

究所李国栋研究员的鼓励、支持和帮助,在此谨向他表示深切谢意。

### 参 考 文 献

- [1] W. R. Nitske, The Life of Wilhelm Conrad Roentgen, The University of Arizona Press, (1971), 310, 336.  
[2] T. W. Chalmers, Historic Researches in Physoc Science, Morgan Brothers, London, (1949), 198.  
[3] J. W. Hittorf, *Annalen Der Physik Und Che-*

*mic*, **126**(1869), 1.

- [4] 宋德生、李国栋, 电磁学发展史, 广西人民出版社, (1987), 366—369.  
[5] H. Hertz, *Annalen Der Physik*, **45**(1892), 28—32.  
[6] P. Lenard, *Annalen Der Physik*, **51**(1894), 225—268.  
[7] B. R. Wheaton, Philipp Lenard And The Photoelectric Effect, 1889—1911, In R. McCormarch Ed., The Historic Studies in Physical Sciences, **9**(1978), 229.

## 中国物理学会第六届全国会员代表大会暨学术报告会简讯

中国物理学会第六届全国会员代表大会暨学术报告会于1995年5月11日至15日在北京中科院物理所召开,与会代表135人。中国科协主席朱光亚、国家自然科学基金委主任张存浩、著名老一辈物理学家王淦昌、王大珩、马大猷、黄昆、彭桓武、李林等出席了会议。会议民主选举了第六届理事会,由107人组成。会议期间还颁发了第四届胡刚复、饶毓泰、叶企孙、吴有训物理奖,中国科学院高能物理研究所谢家麟的《对我国射频电子直线加速器技术的开创与发展的贡献》获胡刚复物理奖;中国科学院物理研究所杨国桢、顾本源的《光学系统中振幅-相位恢复的普遍理论及应用》获饶毓泰物

理奖;中国科学院近代物理研究所石双惠、中国原子能科学研究院周书华等的《 $^{187}\text{Hf}$ ,  $^{237}\text{Th}$ ,  $^{202}\text{Pt}$ ,  $^{90}\text{Ru}$  和  $^{208}\text{Hg}$  新核素的鉴别》获吴有训物理奖;中国科学院高能物理研究所杜东生的《重味物理与  $CP$  不守恒》获吴有训物理奖。

会议还按各分支学科举行了学术报告会,有34位物理学家分别做了学术报告,内容丰富,反映了我国物理学研究工作的新进展,引起了与会代表的很大兴趣,获益匪浅。大会在隆重热烈的气氛中圆满结束。

(中国物理学会办公室 程义慧)

## 采用直接外延方法生长的量子线结构及其光学性质<sup>1)</sup>

汪兆平 邢益荣

(中国科学院半导体研究所,北京 100083)

**摘要** 本文介绍利用分子束外延方法在 GaAs 的某些特殊表面上原位直接生长 GaAs/AlAs 量子线结构的几种方法,包括采用(311)等高指数面、(001)邻晶面以及(110)解理面二次生长。着重讨论量子线结构的形成机理及其光学特性。这些方法能避开目前纳米尺度刻蚀技术的困难,可能成为制备低维结构的有希望的途径。

**关键词** 量子线,直接外延生长,光学性质

1970年美国IBM公司的江崎和朱兆祥首先提出超晶格的概念。在外延生长期间,如果组分或杂质周期地变化,当周期生长的薄层厚度小于电子的德布罗意波长或电子平均自由程时,就要考虑量子尺寸效应。这时,沿生长方向

形成周期交替的势阱和势垒,势阱中的电子能量状态量子化,电子运动呈现二维特性。由于以分子束外延(MBE)和金属有机物化学汽相

1) 1994年7月20日收到初稿,1994年10月13日收到修改稿。

淀积 (MOCVD) 为代表的超薄层外延生长技术的飞速发展, 半导体超晶格量子阱二维结构的制备已经比较成熟, 生长精度可控制到一个单层, 界面也比较完美。半导体超晶格结构不仅在物理上提供人造的二维系统, 各种量子效应的发现, 开创了介观物理研究领域, 而且有着广阔的应用前景。由于二维结构在生长方向的空间限制, 增加了电子-空穴间的库仑相互作用, 增大激子束缚能, 减小激子波函数的扩展, 因而增大激子振荡强度。相对三维情况, 二维激子发光强度可增大数十倍。同时, 利用调制掺杂结构将掺杂区和有源区隔开, 大大提高了有源层中载流子的迁移率。这些特性已经广泛用于发展新型高性能的光电子器件和高速电子器件。

人们自然会想到, 进一步降低维度, 从二维量子阱到一维量子线和零维量子点, 将会产生附加的限制效应, 从而进一步改善器件性能并开发新型光电子和微电子器件。近年来, 已发展了多种制备低维结构的技术, 但总的来说都不太成功。主要原因是目前超微细刻蚀技术的水平还远远达不到 MBE 技术控制一个单层的精度的程度, 特别是 GaAs 等化合物半导体的工艺水平与比较成熟的硅工艺相比还有不小差距。此外, 刻蚀过程会引入大量的表面缺陷。为了避免刻蚀技术的这些困难, 最近发展了一些不需要刻蚀过程的直接外延生长量子线结构的新方法, 它是在某些特殊设计的 GaAs 衬底上, 通过控制成核和生长动力学过程来实现的。

## 1 在高指数面上的直接生长方法

稳定平衡的表面结构由表面自由能决定。(100)面是表面能级小的稳定平衡面, 在(100)面上的外延生长可获得很好的平面。高指数面具有较高的表面能, 在外延生长过程中将分解成具有较低表面能的小平面, 以达到稳定的表面结构, 因而, 生长的表面不是平面, 有可能直接生长出具有纳米尺度的量子线或量子点结构。

### 1.1 在 GaAs(311)A 面上的生长

1991 年德国马普协会固体所的 Ploog 小组<sup>[1]</sup>首先报道了在(311)面上直接生长出具有纳米尺度的 GaAs/AlAs 量子线结构。生长出的波纹状表面, 如图 1(a) 所示<sup>[2,3]</sup>, 表面如同瓦楞形的石棉瓦。楞面是[311]方向, 楞宽 0.4nm, 楞长沿 $[\bar{2}33]$ 方向, 侧面是(33 $\bar{1}$ )和(3 $\bar{1}\bar{3}$ )面, 这两个近邻面的表面能是(311)面的一半, 表面起伏的台阶高度是 1.02nm, 相当于[311]方向的 6 个单层的厚度。表面横向周期是 3.2nm, 相当于 [0 $\bar{1}\bar{1}$ ] 方向 8 个单层的厚度。图 1(b) 是 $[\bar{2}33]$ 方向的横截面示意图。在非平面的 GaAs 层上生长 AlAs 时有一“相变”, 反之亦然, 它可能是应变引起的。这种非平面交错生长结构已被高分辨率的透射电子显微镜 (TEM) 照片所证实<sup>[4]</sup>。上述样品结构参数是由反射高能电子衍射 (RHEED) 测量得出的。应该强调指出, 这些结构参数是由表面能 (即衬底方向) 决定的, 与具体的生长条件无关。典型的生长工艺参看文献[4]。

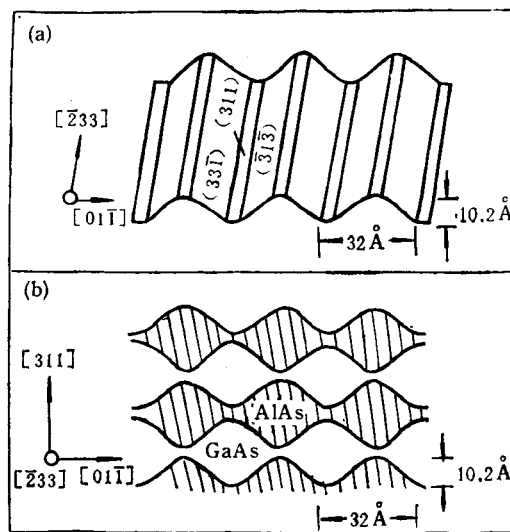


图 1

- (a) 沿(311) A 面生长的 GaAs/AlAs 量子线结构的表面台阶结构示意图;  
 (b) 在 $[\bar{2}33]$ 方向的横截面示意图<sup>[3]</sup>

图 2 给出沿[311]方向生长的 GaAs/AlAs 量子线 (QWW) 和相应的沿[100]方向生长的超晶格 (SL) 参考陪片的低温<sup>[4]</sup>和室温<sup>[5]</sup>光致发

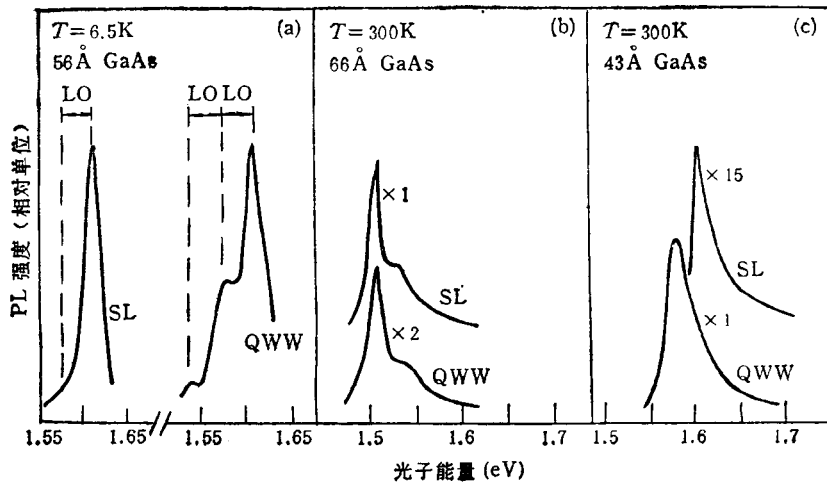


图2 沿[311]生长的 GaAs/AlAs 量子线 (QWW) 和沿[100]生长的超晶格 (SL) 参考片的光致发光谱<sup>[2,3]</sup>

光谱。由图 2(a) 可见,在 6.5K 下,量子线的发光峰半高宽约 6meV,比相应的超晶格陪片的 2meV 宽,这是由于在量子线中载流子的空间局域化更强所引起的。量子线结构具有非常高的发光强度,在低温下,可与[100]参考陪片相比较,即使在 10W/cm<sup>2</sup> 的中等激发密度下,也可接近单位量子效率。在室温下,对于 6.6nm 的宽阱,二者有相近的发光强度,如图 2(b) 所示。但对于 4.3nm 的窄阱,量子线的积分光强比相应的超晶格大一个量级以上,如图 2(c) 所示,并且,这一优势直到 400℃ 也不衰减。这一特性对发展室温工作的光电子器件特别有用。从图 2 还可看到,量子线结构的发光峰相对超晶格有一红移,对 6.6nm 的宽阱,红移为 4meV,而对 4.3nm 的窄阱,红移增大到 24meV。量子线结构由于增加了横向限制效应,本来应该发生蓝移(横向限制效应引起的激子束缚能的增加可以忽略)。但这种量子线的阱宽是起伏变化的,激子将富集于具有较低能量的较宽的 GaAs 阱区,激子能量将减小,掩盖了附加的横向限制效应所产生的蓝移。最大阱宽比平均阱宽总是大 1.02nm(表面台阶的起伏高度),对窄阱的影响更大,因而,窄阱的红移更大。

图 3 表示沿 [113] 和 [001] 方向生长的 GaAs/AlAs 多层结构的光学声子模在 8K 的低温下的共振拉曼散射测量结果<sup>[5]</sup>。从图 3 可见,两种样品的拉曼峰是相当锐的线,半高宽不到

2cm<sup>-1</sup>,反映它们有相当好的界面质量。对于沿 [001] 方向生长的二维超晶格,由于沿生长方向引入新的纵向周期性的布里渊区折叠,产生  $n$  个纵光学声子限制模 ( $n$  是表示层厚的单层数),其中具有 A<sub>1</sub> 对称性的偶模,在 Z(Y $\bar{Y}$ )Z 散射配置下是拉曼活性的<sup>[6]</sup>。在图 3 上部的曲

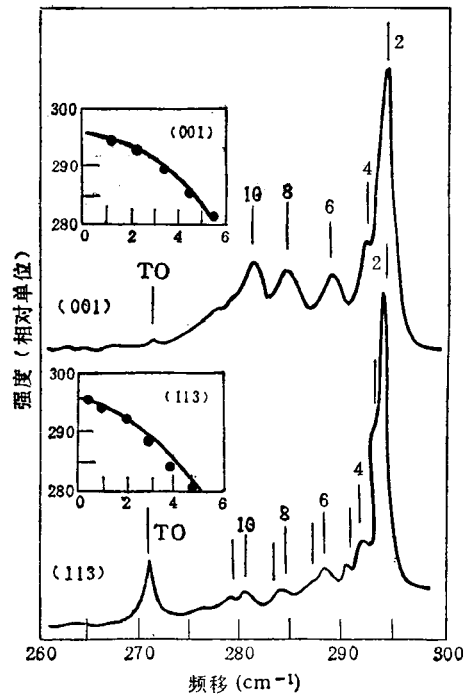


图3 沿[001]和[113]方向生长的 5.6/5.1nm GaAs/AlAs 多层结构在 8K 和 Z(Y $\bar{Y}$ )Z 背散射配置下的共振拉曼谱<sup>[5]</sup>,对[001]样品,X//[100],Y//[010],Z//[001],对[113]样品,X//[1 $\bar{1}$ 0],Y//[33 $\bar{2}$ ],Z//[113]

表 1 沿某些高指数面直接生长的 GaAs/AlAs 低维结构的形貌和生长特性

晶向	表面形貌	台阶高度	横向	上侧面	下侧面	稳定生长温度
[311]	对称的台阶,量子线	1.02 nm	[01 $\bar{1}$ ]	( $\bar{3}1\bar{3}$ )	(33 $\bar{1}$ )	680°C—室温
[331]	不对称台阶,量子线	0.26 nm	[ $\bar{1}\bar{1}6$ ]	(110)	(111)	≤550°C
[110]	不对称台阶,量子线	0.40 nm	[001]	(11 $\bar{1}$ )	(881)	≤480°C
[210]	不对称四面锥体,量子点	0.25 nm	[ $\bar{1}20$ ]	(100)	(110)	
			[001]	(211)	(001)	≤560°C
[211]	半对称四面锥体,量子点	0.23 nm	[01 $\bar{1}$ ]	(101)	(110)	≥600°C
			[ $\bar{1}11$ ]	(111)	(100)	630°C
[111]	对称的多面锥体,量子点	1.31 nm				

线中观察到这些偶模:  $LO_2, LO_4, \dots, LO_{10}$ . 对于沿[113]方向生长的量子线结构,除沿生长方向的纵向周期性外,还有附加的横向周期性,沿  $X//[1\bar{1}0]$  方向,周期为 3.2nm, 预期会引起布里渊区的横向折叠。在图 3 下部的曲线中,观察到一系列的双重峰,每个偶模峰的低频侧有一弱峰或肩的结构。双重峰的分裂约  $1\text{cm}^{-1}$ , 它决定于 3.2nm 的横向周期性,与纵向周期性的变化无关。图 3 中的插图,实线是体 GaAs 沿[001]和[113]方向的 LO 声子色散曲线,实验点取自拉曼散射的频移,二者符合良好。

在 GaAs(311)A 面上的外延生长还有一个特别有趣和有用的特性,即依赖于生长条件, Si 可以取代 Ga 成为施主杂质,也可以取代 As 成为受主杂质,而且掺杂浓度可超过  $10^{19}\text{cm}^{-3}$ [7]。因而,在 MBE 系统中,改变外延生长条件,就可以原位直接生长出全 Si 掺杂的 p-n 结器件结构。

### 1.2 沿其他高指数面的生长

除(311)面外, Ploog 小组还研究了 GaAs 的一系列高指数面的生长[1,4]。结果表明,这种取决于表面自由能的非平面生长,并非(311)面所独有,其他高指数面在生长过程中,也会分解成稳定的小平面,有可能在 MBE 系统中直接生长出量子线或量子点结构。它们的结构和生长特性见表 1。具体的发光特性等参阅文献[1, 4]。

在表 1 中,有两项应该特别注意。一项是非平面结构的台阶高度,它表征附加的横向限制的大小,鉴于这种方法生长的低维结构所提供的横向调制本来就不大,如果台阶高度仅仅

为 0.2—0.4nm, 则横向调制效应就更加小了。其中沿 [311] 生长的量子线的台阶高度为 1.02 nm, 沿 [111] 生长的量子点的台阶高度为 1.31 nm, 是最大的,有可能最有实际应用价值。另一项是稳定生长的温度范围,它是由不同温度下 RHEED 监测确定的(沿[111]方向的生长,未测定稳定生长温度范围)。超出此温度范围,生长出的表面将变粗糙,或者形成不规则的台阶,甚至形成平坦的表面。

### 2 在(001)邻晶面上的直接生长方法

这是利用交替分子束外延 (AMBE) 技术在 GaAs(001) 邻晶面衬底上直接生长量子线结构的方法[8,9]。所谓 AMBE 技术,就是在任何时刻都只有一种束源射到衬底表面上,或者说,各种元素的外延是交替进行的,目的是增加原子在生长表面上的迁移速度。作为 GaAs(001) 邻晶面衬底,一般略向[110]方向倾斜,其偏角一般为  $1^\circ \leq \alpha \leq 5^\circ$ , 表面成为台阶状,台阶高度为一个单层  $d = 0.283\text{nm}$ , 如图 4 所示。若  $\alpha = 2^\circ$ , 台面宽度  $A-B$  约为 8nm。当采用 AMBE 技术在其上生长  $(\text{GaAs})_m(\text{AlAs})_n$  结构时( $m$  和  $n$  为分数单层),落到  $A-B$  台面上的 III 族束源原子 (Al 或 Ga), 经过充分迁移后,首先在向上台阶的  $A$  端与衬底原子 As 相结合,随后的原子可以依次排列直到  $B$  端,其结果是台阶结构逐层向上平移,形状保持不变。最简单的情况是  $m = n = 0.5$ , 周期复盖量  $p = m + n = 1$ , 则生长的 GaAs 和 AlAs 层的横向宽度各占台面  $A-B$  的一半,其界面垂直于

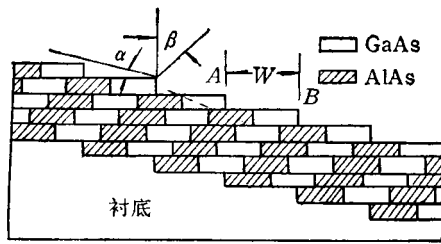


图4 在 GaAs(001) 邻晶面上直接生长的倾斜超晶格示意图<sup>[8]</sup>

[001]方向,称为垂直超晶格。由于在 GaAs 中的电子同时受到纵向和横向二维限制,所以它是一种量子线结构。但是,至今尚未看到成功地生长出这种结构的报道,其原因是,严格的  $p = 1$  和  $m = n$  的条件很难满足。如果  $p \approx 1$ ,  $m$  也不一定等于  $n$ , 这时生长出的 GaAs/AlAs 的横向界面相对主晶轴[001]是倾斜的,称为倾斜超晶格 (TSL), 其倾角  $\beta$  依赖于  $p$  和  $\alpha$ , 如图 4 所示。

1988 年, Gaines 等人<sup>[9]</sup>首先利用 AMBE 技术成功地生长出  $(\text{GaAs})_m(\text{AlAs})_n$  TSL 结

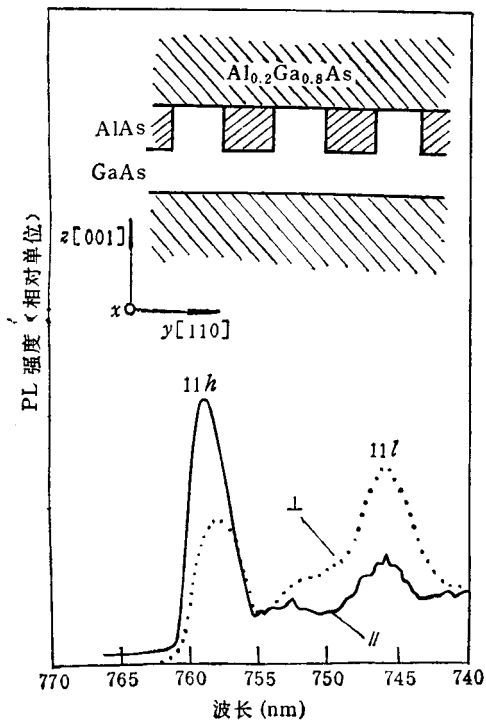


图5 在 GaAs(001) 邻晶面上直接生长的量子线结构在 1.4K 处的光致发光激发谱<sup>[10]</sup>(插图为结构示意图)  
——为  $E//$  量子线; ----为  $E\perp$  量子线

构,并为 TEM 照片所验证。之后, Tsuchiya 等人<sup>[10]</sup>进行了光致发光激发谱的测量,结果示于图 5 中。样品采用向 [110] 偏  $2^\circ$  的半绝缘 GaAs(001) 邻晶面作衬底,先生长缓冲层,接着在  $600^\circ\text{C}$  下依次生长 50nm 厚的  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  垒层,5nm 的 GaAs 和 5nm 的 TSL 结构,其中设计  $m = n = 0.5$ , 最后淀积 50nm 厚的  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  垒层和 10nm 厚的 GaAs 盖层,如图 5 所示。由图 5 可见,当激发光的偏振平行和垂直于量子线时,电子-重空穴发光峰 (11h) 和电子-轻空穴发光峰 (11l) 呈现明显的各向异性,这是由横向平面内的量子限制效应引起的。

TSL 的倾角  $\beta$  对周期覆盖量  $p$  的变化非常灵敏。在实际生长过程中,由于淀积速率等的起伏,  $p$  (也即  $\beta$ ) 的值产生系统误差在所难免。因此,有人提出新的生长方法,即故意周期地改变  $p$  值,从而得到月牙状的超晶格,阱与垒材料之间的边界是抛物线,故又称为蛇状超晶格 (SSL)<sup>[11,12]</sup>。文献[11]报道了利用 AMBE 方法成功地生长 SSL 结构的实验结果。采用偏离  $2^\circ$  的 GaAs(001)衬底,势垒层用  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  合金,它覆盖台面宽度的  $3/7$ ,势阱层用 GaAs。在 SSL 生长过程中,控制  $p$  的值在 1.1—0.9 之

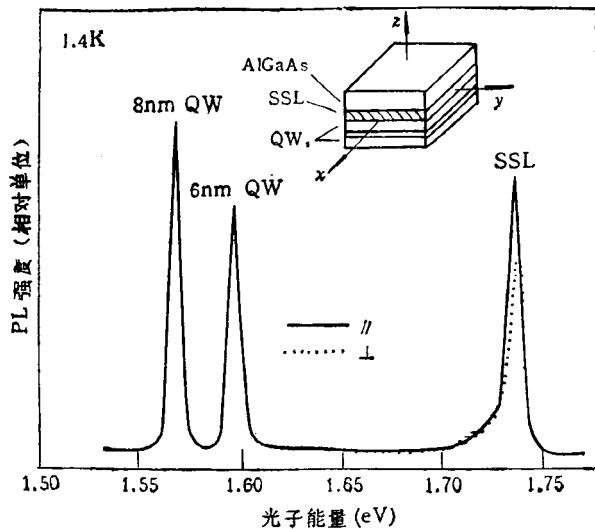


图6 蛇状超晶格 (SSL) 和二维量子阱 (QW) 在 1.4 K 下的光致发光谱<sup>[11]</sup>(插图是样品结构示意图)  
——为  $E//$  量子线; ----为  $E\perp$  量子线

间线性地往复扫描,每一周期形成“S”状的两个月牙。TEM 照片证实了 SSL 结构的存在,图 6 给出了这一结构的示意图和光致发光谱。从图 6 可见,当激发光偏振平行和垂直于量子线时,6nm 和 8nm 的二维量子阱(QW)结构的发光是各向同性的,而 SSL 结构的发光则呈现明显的各向异性,证实了横向限制效应的存在。

### 3 在(110)解理面上的二次生长方法

1990 年,美国电报电话公司贝尔实验室发展了另一种利用 MBE 直接生长量子线的新方法——解理面二次生长(CEO)方法<sup>[13]</sup>。首先在 MBE 系统中,在[001]晶向的半绝缘 GaAs 衬底上生长 1 $\mu\text{m}$  的  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  限制层,接着生长 22 周期的 7nm GaAs/35nm  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  多量子阱,再生长 3 $\mu\text{m}$  的  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  限制层和 10nm 的 GaAs 盖层。然后取出样品,用机械方法减薄到 150 $\mu\text{m}$ ,再放进 MBE 系统,在超高真空中解理,接着立刻在新鲜的(110)解理面上原位生长一层 7nm 的 GaAs 阱层和 7nm 的  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  垒层,形成单量子阱,再生长 167nm 的  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  层,1 $\mu\text{m}$  的  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  限制层和 10nm 的 GaAs 盖层。在[001]方向的多量子阱和 [110] 方向的单量子阱的 T 型交界处形成量子线结构。样品结构如图 7(a) 所示,图 7(b) 和 (c) 是量子线附近的放大图,量子线轴向在垂直纸面方向。图 7(d) 给出这种结构的光致发光谱。由近场扫描光学显微镜直接观测确定<sup>[14]</sup>,发光峰 A 来源于量子线结构, B 峰来源于 [110] 方向的单量子阱,上限制层是 [001] 晶向的 3 $\mu\text{m}$  厚的  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  层的 [110] 侧面, C 峰来源于 [001] 晶向的多量子阱。由图 7(d) 可见,量子线虽然只占很小的体积,但 A 峰最强,说明量子线有高得多的发光效率,这是由横向限制效应引起的。A 峰的红移主要是由于量子线的电子波函数向 T 型量子阱臂扩展引起的,如图 7(c) 所示。A 峰和 B 峰有相近的线宽,但都比 C 峰宽,说明沿 [110] 方向生长的

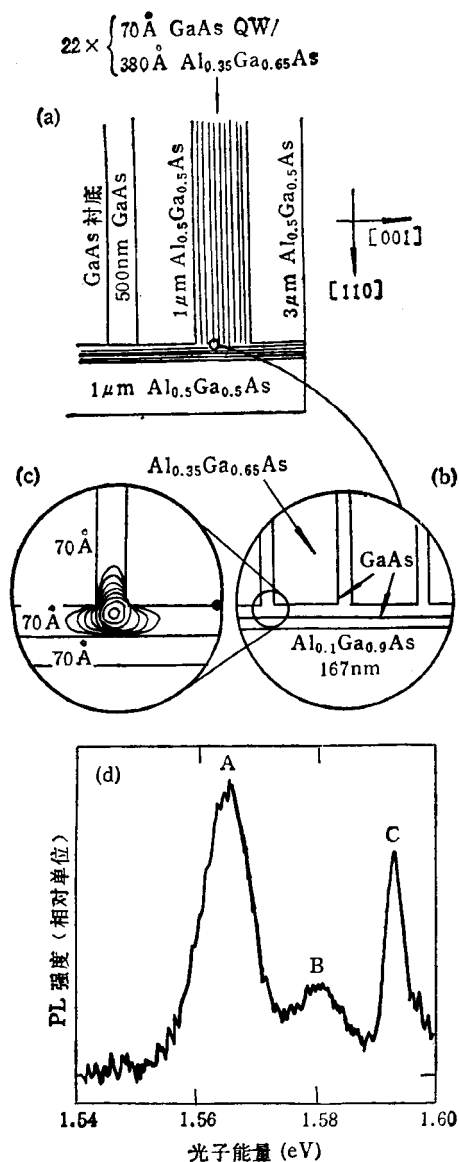


图 7

- (a) 利用 CEO 方法生长的量子线结构示意图
- (b) 和 (c) 是局部放大图
- (d) 光致发光谱<sup>[14]</sup>

质量比沿 [001] 方向生长的质量稍差,大约有 2 个单层厚的界面微粗糙度。

值得注意的是,CEO 方法生长的量子线结构已在器件应用方面取得初步成果。当上述样品结构沿量子线方向再次解理时,形成长 600  $\mu\text{m}$  的法布里-珀罗光学谐振腔,用 775nm 的激光激发,激光用柱面透镜聚焦成长 700 $\mu\text{m}$ 、宽

5 $\mu\text{m}$  的条状,沿 [001] 方向入射并平行于量子线,实现了量子线中一维激子的光泵受激发射<sup>[15]</sup>。此外,利用 CEO 方法制备的第一个 T 型场效应管,栅长 10nm,在 77K 和 4.2K 下,跨导分别达到 196 和 410ms/mm<sup>[16]</sup>。

### 参 考 文 献

- [1] R. Notzel, N. N. Ledentsov, L. Dowerits et al., *Phys. Rev. Lett.*, **67**-27(1991), 3812.
- [2] R. Notzel, N. N. Ledentsov, L. Dowerits et al., *Phys. Rev. B*, **45**-7(1992), 3507.
- [3] R. Notzel, N. N. Ledentsov and K. Ploog, *Phys. Rev. B*, **47**-3(1993), 1299.
- [4] R. Notzel, L. Dowerits and K. Ploog, *Phys. Rev. B*, **46**-8(1992), 4736.
- [5] A. J. Shields, R. Notzel, M. Cardona et al., *Appl. Phys. Lett.*, **60**-20(1992), 2537.
- [6] Z. P. Wang, D. S. Jiang and K. Ploog, *Solid State Commun.*, **65**-7(1988), 661.
- [7] S. H. Kwok, R. Merlin, M. O. Li et al., *J. Appl. Phys.*, **72**-1(1992), 285.
- [8] J. M. Gaines, P. M. Petroff, H. Kroemer et al., *J. Vac. Sci. Technol. B*, **6**-4(1988), 1378.
- [9] P. M. Petroff, A. C. Gossard and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.*, **45**-6(1984), 620.
- [10] M. Tsuchiya, J. M. Gaines, R. H. Yan et al., *Phys. Rev. Lett.*, **62**-4(1989), 466.
- [11] M. S. Miller, H. Weman, C. E. Pryor et al., *Phys. Rev. Lett.*, **68**-23(1992), 3464.
- [12] H. Weman, M. S. Milles, C. E. Pryor et al., *Phys. Rev. B*, **48**-11(1993), 8047.
- [13] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer et al., *Appl. Phys. Lett.*, **56**-17(1990), 1697.
- [14] R. D. Grober, T. D. Harris, J. K. Trautman et al., *Appl. Phys. Lett.*, **64**-11(1994), 1421.
- [15] W. Wegscheider, L. N. Pfeiffer, M. M. Dignam et al., *Phys. Rev. Lett.*, **71**-24(1993), 4071.
- [16] L. Pfeiffer, H. L. Stormer, K. W. Baldwin et al., *J. Crystal Growth*, **127**-1-4(1993), 849.

(上接第 473 页)

教授在宴会上作了“dinner speech”,他预计纳米生物材料,例如骨头、皮肤、筋腱和肌敏器官等的研究将形成新的热点,纳米复合材料在纳米材料中将占有主导地位,有序纳米阵列体系的设计与研究已经提到议事日程,纳米微粒与介孔固体的复合体系研究形成了新的势头,纳米体系物理在未来几年将有很大的发展,纳米材料光学特性和电学特性的研究有上升的趋势,纳米材料的规模生产和应用与基础研究将并行发展,企业家和商业界已对纳米材料的应

用给予极大的关注。1994 年 11 月 13—15 日在美国 California 召开第一届国际纳米材料商业会议,专门讨论纳米材料应用。这就告诉我们纳米材料的应用已经不是遥远的事情,纳米材料的基础研究和应用及开发互相促进,并行发展,是纳米材料科学未来发展的一个重要特点。为了及时交流纳米材料研究的信息,大会决定纳米材料国际学术会议每两年召开一次。下一届国际会议将于 1996 年在美国佛罗里达州举行。

## 理 论 物 理 学 家 束 星 北

李 寿 枏

(中国原子能科学研究院,北京 102413)

### 1 概 况

束星北 1907 年 10 月 1 日生于江苏南通唐家闸掘港村(今属邗江县头桥镇安帖村),自幼聪敏过人,秉性耿直。1924 年毕业于镇江润州中学,当年进杭州之江大学,翌年转济南齐鲁大学。1926 年 4 月自费赴美留学,入堪萨斯州拜

克大学物理系三年级。1927 年 2 月转到旧金山,在加州大学攻读。1927 年 7 月,因慕名爱因斯坦,经日本、朝鲜、莫斯科、华沙,去欧洲游历,在柏林拜访了爱因斯坦。为了在爱因斯坦身边学习,他得到爱因斯坦的帮助,进入柏林大学威廉皇帝物理研究所,在爱因斯坦身边当了一段时间研究助手<sup>[1]</sup>。1928 年 10 月,进入英国爱丁堡大学深造,从师理论物理学家惠特克