

GaAs 脊形量子线发光性质的光致发光谱研究*

牛智川 袁之良 周增圻 徐仲英 王守武

(中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘要 本文报道了用 MBE 非平面生长方法制备的 GaAs 脊形量子线发光特性实验研究。低温、微区、变温和极化光致发光谱等的测试分析表明: 这种由 {113} 面构成的脊形量子线具有发光各向异性、激子束缚能明显大于侧面量子阱等特点。用 Kronig-Penney 模型进行的近似计算结果证实了脊形量子线的横向量子限制效应导致了光致发光峰位置 20meV 的蓝移。

PACC: 6855, 8115G, 7320, 7340L

1 引言

量子线结构研究是超晶格物理研究领域重要课题之一, 理论上已经预计了量子线结构具有独特的发光性质。目前由于受到制备工艺精度的限制, 量子线的制备还不能实现直接和稳定重复的制备, 因此其物理性能的测试研究也是初步的^[1-5]。近年来人们发展了一种在非平面衬底上, 用 MOCVD 或 MBE 直接外延生长量子线结构的方法。与其他方法相比, 这种方法可以实现一次外延制备量子线, 避免了多步工艺方法所无法克服的弊端, 可以有效地提高量子线的内在质量(如抑制杂质浓度、减少界面缺陷等)^[6-12], 因而受到重视。我们曾经开展了 MBE 非平面生长机理的研究^[13], 可以实现脊形量子线结构的重复生长, 从而为研究量子线低维结构的发光性质奠定了可靠的实验基础。

本文报道了用 MBE 方法在非平面 GaAs(001) 衬底上直接生长的由 {113} 面构成的脊形量子线的光致发光谱实验研究。低温、微区、变温和极化光致发光谱的测试研究结果表明: 这脊形结构均具有明显的横向量子限制效应, 同时证实了这种脊形量子线具有发光各向异性以及激子束缚能较大的特点, 成为脊形结构形成量子线的有力证据。

2 外延结构及光致发光谱测试分析

本实验采用 (001) GaAs 衬底, 沿 $\bar{1}10$ 方向腐蚀周期为 $4\mu\text{m}$ 的条形。所用 MBE 设备为 VG 公司的 V80 MARK II 系统。外延层生长了 300nm 的 GaAs 缓冲层, 已形成了 {113} 面的脊形结构。然后生长 20nm/8nm/20nm/AIAs/GaAs/AIAs 的量子阱层。最后覆盖 300nm 的

* 国家自然科学基金项目 (69606005)

牛智川 男, 博士, 从事 III-V 族半导体材料的 MBE 生长研究
1998-03-09 收到本文

$\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 和 20nm 的 GaAs 层 图 1(见图版 D) 给出了脊形量子线外延结构的外延层剖面(垂直于 $[\bar{1}10]$ 方向)的高分辨扫描电镜(Scanning Electron Microscopy-SEM)测试结果 可以清楚地看到脊形外延层结构由对称的 $\{113\}$ 面构成, 外延层界面均匀平整 脊形量子线横向载流子限制结构由较薄的 $\{113\}$ 侧面和较厚的脊形顶部量子阱层的厚度变化而形成的横向势垒构成 有关脊形量子线结构的 MBE 非平面生长机理的讨论已经另文报道^[13].

2.1 10K 光致发光谱

低温光致发光谱测试所用光源为 Ar^+ 激光器, 波长 514.5nm , 光斑直径大小约为 $200\mu\text{m}$, 探测器为 Ge 低温探测器 样品的测试结果如图 2 所示(见图版 D). 位于 1.515eV 左右的发光峰(a 峰)来自体 GaAs 材料, 是 (D^0, X) 跃迁^[14]. 除此之外, 位于 1.545eV 左右的峰(b 峰)来自沟底区域量子阱, 位于 1.569eV 的发光峰(c 峰)与脊形顶部量子阱相关, 位于 1.594eV 的峰为 (113) 侧面量子阱的发光峰(d 峰); 以上光谱指派将在后面进一步测试分析中得到证实 结合 SEM 测试结果判断, 脊形量子阱层的厚度在顶部有一个变化, 即顶部较厚而两个侧面较薄, 将形成侧面的势垒起到横向载流子限制作用, 因此顶部量子阱光致发光峰能量位置应该受到这一势垒的影响而使发光能量“蓝移”; 本文第 4 部分将对发光能量进行简单近似理论计算, 结果表明实测值相对于计算结果有 20meV 的能量蓝移, 并归结于脊形结构的横向限制作用

从 PL 谱还可以看到, 脊形量子线发光峰的强度可以与侧面和底部区域量子阱的发光峰强度相比拟, 然而脊形顶部的发光区域面积远小于侧面量子阱区域, 可见脊形量子线具有较大的发光效率 这说明脊形量子线结构本身具有较好的外延界面质量, 侧面量子阱的很多载流子也弛豫到脊形顶部区域参与了量子线的发光 这一特性对于制备高质量的低维结构光电器件都是非常有利的^[15].

2.2 微区光致发光谱

在上面的光谱测试中光斑直径为 $200\mu\text{m}$, 测试结果实际上反映了一定面积内的平均效应, 为分辨脊形结构各区域发光峰的相应位置, 对脊形量子线做了微区光致发光谱的测试, 光斑直径聚焦为 $2\mu\text{m}$, 测试温度 77K , 得到的结果见图 3(见图版 D). 因为本实验所制备的脊形量子线阵列周期约为 $4\mu\text{m}$, 微区测试足以区分出脊形顶部(A)和沟底区域(B)的发光峰 图 3 中曲线 I、II 分别为光斑聚焦在脊形顶部和沟底区域得到的光致发光谱

当激发光聚焦在脊形顶部时, $2\mu\text{m}$ 激发光斑包含了脊形顶部量子线和脊形侧面量子阱, 得到双峰结构的 PL 谱(曲线 I), 分别对应于脊形顶部和侧面量子阱的发光区域, 即 c 峰和 d 峰 当激发光聚焦在沟底区域时, 激发光斑覆盖了沟底量子阱区域和部分侧面量子阱区域, 发光峰也出现了双峰(曲线 II), 即 b 峰和 d 峰

比较微区光致发光谱和 10K 光致发光谱的测试结果可以判断出: 曲线 I 双峰中位于低能端的 c 峰来自脊形顶部, 位于高能端的 d 峰来自侧面量子阱; 曲线 II 双峰中位于高能端的 d 峰为侧面量子阱发光峰, 位于低能端的 b 峰来自沟底区域

由于脊形侧面量子阱面积远远大于脊形顶部量子线, 虽然脊形量子线电子第一子带能级位置低于侧面量子阱, 可以使一部分侧面量子阱的光生载流子弛豫到脊形顶部量子线区域参与发光, 但同时大部分载流子仍然在较大的侧面量子阱区域内发光, 而且其发光峰强度很强 与量子线的光致发光峰谱线相互重叠

我们还注意到微区激发光致发光谱各发光峰相对强度与前面 10K 光致发光谱相比表

现出了一定的差异,但相应各发光峰的能量相对位置是相同的,从生长结构上分析,产生这种现象的原因可能是:在外延样品整个表面结构存在一定的不均匀性和不完整性,导致发光的不均匀。聚焦激发光面积远远小于低温谱光斑,因此外延表面的微细差异在此处有所表现。但重要的是微区光致发光谱的测试结果确认了脊形结构各区域发光峰的相应位置。

2.3 极化光致发光谱

按照理论预计^[16],量子线与量子阱结构相比,其发光性质存在各向异性的特点,各向异性特性在光跃迁性质的表现是:激发光电场沿量子线方向(自由方向)和垂直于量子线方向(量子限制方向),其激发跃迁发光强度存在一定的差异,而且跃迁强度的差异与量子线两个量子限制方向的尺寸大小相关。

为验证本实验脊形量子线是否具有各向异性性质,我们进行了偏振光致发光谱测试实验,分别使电场方向沿量子线方向(E_{\parallel})和垂直于量子线方向(E_{\perp}),光斑直径大小为 $200\mu\text{m}$,激发功率约为 5mW ,得到了图 4 所示的测试结果。图中分别给出了 GaAs 平面衬底(图右侧)和脊形量子线(图左侧)的偏振光致发光谱。由此可见,GaAs 衬底、沟底量子阱和侧面量子阱的光致发光是各向同性的,只有脊形顶部量子线的发光峰强度沿 E_{\parallel} 和 E_{\perp} 方向表现出了明显的各向异性特点,电场沿平行量子线方向(E_{\parallel})激发的发光峰强度是沿垂直方向(E_{\perp})激发的发光峰强度的两倍左右。这一结果表明,脊形顶部对载流子的限制是各向异性的,区别于平面量子阱结构(包括沟底和侧面量子阱),反映了样品的量子线结构特点。

2.4 变温光致发光谱

量子线的本质是实现二维方向的量子限制,因此与量子阱结构相比,量子线对载流子的限制作用更大一些,量子线激子束缚能更大。这一特点在我们对脊形量子线所做的变温光致发光谱测试结果中得到了验证。测试结果如图 5 所示。随着测试温度的上升($10\sim 250\text{K}$),脊形顶部量子线发光峰(c 峰)强度的衰减速率明显小于侧面和沟底量子阱发光峰(b 峰、 d 峰)强度的衰减速率。在较高的温度下,量子线发光峰(c 峰)的相对强度增大,而侧面和沟底量子阱的发光峰在高温下(大于 120K 时)很快猝灭。

这一方面说明脊形量子线一维激子具有比二维激子更大的束缚能,因而具有更好的热稳定性;同时也说明本实验获得的脊形结构具有较好的外延质量,即脊形量子线结构可以有效地俘获侧面量子阱的载流子,参与量子线区域的发光。在小于一定温度时,侧面量子阱载流子主要参与量子阱区域本身的发光,其发光面积较大,发光峰强度也较大;而量子线发光区域很小,虽然也可能有少部分侧面量子阱载流子弛豫到量子线区域参与其发光,但总体上仍然比侧面量子阱发光强度小得多。当温度升高时,侧面量子阱载流子可以较多地热化弛豫到能级位置更低的量子线区域参与其发光过程,使得量子线发光相对强度增大。

为了定量了解量子线和量子阱激子束缚能的差异,我们绘制了量子线发光峰和侧面量子阱发光峰积分强度随 kT (meV) 的变化曲线,如图 6 所示。横坐标为 kT (meV),纵坐标为

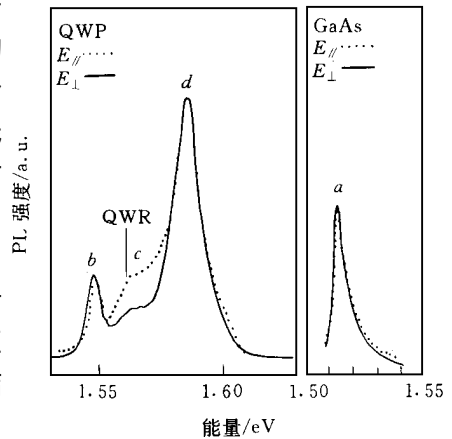


图 4 脊形量子线偏振光致发光谱
分别使电场方向平行量子线方向(E_{\parallel})
和垂直于量子线方向(E_{\perp})。

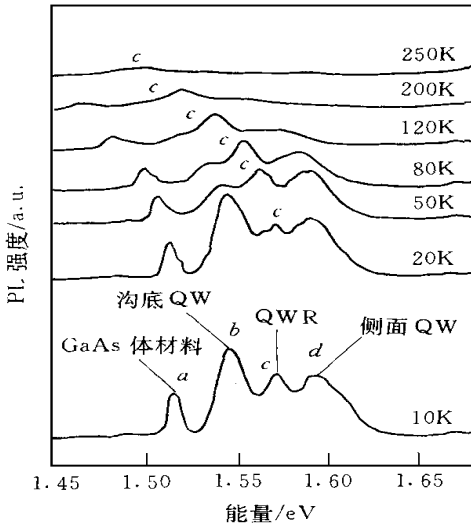


图 5 脊形量子线光致发光谱的温度依赖关系

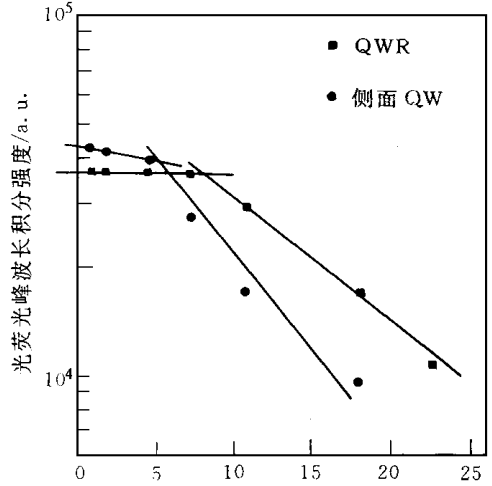


图 6 脊形量子线发光峰和侧面量子阱发光峰积分强度随 kT 的变化曲线

PL 发光峰积分强度 可见量子线和量子阱的 PL 谱积分效率随温度升高表现出了不同的变化规律, 在低温段, 量子线和量子阱发光峰积分效率不相上下, 变化平缓; 而当温度升高时, 两者的发光强度均发生突变, 但突变对应的温度不同, 而量子阱发光强度也明显小于量子线的发光强度 产生上述现象的原因是与激子束缚能密切相关的^[17], 可以解释为量子阱或量子线中的激子受到一定的热能激发时, 激子将离化为电子-空穴对, 并最终溢出势垒区, 使得发光峰强度随温度的变化关系产生突变 而量子线激子具有较大束缚能, 因此突变温度较高 我们的脊形量子线样品相应的激子束缚能量值约为 $8m\text{eV}$, 而量子阱激子束缚能约为 $5m\text{eV}$.

3 理论计算

以上多项光致发光谱测试结构基本说明了脊形量子线已经具有明显的横向量子限制效应, 但还没有定量地说明量子线横向限制效应是否引起了激子跃迁能量位置的移动, 为此还需要在理论计算上对光致发光谱的测试结果进行拟合. 为简单起见, 本文采用了 Kronig-Penney 近似模型, 将(001)面垂直方向量子阱(包括沟底和脊形顶部区域)近似为 $A\text{IAs}/\text{GaAs}/A\text{IAs}$ 有限深方势阱, 由于在不同取向晶面有效质量存在较大的变化^[18], 因此计算中对(001)面和(113)侧面量子阱的有效质量分别取不同的值 从计算公式^[19]

$$\cos(kd) = \cos(\alpha d_z) \cosh(\beta d_b) - \frac{1}{2} \left(z - \frac{1}{z}\right) \sinh(\beta d_b) \sin(\alpha d_z) \quad (1)$$

可以计算量子阱中电子束缚态子能级的位置 式中:

$$\alpha = (2m_1^* \frac{E}{h^2})^{1/2}, \quad \beta = (2m_2^* \frac{V_0 - E}{h^2})^{1/2}, \quad z = \frac{m_2^* \alpha}{m_1^* \beta}$$

m_1^*, m_2^* 分别为 GaAs 和 AlAs 的电子或空穴的有效质量; V_0 为势垒高度; d_z, d_b 分别是阱宽

和垒宽; $d = d_z + d_b$, k 为波数

计算中对不同方向界面取不同的有效质量, 计算结果表明: 侧面和沟底量子阱的计算得到的结果和 10K 光致发光谱的结果符合的较好; 脊形顶部的发光峰能量位置为 1.549eV, 而光致发光谱(10K)测量值为 1.569eV, 计算结果为与测试值有 20meV 的差异, 我们把造成这种差异的原因归结于脊形量子线所具有的横向量子限制效应引起跃迁能量的蓝移。此处需要说明的是, 以上的计算采用了有限方势阱近似, 实际情况中, 脊形结构的量子阱层厚变化是沿(113)或(001)面逐渐增厚的, 如果从理论上精确计算横向量子限制效应的作用, 则需要给出量子线的形状和边界条件等, 计算量较大。然而有一点在此可以确定, 即这种横向尺寸的变化形成侧面量子阱对脊形顶部量子阱的横向限制效应势垒近似于抛物线型^[3], 抛物线型势垒比方势阱的限制作用要弱, 在这种情况下, 如果其他条件相同, 要在抛物线型势垒作用下产生与方势阱势垒同样的能量蓝移, 其量子限制尺寸势必要更小。换句话说, 用以上的近似理论计算得出的结果, 已经可以基本上说明脊形量子线结构具有的横向量子限制效应, 而且实际上的横向量子限制效应要比理论计算结果更强一些。

4 结论

综上所述, 通过对脊形量子线结构发光性质的测试实验和理论分析, 我们研究了脊形量子线所具有的横向量子限制效应。结果表明, 用非平面的 MBE 生长方法制备的(113)取向的脊形结构形成了量子线, 这种与侧面量子阱相连的脊形量子线结构具有明显的横向量子限制效应, 表现出了光跃迁的各向异性特点, 证实了量子线激子具有比量子阱更大的束缚能。这种脊形量子线具有一种独特的优点, 即脊形量子线可以有效地俘获侧面量子阱载流子参与其发光, 使其发光效率明显提高, 这非常有利于激光器件应用。

参 考 文 献

- [1] C. Greus, A. Forchel, J. Straka *et al*, Appl Phys Lett, 1992, **61**: 1199
- [2] H. A. Sahi, S. J. Yu, J. Takizawa *et al*, Surf. Sci., 1992, **267**: 232
- [3] E. Kapon, D. M. Huang and R. Bhat, Phys. Rev. Lett., 1989, **63**: 430
- [4] S. Tsukamoto, Y. Nagamune, M. Nishioka *et al*, J. Appl. Phys., 1992, **71**: 533
- [5] J. Motohisa and H. Sakaki, Appl Phys Lett, 1993, **63**: 1786
- [6] T. Fukui and S. Audo, Electron Lett, 1989, **25**: 410
- [7] S. Tsukamoto, Y. Nagamune, M. Nishioka *et al*, Appl Phys Lett, **1993**, **62**: 49
- [8] Z. C. Niu, W. Wang, L. X. Zheng *et al*, Proceedings of EMRS & CMRS Joint Symposium on Electronic and Optoelectronic Mat Dec 14~ 15, 1994, Beijing, China, P12
- [9] 牛智川, 郑联喜, 肖智博, 等, 光子学报, 1995, **24**: 212
- [10] M. Walther, T. Rohr, G. Böhm *et al*, J. Cryst. Growth, 1993, **127**: 1045
- [11] S. Koshiya, H. Noge, H. Akiyama *et al*, Inst. Phys. Conf. Ser., 1993, **129**: 931
- [12] Z. C. Niu, S. W. Wang, Z. Q. Zhou *et al*, Proceedings of ISCS-22, Aug 28-Sept 2, 1995, Cheju Island, Korea Advanced Program, P138
- [13] 牛智川, 周增圻, 林耀望, 等, 半导体学报, 1996, **17**: 227
- [14] 牛智川, 黎健, 固体电子学研究与进展, 1996, **16**: 133
- [15] E. Kapon, M. Walther, J. Christen *et al*, Superlattices and Microstructures, 1992, **12**: 491
- [16] 夏建白, 黄昆, 半导体学报, 1987, **8**: 563

- [17] M. Venning, D. J. Dunstan and K. P. Homewood, *Phys Rev.* 1993, **B48**: 2412
[18] Jian-Bai Xia, *Phys Rev. Lett.*, 1991, **B43**: 9856
[19] 江德生, 李锋, 张永航, 等, *半导体学报*, 1991, **12**: 136

PL Characterizations of GaAs Ridge-QWRs Structures Grown by MBE on Nonplanar Substrates

Niu Zhichuan, Yuan Zhiliang, Zhou Zengqi, Xu Zhongying, Wang Shouwu

(*Institute of Semiconductors, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083*)

Received 9 March 1998

Abstract GaAs ridge quantum wires (QWRs) structures have been successfully fabricated by MBE growth on GaAs (001) stripe-etched substrates. Scanning electron microscopy measurement shows the ridge-QWRs formed with {113} side facets. The photoluminescence (PL) spectra measurements clearly evidence the lateral carrier confinement effects in the ridge QWRs. Low temperature PL spectra obtained with and without focused laser beam indicate an energy blue-shift of 20 meV, which is consistent with the calculated value using Kronig-Penney model. The polarized and temperature dependent PL spectra reveal anisotropic emission characterization of the QWRs structures, and higher binding energies of excitons in QWRs than that in the side QWRs.

PACC: 6855, 8115G, 7320, 7340L