

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 双量子阱的结构和掺杂浓度对子带间跃迁波长和吸收系数的影响*

雷双瑛¹⁾ 沈波^{2)†} 张国义²⁾

1) 东南大学微电子机械系统教育部重点实验室, 南京 210096)

2) 北京大学物理学院, 介观物理国家重点实验室, 北京 100871)

(2007 年 7 月 18 日收到, 2007 年 9 月 6 日收到修改稿)

用薛定谔方程和泊松方程自洽计算的方法研究了 $\text{Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{GaN}$ 对称双量子阱(DQWs)中子带间跃迁(ISBT)的波长和吸收系数对中间耦合势垒高度、中间耦合势垒宽度、势阱宽度和势垒掺杂浓度的依赖关系. 研究发现, 第一奇序子带 $S_{1\text{odd}}$ 与第二偶序子带 $S_{2\text{even}}$ ISBT 波长随着中间耦合势垒高度的降低而变短. 当中间耦合势垒高度高于 0.62 eV 时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随着中间耦合势垒的降低而增加. 当减小 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 中间耦合势垒宽度时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长将变短, 其吸收系数变大. 另一方面, 当对称 DQWs 的势阱宽度大于 1.9 nm 时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长随着势阱的变窄而减小, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随着势阱的变窄而增加. 当势垒中的掺杂浓度小于 $10^{18}/\text{cm}^3$ 时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长基本不随掺杂浓度变化, 而吸收系数随掺杂浓度的增加而增加. 这些结果对于利用 DQWs 实现工作于光纤通信波段超快的、基于三能级或四能级系统的双色光电子器件的应用具有指导意义.

关键词: 自洽, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 双量子阱, 子带间跃迁

PACC: 7115P, 7865K, 7280E

1. 引言

近年来, 光通信技术进展迅速, 为了满足超快全光学开关和调制器对材料的需求, 量子阱中子带间跃迁(ISBT)引起了研究者的极大关注^[1-3]. 原因之一是在 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 异质结界面处具有很大的导带偏移, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 量子阱中 ISBT 可以达到光通信波段(约为 1.55 μm), 因此可以满足超快全光学器件对波长的要求^[4]. 第二个主要原因是 GaN 基材料具有很大的 LO 声子能量(约为 88 meV)和很大的电子有效质量(约为 $0.2m_0$)^[5,6], $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 量子阱中 ISBT 的弛豫时间可达到亚皮秒量级^[7-9], 因此可以满足超快全光学器件对超快响应的要求.

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 材料具有很强的压电极化和自发极化效应(约为 10^6 V/cm)^[10,11], 这种强的极化效应会造成导带沿生长方向两个不同位置之间出现能

量差, 从而使得 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 量子阱的导带不再是平带, 这将使得 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 双量子阱(DQWs)中 ISBT 波长和吸收系数对其结构和掺杂浓度的依赖关系与 GaAs 基系统不同. 在本文中, 我们系统地研究了 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 结构参数和掺杂浓度对 ISBT 波长和吸收系数的影响. 这些参数包括 DQWs 中间耦合势垒的高度、中间耦合势垒的宽度、势阱的宽度和势垒掺杂浓度等. 这些研究结果对于利用 DQWs 实现工作于光纤通信波段超快的、基于三能级或四能级系统的双色光电子器件的应用具有指导意义.

2. 理论计算

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 中 ISBT 的光学吸收系数主要由参与跃迁的两个子带波函数的重叠、较低子带上的电子浓度以及洛伦兹线型决定^[12], 即

* 国家自然科学基金(批准号: 60325413) 国家重点基础研究发展规划(批准号: 2006CB604908) 教育部科学技术研究重大项目(批准号: 705002) 北京市自然科学基金(批准号: 4062017) 资助的课题.

† E-mail: bshen@pku.edu.cn

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{w} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon}} \sum_{m>n} |M_{mn}|^2 \times \frac{(N_n - N_m)(\hbar/\tau)}{(E_m - E_n - \hbar\omega)^2 - (\hbar/\tau)^2}, \quad (1)$$

式中 μ_0 为真空磁化率, ϵ_0 为真空介电常数, ϵ 为相对介电常数, w 为一个周期 DQWs 的宽度, \hbar 为约化 Planck 常数, τ 为消相干时间(这里 τ 取为 0.14 ps), M_{mn} 为偶极矩阵元, N_i 为第 i 子带上的电子总数, E_i 和 ψ_i ($i = m, n$) 分别表示第 i 子带的能级和波函数. 它们可以通过自洽地求解薛定谔方程和泊松方程得到,

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

$$\frac{d}{dz} \left(\epsilon_0 \epsilon \frac{d}{dz} \phi(z) \right) = -e(N_D^+(z) - n_{2D}(z) - n_{3D}(z)), \quad (3)$$

$$V_{xc}(z) = -0.985 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} n^{1/3}(z) \times \left[1 + \frac{0.023}{a_B^* n^{1/3}(z)} \times \ln[1 + 33.852 a_B^* n^{1/3}(z)] \right], \quad (4)$$

式中 z 表示生长方向的空间坐标, $m^*(z)$ 为依赖于位置的有效质量^[13], $V(z)$ 为依赖于位置 z 的势能, $\phi(z)$ 为由泊松方程决定的静电势, $V_{xc}(z)$ 为交换关联势^[14], a_B^* 为有效玻尔半径, $N_D^+(z)$ 为离子杂质浓度, $n_{2D}(z)$ 为二维电子浓度, $n_{3D}(z)$ 为三维电子浓度, $n(z)$ 为 $n_{2D}(z)$ 和 $n_{3D}(z)$ 的和. 在平衡条件下, $n_{2D}(z)$, $n_{3D}(z)$ 和 N_i 可以由下列公式给出:

$$n_{2D}(z) = \sum_i n_{2Di}(z) = \sum_i \frac{m^* kT}{\pi \hbar^2} |\psi_i(z)|^2 \times \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{kT} \right) \right], \quad (5)$$

$$n_{3D}(z) = N(z) F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_i}{kT} \right), \quad (6)$$

$$N_i = \int n_{2Di}(z) dz, \quad (7)$$

式中 k 为 Boltzmann 常数, T 为绝对温度, E_F 为费米能级, $N(z)$ 和 $F_{1/2}$ 分别是三维态密度和 Fermi-

Dirac 积分.

在计算中,假设 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 界面处的导带偏移是总的能带偏移的 70%^[15],并假设外加电压为零.在周期势模型的假设下,一个 DQWs 周期中电荷总数为零.计算中将 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 界面处的极化强度不连续(ΔP)作为拟合参数,它和势垒以及势阱中极化电场的关系可以用下列公式表示:

$$F_{bb} = -\frac{(2\epsilon_{cb}l_w + \epsilon_w l_{cb})\Delta P_{bb} + \epsilon_w l_{cb}\Delta P_{cb}}{\epsilon_0(\epsilon_w \epsilon_{cb} l_{bb} + 2\epsilon_{bb}\epsilon_{cb} l_w + \epsilon_{bb}\epsilon_w l_{cb})}, \quad (8)$$

$$F_w = \frac{\epsilon_w l_{bb}\Delta P_{bb} - \epsilon_{bb} l_{cb}\Delta P_{cb}}{\epsilon_0(\epsilon_w \epsilon_{cb} l_{bb} + 2\epsilon_{bb}\epsilon_{cb} l_w + \epsilon_{bb}\epsilon_w l_{cb})}, \quad (9)$$

$$F_{cb} = \frac{(\epsilon_w l_{bb} + 2\epsilon_{bb} l_w)\Delta P_{cb} + \epsilon_w l_{bb}\Delta P_{bb}}{\epsilon_0(\epsilon_w \epsilon_{cb} l_{bb} + 2\epsilon_{bb}\epsilon_{cb} l_w + \epsilon_{bb}\epsilon_w l_{cb})}, \quad (10)$$

式中 F_{bb} 为体势垒中的电场, F_w 为势阱中的电场, F_{cb} 为中间耦合势垒中的电场, ϵ_{bb} 为体势垒的介电常数, ϵ_w 为势阱的介电常数, ϵ_{cb} 为中间耦合势垒的介电常数, l_{bb} 为体势垒的厚度, l_w 为势阱的厚度, l_{cb} 为中间耦合势垒的厚度, ΔP_{bb} 表示体势垒和势阱界面处的极化场不连续, ΔP_{cb} 表示中间耦合势垒和势阱界面处的极化场不连续.

3. 结果及讨论

图 1 所示为 DQWs 的导带结构和波函数模平方分布的示意图,图中点线表示奇序子带的波函数,点划线表示偶序子带的波函数.按照能量从低到高, DQWs 中的 4 个子带分别记为第一奇序子带 $S_{1\text{odd}}$ 、第一偶序子带 $S_{1\text{even}}$ 、第二奇序子带 $S_{2\text{odd}}$ 、第二偶序子带 $S_{2\text{even}}$. DQWs 中能量最低的点为参考能量零点.图 2—图 5 的计算中,所用的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 结构是 10 nm $\text{Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/l_w\text{GaN}/l_{cb}\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/l_w\text{GaN}/10\text{ nm Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}$.图 2、图 3 和图 5 的计算中,势阱的宽度 $l_w = 2\text{ nm}$,图 2、图 4 和图 5 的计算中,中间耦合势垒的宽度 $l_{cb} = 1\text{ nm}$.图 3—图 5 的计算中,中间耦合势垒的 Al 组分 $x = 0.7$.图 2—图 5 的计算中 ΔP_{bb} 取为 $1.08 \times 10^{-6}\text{ C/cm}^2$, ΔP_{cb} 取为 $1.00 \times 10^{-6}\text{ C/cm}^2$.图 2—图 4 的计算中,势垒中的掺杂浓度取为 $5.0 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$.图 1 给出的平带情况仅仅适用于低掺杂的 GaAs 基材料,对于 GaN 基 DQWs,由于 GaN 基材料具有强的压电和自发极化效应,势阱和势垒中的极化感应电场将导致不同位置的导带出现能量差^[16],能量差除了使 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$

的 DQWs 导带结构变得不对称外,还使得 DQWs 中的奇偶序子带能级之间发生 Stark 平移.因而奇偶序子带能级之间的共振被解除,这也将改变奇偶序子带波函数在 DQWs 中的分布,进而改变子带之间的 ISBT 吸收系数以及各个不同的 ISBT(如 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{odd}}$ ISBT, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT, $S_{1\text{even}}-S_{2\text{odd}}$ ISBT, $S_{1\text{even}}-S_{2\text{even}}$ ISBT)吸收系数的相对大小,这使得我们可以通过调整各个不同的 ISBT 吸收系数的相对大小来获得三能级系统($S_{1\text{odd}}-S_{2\text{odd}}$ ISBT, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT)或者四能级系统($S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT, $S_{1\text{even}}-S_{2\text{odd}}$ ISBT)^[17].无论是获得三能级系统还是四能级系统, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 都发挥着重要的作用,因而在以下研究中,本文主要关注 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 随 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 结构和掺杂浓度的变化.这对于利用 GaN 基材料来实现工作于光通信波段的光电子器件,如子带结构的红外探测器、量子级联激光器、超快光学开关和调制器等具有一定的指导意义.

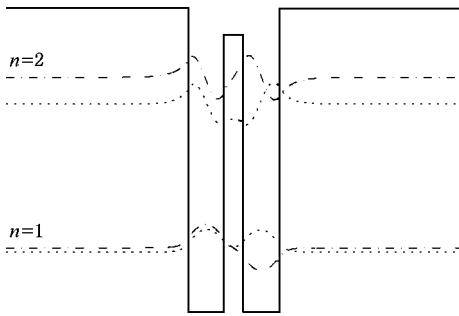


图 1 DQWs 的导带结构和波函数模平方的示意图 点线表示 DQWs 的奇序子带,点划线表示 DQWs 的偶序子带

图 2 给出了 DQWs 的中间耦合势垒高度对 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长和吸收系数的影响,其中空心方块表示 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长,实心三角表示 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数.从图 2 可以看出, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长随中间耦合势垒的增高而增加.当中间耦合势垒高度低于 0.62 eV 时, $S_{1\text{even}}-S_{2\text{odd}}$ ISBT 吸收系数随中间耦合势垒的增高而增大,当中间耦合势垒高度高于 0.62 eV 时, $S_{1\text{even}}-S_{2\text{odd}}$ ISBT 吸收系数随中间耦合势垒的增高而减小.

当 x 很小时, DQWs 可以近似看成单量子阱(SQW).随着中间耦合势垒的增高, SQW 逐渐变成 DQWs,第一、第二、第三和第四子带依次变成 DQWs 的 $S_{1\text{odd}}$, $S_{1\text{even}}$, $S_{2\text{odd}}$ 和 $S_{2\text{even}}$.因此,随着中间耦合势垒的增高, DQWs 的 $S_{1\text{odd}}$ 和 $S_{2\text{odd}}$ 能量上升,而 $S_{1\text{even}}$ 和

$S_{2\text{even}}$ 能量下降,这将使得 $S_{2\text{even}}$ 与 $S_{1\text{odd}}$ 之间的能量差减小,从而使得 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长随中间耦合势垒的增高而增加.同时,当中间耦合势垒高度低于 0.62 eV 时,随着中间耦合势垒的增高,中间耦合势垒中杂质的离化程度越来越大.另外,由于在中间耦合势垒高度较低的情况下, DQWs 可近似被看成 SQWs,其他子带与 $S_{1\text{odd}}$ 之间的能量差较大,根据载流子的费米统计分布,载流子将主要分布在 $S_{1\text{odd}}$ 上,使得 $S_{1\text{odd}}$ 上载流子的占据数越来越多.因此 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随着中间耦合势垒的增高而增加.当中间耦合势垒高度高于 0.62 eV 时, $S_{1\text{odd}}$ 波函数已被限制在左边量子阱从而变化不大,随着中间耦合势垒的增高, $S_{2\text{even}}$ 波函数移向右边量子阱,从而导致 $S_{1\text{odd}}$ 和 $S_{2\text{even}}$ 波函数的重叠减小.因此 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随着中间耦合势垒的增高而减小.

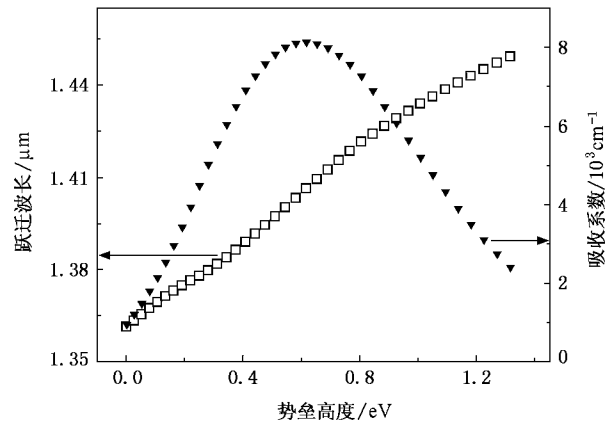


图 2 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 中 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长和吸收系数对中间耦合势垒高度的依赖关系

图 3 给出了 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 的中间耦合势垒宽度对 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长和吸收系数的影响,其中空心方块表示 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长,实心三角表示 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数.从图 3 可以看出, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长随 l_{cb} 的增加而增加, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随 l_{cb} 的增加而减小.

由于势垒中的极化感应电场和势阱中的极化感应电场方向相反,随着 DQWs 中间耦合势垒 l_{cb} 的增加,两个量子阱底间的能量差减小,两个量子阱中子带对间的 Stark 位移减小.因此, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长随 l_{cb} 的增加而减小.当中间耦合势垒变厚时,电子的隧穿概率减小,奇偶序子带波函数之间的重叠

减小. 因此, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随 l_{cb} 的增加而减小.

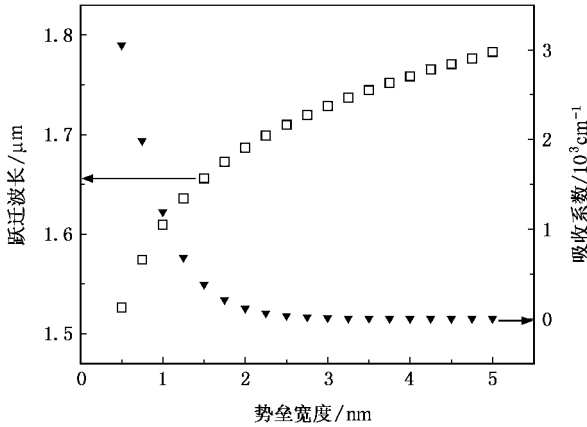


图3 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 中 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长和吸收系数对中间耦合势垒宽度的依赖关系

图4给出了对称 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 中 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长和吸收系数对 DQWs 的势阱宽度的依赖关系, 其中空心方块表示 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长, 实心三角表示 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数. 从图4可以看出, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长随势阱的变宽而增加, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数先随势阱的变宽而增加, 当势阱宽度大于 1.9 nm 时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随势阱的变宽而减小.

随着 DQWs 势阱的变宽, 其基态和激发态之间的间距变小. 因此, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长随势阱的变宽而增加. 影响 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数主要有两个因素, 一是 $S_{1\text{odd}}$ 上所占据的电子数, 二是 $S_{1\text{odd}}$ 波函数和 $S_{2\text{even}}$ 波函数之间的重叠. 随着势阱的变宽, $S_{1\text{odd}}$ 和 $S_{2\text{even}}$ 位置相对于参考能量零点下降. 一方面, $S_{1\text{odd}}$ 位置相对于费米能级下降, 因而随着势阱的变宽, $S_{1\text{odd}}$ 上所占据的电子数增加, 这将导致 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数的增大. 另一方面, $S_{2\text{even}}$ 位置相对于中间耦合势垒下降, 因而 DQWs 的两个量子阱中的激发态之间的耦合减小, $S_{2\text{even}}$ 波函数由起初在两个量子阱中都有分布变为主要集中在右边量子阱中, 这将导致 $S_{1\text{odd}}$ 波函数和 $S_{2\text{even}}$ 波函数之间的重叠减小, 从而导致 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数的减小. 以上两个因素形成影响 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数大小的两个相互竞争的因素. 当势阱宽度小于 1.9 nm 时, 前一因素起主要作用, 因此, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数先随势阱的变宽而增加. 当势阱宽度大于 1.9

nm 时, 后一因素起主要作用, 因此, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随势阱的变宽而减小.

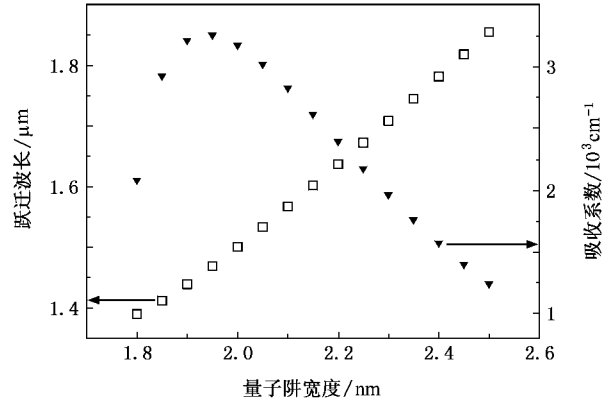


图4 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 中 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长和吸收系数对势阱宽度的依赖关系

图5给出了 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 势垒掺杂浓度对 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长和吸收系数的影响, 其中空心方块表示 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长, 实心三角表示 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数. 从图5可以看出, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长随掺杂浓度的增加而增加, 当掺杂浓度小于 $10^{18}/\text{cm}^3$ 时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长几乎不随掺杂浓度变化. $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数先随掺杂浓度的增加而增加, 当掺杂浓度大于 $9 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随掺杂浓度的增加而减小.

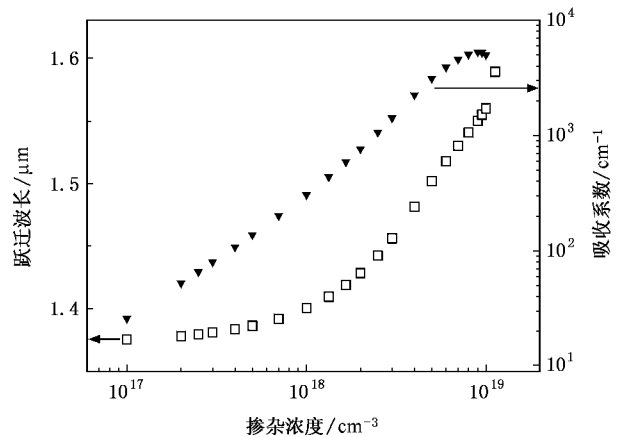


图5 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 中 $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长和吸收系数对掺杂浓度的依赖关系

在常温下, 势垒中的杂质完全电离, 因而随着势垒掺杂浓度的增大, DQWs 的导带向下弯曲越多, 有效势垒高度变得越小, 基态与激发态之间的能量间

隔也会变小. 因此, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长随势垒掺杂浓度的增加而增大. 同时, 随着势垒掺杂浓度的增加, 基态上的电子浓度也随之增加. 因此, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随势垒掺杂浓度的增加而增大. 另外, 当掺杂浓度大于 $9 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 时, 由于 $S_{2\text{even}}$ 能级的位置高于体势垒, 此时随着掺杂浓度的增加, $S_{2\text{even}}$ 的波函数由起初主要位于右边量子阱中变为主要位于体势垒弯曲所形成的“量子阱”中, 因而 $S_{1\text{odd}}$ 波函数和 $S_{2\text{even}}$ 波函数之间的重叠减小. 因此, 当掺杂浓度大于 $9 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随掺杂浓度的增加而减小.

4. 结 论

用薛定谔方程和泊松方程自洽计算方法研究了 $\text{Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 中 ISBT 波长和吸收系数.

研究发现, 当变化中间耦合势垒的高度时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长随着中间耦合势垒的降低而变短. 当中间耦合势垒的高度高于 0.62 eV 时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随着中间耦合势垒高度的降低而增大. 而当中间耦合势垒高度低于 0.62 eV 时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随中间耦合势垒高度的降低而减小. 当减小 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 的 DQWs 中间耦合势垒宽度时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 的波长将变短, 其吸收系数变大. 另外, 当对称 DQWs 的势阱宽度大于 1.9 nm 时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长随着势阱的变窄而减小, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 吸收系数随着势阱的变窄而增加. 当势垒中的掺杂浓度小于 $10^{18}/\text{cm}^3$ 时, $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT 波长基本不随掺杂浓度变化, 而吸收系数则随掺杂浓度的增加而增加. 这些结果对于利用 DQWs 实现工作于光纤通信波段超快的、基于三能级或四能级系统的双色光电子器件的应用具有指导意义.

- [1] Wu W G, Chang K, Jiang D S, Li Y X, Zheng H Z 1998 *Chin. J. Semicond.* **19** 229 (in Chinese) [吴文刚、常 凯、江德生、李月霞、郑厚植 1998 半导体学报 **19** 229]
- [2] Ozturk E, Sokmen I 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 930
- [3] Yu M F, Yang Y, Shen W Z, Zhu H J, Gong D W, Sheng C, Wang X 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 740 (in Chinese) [俞敏峰、杨宇、沈文忠、朱海军、龚大卫、盛 簏、王 迅 1997 物理学报 **46** 740]
- [4] Gmachi C, Ng H M, Cho A Y 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 334
- [5] Othonos A 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 1789
- [6] Rudin S, Reinecke T L 1990 *Phys. Rev. B* **41** 7713
- [7] Guo B, Wong K S, Ye Z Z, Jiang H X, Lin J Y 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 749
- [8] Suzuki N, Iizuka N 1997 *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** L1006
- [9] Gmachi C, Frolov S V, Ng H M, Chu S N G, Cho A Y 2001 *Electron. Lett.* **37** 378
- [10] Ma L, Wang Y, Yu Z P, Tian L L 2004 *Chin. J. Semicond.* **25** 1285 (in Chinese) [龙、王 燕、余志平、田立林 2004 半导体学报 **25** 1285]
- [11] Zhang Y F, Smorchkova Y, Elsass C, Keller S, Ibbetson J, Denbaars S, Mishra U, Singh J 2000 *J. Vac. Sci. Technol. B* **18** 2322
- [12] Hu Z H, Huang D X 2005 *Chin. Phys.* **14** 812
- [13] de Paiva R, Alves J L A, Nogueira R A, de Oliveira C, Alves H W L, Scolfaro L M R, Leite J R 2002 *Mater. Sci. Eng. B* **93** 2
- [14] Hedin L, Lundqvist B I 1971 *J. Phys. C* **4** 2064
- [15] Martin G, Botchkarev A, Rockett A, Morkoc H 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 2541
- [16] Lei S Y, Shen B, Cao L, Xu F J, Yang Z J, Xu K, Zhang G Y 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 074501
- [17] Lei S Y, Shen B, Cao L, Yang Z J, Zhang G Y 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 123108

Influence of structure and doping concentration of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ double quantum wells on wavelength and absorption coefficient of intersubband transitions *

Lei Shuang-Ying¹⁾ Shen Bo^{2)†} Zhang Guo-Yi²⁾

¹⁾ *Key Laboratory of Micro Electromechanical System of Ministry of Education, Southeast University, Nanjing 210096, China*

²⁾ *State Key Laboratory of Artificial Microstructure and Mesoscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China*

(Received 18 July 2007; revised manuscript received 6 September 2007)

Abstract

By solving the Schrödinger and Poisson equations self-consistently, the central barrier height, central barrier width, well width, and doping concentration in the barriers of symmetric $\text{Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{GaN}$ double quantum wells (DQWs) have been studied to investigate their influences on the wavelength and absorption coefficient of intersubband transitions (ISBTs). A smaller wavelength of the ISBT between the first odd and the second even order subbands ($S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT) in $\text{Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{N}/\text{GaN}$ DQWs and a larger absorption coefficient of the $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT were obtained with decreased central barrier height, when the central barrier height was larger than 0.62 eV. The wavelength of the $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT decreases, and the absorption coefficient of the $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT increases, when the width of the central barrier is reduced. On the other hand, decreasing the width of the well will result in smaller wavelength of the $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT and larger absorption coefficient of the $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT when the width of the well is narrower than 1.9 nm. When doping concentration in the barriers is smaller than $10^{18}/\text{cm}^3$, the wavelength of the $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT is unchanged, while the absorption coefficient of the $S_{1\text{odd}}-S_{2\text{even}}$ ISBT increases with the doping concentration. These results provide useful guidance for realization of ultrafast two-color optoelectronic devices operating in the optical communication wavelength range.

Keywords : self-consistent, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ double quantum wells, intersubband transition

PACC : 7115P, 7865K, 7280E

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60325413), the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2006CB604908), the Key Program of Science and Technology Research of Ministry of Education, China (Grant No. 705002) and the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant No. 4062017).

† E-mail : bshen@pku.edu.cn