July, 1999

Si δ 掺杂 In a 2Ga a 8A s/GaA s 应变 单量子阱光致发光研究*

窦红飞 陈效双 陆 卫 李志锋 沈学础

(中国科学院上海技术物理研究所 红外物理国家重点实验室 上海 200083)

G. Li, C. Jagadish

(Department of Electronic M aterials of Engineerings, Research School of Physical Science and Engineering, Institute of A dvanced Studies, A ustralian N ational U niversity, Canberra, A ct0200, A ustralia)

摘要 研究了单层 Si 分别 δ 掺杂于 $Ino_2Gao_8A_8$ / GaA_8 单量子阱系统中的单边势垒与双边势垒的光致发光谱, 并与未掺杂样品相比较, 发现掺杂样品的发光峰红移, 其中单边势垒掺杂样品红移约 $4m_eV$, 双边势垒掺杂样品红移的量更多约 $12m_eV$. 本文用杂质散射与空穴空间局域化来解释掺杂样品的发光半峰宽较本征样品大很多. 用有效质量方法计算 3 个样品的光致发光能量, 并用电子相关交换势解释掺杂样品发光红移的现象

PACC: 7340L, 7855

1 引言

大多数 Si δ 掺杂工作都集中在晶格匹配的 GaA IA s/GaA s 的量子阱系统^[1,2], 并在其基本物理性质和实际应用中得到了一些实验结果, 如费米面奇异性^[3], 多体效应^[4], 高速器件的应用等^[5]. 而 InGaA s/GaA s 应变量子阱系统中较小的电子有效质量、较大的导带不连续性和由于应变而引起的能带可调性, 使得 Si δ 掺杂 InGaA s/GaA s 系统成为高速电子器件的一个研究热点^[6]. 近年来, 人们将 Si 掺杂于 InGaA s/GaA s 系统中不同的位置, 用以优化器件的结构^[7~9]. 这种不同位置的掺杂, 改变了系统能级结构及其载流子的分布, 影响着电子的传输与光谱特性 Jagadish 小组研究了这种不同位置 Si δ 掺杂样品的磁输运性质^[10]. 他们发现, 双边掺杂样品的电子密度比单边掺杂样品高 2 倍, 这将影响掺杂样品的光致发光谱

光致发光方法是研究超晶格、量子阱导带与价带子带跃迁最常用的方法,从其半峰宽可以判断材料的质量,从其峰位与强度可以研究势阱之间的相互耦合、能级的变化及电子与空

^{*} 本项目得到国家自然科学基金(Na 109525409 和Na 69676014)的资助,同时也得到上海市启明星计划的资助 窦红飞 女,1970 年出生,博士生,专业方向: 半导体光学性质 1998-03-12 收到,1998-05-24 定稿

穴波函数之间的交迭强度

因为电子与空穴在空间上的分离,关于单层 δ 掺杂样品的光致发光报道较少. 本文利用光致发光谱研究了 $In_0 \, {}_2Ga_0 \, {}_8A \, {}_8/GaA \, {}_8$ 量子阱系统的发光峰能量与 $Si \, \delta$ 掺杂的位置的关系,发现 $Si \, \delta$ 掺杂于单边势垒,其光致发光峰位相对于未掺杂样品红移 $4m \, eV$,而双边势垒 $Si \, \delta$ 掺杂样品的光致发光峰位红移为 $12m \, eV$,用 $V \, 形势阱与 \, In_0 \, {}_2Ga_0 \, {}_8A \, {}_8$ 方形势阱不同电子态相互作用机制对其半峰宽及强度进行了讨论

2 实验

Ino 2Gao 8A s/GaA s 单量子阱系统在 630

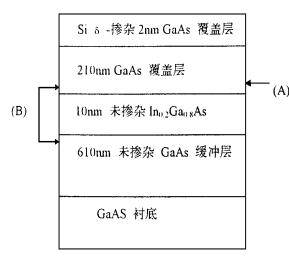


图 1 Si δ 掺杂 Ino ${}_2Gao$ ${}_8A$ S 单量子阱结构示意图 其中箭头表示掺杂位置, (A) 为单边势垒掺杂, (B) 为双边势垒掺杂

3 实验结果及讨论

图 2 是未掺杂样品与掺杂样品(A)、ョ % (B) 77K 下的光致发光谱 未掺杂样品的发光峰是 Ina 2Gaa &A s 单量子阱中第一重空穴到第一电子子带的跃迁 掺杂样品(A)、(B) 的发光峰是被 Si &掺杂调制后的势阱中第一电子子带到重空穴的跃迁,单边垒掺杂峰位红移 4m eV,双边垒掺杂红移约 12m eV.

比较三种样品的半峰宽, 本征样品在 77K 下为 1 lm eV, 则样品的质量较好, 辐射 复合较强 当掺杂之后, 掺杂样品的半峰宽

下采用低压(~ 10⁵Pa)MOVPE (Metalorganic Vapor Phase Epitaxy) 方法,以TM Ga、Tm In 和A sH₃ 为生长源,掺杂源是H₂ 稀释的500ppm的SiH₄,以(100)向(110)偏离2°方向的GaA s 为衬底生长 In_{0.2} Ga_{0.8}A s/(A) GaA s, GaA s 的生长速度是 2μm/h, In_{0.2} Ga_{0.8}A s 生长速度为1.2μm/h. 具体样品结构及Si δ掺杂位置如图(1),其中(A)为Si δ掺杂于单边 GaA s 势垒层中,(B)为掺杂于双边 GaA s 势垒层中,掺杂层距离 In_{0.2} Ga_{0.8}A s 界面都是 10nm,掺杂面密度为4.5×10¹²cm⁻²,半宽度约为5nm.

光致发光谱以A r⁺ 激光器的 488nm 谱线为激发光源, 用 N ico let 800 型傅里叶红外光谱仪测量样品的发光, 分辨率为4cm⁻¹, 探测器为液氮冷却下的 InSb 探测器, 测量温度为 77K.

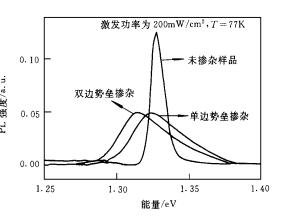


图 2 Ino 2Gao &A s/GaA s 未掺杂样品与掺杂样品(A)(B)的光致发光光谱

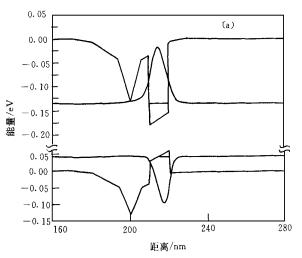
明显增大,77K 下样品(A)的半峰宽为 $42m \, \mathrm{eV}$,样品(B)的半峰宽为 $44m \, \mathrm{eV}$.我们知道,在77K 下,电子在费米面附近的分布并不象温度为 0K 时那样的陡峭,在费米面附近几个 kT 范围内分布的电子都可以与光生空穴复合而产生荧光,因此对于三种样品都有热激发而产生的发光半峰宽 对于掺杂样品发光谱线宽展宽,主要是二维电子气与杂质(离化施主)的散射作用增强,而且随着电子的面密度的增加,这种散射作用增强,因此在实验中观察到样品(B)的半峰宽比样品(A)的要宽 另外,由于掺杂导致 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 势阱中组分不均匀,实空间中空穴局域化,则其能量在 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 势阱中组分不均匀,实空间中空穴局域化,则其能量在 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 势阱中组分不均匀,实空间中空穴局域化,则其能量在 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为阱中组分不均匀,实空间中空穴局域化,则其能量在 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为阱中组分不均匀,实空间中空穴局域化,则其能量和,如于1000 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为阱中组分不均匀,实空间中空穴局域化,则其能量和,如于1000 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为阱中组分量在 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为阱中组分量的,如于1000 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为阱中组分量的,1000 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为阱中组分量的,1000 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为研书的,1000 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为阱中组分量的,1000 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为册中100 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为册中1000 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为用的1000 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为别的1000 $1m_2 \, 2Ga_0 \, 8A \, S$ 为别的1000

 δ 掺杂层中,施主中心部分被电子屏蔽,则以掺杂中心形成V形势阱 $^{[1]}$. 当没有量子阱

而只有单层 δ 掺杂的情况下, 在 V 形势阱中形成浓度很高的二维电子气, 在价带中却形成空穴的 V 形势垒, 这样空穴与电子在空间上分离, 实验中不易观察到荧光 In_{2} Ga_{0} sA s /GaA s 单量子阱系统中单层 Si δ 掺杂于 GaA s 势垒中, 由于方形势阱的存在, V 形势阱与 In_{2} Ga_{0} sA s 方形势阱电子态相互耦合, 电子与空穴的波函数仍然局域在 In_{2} Ga_{0} sA s 阱中, 与 GaA s 中单层 δ 掺杂不同, 这里空穴与电子的波函数交迭增大, 因此在实验中观察到较强的光致发光现象

我们采用有效质量方法分别计算电子与空穴的能级结构 计算中 In_0 2 Ga_0 8A s/GaA s 单量子阱系统取导带不连续因子Q = 0.69,同时考虑由于应变而引起的能量移动,具体参数见文献 [12], δ 掺杂产生V 形势阱[11],单边 双边势垒掺杂样品形成的势分布如图 3 所示 并将计算得到的能级位置和波函数表示在图 3 中.

In $_2$ Gao $_8$ A $_8$ /GaA $_8$ $_8$ 掺杂之后,电子扩散到阱中,In $_2$ Gao $_8$ A $_8$ 势阱相对于 GaA $_8$ 势垒降低,则电子波函数更加局域,相对于势阱底电子能级提高,电子到空穴的复合能量将增大 电子密度增加,电子填充效应使 In $_2$ Gao $_8$ A $_8$ 阱中的费米面提高,则费米面附近的电子到空穴的光跃迁能量增大 同时,阱中的



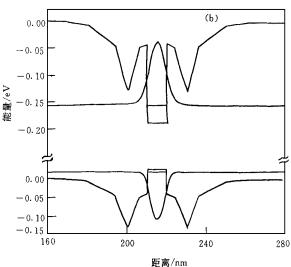


图 3 Ino 2Gao &A s/GaA s 单量子阱系统第一电子、 空穴能级及波函数的理论结果

(a)单边势垒掺杂样品的势分布与能级结构、波函数, (b) 双边势垒掺杂样品的势分布与能级结构波函数

电子浓度增大, 其所产生的电子相关交换势随之增大, 那么电子能级将会降低, 掺杂样品的光致发光能量将比理论值降低[13], 表示为:

$$h\nu = E - E_{\text{exch}} \tag{1}$$

其中 E 为用有效质量方法计算得到的电子到空穴的跃迁能量值; E exch 为由于相关交换势的存在而降低的能量

单边势垒掺杂样品的势分布及计算结果如图 3(a) 所示, E 为 1.341eV. 而阱中电子浓度为 1.2×10^{12} cm^{-2[10]}, 由于电子相关交换势存在而降低的能量为 18m eV ^[13], 按照 (1) 式, 其光致发光能量为 1.323eV, 并将这一结果列入表 1 中, 可以看出与实验符合得很好.

对于双边势垒掺杂的样品, δ 掺杂形成的两个 V 形势阱与 In_{0.2}Ga_{0.8}A s 方形势阱发生耦合, 形成势分布如图 3(b), 计算所得到的第一电子到空穴的跃迁能量为 1.334eV. 双边势垒掺杂之后, In_{0.2}Ga_{0.8}A s 阱中电子浓度约是单边势垒掺杂样品的 2 倍, 其电子浓度约为 2.1 × 10^{12} cm $^{-2[10]}$, 电子相关交换势的将增大, $E_{\rm exch}$ 为 22 m eV $^{[13]}$, 按照 (1) 式, 双边势垒掺杂样品的光致发光能量为 1.312eV, 将此结果列入表中, 与实验中所观察到的 PL 峰值符合

	理论值/eV	实验值/eV
Ino 2Gao 8A s/GaA s 单量子阱	1. 333	1. 328
单边势垒掺杂(A)	1. 323	1. 324
双边势垒掺杂(B)	1. 312	1. 316

表 1 本征样品与掺杂样品(A)(B)第一电子能级到空穴的跃迁能量理论结果与光致发光实验结果

4 结论

我们观察到 Si 单层分别 δ 掺杂于 $In_0 2Gao 8A s/GaA s$ 单量子阱系统中的单边势垒与双边势垒样品的光致发光现象, 它们相对于本征样品都发生了红移. 本文用有效质量方法计算了未掺杂样品 单边。双边势垒掺杂样品的第一电子到空穴的跃迁能量 其中在掺杂样品中, $In_0 2Gao 8A s$ 阱中由于电子浓度的增加,电子相关交换势增大,光致发光能量降低,其结果与实验现象一致 更进一步的定量比较,自洽计算的方法正在进行之中.

参考文献

- [1] W. Ted Masselink, Phys Rev. Lett., 1991, 66: 1573 and Appl Phys Lett., 1991, 59: 694
- [2] Mao-Long Ke and B. Ham ilton, Phys Rev. B, 1993, 47: 4790
- [3] M. S. Skolnick, J. M. Rovison et al., Phys Rev. Lett., 1987, 58: 2130.
- [4] Y. Yin, H. Qiang et al, Appl Phys Lett, 1992, 61: 1579.
- [5] W. C. Hsu, C. L. Wu et al., IEEE Trans Electron Devices, 1995, 42: 804
- [6] D. Richards, J. Wager et al., Semicond Sci Technol., 1993, 8: 1412 and W. P. Hong, A. Zrenner et al., Appl Phys Lett., 1990, 57: 1117.
- [7] Y. J. Jeon, Y. H. Jeong et al., IEEE Electron Device Lett., 1995, 16: 563.
- [8] M. J. Kao, W. C. Hsu et al , Jpn J. Appl Phys , 1995, 34: 11.
- [9] J. Dickmann, Appl Phys Lett, 1992, 60: 88

- [10] G. Li, A. Babinski et al., Appl Phys Lett., 1997, 70: 3582
- [11] 夏建白,朱邦芬,《半导体超晶格物理》,上海:上海科学技术出版社,1995,324
- [12] T. W. Kim, M. Jung et al., Appl Phys., 1997, 82: 4388
- [13] K. M. S. V. Bandara, D. D. Coon et al., Appl Phys Lett., 1988, 53: 1931.

Photolum in escence of Selectively Si δ-D oped In a 2Ga a 8A s Heterostruture at 77K

Dou Hongfei, Chen Xiao shuang, Lu Wei, Li Zhifeng, Shen Xuechu

(N ational L aboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, The Chinese A cadeny of Sciences, Shanghai 200083)

G. Li, C. Jagadish

(Department of Electronic Materials Engineering, Research School of Physical Science and Engineering, Institute of Advanced Studies, Australian National University, Canberra, ACT 0200, Australia)

Received 12M arch 1998, revised manuscript received 24M ay 1998

Abstract The photo lum in escence of selectively Si δ doping configuration in pseudomorphic In_{0.2}Ga_{0.8}A s/GaA s heterostructures grown by metalorganic vapor phase epitaxy has been investigated at 77K. The PL peak of the sample of Si δ doped in the one barrier (sample A) red-shifts 4meV, the PL peak of the sample of Si δ doped in both barriers (sample B) red shifts 12meV with respect to that of the undoped In_{0.2}Ga_{0.8}A s/GaA s. The FW HM of the doped samples are determined by scattering electrons and dopants and by the location of the holes Based on the coupling between the V-groove well and the In_{0.2}Ga_{0.8}A s well, the electronic structures of the samples are calculated by the effective mass theory. And with the electrons exchange potention, we find that the results are in agreement with our PL measurements

PACC: 7340L, 7855