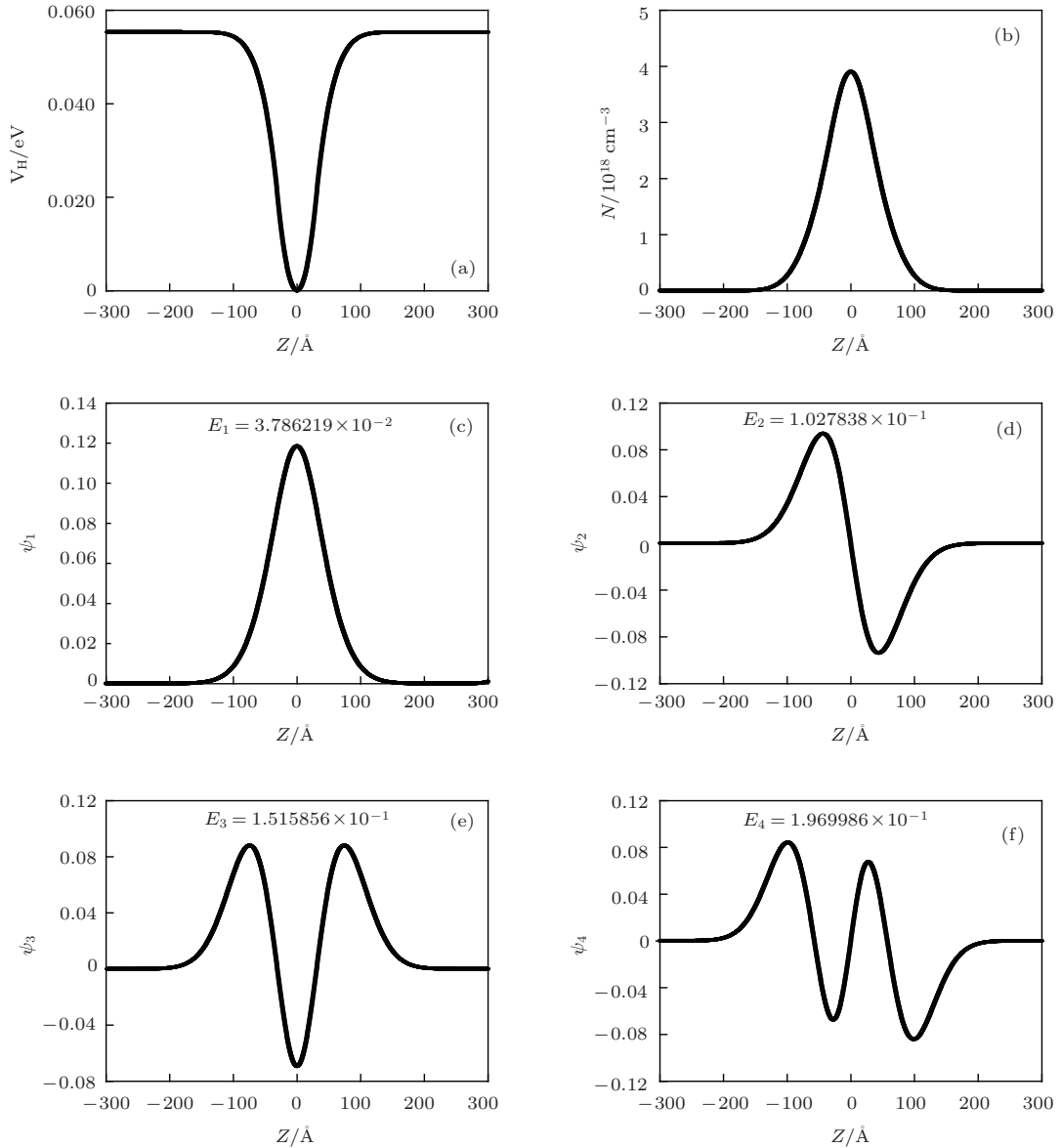


图 1 掺杂层厚度 $L_D = 60 \text{ \AA}$, 浓度 $N_{2d} = 4.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 的量子阱在 $T = 273 \text{ K}$, $B = 25 \text{ T}$ 时的电子态结构 ($E_F = 1.341728 \times 10^{-1} \text{ eV}$) (a) 自洽势; (b) 电子密度分布; (c)—(f) 最低 4 个能级的波函数

3.2 自洽势, 电子密度分布, 本征能量随温度 T 的变化

对无限深势阱, 取宽度 $L_0 = 600 \text{ \AA}$, 掺杂层厚度 $L_D = 60 \text{ \AA}$, 掺杂浓度 $n_{2d} = 4.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 磁感应强度 $B = 15 \text{ T}$ 的情况下, 我们计算了自洽势, 电子密度分布, 本征能量, 及费米能级随温度

T 的变化, 其结果分别示于图 2(a), (b) 和图 3 中. 图 2(a) 中, 自上而下对应的温度分别为 $T = 300 \text{ K}, 200 \text{ K}, 100 \text{ K}, 3 \text{ K}$; 图 2(b) 中, 在 $z = 0$ 处, 自上而下对应的温度分别为 $T = 3 \text{ K}, 100 \text{ K}, 200 \text{ K}, 300 \text{ K}$. 可以看出, 随温度升高自洽势阱变深, 变陡, 而电子密度分布随温度升高峰值变小, 分布变宽.

$T = 0$ K时, 电子密度的峰值最大, 自洽势最浅. 这是因为随着温度的升高电子的热运动加剧, 更多电子可分布在电离的正离子分布区域之外, 空间中总的电荷密度(电子电荷 + 离子电荷)较大, 故自洽势阱在高温时较深较陡. 图3显示, 本征能级的能量 $E_i (i = 1, 2, 3, 4)$ 随温度升高而增加, 且高能级较明显, 这与温度升高时势阱变深相对应. 费米能量随温度升高下降, 温度较高时明显.

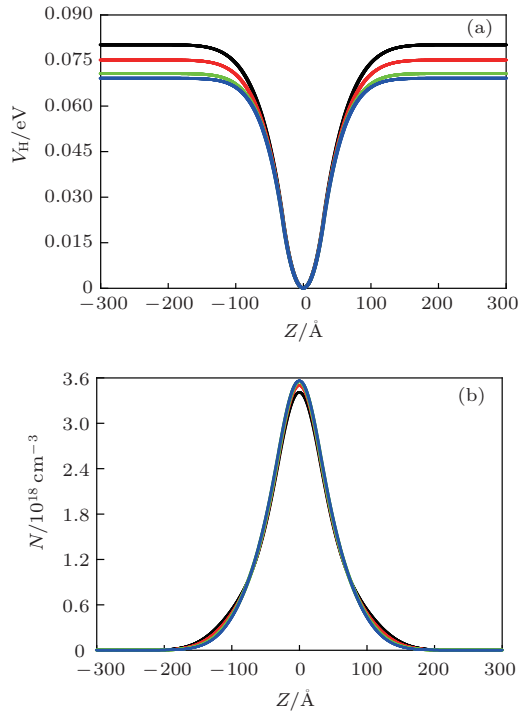


图2 不同温度下的自洽势及对应的电子密度分布. $L_D = 60 \text{ \AA}$, $N_{2D} = 4.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $B = 15 \text{ T}$ (a) 自洽势(自上而下 $T = 300 \text{ K}, 200 \text{ K}, 100 \text{ K}, 3 \text{ K}$); (b) 电子密度分布(在 $z = 0$ 处, 自上而下 $T = 3 \text{ K}, 100 \text{ K}, 200 \text{ K}, 300 \text{ K}$)

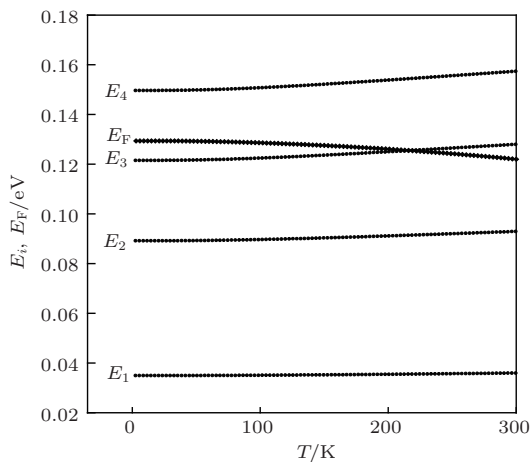


图3 不同温度下前4个本征能量及对应费米能级的能量. $L_D = 60 \text{ \AA}$, $N_{2D} = 4.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $B = 15 \text{ T}$

3.3 自洽势, 电子密度分布, 本征能量随外磁感应强度 B 的变化

对无限深势阱, 取宽度 $L_0 = 600 \text{ \AA}$, 掺杂层厚度 $L_D = 60 \text{ \AA}$, 掺杂浓度 $n_{2d} = 4.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 温度 $T = 0 \text{ K}$ 的情况下, 我们计算了自洽势, 电子密度分布, 本征能量, 及费米能级随磁感应强度 B 的变化, 其结果分别示于图4(a), (b)和图5中. 图4(a)中, 自上而下对应的磁感应强度分别为 $B = 1, 10, 20, 30 \text{ T}$, 图4(b)中, 在 $z = 0$ 处自上而下对应的磁感应强度为 $B = 30, 20, 10, 1 \text{ T}$. 可看出, 磁感应强度越弱, 自洽势 $V_H(z)$ 越陡, 越深. 然而磁感应强度越强, 电子密度分布越锐, 越高. 这是由于磁场对运动电子具有约束作用的结果. 随着磁感应强度加强, 越来越多的电子被局限在带正电的离子分布的区域, 正负电荷抵消的结果, 总的电荷密度较弱, 故由此产生的自洽势也较弱. 图5显示, 本征能量, 及费米能级随磁感应强度 B 的变化.

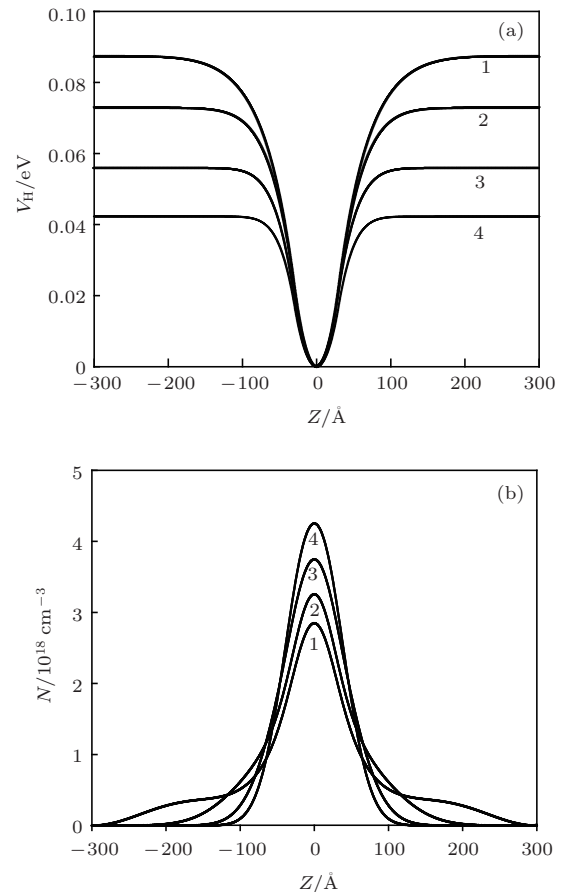


图4 不同磁场下的自洽势及电子密度分布 ($T = 0 \text{ K}$, $L_D = 60 \text{ \AA}$, $N_{2D} = 4.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) (a) 自洽势(自上而下 $B = 1, 10, 20, 30 \text{ T}$); (b) 电子密度分布($z = 0$ 处, 自上而下 $B = 30, 20, 10, 1 \text{ T}$)

可以看出, 本征能量 $E_i (i = 1, 2, 3, 4)$ 及费米能级 E_F 随 B 的增加单调递增, 且较高的能级增长的更快. E_F 随 B 增长的较慢, 如 $0 \leq B \leq 6$ T 时, E_F 之下有 4 个能级, $6 \leq B \leq 15$ T 时, E_F 之下有 3 个能级, $15 \leq B \leq 30$ T 时, E_F 之下有 2 个能级. 这可归因于磁感应强度产生的附加势能项, 正比于磁感应强度的平方的缘故. 由于各能级随磁感应强度变化的速率不同, 二能级之间的能量差可通过磁场来调制, 这为制造可调谐光电探测器提供了理论依据.

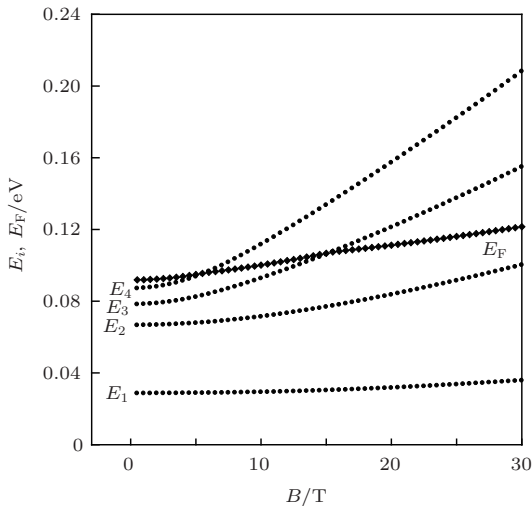


图5 不同磁场下的前 4 个本征能量及对应的费米能级 ($L_D = 60 \text{ \AA}$, $N_{2D} = 3.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $T = 0 \text{ K}$)

3.4 z 的矩阵元随外磁感应强度 B 的变化

量子阱对光量子的吸收直接依赖于偶级矩阵元 $z_{ij} = \langle \psi_i | z | \psi_j \rangle$, $i, j = 1, 2, 3, 4$. 对无限深势阱,

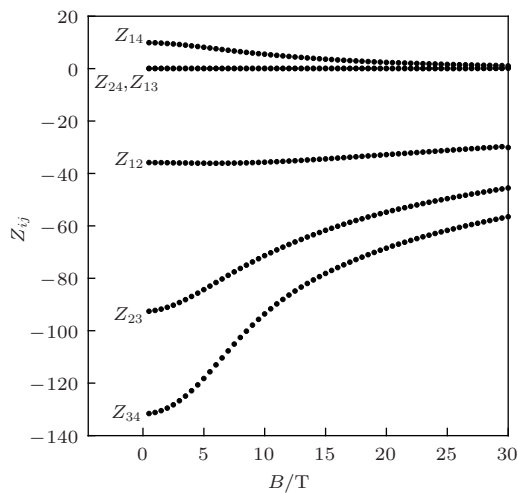


图6 z 的矩阵元随磁场的变化 ($L_D = 60 \text{ \AA}$, $N_{2D} = 3.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $T = 0 \text{ K}$)

宽度 $L_0 = 600 \text{ \AA}$, 掺杂层厚度 $L_D = 60 \text{ \AA}$, 掺杂浓度 $n_{2d} = 3.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 温度 $T = 0$ 的情况下, 我们计算了 $z_{12}, z_{13}, z_{14}, z_{23}, z_{24}, z_{34}$ 等随磁感应强度 B 的变化, 结果示于图 6 中. 可以看出, 除去 $z_{13} = z_{24} = 0$ 外, 其他矩阵元的绝对值随 B 的增加单调递减, 在 $0 \leq B \leq 10$ T 范围内递减的速度较快, 随着 B 的增加, 矩阵元的绝对值趋于饱和. 从这里看到, 虽然磁场可使得 z 的矩阵元变小, 除 z_{14} 之外, 它们仍然饱和于幅度远大于 1 的数值. 这进一步论证了制造可调谐光电探测器的可能性.

4 有限深势阱的影响

为简单起见, 下面我们忽略介电常数及有效质量在势阱与势垒中的差别. 取 $m^* = 0.067m_0$, m_0 为自由电子的静止质量, $\epsilon_r = 12.5$, 量子阱宽 $L_0 = 300 \text{ \AA}$, 掺杂层厚度 $L_D = 30 \text{ \AA}$, 杂质浓度 $n_{2d} = 1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. 我们首先计算了固定有限势垒高 $U_0 = 0.3 \text{ eV}$, $T = 0 \text{ K}$ 时, 本征能量及费米能级随磁感应强度 B 的变化关系, 然后计算了固定温度 $T = 273 \text{ K}$, 磁感应强度 $B = 20 \text{ T}$ 时, 本征能量及费米能级随有限势垒高 U_0 的变化关系, 其结果示于图 7, 图 8 中. 从图 7 与图 5 比较可以看出, 二者极为相似, 其量值的差别也来自于二量子阱不同的宽度及不同的掺杂浓度. 图 8 显示, 随势垒高 U_0 的增加, 各量子能级除 E_4 外变化甚微, 这与零温度及无磁场的情况相同, 这表明用无限深量子阱代替一个实际的量子阱是一个很好的近似.

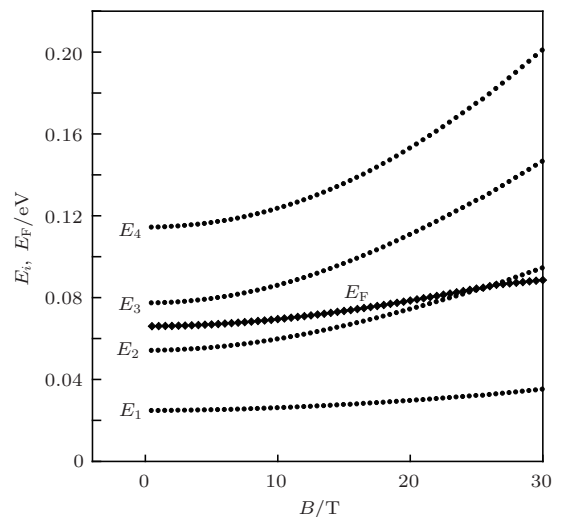


图7 有限势垒高 $U_0 = 0.3 \text{ eV}$ 时前 4 个本征能量及费米能级随磁场的变化 ($T = 0 \text{ K}$, $L_D = 30 \text{ \AA}$, $N_{2D} = 1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $L_0 = 300 \text{ \AA}$)

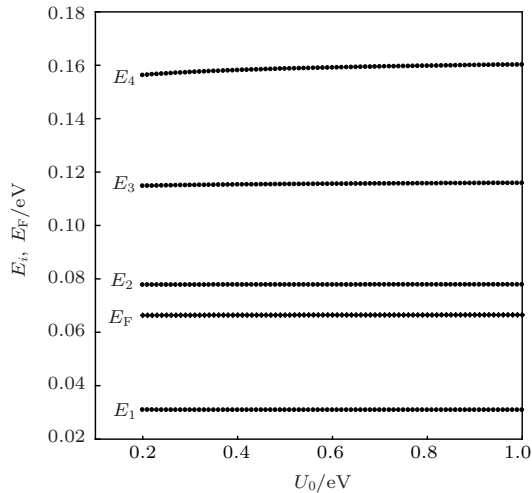


图8 前4个本征能量及费米能级随有限势垒高的变化 ($B = 20$ T, $T = 273$ K, $L_D = 30$ Å, $L_0 = 300$ Å, $N_{2D} = 1.5 \times 10^{12}$ cm $^{-2}$)

5 结 论

在有效质量近似下, 通过自洽地求解薛定谔方程和泊松方程, 这篇文章计算了均匀外磁场中, 有限温度下Si均匀掺杂的GaAs量子阱中电子的自洽势, 密度分布, 子带能级能量, 本征包络波函数和费米能级. 研究了温度和外磁场对电子态结构的影响.

研究发现, 在给定掺杂浓度和掺杂层厚度, 给定磁感应强度下, 随温度升高自洽势阱变深变陡, 与之对应的电子密度分布变宽, 峰值变小. 本征能量单调上升, 且较高能级更显出. 费米能量随温度升高而单调下降. 固定温度下, 随着磁场的增强, 自洽势阱变浅变宽, 与之对应的电子密度分布的峰值变高, 宽度减小. 本征能量及费米能级随磁场的增强而单调增加, 且高能级变化的速率更大. z 的矩阵元的绝对值随磁场增强单调减小, 并趋于饱和.

这篇文章也研究了有限深量子阱下的本征能量和费米能级随磁场的变化, 发现与无限深量子阱的结果差别很小. 进一步研究了固定磁场强度, 温度, 及掺杂下, 本征能量及费米能级随势阱深 U_0 的变化. 在 U_0 从 0.2 eV 到 1.0 eV 之间变化时, 除最高能级 E_4 外, 其他能级及费米能级变化甚微. 研究结果对可调谐光电探测器的设计和研发具有参考指导意义.

参考文献

- [1] Zhang Y, Gu S L, Ye J D, Huang S M, Gu R, Chen B, Zhu S M, Zheng Y D 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 150202 (in Chinese)[张阳, 顾书林, 叶建东, 黄时敏, 顾然, 陈斌, 朱顺明, 郑有抖 2013 物理学报 **62** 150202]
- [2] Dingle R, Stormer H L, Gossard A C 1978 *Appl. Phys. Lett.* **33** 665
- [3] Rauch C, Strasser G, Unterrainer K, Boxleitner W, Gornik E 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3495
- [4] Chandhuri S 1983 *Phys. Rev. B* **28** 4480
- [5] Yang Y, Fedorov G, Barbara P 2013 *Phys. Rev. B* **87** 045403
- [6] Wolf G V, Chuburin Y P 2012 *Physica E-Low Dimensional System and Nanostructures* **44** 2063
- [7] Turton R J, Jaros M 1989 *Appl. Phys. Lett.* **54** 1986
- [8] Ahn D, Chuang S L 1987 *Phys. Rev. B* **35** 4149
- [9] Noda S, Uemura T, Yamashita T, Sasaki A 1990 *J. Appl. Phys.* **68** 6529
- [10] Faist J, Capasso F, Sivco D L, Sirtori C, Hutchinson A L, Cho A Y 1994 *Science* **264** 553
- [11] Ruden P, Dohler G H 1983 *Phys. Rev. B* **27** 3538
- [12] Gaggero-Sager L M, Naumis G G, Munoz-Hernandez M A, Palma-Montiel V 2010 *Physica B* **405** 4267
- [13] Miller R C 1984 *J. Appl. Phys.* **56** 1136
- [14] Gaggero-Sager L M, Perez-Alvarez R 1996 *Phys. Stat. Sol. (b)* **197** 105
- [15] Zhang H F, Du P Y, Wong W J, Han G R 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5329 (in Chinese)[张海芳, 杜丕一, 翁文剑, 韩高荣 2005 物理学报 **54** 5329]
- [16] Chang C Y, Lin W, Hsu W C, Wu T S, Chang S Z, Wang C 1991 *Jpn. J. Appl. Phys.* **30** 1158
- [17] Dohler G H, Kunzel H, Olego D 1981 *Phys. Rev. Lett.* **47** 864
- [18] Hai G Q, Studart N, Peeters F M 1995 *Phys. Rev. B* **52** 11273
- [19] Schubert E F, Ullrich B, Harris T D, Cunningham J E 1988 *Phys. Rev. B* **38** 8305
- [20] Yue S L, Tang C C, Huang Y 2005 *Physics* **34** 791 (in Chinese) [岳双林, Tang C C, 黄阳 2005 物理 **34** 791]
- [21] Zhang L, Lin F Y, Hu H F 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1378 (in Chinese)[张龙, 林凤英, 胡和方 2001 物理学报 **50** 1378]
- [22] Ozturk E 2009 *Superlattices and Microstructures* **46** 752
- [23] Peter A John 2010 *Superlattices and Microstructures* **47** 442
- [24] Fanyao Qu, Fonseca A L A, Nunes A O C 1998 *Superlattices and Microstructures* **23** 1005
- [25] Sari H, Kasapoglu E, Sokmen I, Balkan N 2003 *Semicond. Sci. Technol.* **18** 470
- [26] Niculescu E, Burileanu L, Radu A 2008 *Superlattices and Microstructures* **44** 173
- [27] Yang Shuangbo 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 157301 (in Chinese)[杨双波 2013 物理学报 **62** 157301]

Effect of temperature and external magnetic field on the structure of electronic state of the Si-uniformly-doped GaAs quantum well

Yang Shuang-Bo[†]

(School of Physical Science and Technology Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China)

(Received 4 September 2013; revised manuscript received 22 November 2013)

Abstract

By solving the Schrödinger equation and the Poisson equation self-consistently, we have calculated the electronic structure for the Si-uniformly-doped GaAs/AlGaAs quantum well system at $T = 273$ K and $B = 25$ T in the effective mass approximation. We also studied the influence of the temperature and the external magnetic field on the subband energies, eigen-envelope functions, self-consistent potential, density distribution of the electrons, and the Fermi energy. It is found that at the given magnetic field $B \neq 0$, with the increase of temperature, the subband energies increase monotonically, the Fermi energy decreases monotonically, the width of the self-consistent potential well decreases, the depth of the well increases, the distribution of the electron density becomes wider, and the peak value is reduced. At the given temperature, with the increase of the strength of the magnetic field, the subband energies and Fermi energy increase monotonically, the depth of the self-consistent potential well is reduced, the peak of the electron density distribution becomes higher, and concentrated around the center of the well.

Keywords: doping, quantum well, magnetic field, electronic structure

PACS: 73.21.Fg

DOI: 10.7498/aps.63.057301

[†] Corresponding author. E-mail: yangshuangbo@njnu.edu.cn