3.2.3 实际情况中可能的复合弥散线型

前面的两个小节中我们计算了弥态允率密度函数分别为指数线型、洛伦兹线型时二维电子态密度的变化，在 3.1 节中我们也提到：能级弥散分为本征弥散与非本征弥散（由晶格热振动、多电子效应等引起），而本征弥散的弥态允率密度函数的线型为指数线型，非本征弥散中的弥态允率密度函数则更有可能为洛伦兹线型等。对于实际晶体中的电子能级来讲，既存在本征弥散，又存在非本征弥散，也就是说，实际晶体中的能级弥散往往不是单一的弥散线型，而是上述两种甚至多种弥散线型的复合，那么我们在前两小节中所计算的弥态允率密度函数分别为指数线型、洛伦兹线型时的电子态密度则是对实际晶体中的情况进行了合理地简化。经过与能级弥散的提出者进行相关讨论后我们发现，对于实际晶体中的能级弥散而言，其弥散允率密度函数应当是复合型的，以指数线型和洛伦兹线型的复合弥散线型为例，此时复合的弥态允率密度函数应当变为："洛仑兹—指数"线型，即洛仑兹线型"修饰"（二次卷积）下的指数线型，其本质是几率修饰下的允率。

那么实际情况中，我们既需要考虑本征弥散下的弥散宽度，也需要考虑非本征弥散下的弥散宽度，即指数线型和洛伦兹线型中的弥散宽度值均需考虑，我们以D_{Lor}表示洛伦兹线型中的弥散宽度值，D_{exp}表示指数线型中的弥散宽度值，F_{D-Lor}^2表示洛伦兹线型的弥散允率密度函数，F_{D-exp}^2表示指数线型的弥散允率密度函数，结合式（3.7）与式（3.12），此"洛仑兹—指数"复合弥散线型对应的电子态密度的表达式则应为

$$\rho_{c,D}(E,L_z)=\int_{E_c^*}^{\infty}F_{D-Lor}^2(E,E^*)\rho_{c,D-exp}(E^*,L_z)dE^*$$

$$=\int_{E_c^*}^{\infty}F_{D-Lor}^2(E,E^*)\left\{\int_{E_c^{**}}^{\infty}F_{D-exp}^2(E^*,E^{**})\rho_c(E^{**},L_z)dE^{**}\right\}dE^*$$

$$=\frac{1}{\pi D_{Lor}}\frac{4m_n^*}{\pi\hbar^2L_z}\int_{E_c^*}^{\infty}\frac{1}{1+\left(\frac{E-E^*}{D_{Lor}}\right)^2}\sum_n\left\{\left[1-\frac{e^{-2\left(\frac{E^*-E_{cn}^*}{D_{exp}}\right)}}{2}\right]\Theta(E^*-E_{cn}^*)\right.$$

$$\left.+\frac{1}{2}e^{2\left(\frac{E^*-E_{cn}^*}{D_{exp}}\right)}\Theta(E_{cn}^*-E^*)\right\}dE^* \tag{3.14}$$

如式（3.14）所示，"洛仑兹—指数"这一复合弥散线型下的电子态密度表达式是利用洛伦兹线型的弥散允率密度函数对已经包含指数线型弥散的电子态密度进行卷积，此复合弥散线型将会为实际情况中可能的弥散情形提供更为清晰的

物理图像。那么我们以D_{exp}=0.1eV，D_{Lor}=0.02eV 为例，绘制出了阱厚度为 5nm 时此复合弥散线型的电子态密度曲线，如图 3-4 所示，图中标示出了单独的洛伦兹线型、单独的指数线型以及复合线型下的态密度曲线，从图中可见，复合线型下的电子态密度曲线相较于单独的指数线型或者单独的洛伦兹线型而言，其偏离台阶曲线的程度增加。

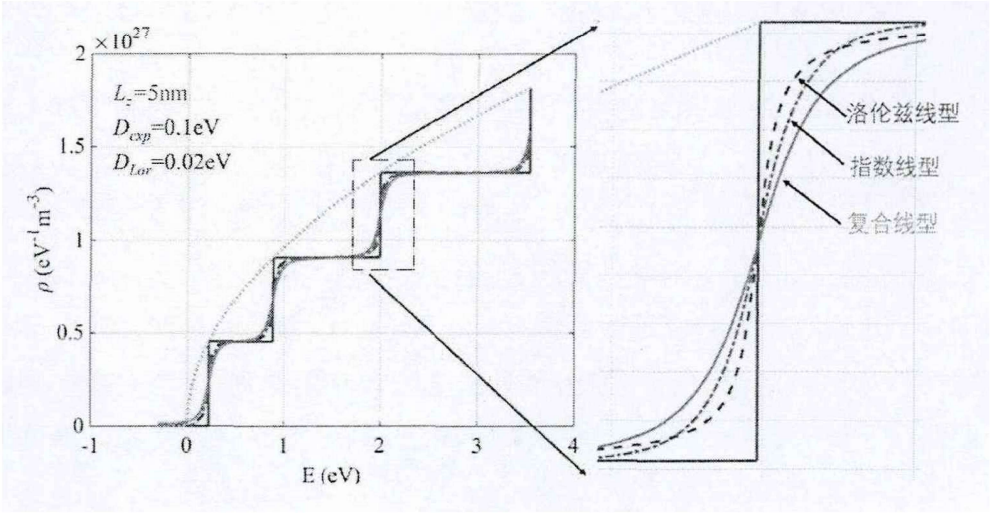


图 3-4 L_z=5nm 时复合线型（D_{exp}=0.1eV，D_{Lor}=0.02eV）的电子态密度曲线

3.3 弥散电子态密度曲线在分数维度电子态系理论中的运用

上一节中我们计算了在不同弥态允率密度函数线型下的电子态密度曲线，并进一步阐述了实际情况中的复合弥散线型及此时的电子态密度，我们已经知道，在能级弥散理论未提出时，典型的二维结构例如量子阱中，存在着台阶化的电子态密度，而应用的能级弥散理论后，二维结构的态密度曲线不再是陡峭的台阶，而是“蜿蜒”的曲线，并且随着弥散宽度的增加，曲线偏离台阶的程度也会增加。典型的体材料的电子态密度则是抛物线的形状，那么以量子阱为例，我们很自然地想到，在引入能级弥散理论后，在量子阱的厚度从典型的二维（譬如 5nm）增加的过程中，例如在从典型二维增加到典型三维（体材料，譬如 300nm）的过程中，不同厚度下的电子态密度曲线是不同的，那么这时候的态密度曲线既偏离台阶形状较远，又非抛物线的形状，较之台阶状，棱角被钝化了，较之抛物线又具有波纹。如何定义此厚度下的维度呢？诚然，这既非二维，亦非三维。这就意味着此时的维度介于二维和三维之间，即处在分数维度。那么典型的二维、三维等整数维度亦可看成是分数维度的特例，在理想的情况下，只有在厚度为零时才是理论上的二维，在厚度为无穷大时在是理论上的三维，在实际的实验中，一般量子阱的厚度已经非常接近理想的二维情况，而体材料的厚度则十分接近三维的情况。由上所述，我们将引入能级弥散后从而发生变化的电子态密度、维度等统称

为分数维度电子态系理论，例如二维和三维之间的分数维度便是介于二维和三维这两个典型的整数维度之间，那么上一节中的弥散电子态密度曲线便是为分数维度电子态系理论提供了清晰的物理图像。

此外，弥散电子态密度曲线还对基于分数维度电子态系理论的 SLD 器件的优化提供了支持。该理论的提出者任晓敏教授发现，采用分数维度异质结构替代传统的典型整数维度异质结构作为器件有源区可显著提升 SLD 器件性能。譬如，当采用典型的阱体间分数维度结构（或称“阱类”分数维度结构）有源区制备 SLD 器件时，可获得较之采用典型量子阱有源区的 SLD 更宽的光谱线宽和较之采用典型体材料有源区的 SLD 更大的输出功率，同时器件的偏振不灵敏度较之采用典型量子阱有源区的 SLD 也将得到改善。这是因为典型的量子阱作为器件的有源区时，其在较宽带宽内的增益谱具有多个峰值，即增益曲线不平坦，而使得此曲线具有单峰值时所需要的有源层的厚度较厚，不妨记为 d_1，而从上一节所展示的电子态密度物理图像我们知道，引入能级弥散采用分数维度后，会使得电子态密度不再是陡直的台阶，而是“蜿蜒”的曲线，那么增益谱不平坦的这一现象便会得到改善。这样当有源区厚度增大时，无需增大到上述 d_1 便可实现单峰，而此时有源层的增益较 d_1 时更大，因此引入分数维度理论后在改善超辐射管有源区的增益谱型的同时，还可尽量保持增益的强度，即在改善器件光谱特性的同时，尽可能保持器件的功率。

3.4 本章小结

本章中我们进行了能级弥散理论的介绍、不同线型的弥态允率密度函数对应的电子态密度的计算，并且并进一步阐述了实际情况中的复合弥散线型，此外还包括对分数维度电子态系理论的介绍。在这一章中，我们先对能级弥散的概念做了介绍，然后分析计算了不同线型（指数线型和洛伦兹线型）的弥态允率密度函数对于电子态密度的影响、所带来的态密度的变化，比较了能级弥散宽度取值不同时电子态密度曲线的变化，之后进一步阐述了实际情况中可能的复合弥散线型，最后介绍了弥散电子态密度曲线在分数维度电子态系理论中的运用。本章为基于能级弥散的分数维度电子态系理论的进一步发展提供了支持。

参考文献

[1] Ren X. Theoretical investigation on the continuous evolution of the electron-gas dimensionality: from bulk materials to quantum dots[C]//Asia Communications and Photonics Conference. Optical Society of America, 2012: PAF4A. 6.

[2] Ren X. Modification of the theory on the energy-level dispersion and the continuity of the electron-gas dimensionality (invited talk/plenary session)[C]//21st International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology (Nano). St. Petersburg. 2013: 347-349.

[3] Ren X. Novel understanding of electron states architecture and its dimensionality in semiconductors[J]. Optics and Photonics Journal, 2013, 3(02): 322.

第四章 III-V 族量子阱材料及器件研究

上一章中我们介绍了能级弥散以及分数维度电子态系理论，在本章中我们将基于典型量子阱进行激光器与超辐射管的制备。本章我们将首先介绍 InP 量子阱激光器与超辐射管的结构、制备与测试结果等，在 InP 基材料中，采用了 InGaAsP 和 AlGaInAs 两种材料分别作为有源区；然后介绍 GaAs 基 InGaAs 量子阱激光器和超辐射管的结构、制备与测试结果等，并将着重对比分析不同波导形状的 InGaAs 量子阱器件的测试结果。

4.1 InP 基量子阱材料的结构及器件

在本节中，我们制备了两种不同结构的 InP 基器件，这两种结构分别采用了 InGaAsP 和 AlGaInAs 多层量子阱作为有源区，此两种结构是我们与合作单位在 InP 衬底利用 MOCVD 生长得到，这里我们分别对其进行介绍。

4.1.1 InP 基 InGaAsP 量子阱激光器及超辐射管

如表 4-1 所示，是我们使用的 InP 基 1.3 微米啁啾量子阱结构，整个结构生长在(100) InP 衬底上，首先是 1.5μm 的 InP 限制层，然后是 90nm 的 InGaAsP 波导层，此处 InGaAsP 采用 Q1.05，即 InGaAsP 晶格与 InP 匹配，光致发光波长在 1.05μm 处。波导层结束后，生长的是六层有源区，有源区采用啁啾结构，分为两个周期，每个周期都是由三个不同阱宽的量子阱组成，它们的厚度分别是 5nm、6nm、7nm，所采用的 InGaAsP 的发光波长位于 1.4μm 处。采用这种啁啾结构的目的是拓宽有源区的发光谱，这样，制备出的器件更易实现宽谱发光。有源区生长结束后，是 90nm 的 InGaAsP 波导层，同样，此处的波导层采用 Q1.05。波导层结束之后，生长的是 60nm 的 InP 限制层，然后是 18nm 的 InGaAsP 腐蚀截止层。之后上面依次是 1.5μm 左右的 InP 限制层、230nm 的 InGaAs 高掺杂层（欧姆接触层）以及最后 5nm 的 InP 盖层。在工艺制备的过程中，需要进行波导的腐蚀，而 InP 和 InGaAsP 材料所用的腐蚀液不同，通常情况下 InP 材料会使用 HCl 系的溶液进行腐蚀，InGaAsP 使用 H_2SO_4 系的溶液进行腐蚀，HCl 无法腐蚀 InGaAsP。这样在光刻以后进行脊型波导制备的时候，使用 HCl 系腐蚀液对 InP 限制层进行腐蚀，当腐蚀液接触到腐蚀截止层时，由于无法进一步腐蚀 InGaAsP，进一步的纵向腐蚀便会停止，这就是腐蚀截止层的作用。该结构中有源区的 PL 波长是从 1.25μm 到 1.4μm，PL 的半高宽超过了 100nm。

表 4-1 InP 基 InGaAsP 量子阱器件结构

Layer Descriptions	Thickness	Doping Type	Comment
InP:Zn	5nm	p+ ~ 5E17-1E18	
$In_{0.53}Ga_{0.47}As$:Zn	230nm	p++ ~ 1.5E19	Contact
InP:Zn	1.5μm	p+ ~ 5E17-1E18	Cladding
InGaAsP:Zn Q1.05	18nm	p+ ~ 5E17	Etch stop layer
InP:Zn	60nm	p+ ~ 5E17	Cladding
Q1.05	90nm	Undoped	Waveguide
Barrier Q1.05	10nm	Undoped	×2 period Active 有源区共 6 层
Well Q1.4	7nm		
Barrier Q1.05	10nm		
Well Q1.4	6nm		
Barrier Q1.05	10nm		
Well Q1.4	5nm		
Q1.05	90nm	Undoped	Waveguide
InP:Si	1500nm	n+ ~ 5E17	Cladding
(100)InP Substrate	350μm	n+ > 1E18	

基于上述结构，我们对外延片进行了多次工艺流片。在初次进行流片的过程中，为了快速验证外延片的质量，得到相应的器件结果，我们使用了聚酰亚胺作为绝缘介质层，相比于二氧化硅多采用 PECVD 设备进行沉积，聚酰亚胺则是使用匀胶机进行涂覆，因此厚度调节范围相对较小，此次实验过程中的聚酰亚胺厚度在 1.5μm 左右。工艺流程简述如下：

1、对外延片进行清洗处理，我们一般使用丙酮、乙醇、去离子水依次漂洗外延片。在对该外延片进行工艺之前，由于表面有 5nm 的 InP 层，我们首先使用盐酸溶液（5-10%）对外延片进行漂洗，这样可以去除外延片表面的 InP 层。然后将外延片放入丙酮中，进行漂洗；放入乙醇中，进行漂洗；大量去离子水漂洗；氮气吹干。

2、光刻。本论文实验中所用到的光刻机是 H94-25C 型接触式光刻机，所用光刻胶为 AZ-5214 型光刻胶。光刻时需保证光刻版上脊型直条和外延片切边垂直，这样有利于之后的腐蚀以及解理工艺。光刻步骤与第二章中所述一致。

3、腐蚀。光刻完成后，分别使用 H_3PO_4: H_2O_2: H_2O(1: 1: 6)、HCl: HBr(1: 1.5)依次对 InGaAs 层、InP 限制层进行腐蚀。腐蚀后使用丙酮浸泡样品去胶，去胶后样片的显微镜图如图 4-1 所示。

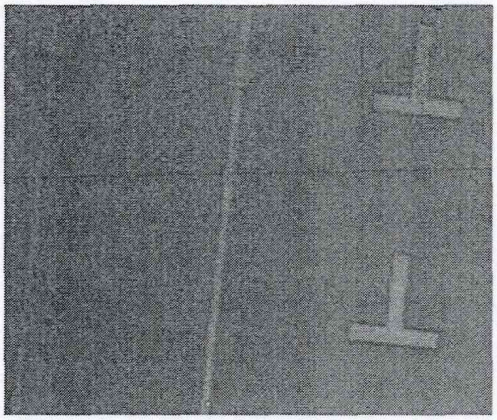


图 4-1 腐蚀去胶后显微镜图

4、涂覆聚酰亚胺。聚酰亚胺与光刻胶的旋涂方式相同，只是相比于光刻胶，在涂覆聚酰亚胺时，匀胶机的转速需要更高。涂覆完成后，不同于光刻胶的烘烤，聚酰亚胺需要进行较长时间的烘烤以进行预固化。

5、二次光刻、开电极槽。由于预固化的聚酰亚胺使用显影液便可以溶解，因此在二次光刻曝光完成后，显影的过程也同时是开电极槽的过程。显影后便可去胶，去胶后的样片显微镜图如图 4-2 所示。可以从图中清晰地看出，腐蚀好的电极槽在脊型波导条中间，电极槽两侧的侧蚀没有扩展到脊型以外。

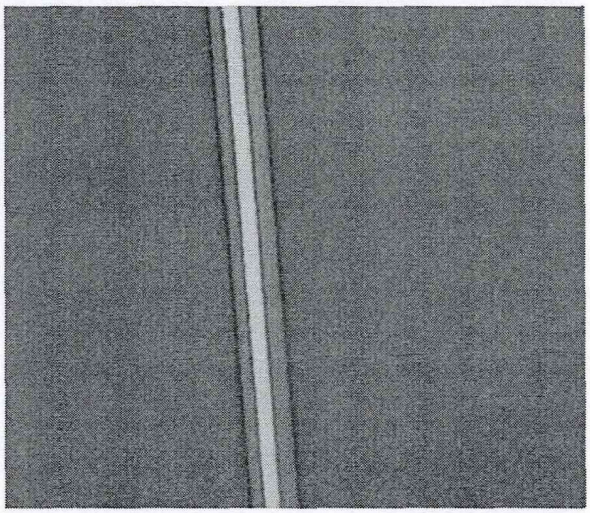


图 4-2 开电极槽去胶后显微镜图

6、三次光刻。光刻显影出电极区域，具体与第二章中所述相同。

7、溅射 P 电极。这里采用 Pt/Ti/Pt/Au 电极，厚度分别为 40nm/20nm/50nm/300nm，然后进行剥离，使得电极区域的金属留下。

8、减薄，溅射 N 面电极。此次实验的过程中，N 面电极亦采用 Pt/Ti/Pt/Au 电极体系，与 P 电极相同。

9、工艺完成后，我们对样品进行了解理，将其解理成 bar 条。为了进一步了解制备的器件电极、脊型波导相关的情况，我们对样品进行了 SEM 测试。如图 4-3 所示，可以较为清晰地看出该管芯波导呈倒梯形，并且聚酰亚胺可以良好地

包裹住波导的棱角位置，也可以看出该管芯的电极槽虽然与脊型的边界很接近，但是边界处的聚酰亚胺依然留存，这样可以起到良好的绝缘效果。

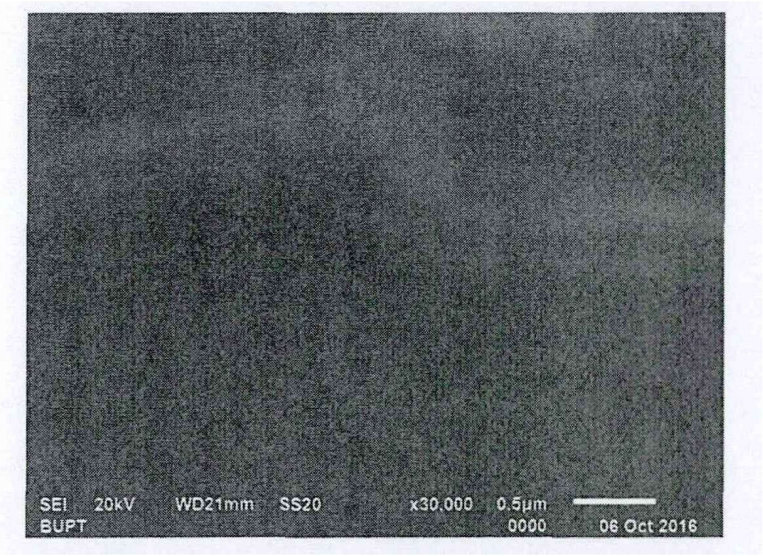


图 4-3 管芯截面的扫描电子显微镜图

对激光器管芯进行了测试，测试时使用 0.2ms 脉宽、占空比 10%、重复频率 500Hz 的脉冲电流，在室温下测得脊宽 16μm，腔长为 800μm 的管芯 PI 曲线如图 4-4 所示，其阈值电流为 240mA，对应的阈值电流密度为 1.875kA/cm^2，在注入电流为 500mA 时，管芯单边输出光功率超过 20mW。图 4-5 展示了该管芯分别在 250mA、300mA 下的光谱，从光谱图可以看出，该管芯的激射波长在 1.33μm，随着电流从 250mA 增加到 300mA，边模抑制比提高了许多。

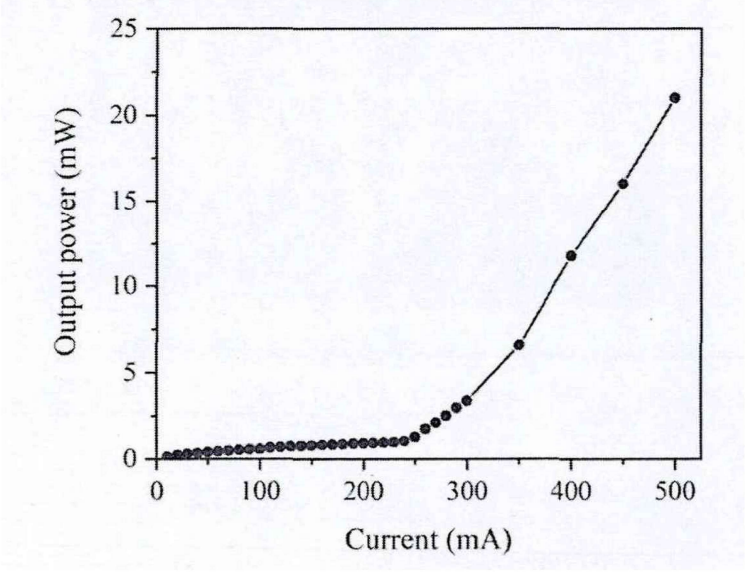


图 4-4 InP 基 InGaAsP 量子阱器件在脉冲下的 PI 曲线

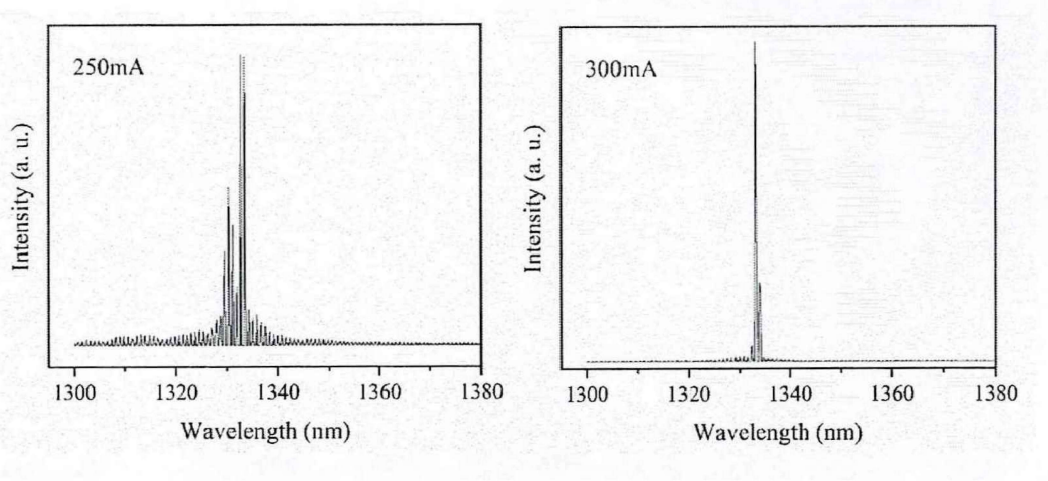


图 4-5 InP 基 InGaAsP 量子阱器件在脉冲电流下的光谱

需要说明的是，在将脉冲电流换做连续电流后，在室温下未观察到此管芯的激射现象，这说明此次实验中制备的管芯未能在室温连续激射，我们分析其原因主要有两点，一是此次实验中所用的绝缘介质层是聚酰亚胺，相比于一般几百纳米的二氧化硅而言，其厚度太厚，且热导率低，削弱了器件的散热能力，因此连续电流下器件升温快；二是这次测试时是直接对管芯进行测试，没有将管芯焊在热沉上，虽然和管芯所直接接触的测试平台是金属铜块，也能起到一定的散热效果，但是相比于将管芯烧结在铜热沉上，其散热效果应当是不足的。因此，接下来，针对此外延片，我们再次进行了工艺流片，工艺步骤与上述区别在于，绝缘介质层采用的是 300nm 厚的 SiO_2，采用 PECVD 沉积，并且在解理完成后，为提高散热效果，并且便于之后的测试，将管芯烧结到了镀铟的铜热沉上。图 4-6 是脊宽 10μm、腔长 2mm 的器件在室温连续电流下测得的 PIV 曲线，由图中可以看出，该器件的阈值电流为 160mA，对应的阈值电流密度为 0.8kA/cm^2，电流为 500mA 时器件的功率为 23.6mW，并且从该器件的 iv 曲线可以看出，器件的开启电压在 0.8V，通过 IV 曲线计算得到该器件的串联电阻为 0.34Ω。图 4-7 展示了该器件在 170mA 和 180mA 下的光谱，180mA 下激光器的光谱宽度为 1.4nm。与上面脉冲条件下光谱比较我们可以看出，连续状态下的光谱的中心波长在 1.37μm，相较于脉冲电流下的波长要长了许多，这是由于连续电流下有源区升温较高，造成有源区的增益峰红移，因此造成了激射波长的红移。

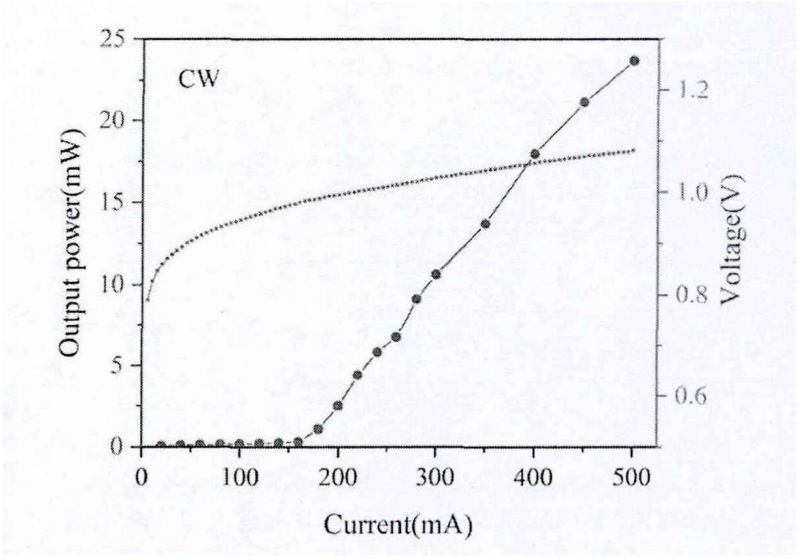


图 4-6 InP 基 InGaAsP 量子阱器件在连续电流下的 PI 曲线

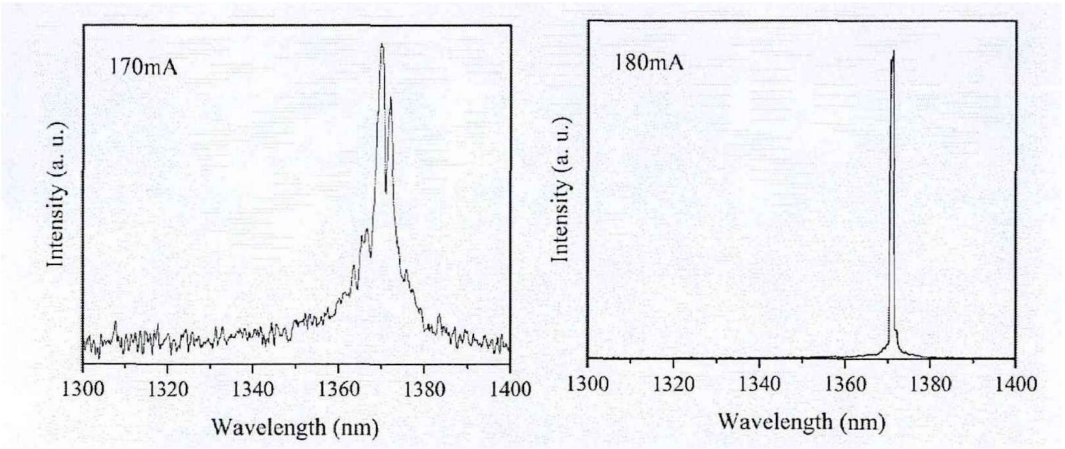


图 4-7 InP 基 InGaAsP 量子阱器件在连续电流下的光谱

对于该外延片，我们还制备了弯曲波导形状的器件，即超辐射器件，图 4-8 是弯曲波导的示意图，该弯曲波导由直波导部分（L_1）与弯曲波导部分（L_2）组成，其中，弯曲波导部分采用的是一定曲率的圆弧形波导，弯曲的角度是端面处波导切线与端面法线之间的夹角。对于脊宽 10μm、长度 2mm 的弯曲波导器件，我们测得了弯曲 10° 的器件的 PI 特性，如图 4-9 所示，可以看出，该器件较之激光器而言，其 PI 曲线稍有平滑，前述的激光器阈值电流为 160mA，而对应此超辐射管在电流增加到 250mA 附近时功率才明显增加，这说明弯曲波导端面的低反射率以及弯曲波导部分的波导损耗使得器件的达到同样的输出光功率时所需要的载流子浓度增加，即注入的电流密度增加。该器件在 250mA、300mA、350mA 下的光谱如图 4-10 所示，从光谱图可以看出，随着注入电流的增加，光谱宽度没有明显变化，保持在 27nm 左右。需要注意的是，我们发现该器件的光谱调制度很高，即光谱纹波较大，我们分析这应当是由于器件的端面中存在较高的剩余反射率所导致，此外，由于此器件的波长稳定性较差，在测试的过程中，由于注入连续电流后，有源区的温度会不断升高，其光谱的峰值波长也在不断变

化，这可能也是造成测得的光谱纹波较大的原因。当电流达到 400mA 时，器件的光谱如图 4-11 所示，这时光谱中出现了激射峰，这是由于器件波导形状为单边弯曲波导，而直端面存在着较大的反射率，而弯曲端面也可能存在着一定的剩余反射率，随着注入电流的增加，在 400mA 的时候注入电流密度已经很高，波导内的光场增强，便可能出现振荡，器件中的激射成分逐渐增加，最终出现激射。

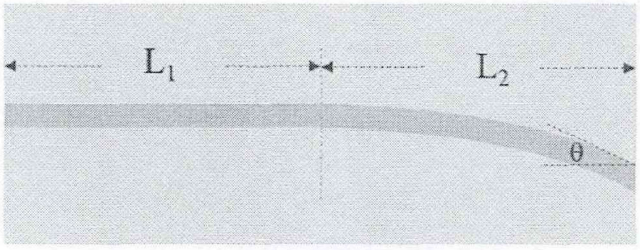


图 4-8 弯曲波导形状示意图

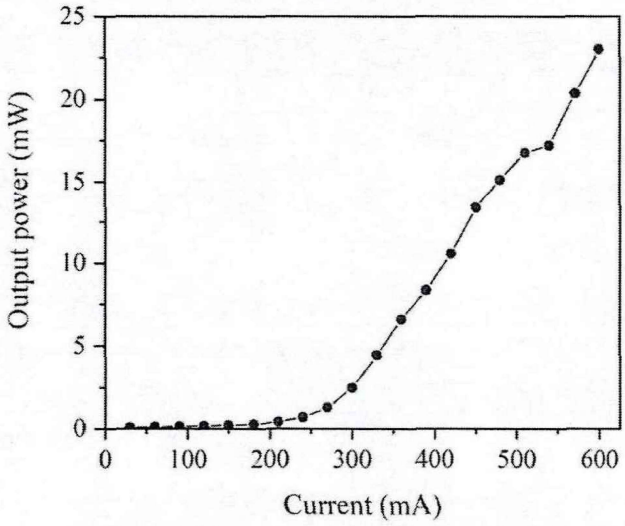


图 4-9 弯曲波导的超辐射管的 PI 曲线

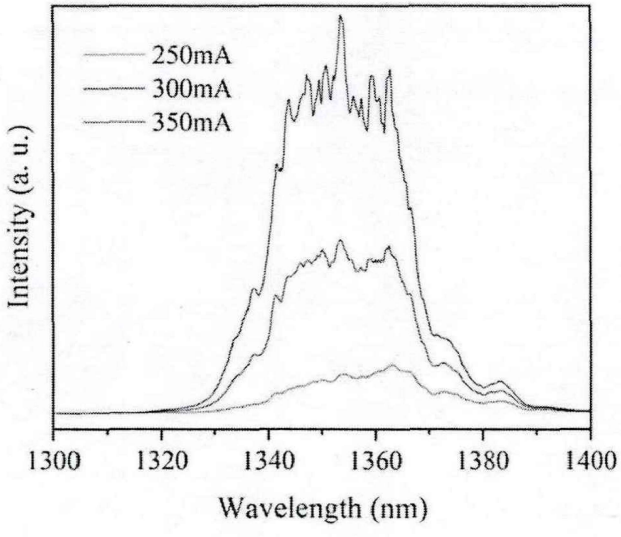


图 4-10 弯曲波导的超辐射管在不同电流下光谱

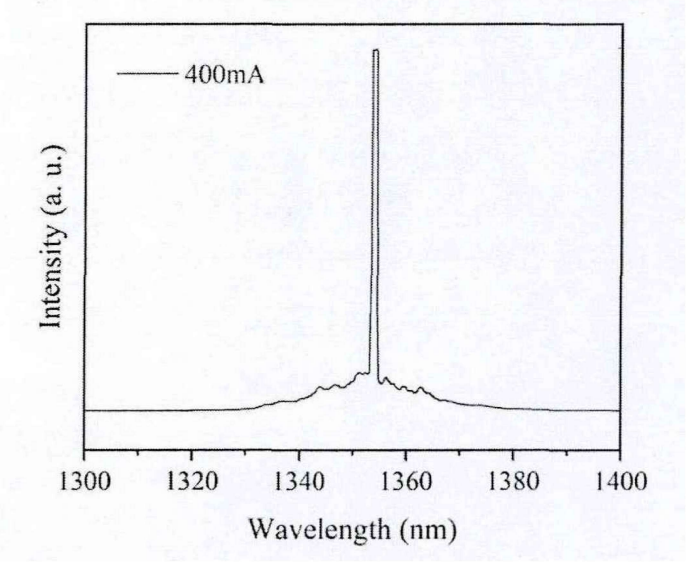


图 4-11 弯曲波导的超辐射管在 400mA 电流下光谱

4.1.2 InP 基 AlGaInAs 量子阱激光器及超辐射管

除上述 InGaAsP 量子阱啁啾结构外，我们还利用另外一种非啁啾结构制备了激光器和超辐射器件，结构如表 4-2。该结构中，每层量子阱均采用了同一厚度，均为 5nm 的 AlGaInAs。

表 4-2 InP 基 AlGaInAs 量子阱器件结构

Layer Descriptions	Thickness	Strain	Comment
$In_{0.53}Ga_{0.47}As$:Zn	200nm		Contact
InP:Zn	1.7μm		Cladding
InGaAsP:Zn Q1.15	70nm		Etch stop layer
InP:Zn	40nm		
InGaAsP:Zn Q1.15	30nm		
InP:Zn	40nm		
AlInAs	50nm		
AlGaInAs GRIN	50nm		
Barrier	10nm	0.3%(张)	
Well	5nm	1.2%(压)	×6
Barrier	10nm	0.3%(张)	
AlGaInAs GRIN	50nm		
AlInAs	50nm		
InP:Si	1000nm		Cladding
InP Substrate	350μm		

同样地，我们使用该结构的外延片进行了器件工艺流片，完成后将 bar 条焊至热沉上，然后进行了测试。测得脊宽 10μm、腔长 2mm 的激光器在室温连续电流下阈值电流为 92mA，对应阈值电流密度为 460A/cm^2，PI 曲线如图 4-12 所示，

此激光器的激射波长在 1.3μm 附近，92mA 及 100mA 时的激射光谱如图 4-13 所示，可以看出在 92mA 时器件刚刚激射，光谱宽度为 4.6nm，在 100mA 时，光谱宽度已经很窄，为 1.3nm，激射激射波长位于 1297nm。

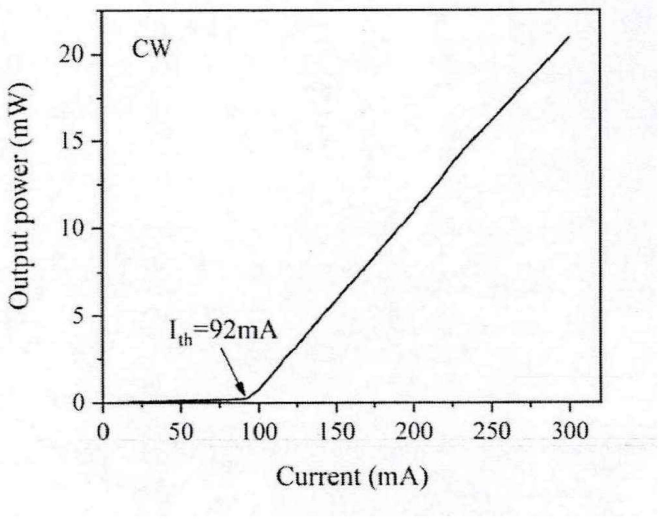


图 4-12 InP 基激光器的 PI 曲线

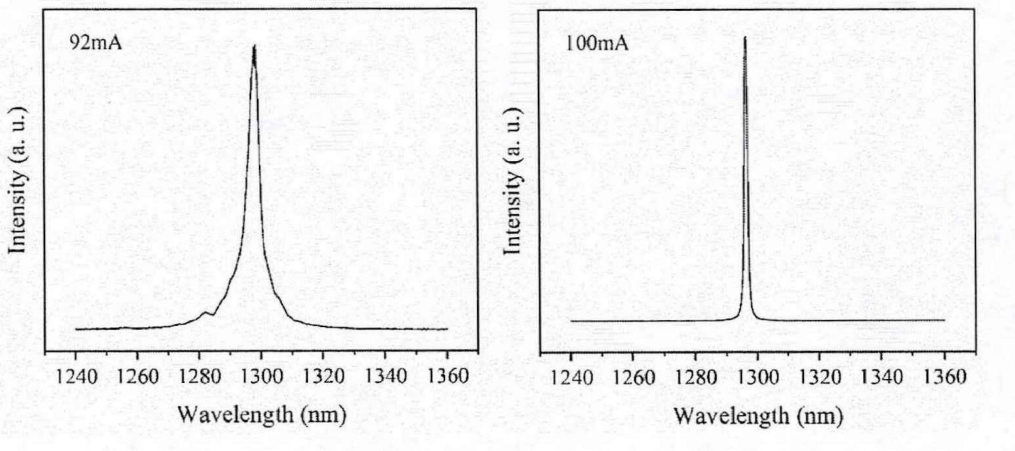


图 4-13 InP 基激光器在不同电流下的光谱

同样，对于此外延结构，我们也采用弯曲波导进行了超辐射管的制备，波导形状与前述 InGaAsP 量子阱的器件一致，前述激光器测试后完成后，我们进一步测试了采用弯曲波导结构的超辐射管芯，所测管芯的弯曲角度均为 10°，总长度为 2mm，其中，L_1 为 1mm，L_2 为 1mm，脊宽为 10μm、20μm、30μm 三种。图 4-14 是这三种脊宽的管芯在室温连续电流下的 PI 曲线。图 4-15、图 4-16、图 4-17 分别为这三种管芯在不同电流下测得的光谱。可以看出，其谱宽随着电流的上升而略有降低，在功率较大（>30mW）时谱宽依然能够保持在 10nm 左右。从不同脊宽的器件的 PI 曲线可以看出，随着脊宽的增加，器件 PI 曲线中功率增大的弯曲部分对应的电流变大，并且可以看出，在器件的超辐射区域，斜率效率基本相同，这说明对于该器件而言，不同脊宽下弯曲波导的损耗相差不大，这表明该脊型器件脊型处等效折射率与两侧之差较大，即对光场的横向限制作用要好。

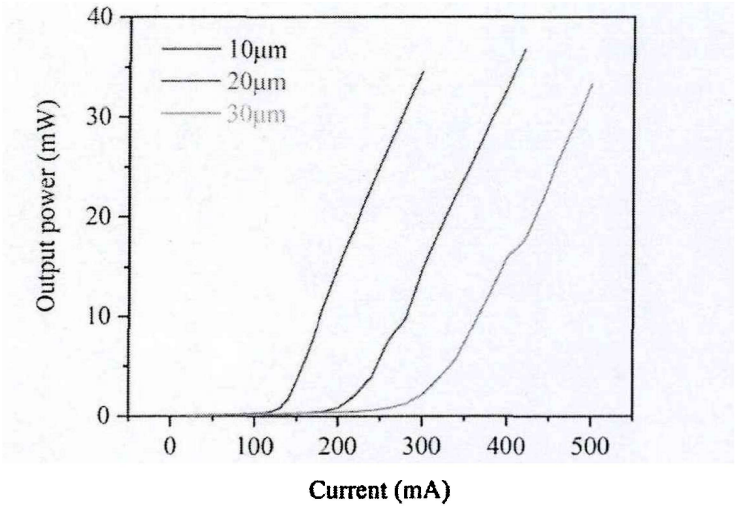
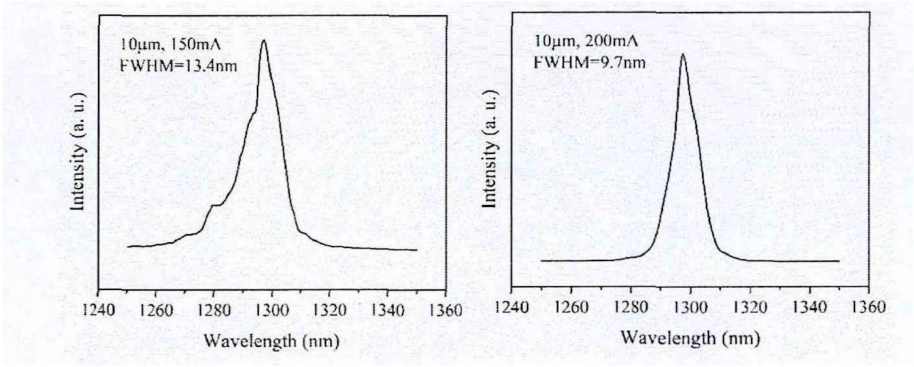


图 4-14 超辐射管的 PI 曲线



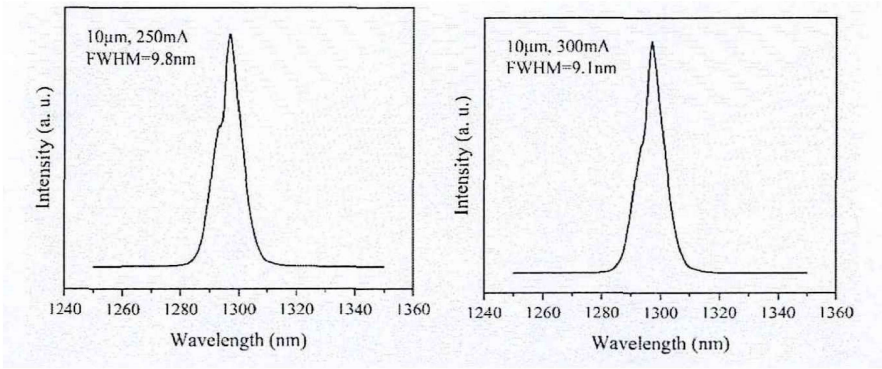


图 4-15 10μm 脊宽的超辐射管芯的光谱

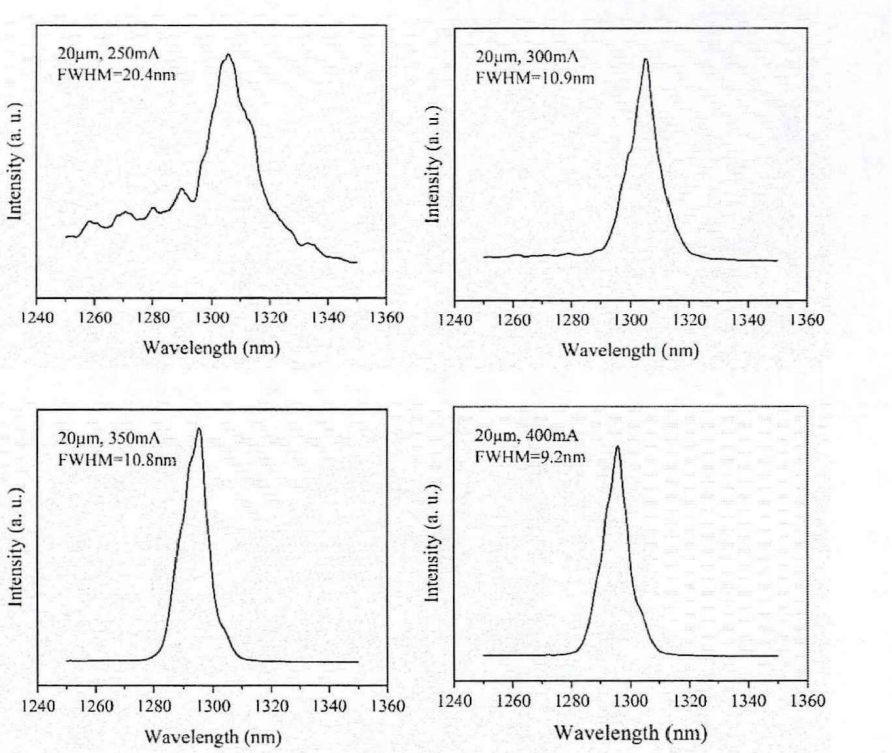


图 4-16 20μm 脊宽的超辐射管芯的光谱

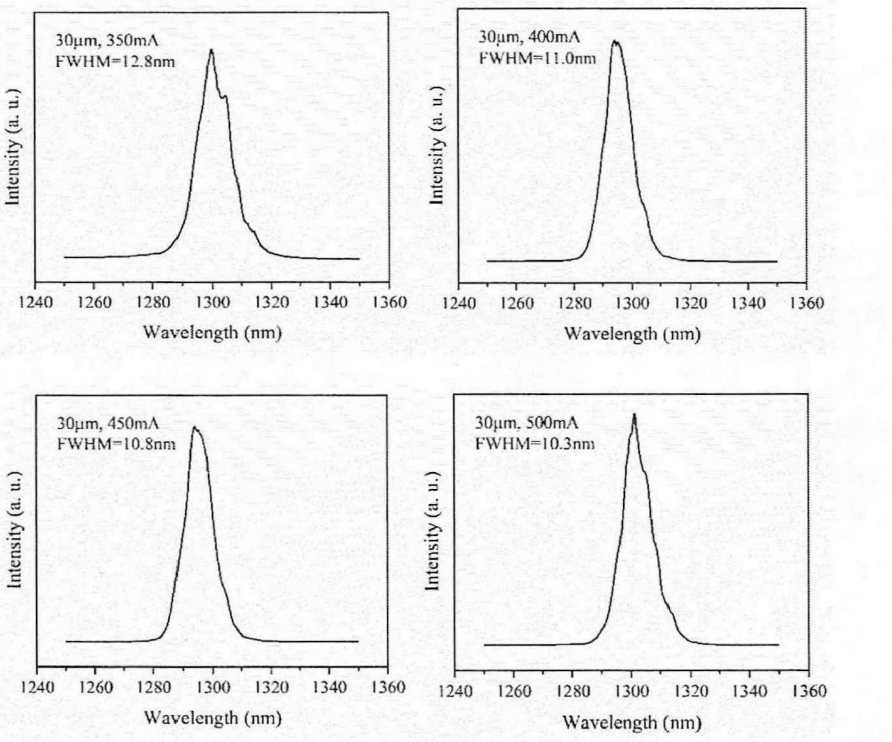


图 4-17 30μm 脊宽的超辐射管芯的光谱

4.2 GaAs 基量子阱材料的外延及器件

4.2.1 GaAs 基 InGaAs/GaAs 量子阱结构外延

除了上述 InP 基 1.3μm 波段的器件外，我们还进行了 GaAs 基 1.1μm 波段 InGaAs 量子阱器件的外延与制备。

表 4-3 GaAs 基 InGaAs 量子阱器件结构

Layer Descriptions	Thickness	Doping Type	Comment
GaAs Contact	200nm	p++ ~ 2*E19	Contact
$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ cladding	1500nm	p+ ~ E18	Cladding
GaAs waveguide	80nm	Undoped	Waveguide
GaAs	25nm	×5	
InGaAs	10nm		
GaAs waveguide	100nm	Undoped	Waveguide
$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ cladding	1500nm	n+ ~ 2E18	Cladding
GaAs buffer	300nm	n+ ~ 2E18	Buffer
GaAs Substrate	350μm	n+ > 1E18	

该器件的外延结构如表 4-3 所示，首先是在 GaAs 衬底上生长 300nm 厚的 GaAs 缓冲层，然后是下包层，采用 1500nm 厚 $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 层，AlGaAs 下包层生长结束后，是 100nm 的 GaAs 波导层，然后生长多层量子阱有源区，多层该量子阱有源区生长结束后，再依次生长 80nm 的 GaAs 波导层、1500nm 的 $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 上包层以及 200nm 的 GaAs 欧姆接触层。其中 GaAs 缓冲层以及 AlGaAs 下包层为 n 型掺杂，n 型掺杂使用的掺杂源是硅烷（SiH_4），AlGaAs 上包层及欧姆接触层为 p 型掺杂，p 型掺杂使用的掺杂源是二乙基锌（DEZn）。有源区为 5 层的 InGaAs/GaAs 量子阱，阱层为 10nm 厚的 InGaAs，垒层为 25nm 厚的 GaAs。该多层量子阱结构的 PL 中心波长在 1088nm，光谱半宽为 23nm。

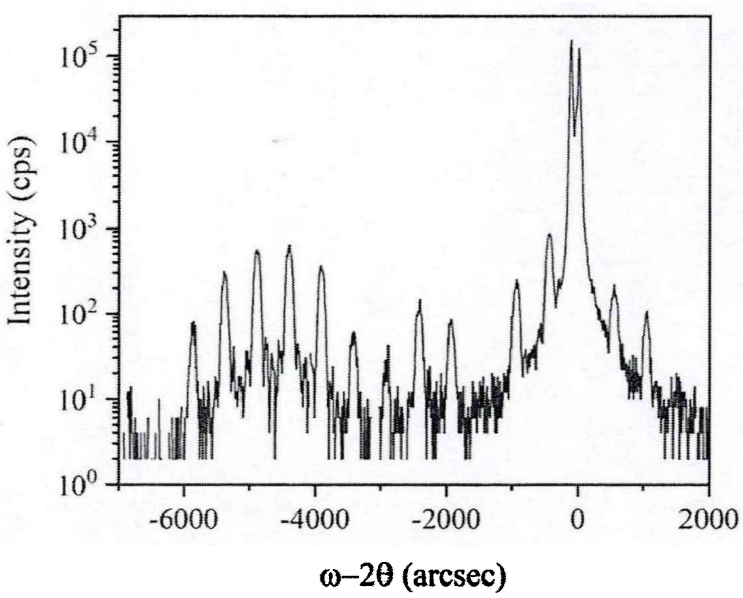


图 4-18 GaAs 基量子阱器件结构的 XRD 测试图

我们对该结构进行了 XRD 测试，测试结果如图 4-18 所示，位于 0 arcsec 位置的峰是 GaAs 衬底峰，左侧为 AlGaAs 峰，从 XRD 图中可以清楚地看出，AlGaAs 的峰要高于 GaAs 衬底峰，这是因为上下限制层的 AlGaAs 层组分相同，且厚度较厚，因此峰值较强，同时我们也能清楚地看到左侧的多层量子阱的卫星峰，细锐的卫星峰表明我们生长的量子阱具有良好的晶体质量。通过对此 XRD 曲线进行拟合计算，我们得到该 InGaAs 量子阱中 In 的组分为 0.27（0.265）。

4.2.2 GaAs 基 InGaAs/GaAs 量子阱激光器

对于此种结构，我们进行了工艺制备，制备流程与前述 InP 基器件基本相同，只是所用的 P 面金属为溅射的 Ti/Pt/Au，N 面金属为蒸发的 Au/Ge/Ni-Au，我们制备了不同脊型波导的器件，其中直波导为激光器，弯曲或者倾斜波导等为超辐射器件，其中腔长 2mm、脊宽 10μm 的激光器的 PI 曲线如图 4-19 所示，阈值电流为 90mA（对应阈值电流密度为 450A/cm^2），单边斜率效率为 0.141mW/mA，外量子效率为 25.23%。该激光器的激射光谱如图 4-19 所示，其光谱半高宽为 1.8nm，激射波长位于 1106nm，偏振度测试仪（DOP）测得的偏振度在 97%（18.2dB）以上。

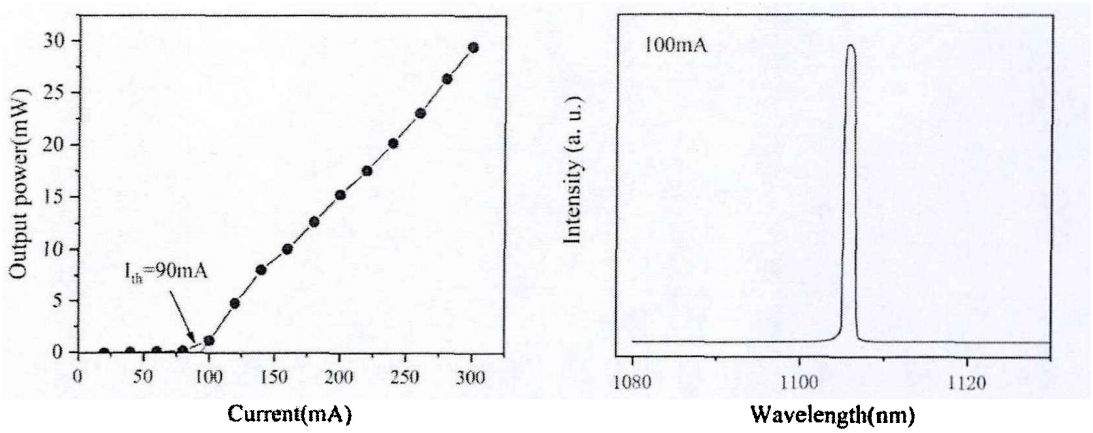


图 4-19 2mm 的 GaAs 基量子阱激光器的 PI 曲线与光谱

腔长 1mm、脊宽 10μm 的激光器的 PI 曲线如图 4-20 所示，该器件的阈值为 50mA，对应阈值电流密度为 500A/cm^2，60mA 下的激射光谱图见图 4-20，其光谱中心波长在 1110nm，半高宽为 1.4nm。我们观察到在激光器的 PI 曲线中出现了扭折（kink），这与激光器结构的均匀性、脊型波导中载流子的分布等多种因素有关，可以理解为随着电流的增加，波导中载流子的分布不均匀，随着激射的增强，有源区中心载流子浓度降低，造成了局部的增益空间烧孔效应，造成增益下降，功率曲线产生扭折，并且此时器件内部为多横模工作[1][2]，因此在之后再进行实验时，我们可以将脊宽减小，使得高阶模式截止，使得器件工作在基模，以避免扭折。

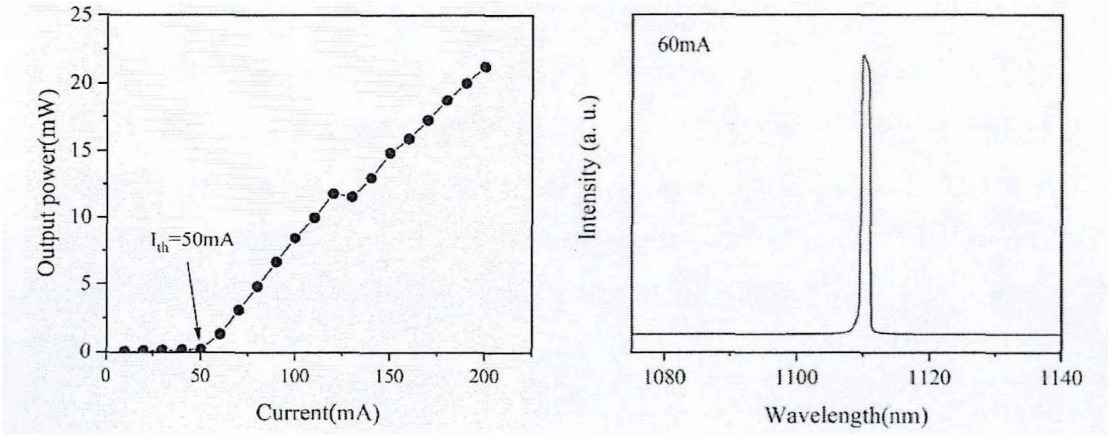


图 4-20 1mm 的 GaAs 基量子阱激光器的 PI 曲线与光谱

4.2.3 GaAs 基 InGaAs/GaAs 量子阱超辐射管

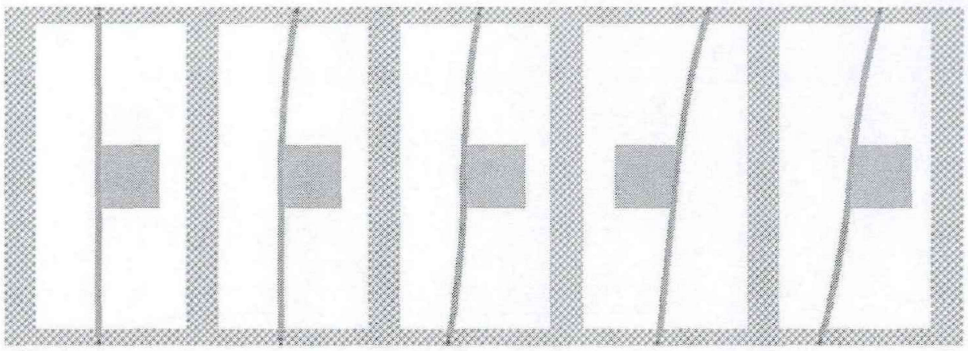


图 4-21 GaAs 基量子阱不同波导形状

我们制备了不同波导形状的器件，波导形状如图 4-21 所示，包括直条波导（激光器）、弯曲波导、双边弯曲波导、倾斜弯曲波导、倾斜双边弯曲波导，其中直波导（激光器）在上面已经介绍。下面我们主要来介绍其他形状的波导。这里我们所设计的波导中，弯曲部分的长度为 0.5mm，弯曲角度为 10°，对于倾斜弯曲波导而言，则是在 6°倾斜的基础上加上了 10°的弯曲，具体来讲就是对于 1mm 长度的波导而言，单边弯曲波导由 0.5mm 直波导和 0.5mm 弯曲波导组成，倾斜单边弯曲波导由 0.5mm 弯曲波导和 0.5mm 倾斜波导组成；对于 2mm 长度的波导而言，单边弯曲波导由 1.5mm 直波导和 0.5mm 弯曲波导组成，倾斜单边弯曲波导由 0.5mm 弯曲波导和 1.5mm 倾斜波导组成。这些弯曲或者倾斜弯曲波导均是为了减小腔面的反馈，从而抑制器件内的振荡。

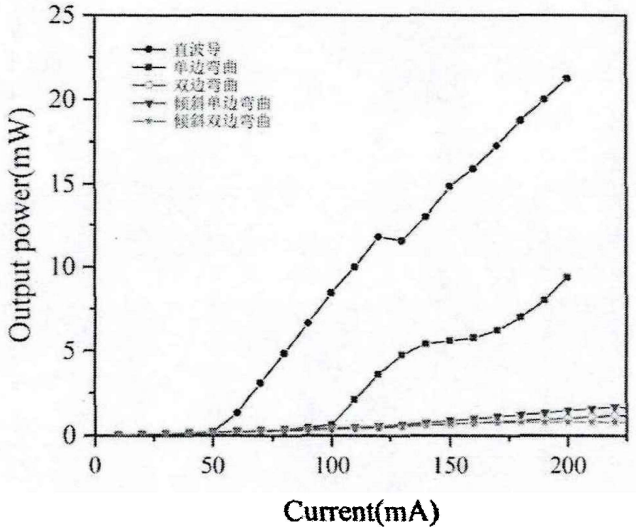


图 4-22 1mm 的 GaAs 基量子阱不同波导器件的 PI 曲线

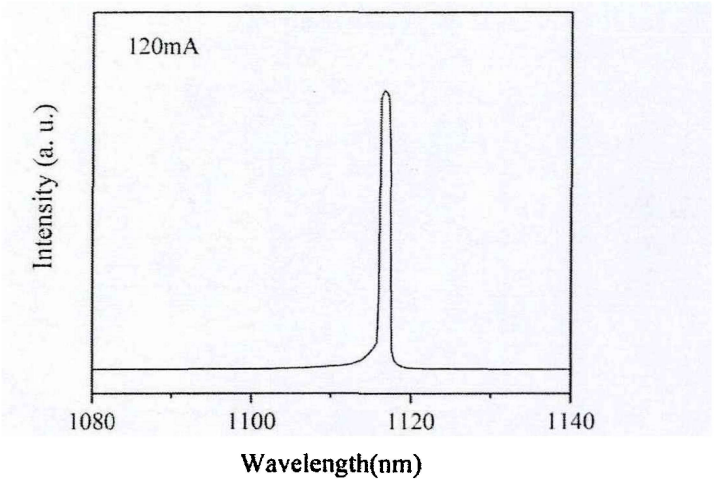


图 4-23 1mm 的 GaAs 基量子阱单边弯曲波导器件在 120mA 下的光谱

长度 1mm 的不同波导形状的 PI 曲线如图 4-22 所示，除直波导激光器外，其他波导形状中只有单边弯曲波导的功率较高，从图 4-22 中可以看出，单边弯曲波导的 PI 曲线的阈值相比于激光器不明显，从 PI 曲线上展示出一定的超辐射特性，继续测试其光谱发现，在 120mA 时该器件的光谱已经为激射谱（图 4-23），这说明此波导抑制激射的效果不够。剩余波导形状的器件功率很低，其原因有：一、增益区不够长，对于 1mm 的器件而言，弯曲器件的增益区较短，对于单边弯曲而言，仅有 0.5mm 左右，对于其他形状而言增益区更短；二、弯曲部分损耗较大，由于弯曲波导部分倾斜角度为 10°，而弯曲部分的长度为 0.5mm，相对而言其曲率半径较小，因此造成波导损耗较大。

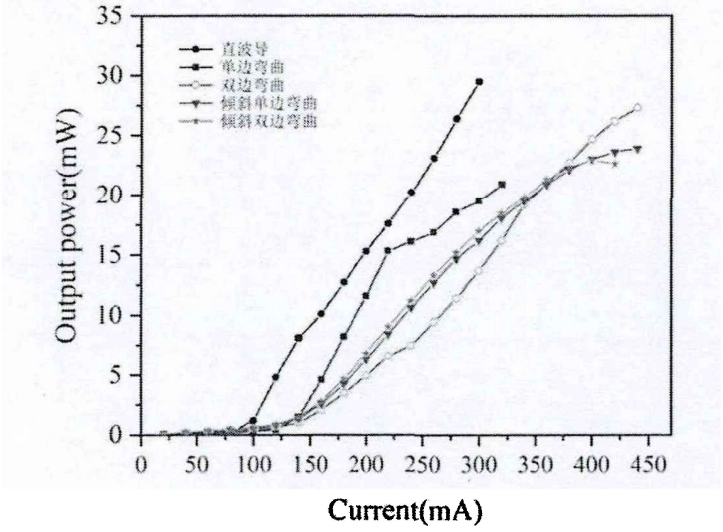


图 4-24 2mm 的 GaAs 基量子阱不同波导器件的 PI 曲线

图 4-24 是 2mm 长度下不同波导形状对应的器件的 PI 曲线图，比较不同波导形状的管芯的 PI 曲线，我们可以看出，除直波导外，其他形状的波导中，单边弯曲波导的 PI 曲线阈值较为明显，其他波导对应的器件的 PI 曲线变化比较缓慢。与上述 1mm 的器件有所区别的是，器件长度增加到 2mm 的时候，由于器件

中增益区长度的增加，器件在电流增加时功率也明显增大，单边弯曲的波导是除了直条外功率增长最快的波导形状，这点容易理解，是因为单边弯曲波导的增益区较长，并且在一端还存在着较高的反射率，双边弯曲波导两端面也存在着剩余反射率，并且由于增益区较长，最后器件达到了激射，这从他们的光谱中可以看出，图 4-25 是单边弯曲波导和双边弯曲波导在 200mA 下电流的光谱，此时光谱宽度已经很窄，是激射谱。

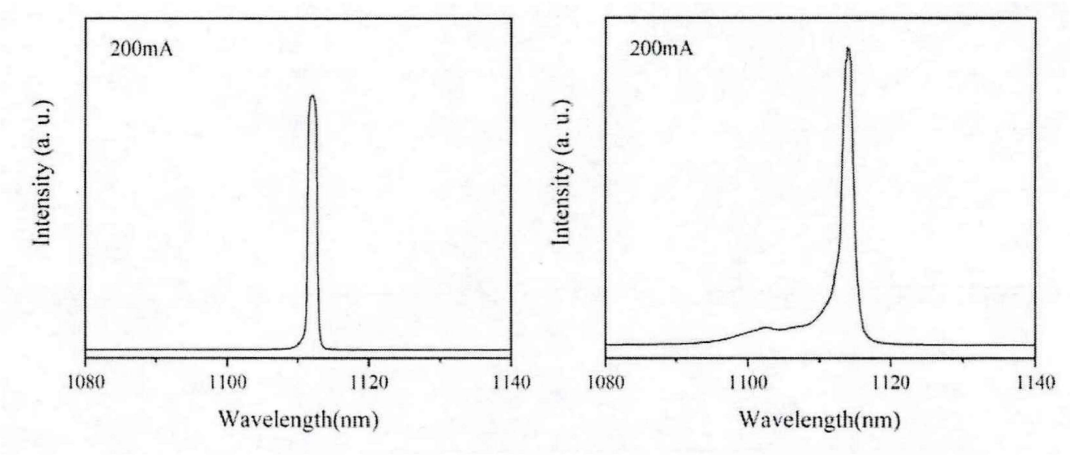


图 4-25 单边弯曲（左）和双边弯曲波导（右）在 200mA 下的光谱

对于倾斜弯曲波导而言，无论是倾斜单边还是倾斜双边弯曲，其 PI 曲线相差不多，这应当是由于对于此类形状的波导而言，两个端面的反射率均已经非常低，因此，对于这两种波导而言，其增益区的长度可以认为相差不多，且端面反射率很小，器件一端输出的光功率就是波导内的一次放大的自发辐射，在相同的注入电流下，输出的光功率较为接近。

为了进一步地分析倾斜弯曲波导器件，这里我们将倾斜单边弯曲波导和倾斜双边弯曲波导器件的 PI 曲线单独列出，首先是倾斜单边弯曲波导，如图 4-26 所示，可以明显看出随着电流的增加，其输出的光功率较为“平滑”地增大，展示出一定的超辐射特性，其光谱如图 4-27 所示，在 200mA 时，其光谱宽度为 9.4nm，在 300mA 时其光谱宽度为 9.2nm。同时峰值波长也从 1106nm 红移到 1110nm 附近。对于倾斜双边弯曲波导的器件而言，其变化趋势与单边弯曲一致，从图 4-28 所示的 PI 曲线上可知光功率也对应增大，其半高宽逐渐减小，如图 4-29 所示，250mA 时为 12.6nm，300mA 时为 12nm，350mA 时为 9nm，400mA 时为 8.3nm。并且在电流为 400mA 时功率已经超过 20mW。虽然光谱宽度依然较窄，但是相对于激光器几纳米的谱宽，该器件的谱宽明显较宽。随着电流的增加，光谱的峰值波长不断增加，这是由于电流增加时，器件内部的热效应增强，有源区内部温度升高，因而波长红移，这与继续加大电流后器件功率达到饱和这一现象一致。同时对该器件进行 DOP 测试，测得偏振度在 42%（3.9dB）左右，这相比于前述激光器 97%的偏振度低了很多，说明此时出射光中 TE 模式所占的比例有所降低，

其原因我们分析主要包括以下两点：一是光在器件内部没有进行振荡，因此对于TE、TM 模式的光而言，没有因为在器件内振荡而造成 TE 模的激射，所以相对于激光器而言，TE 模所占的比例有所降低；二是此波导形状包含弯曲波导，光在波导内进行传输时，TE 模的损耗相对 TM 较多，所以其在整个光场中所占的比例下降。这对我们以后进行低偏振度超辐射管的研制有着借鉴作用，可以通过调整波导弯曲的角度或者曲率半径等，在能够接受的弯曲损耗的前提下，有效地调控 TE 模与 TM 模的泄露比例，从而调控器件的偏振状态。

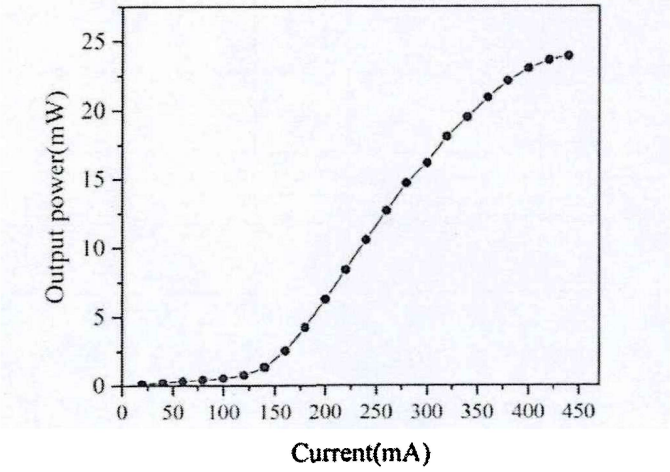


图 4-26 2mm 的 GaAs 基量子阱超辐射管（倾斜单边弯曲波导）的 PI 曲线

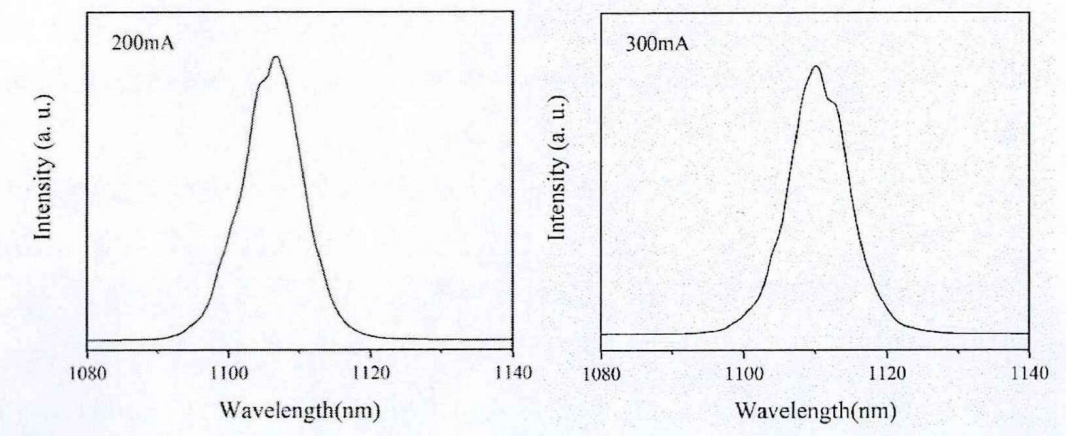


图 4-27 2mm 的 GaAs 基量子阱超辐射管（倾斜单边弯曲波导）在不同电流下的光谱

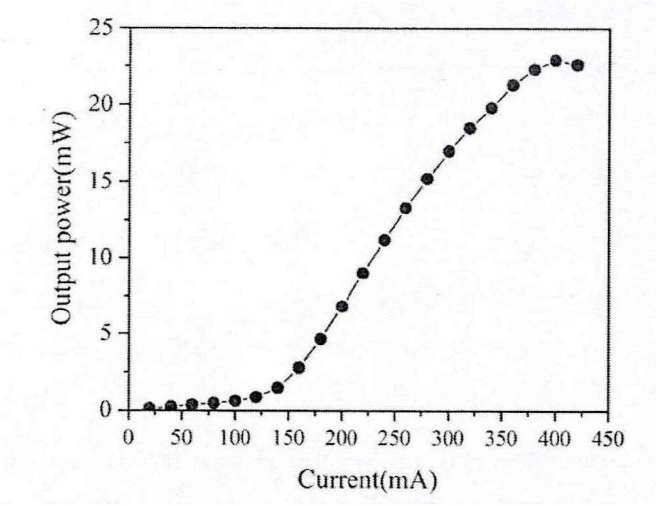


图 4-28 2mm 的 GaAs 基量子阱超辐射管（倾斜双边弯曲波导）的 PI 曲线

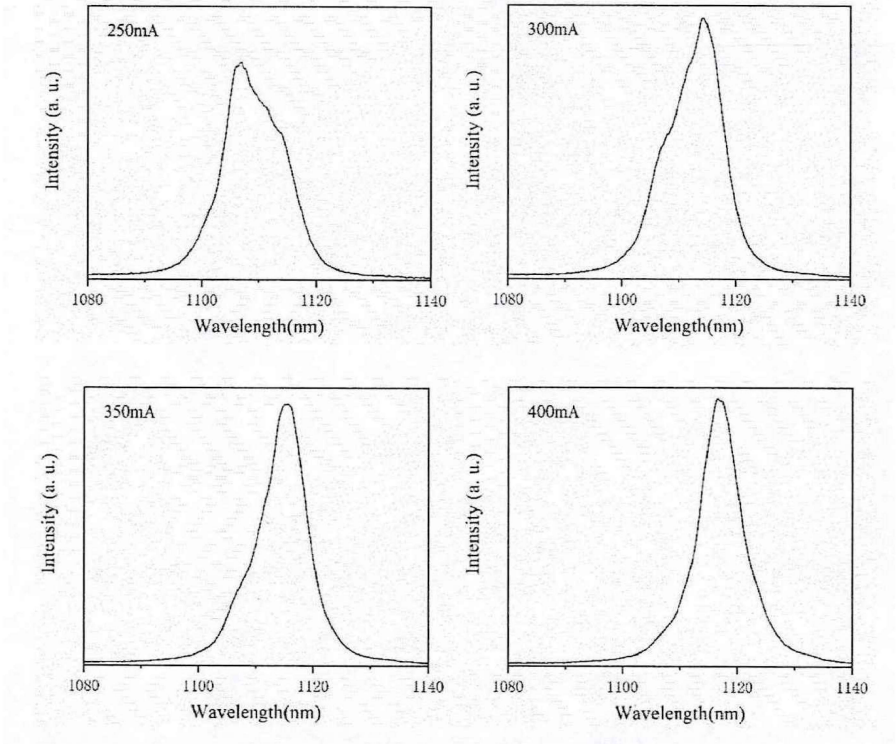


图 4-29 2mm 的 GaAs 基量子阱超辐射管（倾斜双边弯曲波导）在不同电流下的光谱

通过上述对不同形状波导的分析我们知道，对于此多量子阱器件而言，由于多量子阱区域的增益较高，而本身激光器的阈值电流密度很低，因此一旦腔面存在剩余反射率，那么在增益区足够长、电流较大的情况下便会出现激射的情况，因此对于此类器件而言，可以进一步增大弯曲的角度，从而更加有效地抑制腔内的振荡。或者可以对应地减小增益区长度，即将器件内的直波导部分长度减小，这样，由于增益较小，在同样的电流注入密度下，器件便不易激射，然而这样带来的问题是由于增益区长度太短，器件的输出功率不会很高。

4.3 本章小结

本章中我们基于典型量子阱进行了激光器及超辐射管的制备，具体研究了III-V族量子阱材料及器件，包括InP基和GaAs基的量子阱激光器及超辐射管。我们首先介绍了InP基InGaAsP量子阱器件的结构，然后较为详细地描述了相关器件的制备，包括激光器和超辐射管，进而对制备的器件进行了测试；我们还制备了InP基AlGaInAs量子阱的发光器件。除InP基的量子阱器件外，还进行了GaAs基的InGaAs量子阱的研究，首先是InGaAs量子阱器件结构的外延，然后将外延片制备成器件管芯，进行了相关发光器件的测试，同样也包括激光器和超辐射管。为进一步制备性能更加优异的介于二维到三维间的分数维度超辐射管奠定了基础。

参考文献

[1] 江剑平. 半导体激光器[M]. 电子工业出版社, 2000.

[2] Tan G L, Mand R S, Xu J M. Self-consistent modeling of beam instabilities in 980-nm fiber pump-lasers[J]. IEEE journal of quantum electronics, 1997, 33(8): 1384-1395.

第五章 III-V 族量子点材料及器件研究

本章是 III-V 族量子点材料及器件研究，在本章中我们将基于典型的零维的量子点进行激光器及超辐射管的制备，在制备量子点激光器及超辐射管之前，首先需要进行量子点的制备（生长）。量子点最为广泛的两种制备方法为：化学合成[1]、自组织生长[2]。本章中所用的量子点的制备方法是自组织生长，主要是采用 MOCVD、MBE 等外延生长技术，利用晶格的不匹配，使得量子点在基底表面自组织生长[3]。薄膜生长时有三种模式，层状生长（frank-van der mere, FM）模式、岛状生长（vollmer weber, VM）模式以及层岛混合生长（stranski krastanov, SK）模式，顾名思义，层状生长是指薄膜在衬底表面以层状的方式逐层生长；岛状生长指薄膜在衬底表面沉积时，直接成核生长出岛状结构；层岛混合生长是指薄膜在衬底表面生长时，先以层状的方式生长一定厚度，之后以岛状的方式成核生长出岛状结构，如图 5-1 所示。本章中，我们是利用 SK 模式生长 InAs 量子点。以 GaAs 上生长 InAs 量子点为例，我们知道，GaAs 的晶格常数是 5.6533 Å，而 InAs 的晶格常数是 6.0583Å，它们间存在较大的晶格失配（7%），生长开始时，InAs 首先以层状进行生长，当生长的层状厚度达到临界厚度（约 1.7ML）时，由于应力的积累，由层状生长转变为岛状生长，InAs 开始在层状的表面随机成核，随着沉积量的增加，变为小岛，因此对于 InAs 量子点而言，在其下方是一层薄薄的二维的 InAs 层，称之为浸润层（wetting layer）。这种生长方法可以获得大量光学性质良好、分布较为可控的单层或者多层量子点，是目前最常用的制备量子点的方法，生长出来的量子点如图 5-2 所示，量子点的横向大小、高度等并不是完全一致，而是在一定范围内的分布。自组织量子点可用于量子点发光器件[4][5][6]、量子点光探测器[4][7][8]、量子点太阳能电池[4][9][10]等光电器件的制备。本章中，我们围绕量子点的生长以及器件制备展开，首先就量子点的 MOCVD 生长进行了优化，进而将多层量子点有源区与限制层相结合，进一步生长了量子点器件结构，之后我们基于生长的结构进行了量子点激光器的制备，另外我们还就 MBE 生长的量子点结构进行了激光器/超辐射管的制备，最后，我们就硅基多层量子点结构进行了外延。

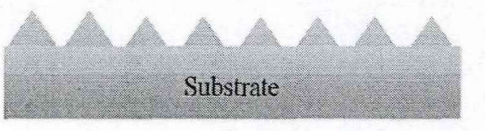


图 5-1 SK 模式生长示意图

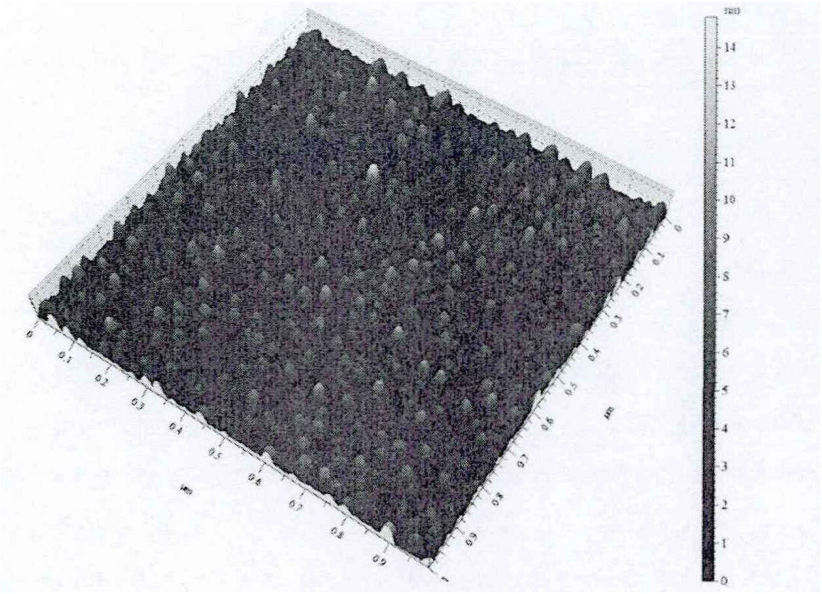


图 5-2 量子点示意图

5.1 GaAs 基 InAs 量子点结构的生长及优化

5.1.1 量子点生长的优化方法

影响 InAs 量子点特性的因素有许多[11]，包括量子点的生长温度、沉积速率、沉积量、五三族比（V/III）、底层与盖层的组分与厚度、间隔层的厚度等，许多生长条件都会对最终的量子点的特性造成很大的影响，因此在进行量子点的生长条件优化时，需要综合考虑多个因素的影响，所需要优化的生长参数很多。本论文在实验室前期生长量子点经验的基础上，首先将量子点的生长温度选择为 500℃，五三族比选择为 5，沉积速率选定为 0.03ML/s，进行量子点的生长。

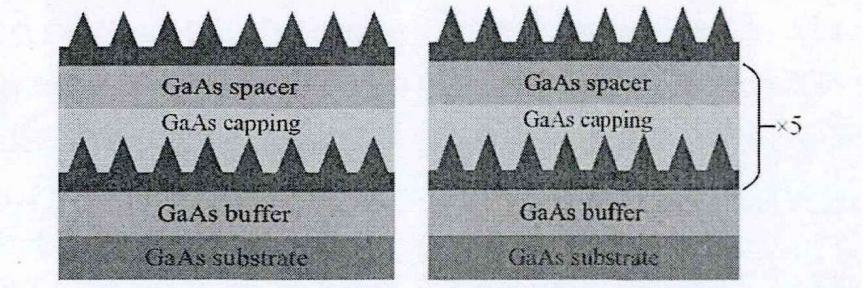


图 5-3 单层量子点结构（1+1 结构）与多层量子点结构（5+1 结构）

我们在生长量子点的时候，通常而言，单层量子点的增益较低，量子点器件的有源区多使用多层量子点，例如 5 层，因此，我们需要对多层量子点进行优化，那么在多层量子点之间是否会由于应力的积累造成随着层数的增加量子点的尺寸分布发生变化呢？为避免这一问题，这里我们首先进行了单层量子点的生长，如图 5-3 所示，在 GaAs 衬底上生长 GaAs 缓冲层，然后生长 InAs 量子点，再生长一定厚度的盖层（即 overgrown 层或 capping 层，此盖层的生长温度与量子点

相同），之后，生长一定厚度的 GaAs 间隔层，其厚度为 30nm，再在上面生长一层裸露的量子点用以测试表面形貌，我们称之为 1+1 结构。继而我们进行了多层量子点的生长，结构也如图 5-3 所示，将前述单层量子点部分重复生长 5 次，然后再在表面生长一层裸露的量子点以用来测试表面形貌，我们称之为 5+1 结构。首先我们就这两种结构进行了量子点形貌的比较，如图 5-4 所示，两个结构中，量子点生长条件完全相同，生长温度为 500℃，V/III 为 5，沉积速率为 0.03ML/s，沉积量为 2.55ML，量子点沉积完后生长暂停时间为 30s，低温 GaAs 盖层为 8nm，同样在 500℃下生长，GaAs 间隔层为 30nm，生长温度为 600℃。从 AFM 图中可以看出，多层量子点的尺寸分布与单层量子未见明显区别，这说明在生长多层量子点的过程中，较厚的间隔层厚度有效地缓解了量子点层间的应力，从而避免了随着层数的增加造成量子点的尺寸增加。

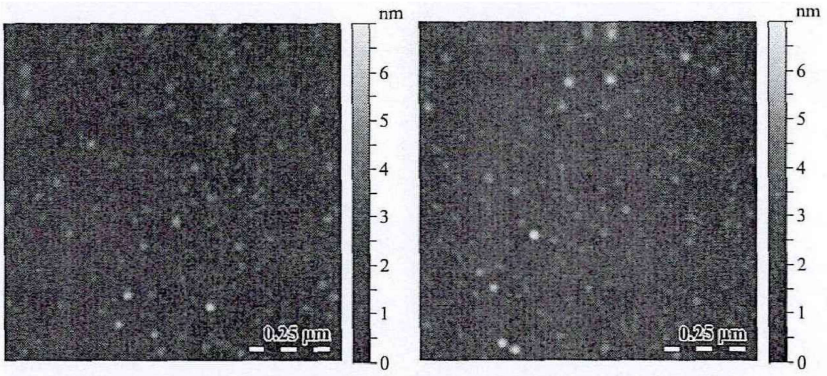


图 5-4 1+1 结构（左图）和 5+1 结构（右图）量子点的形貌对比

在确定 GaAs 间隔层可以有效地缓解量子点产生的应力，使得每层量子点基本不受下层的影响之后，我们便直接对多层量子点进行优化，我们首先比较了 InGaAs 盖层对发光波长的影响，对于上述多层量子点结构，我们将 GaAs 盖层替换为 InGaAs 盖层，In 的组分约 0.15，其余层与上述多层量子点相同，然后我们对这两种结构进行了 PL 测试，测试的 PL 结果见表 5-1，使用 GaAs 盖层的多层量子点的峰值波长为 1173nm，光谱的半高全宽（FWHM）为 89nm；使用 GaAs 盖层的多层量子点的峰值波长为 1206nm，FWHM 为 81nm。可以发现波长红移了 30 多纳米，这说明采用 InGaAs 盖层会增加量子点的发光波长，这是因为在 InGaAs 盖层的生长过程中，减少了量子点内的 In 原子向盖层的迁移，同时 InGaAs 和 InAs 之间应力较小，减小的应变降低了 InAs 量子点的带隙宽度，并且还会使量子点的尺寸有所增加[12]。

表 5-1 InGaAs 盖层对量子点的影响

样品	盖层	PL 峰值波长	PL 半高宽
#1	GaAs	1173nm	89nm
#2	$In_{0.15}GaAs$	1206nm	81nm

通过上述两个样品相比较我们得知 InGaAs 盖层可使波长红移，另外我们还进行了含有 InGaAs 底层的量子点的生长，我们发现在量子点下方插入一层几纳米厚度的 InGaAs，会使量子点的密度提高，且 PL 谱的峰值增强，即发光特性变好，图 5-5 所示是 5+1 结构且含有 InGaAs 底层的 AFM 图，该结构的生长条件为：生长温度为 500℃，V/III 为 5，沉积速率为 0.03ML/s，沉积量为 2.5ML，量子点下方有 5-6nm 的 InGaAs 层，In 的组分为 0.15，量子点生长结束后无生长暂停，低温 GaAs 盖层为 8nm，同样在 500℃下生长，GaAs 间隔层为 30nm，生长温度为 600℃。之所以将生长暂停取消，是因为生长暂停时砷烷存在，会使得 InAs 继续在样品表面迁移，从而使得量子点之间的合并增加，而插入 InGaAs 底层之后需，由于点的密度已经较高，点与点之间的距离很近，继续生长暂停的话会使小岛合并成大岛而降低发光效率。

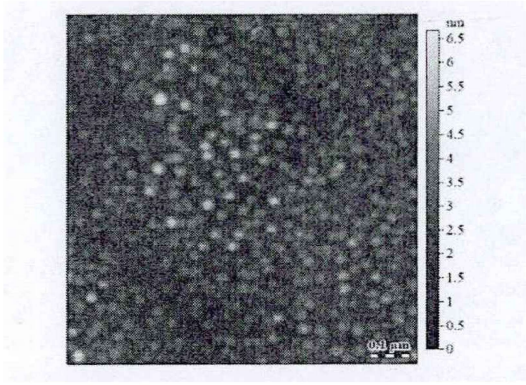


图 5-5 含有 InGaAs 底层的量子点形貌图

由于在插入 InGaAs 底层后多层量子点的 PL 峰值变强，这对于多层量子点作为激光器的有源区是有利的，因而在之后的优化过程中，我们生长多层量子点均插入了 InGaAs 底层。进而，为了在生长与优化多层量子点时更接近器件的结构，我们在进行生长条件优化的过程中，在多层量子点区域的下方加入了 AlGaAs 层，如图 5-6 所示，该结构是在 GaAs 衬底上首先生长缓冲层，然后生长一层一定厚度的 AlGaAs 层，再在该 AlGaAs 层上方生长 GaAs 层以及多层量子点。我们先将 AlGaAs 层的厚度设定为了 500nm，Al 的组分设定为了 0.55，然后在 AlGaAs 上面生长 GaAs 层以及多层量子点。

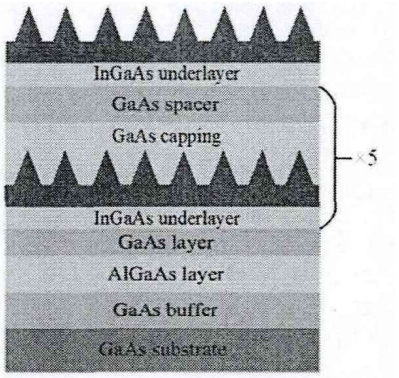


图 5-6 含有 AlGaAs 层的多量子点结构（InGaAs 底层）

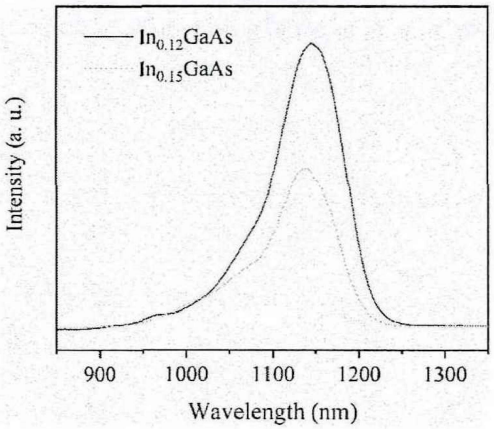


图 5-7 不同组分的 InGaAs 底层对 PL 的影响

由于 InGaAs 底层可以增加量子点的密度，提高发光强度，因此我们在生长温度 500℃，V/III 为 5 的情况下，对采用不同组分 InGaAs 底层的量子点进行了比较，InGaAs 底层厚度均为 5-6nm，组分分别为 0.12、0.15，其余生长条件相同（沉积量 2.5ML，GaAs 盖层），图 5-7 是这两种组分下样品的 PL 比较，可以看出，两者的发光波长相差不多，$In_{0.12}GaAs$ 底层的样品 PL 强度更强，$In_{0.15}GaAs$ 底层的样品 PL 强度稍弱，这可能是由于在此生长厚度下，InGaAs 的组分偏高，造成整体的应力偏大，从而在量子点的生长过程中，出现位错的概率增大，导致非辐射复合增加，PL 的强度下降。

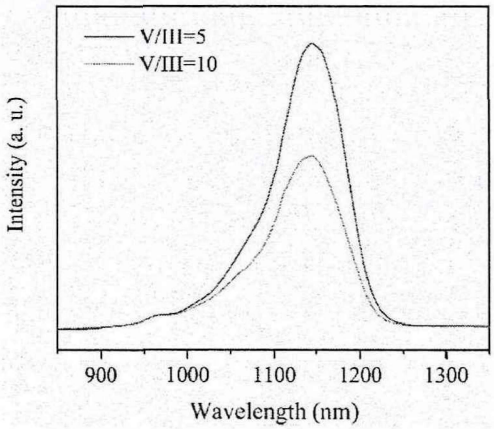


图 5-8 不同 V/III 对 PL 的影响

进而，在同样的 $In_{0.12}GaAs$ 底层的情况下，我们又对两种 V/III 下生长的多层量子点的 PL 进行了比较，两种 V/III 分别为 5，10，其余生长条件相同，图 5-8 是这两种样品的 PL 比较，可以看出，两者的发光波长基本一致，V/III 为 5 的样品 PL 强度更强，我们分析这是由于量子点的密度已经较高，V/III 变大会增加 In 的迁移，使得量子点的合并增多，导致发光效率下降。

5.1.2 量子点器件有源区的生长

前面我们介绍了量子点的基本优化方法，而前述的 InAs 多层量子点的 PL 发光波长多处于 1.1μm-1.2μm 间，距离 1.3μm 波段还有较大的差距，因此我们按照优化方法不断对所生长的样品进行对比和优化，继续研究了 GaAs 基 InAs 多层量子点的 MOCVD 生长，深入比较了不同生长条件下的多层量子点的 PL 发光强度，进一步优化了适合作为激光器有源区的多层量子点结构。最终优化调整后的生长条件为：InAs 量子点及其盖层生长温度为 525°C，GaAs 隔离层（即 spacer 层）温度为 600°C。525°C 低温生长的盖层总厚度为 14nm，完全覆盖住 InAs 量子点，InGaAs 底层采用 $In_{0.15}Ga_{0.85}As$，厚度在 3nm 左右，低温盖层为 $In_{0.22}Ga_{0.78}As$ 和 GaAs，厚度分别为 4-5nm 和 10nm，间隔层厚度不少于 30nm。采用该生长条件，我们进行了多层量子点的生长，通过调整量子点的沉积时间，即沉积量，我们生长了光致发光波长接近 1.3μm 的多层量子点结构。在多层量子点结构中，均采用阱中点（dots-in-a-well，DWELL，即 InAs 量子点生长在 $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ 底层上，用 $In_{0.22}Ga_{0.78}As$ 盖层覆盖）的方式来拓展量子点发光波长。同时，在 GaAs 盖层和间隔层之间，采用了 15s 的砷烷暂停来消除大岛，从而尽量避免量子点发光特性的恶化[13][14]。图 5-9(a)是我们所生长的多层量子点结构图，首先是在 GaAs 衬底上生长 300nm 厚的 GaAs 缓冲层，缓冲层在 685°C下生长，然后是下包层，采用 900nm 厚 $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ 层，也是在 685°C下生长，Al 的组分选择 0.8 一是为了减小外延层表面的粗糙度，二是为了增加限制层对载流子和光场的限制能力。AlGaAs 下包层生长结束后，是同样温度下生长的 100nm GaAs 波导层，然后将温度降到 525°C，生长多层量子点有源区，多层量子点采用 5+1 结构，即生长 5 层量子点，之后在最上方生长一层裸露无盖层的量子点以便进行 AFM 测试。每层量子点中，首先生长 3nm 厚度的 InGaAs 底层，In 的组分为 0.15，之后进行 InAs 量子点的生长，这里 InAs 量子点的沉积量可以调节，例如我们生长了 2.8ML、2.9ML、3.0ML 等不同沉积量的量子点。InAs 量子点生长结束后，我们使用 4nm 左右的 InGaAs 盖层对其进行覆盖，In 的组分采用 0.22，然后生长 10nm 的 GaAs 盖层。之后将生长温度从 525℃升高到 600℃，生长 30nm 的 GaAs 间隔层，这就完成了一层量子点的生长。

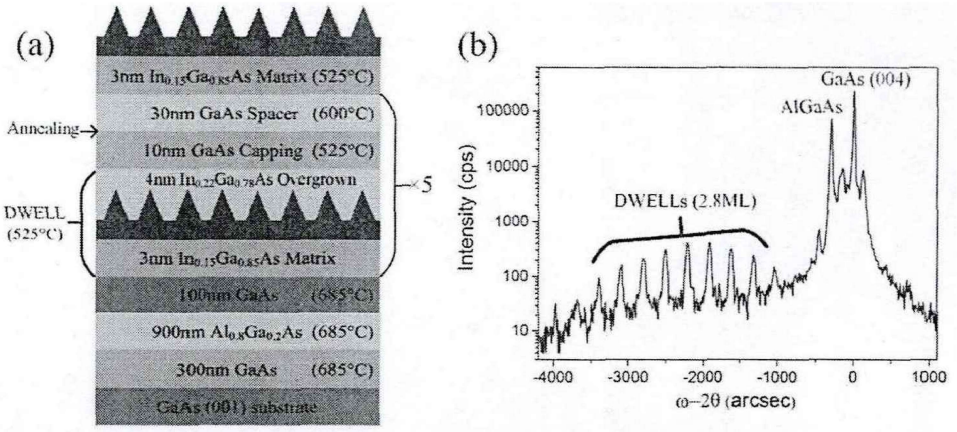


图 5-9 (a)多层量子点结构及(b)该结构对应的 XRD 曲线

图 5-9(b)是该结构的 XRD 图，该图是在量子点的沉积量为 2.8ML 时所测，从图中可以看出，衬底峰左侧是 $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ 峰，左侧的卫星峰是多层量子点区域的峰，窄细的卫星峰表明了多层量子点区域较好的晶体质量。

图 5-10 是不同沉积量下的原子力显微镜图，我们看到，随着沉积量的增加，在较大的扫描范围内，逐渐出现团簇，在沉积量为 2.8ML 时，$5\times5\mu m^2$ 的扫描面积下未见大岛或者团簇，当沉积量增加到 2.9ML 时，$5\times5\mu m^2$ 下开始出现少许团簇，团簇的高度在二十纳米左右，沉积量继续增加到 3.0ML 时，团簇的数量有所增加，高度在二十多至三十纳米左右。这与图 5-11 中 PL 的趋势相同，随着沉积量的增加，PL 的峰值波长红移，由 2.8ML 时的 1266nm 增加到 3.0ML 时的 1280nm，然而由于有团簇出现，PL 的强度有所下降，三种沉积量下的 PL 的半高宽分别为 90nm（70meV）、95nm（73meV）、92nm（71meV）基本一致，这与 AFM 图中插图所示的 $1\times1\mu m^2$ 下量子点的分布基本一致的情况相符合。

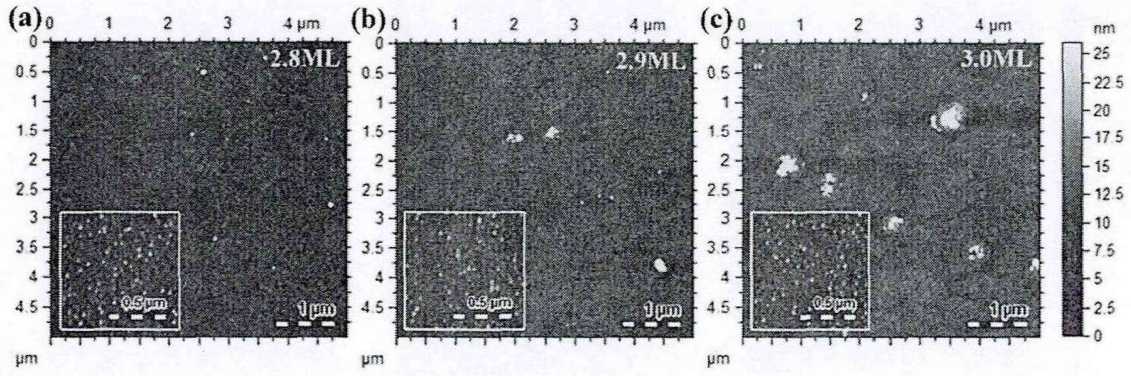


图 5-10 不同沉积量下量子点的形貌图

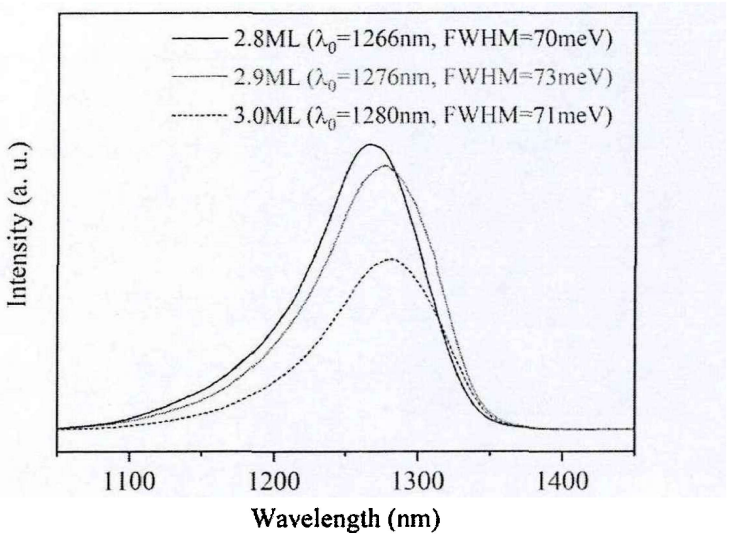


图 5-11 不同沉积量下量子点的 PL 曲线

5.1.3 量子点器件 AlGaAs 上限制层的生长

在生长激光器/超辐射管结构时，为了更好地限制载流子和光场，需要生长限制层，一般 GaAs 基量子阱器件采用 AlGaAs 限制层，如上一章中 GaAs 基的 InGaAs 量子阱器件便是如此，本章前部分中我们也描述了 AlGaAs 下限制层的生长以及量子点有源区的生长。通常而言，在 GaAs 基量子点器件的 MBE 生长中，上限制层采用 AlGaAs 较为容易，这是由于 MBE 生长所需要的温度较低，可以在较低温度下生长高质量的 AlGaAs 层，而对于 MOCVD 而言，高温度（例如 720℃）下生长 AlGaAs 层无碍，而由于在生长完多层量子点有源区后，后续限制层的生长温度若是过高，会导致量子点性能的恶化[15]，因此后续的限制层的温度不能太高。本论文中，我们为了避免量子点的特性恶化，在多层量子点生长结束后，在进行后续结构的生长过程中，将生长温度设定为了 600℃，与多层量子点有源区中的 GaAs 间隔层的生长温度相同。在 MOCVD 的生长过程中，600℃下，所生长的 AlGaAs 层中的氧含量较高，碳的含量也较高，这就造成了：1、AlGaAs 的晶体质量不好；2、AlGaAs 的本底掺杂浓度容易过高[16]。为了尽量缓解此问题，我们在生长上限制层时，选取了较低组分的 AlGaAs，Al 的组分采用了 0.3，并且在生长 AlGaAs 时，增大了砷烷的流量，即提高了五三族比用以降低 C 的浓度，生长 AlGaAs 上限制层时，我们采用的五三族比为 90。$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 上限制层需要使用 p 型掺杂，我们所使用的掺杂源是 DEZn，即二乙基锌。由于 Zn 在 AlGaAs 中的扩散很快，在对 AlGaAs 进行掺杂时，我们首先在 GaAs 衬底上生长了 400nmGaAs 缓冲层后，接着生长了 1.2μm 的 AlGaAs 以及 100nm 的 GaAs 层，对 GaAs 层以及 AlGaAs 中上半部分的 600nm 进行了掺杂，其中，100nm 的 GaAs 层生长时我们所用的 DEZn 的摩尔流量为 1.9×10^{-6}mol/min，600nm

的 AlGaAs 层我们所用的 DEZn 的摩尔流量为 4.76×10^{-7}mol/min。之后我们对该结构进行了掺杂测试，所测结果如图 5-12。图 5-12 清晰地表明了 100nm 的 GaAs 层的掺杂浓度在 $10^{20}/cm^3$，而进行掺杂的 600nm 的 AlGaAs 层的掺杂浓度为 $2\times10^{19}/cm^3$，显然，GaAs 的掺杂浓度对于欧姆接触层而言没有问题，而对于 AlGaAs 层部分而言，掺杂浓度需要降低，这是由于过高的掺杂浓度会使得 AlGaAs 层的晶格缺陷增加，也会使其对光的吸收增加，通常的限制层掺杂浓度不高于 $10^{18}/cm^3$ 这一量级，因此在后续的器件结构中，为控制 AlGaAs 层的掺杂浓度，我们针对 1.5μm 的 AlGaAs 层进行了阶梯状掺杂，将 1.5μmAlGaAs 分为 5 段，厚度分别为 375nm，375nm，375nm，225nm，150nm，掺杂源的摩尔浓度分别为 9.5×10^{-8}mol/min，4.76×10^{-8}mol/min，1.9×10^{-8}mol/min，4.76×10^{-9}mol/min，0×10^{-9}mol/min,，这样，AlGaAs 限制层的掺杂浓度就从 $10^{18}/cm^3$ 逐渐降低至 $10^{17}/cm^3$。

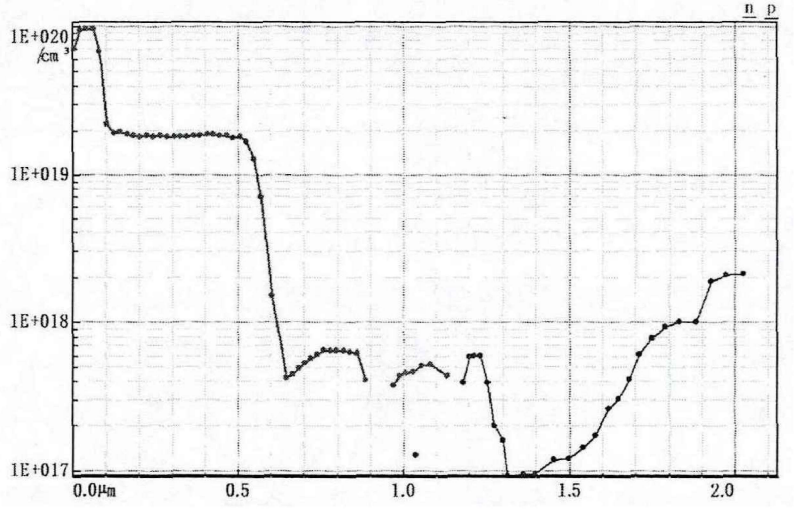


图 5-12 AlGaAs 掺杂测试图

5.2 GaAs 基 InAs 量子点器件

5.2.1 MOCVD 生长的量子点激光器

利用上述 MOCVD 优化生长的多层量子点作为有源区，我们生长了量子点发光器件，图 5-13 为器件结构示意图。在该结构中，首先是在 GaAs 衬底上生长 300nm 厚的 GaAs 缓冲层，缓冲层在 685℃下生长，然后是下包层，采用 900nm 厚 $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ 层，也是在 685℃下生长，AlGaAs 下包层生长结束后，同样温度下生长 100nm GaAs 波导层，然后将温度降到 525℃，生长多层量子点有源区，多层量子点生长结束后，将温度升高至 600℃，依次生长 GaAs 波导层、$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 上包层以及 GaAs 欧姆接触层，厚度分别为 80nm、1500nm 及 200nm。

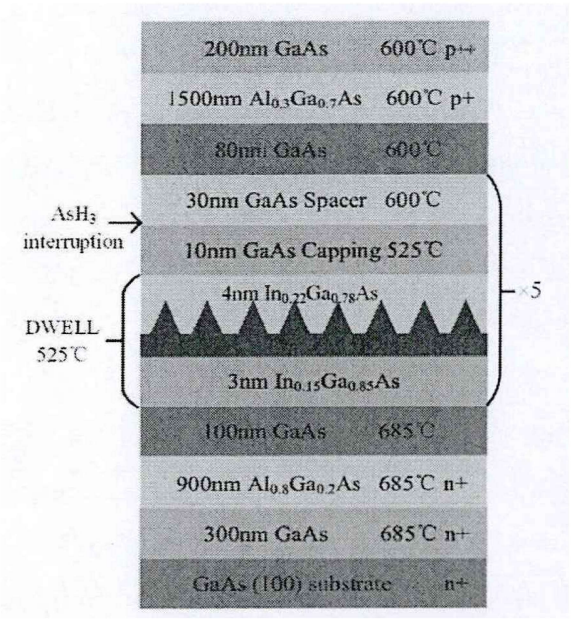


图 5-13 量子点发光器件外延结构示意图

在生长出 InAs 量子点发光器件外延结构后，通过光刻、腐蚀、钝化、溅射、蒸发等标准工艺制作脊型波导量子点激光器管芯，工艺过程在第二章和上一章中已有介绍，此处不再赘述，工艺完成后将管芯烧结在镀铟的铜热沉上，然后对器件进行了功率—电流（PI）测试。PI 曲线如图 5-14 所示，脊宽 10μm、腔长 2mm 的量子点激光器实现了室温连续激射，阈值电流为 140mA，对应阈值电流密度为 700A/cm^2，在注入电流 330mA 时单边输出光功率达到了 15.3mW。量子点激光器在 150mA 下的光谱如图 5-14 插图所示，光谱半高宽为 3.4nm。在 200mA 下的光谱如图 5-14 所示，光谱的波长位于 1190.8nm，半高宽为 2.8nm。这与该结构的 PL 谱相比，波长蓝移了约 60nm，为了分析此现象，我们进一步测试了较低电流下的光谱，如图 5-15 所示，比较了 10mA、50mA、200mA 下的光谱，在 10mA 时器件的光谱峰值在 1250nm 附近，这相较于前述多层量子点优化时的 1266nm 的波长较短，我们分析是器件生长的过程中，生长完多层量子点后，后续的 AlGaAs 限制层及 GaAs 波导层等生长的温度较高，为 600℃，并且由于生长的厚度较厚，因此生长时间较长，这导致了量子点发光峰的蓝移[15][18]。

50mA时器件的光谱由两个峰组成，我们分析右侧峰是多层量子点的基态峰，随着注入电流从 10mA 增加到 50mA，出现带填充效应，比 1250nm 稍短的波长处的光谱强度增加，造成光谱展宽，左侧峰值位于 1190nm 附近的谱峰为量子点的激发态，随着电流的继续增加在由于量子点的基态增益很快饱和，而激发态的饱和增益较大，因此当电流较大时，出现了激发态的激射，同时这也与量子点的内建电场有关[19][20][21][22]。

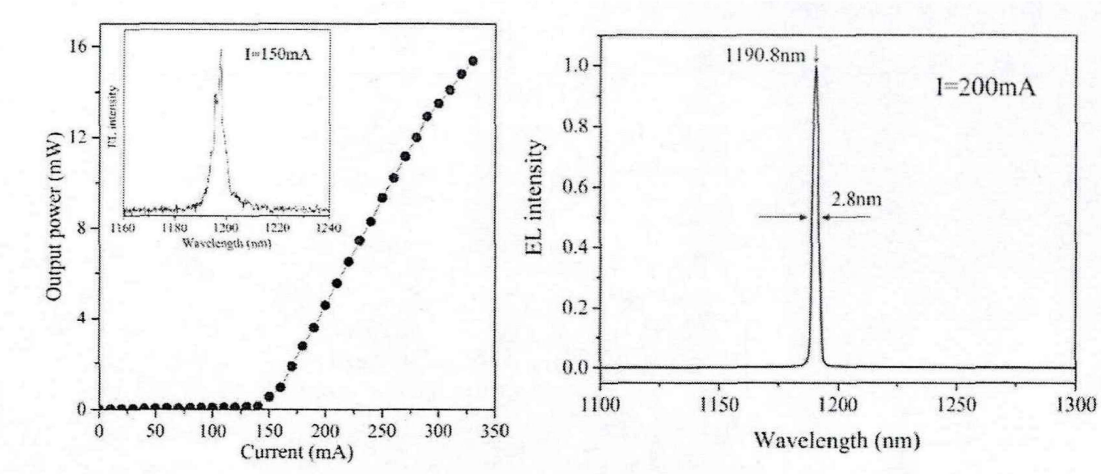


图 5-14 量子点激光器 PI 曲线及光谱

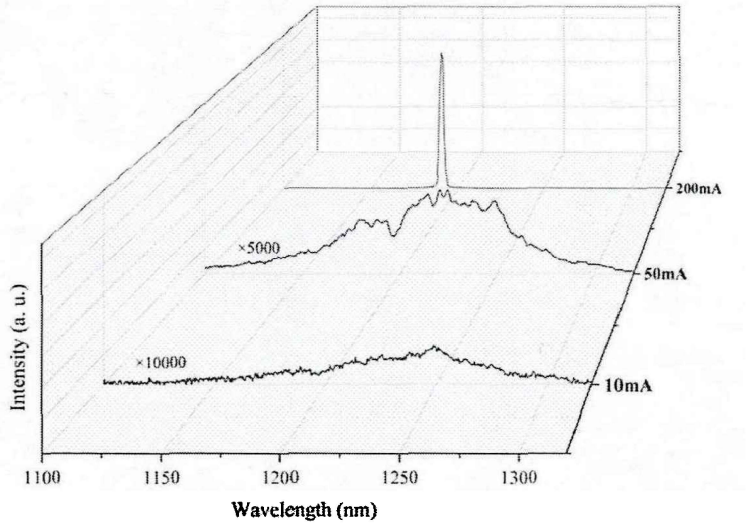


图 5-15 量子点激光器在不同电流下的光谱

除上述量子点激光器外，我们还在 2°偏角的 GaAs 衬底上生长了具有对称 AlGaAs 包层的量子点发光器件结构[17]（图 5-16），采用(100)偏[111]A 方向 2°衬底进行生长，与前述器件结构的区别是，该结构的上下 AlGaAs 包层都为 1500nm（Al 的组分均为 0.3），多层量子点有源区的生长条件与图 5-13 所示结构基本相同，唯一区别在于图 5-16 结构中相邻 InAs 量子点层之间的 GaAs 间隔层厚度由 30nm 增至 45nm。

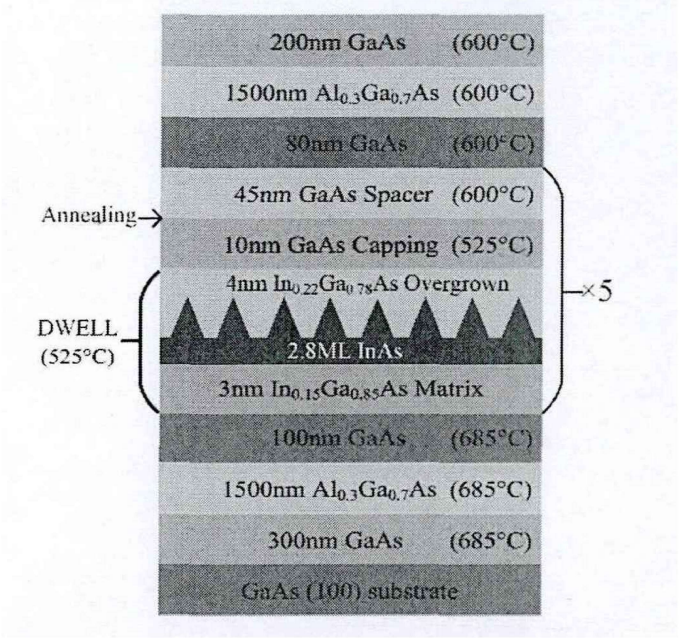


图 5-16 量子点发光器件外延结构示意图

该结构的 XRD 测试结果如图 5-17 所示，由于上下包层均是采用的 $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$，并且 $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 的厚度也较厚，因此在测得的 XRD 图中，$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 的峰值比 GaAs 还要强。从 XRD 图中我们也可以看出，量子点区域的卫星峰较为细锐，反映出我们所生长的多层量子点区域具有较好的晶体质量。

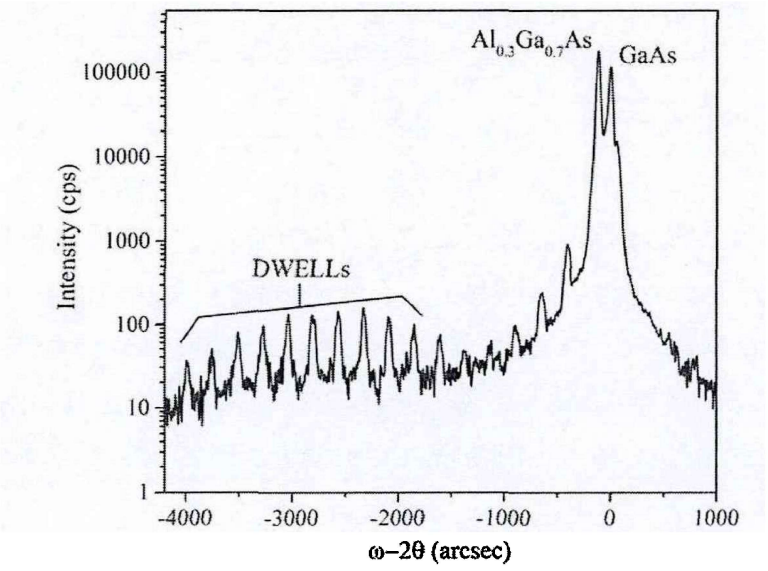


图 5-17 量子点发光器件外延结构 XRD 测试图

我们还对该结构进行了掺杂浓度的测试，即 Ecv 测试，测试结果如图 5-18 所示，从测试结果图中我们看到，最终生长的器件结构中欧姆接触层的 p 型掺杂浓度由 $10^{20}/cm^3$ 渐变至 $4\times10^{19}/cm^3$ 量级，然后 AlGaAs 上包层中掺杂浓度由 $4\times10^{18}/cm^3$ 逐渐降低至 $10^{17}/cm^3$，掺杂浓度呈逐渐下降的趋势，这在前面 AlGaAs 限制层的生长一节中已有描述，原因是我们针对 1.5μm 的 AlGaAs 层进行了阶梯状掺杂，将 1.5μm AlGaAs 分为 5 段，厚度分别为 375nm，375nm，375nm，225nm，

150nm，掺杂源的摩尔浓度分别为 9.5×10^{-8}mol/min，4.76×10^{-8}mol/min，1.9×10^{-8}mol/min，4.76×10^{-9}mol/min，0mol/min，这样来有效控制 AlGaAs 层的掺杂浓度，从测试结果来看，这种掺杂方式确实对 AlGaAs 层的掺杂浓度起到了有效控制，避免了 AlGaAs 层靠近有源区部分的高掺情况，n 型掺杂浓度保持在 $10^{18}/cm^3$ 量级。

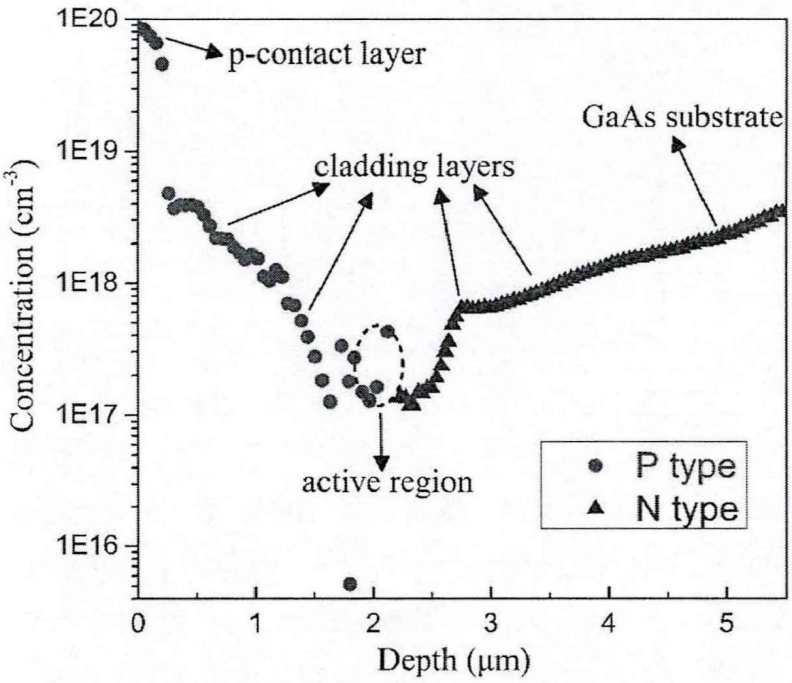


图 5-18 量子点发光器件外延结构 Ecv 测试图

同样地，之后我们对该外延片进行了器件工艺流片，最终制备出 10μm 宽的脊型波导激光器。图 5-19 为 2mm 腔长的激光器的 PIV 曲线，该器件的开启电压为 1.45V，微分电阻计算为 2.6Ω，由此计算得到串联电阻为 $5.2\times10^{-4}\Omega cm^2$。室温连续激射阈值电流为 190mA，对应阈值电流密度为 $950A/cm^2$，单边斜率效率为 231mW/A，对应的外微分效率为 43.1%，在电流为 300mA 的时候，功率升高到了 25.4mW；腔长为 1.5mm 时，阈值电流为 170mA，对应阈值电流密度为 $1133A/cm^2$，单边斜率效率为 248.2mW/A，对应的外微分效率为 46.3%；腔长为 1mm 的时候，激光器无法在室温下连续激射，这表明量子点有源区的增益还不够强。通过以上两种不同腔长下的激光器的外微分效率，我们计算得到该器件的内量子效率为 59.6%，内部损耗为 $2.2cm^{-1}$，需要指出，由于 1mm 时器件无法激射，得不到 1mm 时的阈值，因此上述的内量子效率以及内部损耗值是由 1.5mm 和 2mm 的器件性能参数计算得出，由于只从两个值计算得出，并非多个值拟合得出，其中的误差会比较大，但是可以大体反映该量子点激光器的特性，表明我们所生长的量子点激光器的损耗较小，这也反映出我们生长的量子点激光器中有

源区的本底掺杂较小，且 GaAs 盖层、间隔层、波导层等晶体质量较好，这与上面 XRD 图中清晰的卫星峰所反映的信息相符合。

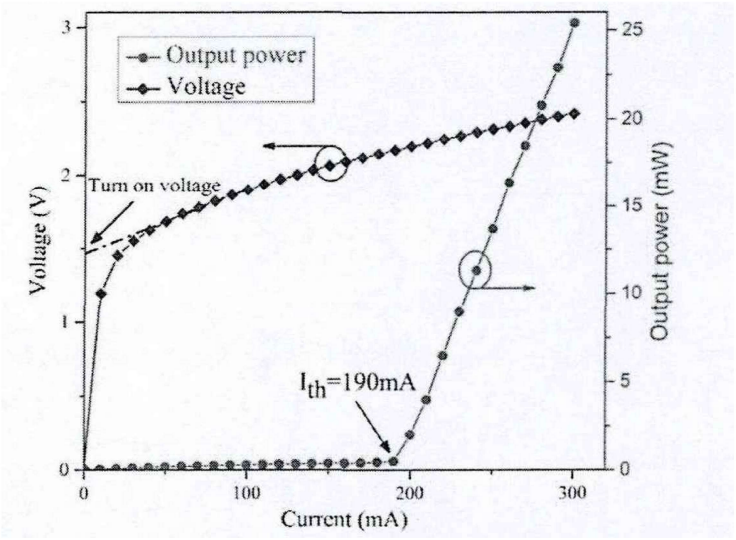


图 5-19 2mm 腔长量子点激光器的 LIV 曲线

我们对 2mm 腔长的器件在不同温度下进行了 PI 曲线的测试（图 5-20），发现在室温 20℃的时候，器件饱和功率达到了 70mW 以上，随着温度的升高，器件的阈值不断增加，PI 曲线的斜率呈下降趋势，饱和功率不断降低。在温度升高到 55℃时，该器件还可以连续工作，其饱和功率在 5mW 左右，当温度继续上升至 60℃，没有观察到器件激射的情况。通过对其阈值电流密度进行比较（图 5-21），拟合得出该器件的特征温度为 49.1K。此特征温度值不高，我们分析其可能的原因是：量子点的增益不高，这从量子点的基态未能激射也可体现出来，并且由于该激光器的限制因子较低，在温度升高后，除了量子点的增益下降之外，有源区中其他层的损耗也会增加，这样就造成了这个器件在温度较高的时候不能工作，从而造成特征温度较低。由于我们在制备出该量子点激光器后，受限于实验条件未能再进行后续的优化工作，因此未能再进一步地提高器件的特征温度。

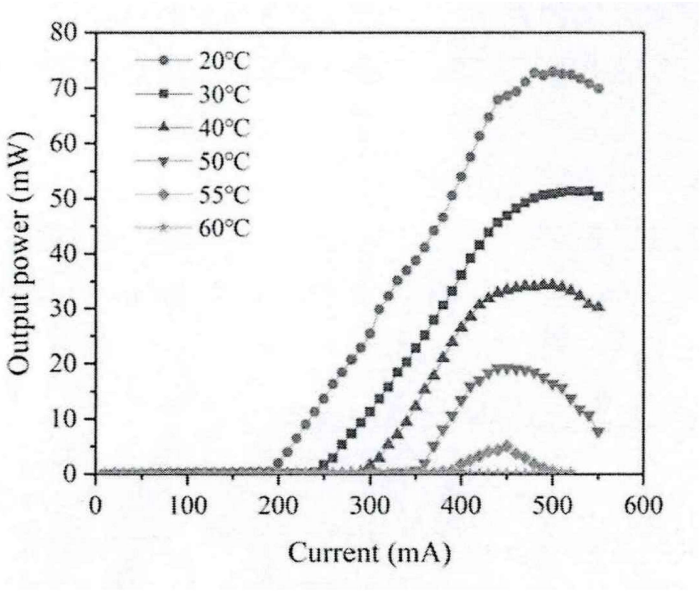


图 5-20 2mm 腔长量子点激光器不同温度下的 PI 曲线

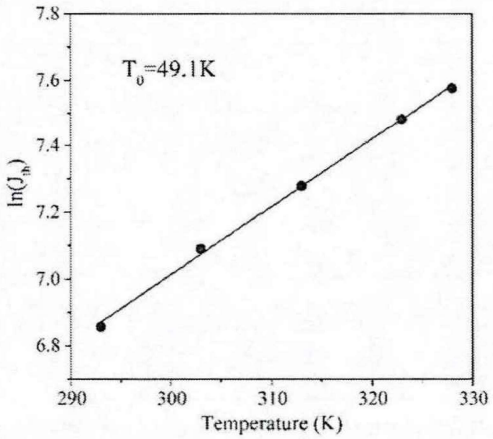


图 5-21 2mm 腔长量子点激光器的特征温度曲线

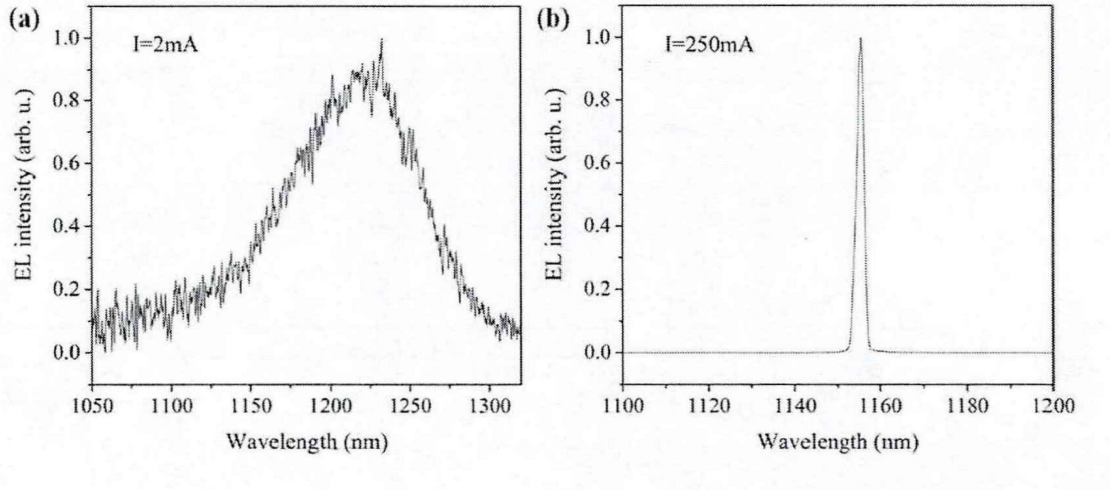


图 5-22 在 2mA 和 250mA 下的光谱，其激射波长在 1156nm

图 5-22 展示了该器件在 2mA 下和 250mA 下的光谱，在 2mA 的时候，光谱的峰值波长位于 1.23μm 处，半高宽为 86nm，当电流为 250mA 时，光谱的峰值波长位于 1155.7nm，半高宽为 2nm。通过对器件在不同电流下的光谱分析，我们

发现，随着电流的不断提升，光谱逐渐在 1.15μm 处出现了峰值，并且在此处激射，这与前述 1.19μm 量子点激光器的情形相同，也是由于多层量子点有源区的基态增益不够强，随着电流的增大，量子点的基态饱和，激发态的模式增益大于基态增益，因而在电流较大的时候，出现了激发态激射。需要说明的是，此多层量子点有源区的 PL 峰值波长位于 1240nm 附近，在生长成器件后，PL 发光波长有所蓝移，此现象与前述 1.19μm 激光器相同，同样地，这也是由于后续限制层及欧姆接触层的长时间较高温度生长所导致。

5.2.2 MBE 生长的量子点激光器及超辐射管

除上述 MOCVD 生长的 InAs 量子点激光器外，我们还基于 MBE 工艺，制备了两种不同外延结构的 InAs/GaAs 量子点激光器和超辐射管，其中第一种外延结构如表 5-2 所示，首先是在 GaAs 衬底上生长 500nm 的 GaAs 缓冲层，然后是 $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ 下包层，厚度为 1.8μm，缓冲层与下包层均为 n 型掺杂，掺杂浓度为 $2\times10^{18}/cm^3$。接着在 $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ 层的上面是 GaAs 波导层，厚度为 200nm，波导层生长结束后，是 InAs 量子点有源区，该有源区由 5 层量子点组成，每层量子点的下方有 11nm 的 GaAs 层，每层量子点的上方是 5nm 的 InGaAs 盖层和 40nm 的 GaAs 间隔层。量子点有源区结束后，上方是 200nm 的 GaAs 波导层、1.8μm 的 $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ 上包层，上包层为 p 型掺杂，掺杂浓度为 $2\times10^{18}/cm^3$，与下方相对称，最后是 100nm 厚的 GaAs 欧姆接触层，掺杂浓度为 $10^{19}/cm^3$，为 p 型掺杂。

表 5-2 MBE 生长的量子点器件外延结构

Layer Descriptions	Thickness	Doping Type
GaAs contact	100nm	p++ ~ 1E19
$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ Cladding	1.8μm	p+ ~ 2E18
GaAs	200nm	Undoped
GaAs 40nm	×5	
$In_{0.13}GaAs$ Overgrown 5nm		
InAs QD		
GaAs 5nm		
GaAs 6nm Be:5E17		
GaAs	200nm	Undoped
$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ Cladding	1.8μm	n+ ~ 2E18
GaAs buffer	500nm	n+ ~ 2E18
GaAs Substrate	350μm	n+ > 1E18

对于上述外延结构，我们对其进行了器件制备，具体的器件制备流程与前述相同，此处不再赘述。在进行器件制备时，我们设计了不同脊宽、不同腔长、不同形状的波导结构。首先对于 2mm 腔长的激光器管芯进行了测试，该腔长含有

三种脊宽，分别为 10μm、20μm、30μm，我们测试了这三种脊宽下管芯的 PI 曲线，如图 5-23 所示。三种脊宽均可以激射，阈值电流分别在 30mA、50mA、80mA 处，对应阈值电流密度分别为 150A/cm^2、125A/cm^2、133A/cm^2。可以看出，在电流较高时，功率逐渐饱和，随着脊宽的增加，激光器的阈值电流增大，饱和功率降低，这是由于在脊宽较宽时，阈值较高，此时器件消耗的电功率相应地增加，而出光功率较小，所以器件内的热效应比较严重，导致有源区的增益降低、器件的损耗增大，因此在电流增大时更快饱和。

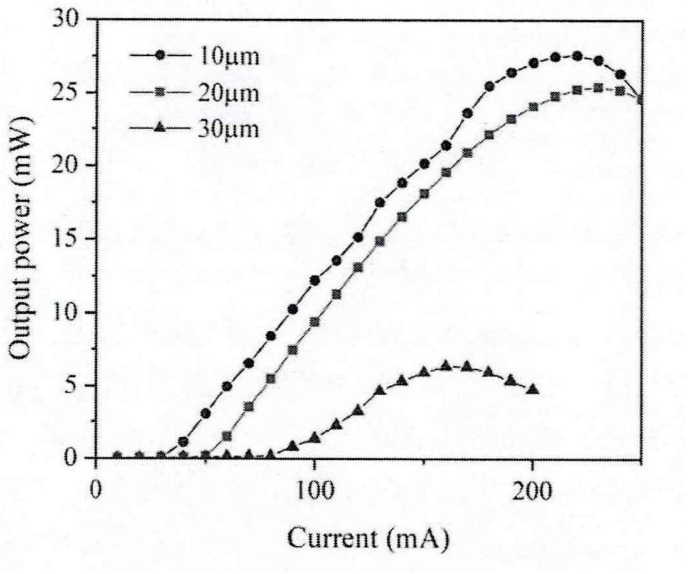


图 5-23 2mm 腔长下三种脊宽下管芯的 PI 曲线

然后我们对 3mm 腔长的激光器管芯进行了测试，同样测试了不同脊宽下管芯的 PI 曲线，如图 5-24 所示。可以看出，3mm 腔长的器件的 PI 曲线随着脊宽的变化趋势与 2mm 时相同，三种脊宽的阈值电流分别为 40mA、70mA、120mA，对应的阈值电流密度分别为 133A/cm^2、117A/cm^2、133A/cm^2。功率饱和时的电流增大，对应的饱和阈值电流密度变化不大。相比较于 2mm 的器件，在同样的脊宽下，3mm 的器件的阈值电流明显更高，对应的阈值电流密度呈减小趋势。

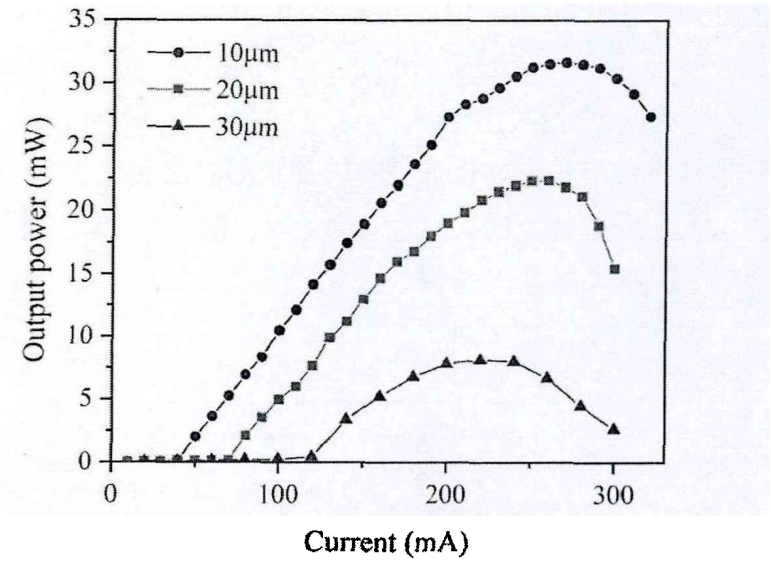


图 5-24 3mm 腔长下三种脊宽下管芯的 PI 曲线

进而，我们对 3mm 腔长下的管芯进行了光谱的测试，图 5-25 是 10μm 脊宽的管芯分别在 50mA 和 100mA 下的光谱，从图中可以看出，其激射波长在 1.3μm 处，随着电流的增加，波长略有红移，我们知道，器件的热效应会导致增益谱红移，波长变长，而电流增加时的带填充效应会导致波长蓝移，这是由于电流增大后，发热更多，器件的热效应比带填充效应起到的作用更大，因此激射波长变长。同样地，对于 20μm、30μm 脊宽的器件亦是如此。且随着脊宽的增加，在同样注入电流密度下波长红移，另外，从光谱中我们发现，电流较大时的光谱宽度有时会更宽，这是由于激光器为多纵模激射，其纵模数量可能随着电流的变化而变化，而我们所测得的光谱实际上是多个纵模组成的，所以其宽度会随着激发的纵模的数量而变化，也就会随着电流的变化而变化。

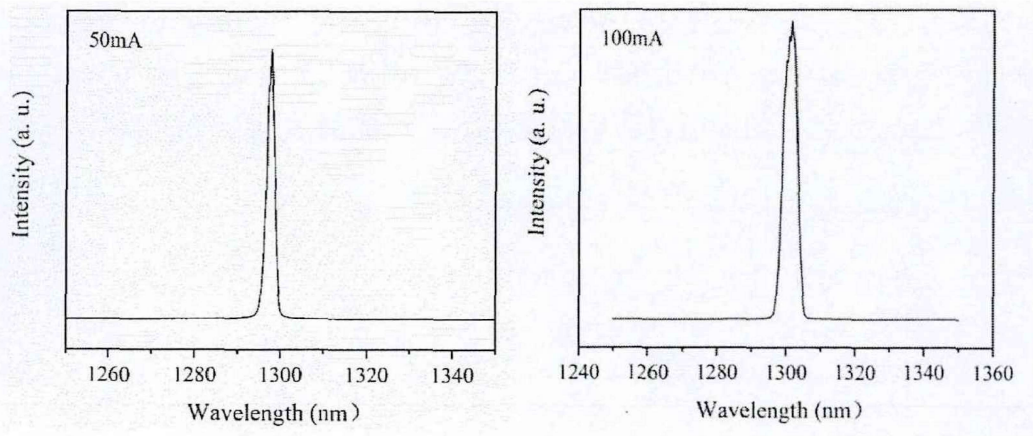


图 5-25 3mm 腔长、10μm 脊宽的器件在不同电流下的光谱

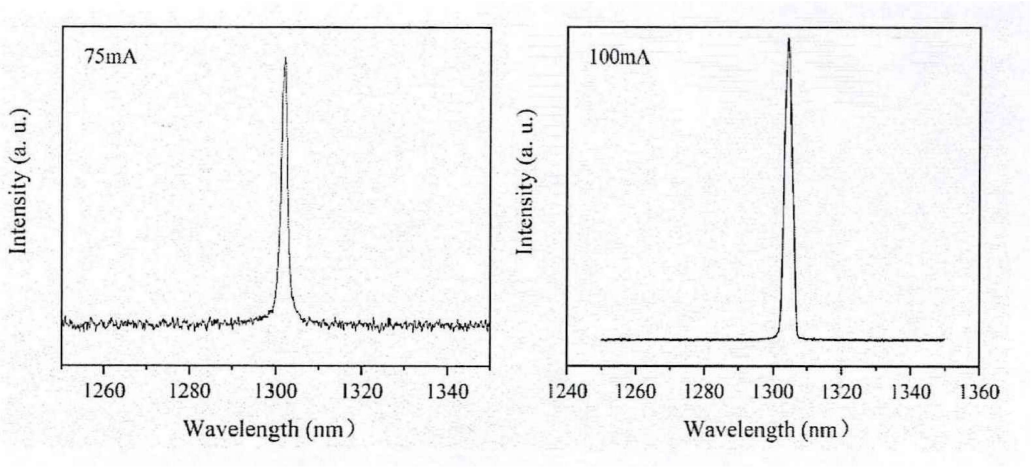


图 5-26 3mm 腔长、20μm 脊宽的器件在不同电流下的光谱

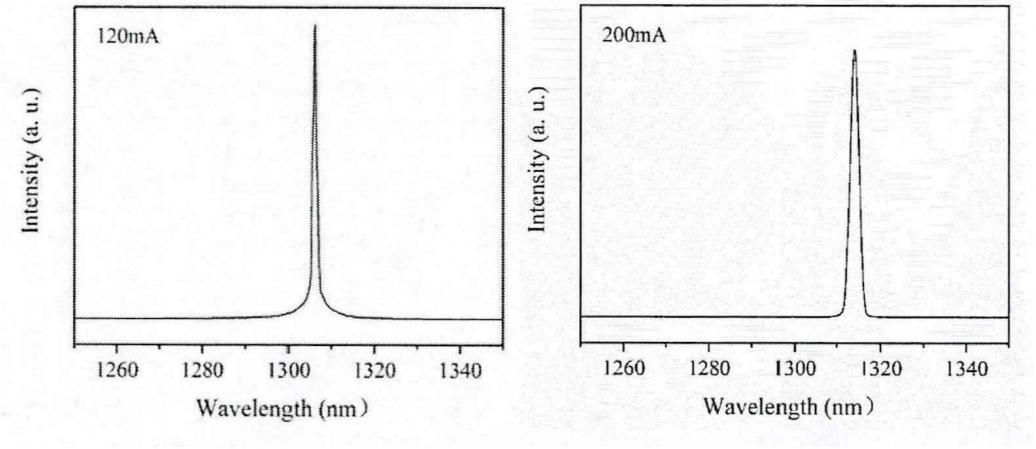


图 5-27 3mm 腔长、30μm 脊宽的器件在不同电流下的光谱

激光器器件采用的是直波导，在对激光器进行测试后，我们还对其他譬如弯曲波导的超辐射器件进行了测试，然而，我们发现，对于此器件而言，弯曲波导的器件无法连续工作，我们分析这是由于所生长的量子点的温度特性不够优异，当注入连续电流时，超辐射管需要更大的电流，因此会产生更多的废热，这样使得量子点的增益降低，并且使得器件的损耗增加。我们在脉冲条件下（10%，500Hz）对弯曲波导的器件进行了测试，波导形状如图 5-28。

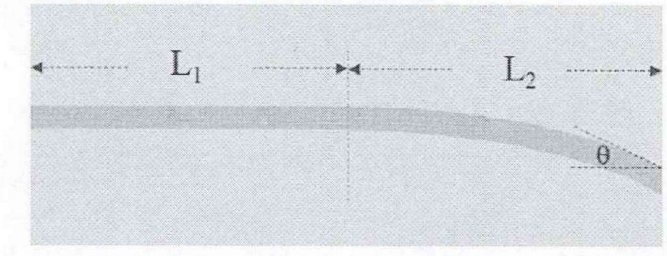


图 5-28 弯曲波导形状

图 5-29 是 3mm 长度、10μm 脊宽的直弯波导超辐射器件（L_1=2mm，L_2=1mm，弯曲角度为 10° ）的 PI 曲线，明显地，在同样电流下，超辐射器件的功率要小于激光器的功率，器件的输出光功率随着电流较为缓慢地增加，没有像上面的激光器那样明显的阈值存在，当电流为 700mA 时，器件的输出光功率为 11.6mW。

我们还对该器件在不同电流下的光谱进行了测试，由于该器件是在脉冲电流下所测，因此其光谱并非一条连续的曲线，但是我们可以从光谱图（图 5-30）中看出，在电流较大时，其光谱宽度依然较大，具体的谱宽数值由于谱型的原因不好确定，但是可明显分辨出其光谱宽度在 20nm 以上，对应的功率带宽积在 200mW*nm 以上。

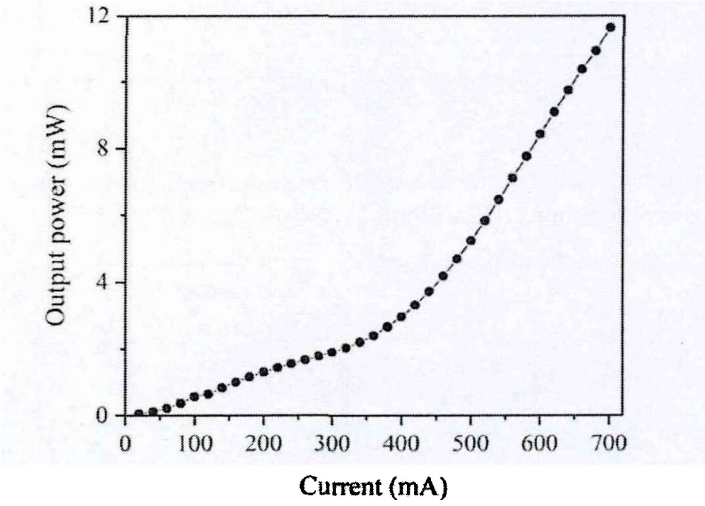


图 5-29 3mm 长度、10μm 脊宽的弯曲波导超辐射管的 PI 曲线

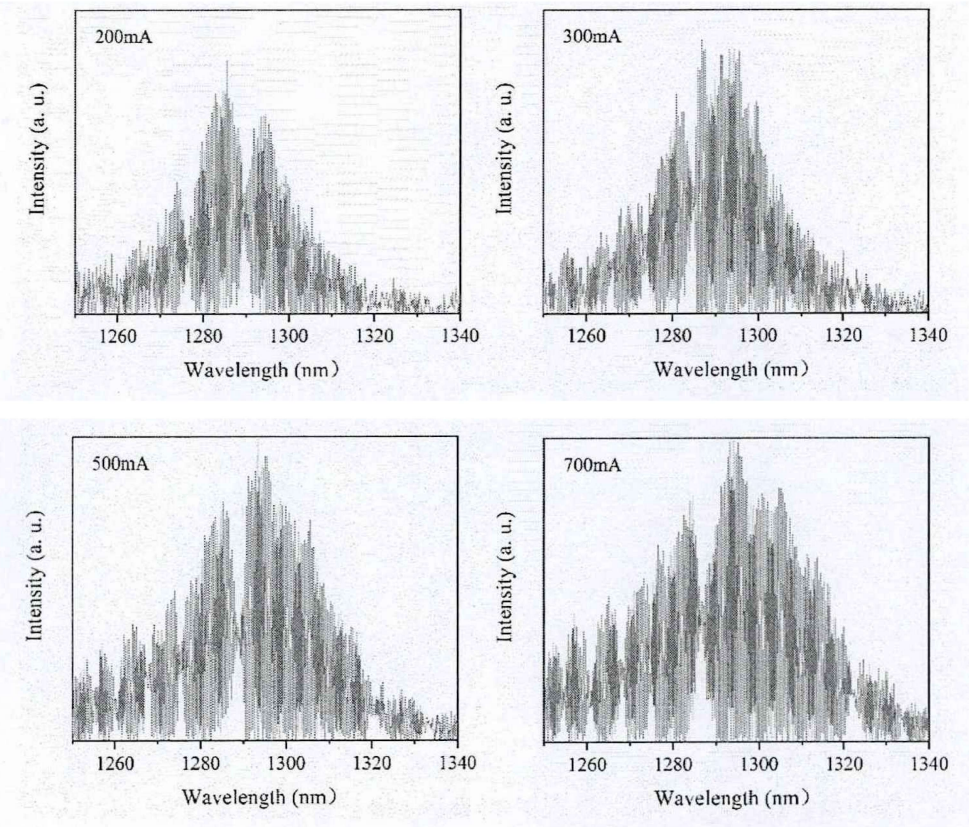


图 5-30 3mm 长度、10μm 脊宽的弯曲波导超辐射管的光谱

第二种利用 MBE 生长的外延结构如表 5-3 所示，首先是在 GaAs 衬底上生长 300nm 的 GaAs 缓冲层，然后是 $Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ 下包层，厚度为 1.6μm，缓冲层

与下包层均为 n 型掺杂，掺杂浓度为 $2\times10^{18}/cm^3$。接着在 $Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ 层的上面是 GaAs 波导层，厚度为 100nm，波导层生长结束后，是 InAs 量子点有源区，该有源区由 5 层量子点组成，每层每层量子点的上方是 5nm 的 InGaAs 盖层和 50nm 的 GaAs 间隔层。量子点有源区结束后，上方是 100nm 的 GaAs 波导层、1.6μm 的 $Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ 上包层，上包层为 p 型掺杂，掺杂浓度为 $2\times10^{18}/cm^3$，与下方相对称，最后是 200nm 厚的 GaAs 欧姆接触层，掺杂浓度为 $2\times10^{19}/cm^3$，为 p 型掺杂。

表 5-3 MBE 生长的量子点器件结构

Layer Descriptions	Thickness	Doping Type
GaAs contact	200nm	p++ ~ 2E19
$Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ Cladding	1.6μm	p+ ~ 2E18
GaAs	100nm	Undoped
GaAs 50nm	×5	
InGaAs Overgrown		
InAs QD		
GaAs	100nm	Undoped
$Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ Cladding	1.6μm	n+ ~ 2E18
GaAs buffer	300nm	n+ ~ 2E18
GaAs Substrate	350μm	n+ > 1E18

然后我们对该外延片进行了工艺制备，制备过程同上述器件的制备过程相同，此处不再赘述。工艺制备完成后，对激光器管芯进行了解理、测试等。图 5-31 是 2mm 腔长，15μm 脊宽的激光器 PI 曲线，从图中可以看出，此激光器阈值为 40mA，对应阈值电流密度为 $133A/cm^2$，随着电流的增加，器件的 PI 曲线的斜率逐渐减小，在该器件在电流增加到 600mA 的时候，功率超过了 80mW。

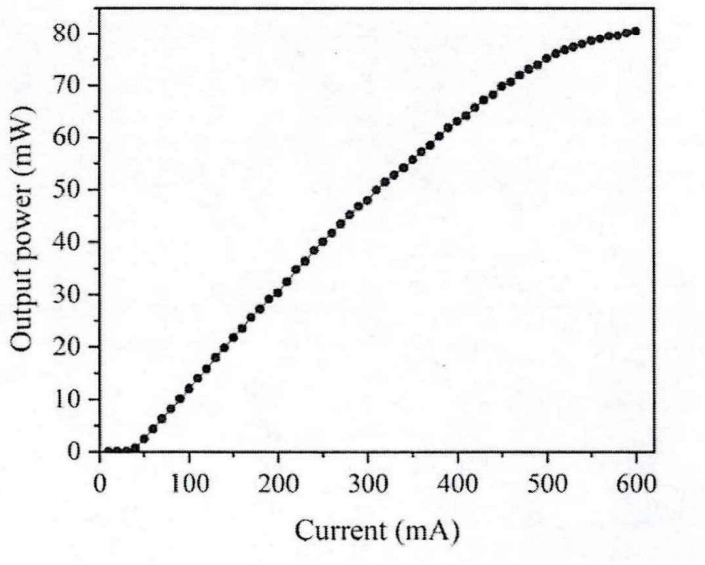


图 5-31 2mm 腔长，15μm 脊宽的量子点激光器 PI 曲线

图 5-32 是该器件在 40mA 下的光谱，从光谱图中可以看出，40mA 时器件已经激射，激射峰位于 1.27μm 左右，图 5-32 中右侧图是提高光谱仪分辨率（0.02nm）后测得的光谱，可以看出，器件光谱中包含多个等间距的纵模，而在 1269nm 与 1273nm 存在两处较多的纵模，这与左侧图一致。

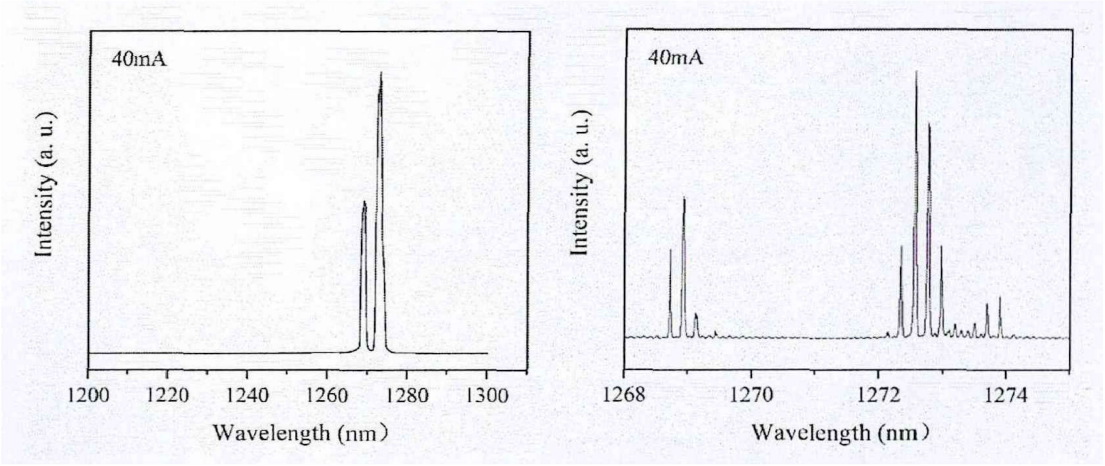


图 5-32 40mA 下激光器的光谱

图 5-33 是 2mm 腔长，17μm 脊宽的量子点激光器 PI 曲线，可以看出脊宽 17μm 时其阈值电流及 PI 曲线与上述 15μm 的比较接近，阈值电流为 40mA，对应阈值电流密度为 118A/cm^2，这比较容易理解，是因为两者间脊宽相差的很小，功率比 15μm 的略高，我们分析这是由于其脊宽稍宽，那么同样的注入电流下，注入电流密度稍小，对应的载流子浓度小，不易达到饱和，并且相比较于 15μm 的器件来讲，热效应稍弱。

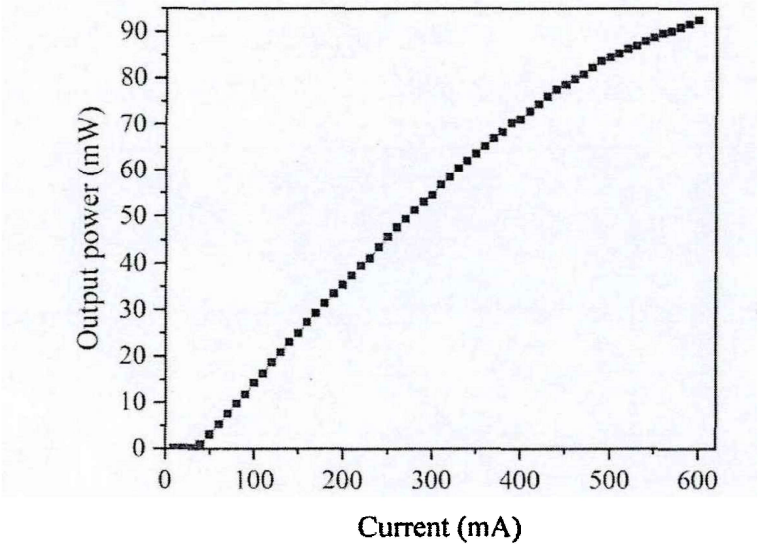


图 5-33 2mm 腔长，17μm 脊宽的量子点激光器 PI 曲线

在实现了激光器后，通过对此激光器管芯进行端面镀膜（所设计的减反射膜的反射率为 1%），我们实现了超辐射管，图 5-34 是该超辐射器件的 PI 曲线，对比此 PI 曲线与激光器的 PI 曲线，我们发现在同样的电流下，其功率比激光器要

小，在 100mA 以上时功率才增加稍快，图 5-35 展示了其在不同电流下的光谱，从光谱图中可以看出，随着电流的增加，光谱宽度逐渐减小，电流为 100mA 时，输出功率为 1.36mW，谱宽为 17.3nm，电流增加大到 110mA 时，输出功率为 1.95mW，谱宽减小为 13nm，电流继续增加到 120mA 时，输出功率为 3.08mW，谱宽继续减小至 9.8nm，当电流增加到 130mA 时，输出功率为 5.52mW，谱宽减小到 3.7nm，这说明光谱中的激射成分已经很多，再继续增加电流，器件就会激射，这说明直波导器件单面镀膜的作用较为有限，需要进一步降低减反射膜的反射率或者双面镀膜才能实现较为有效的抑制激射作用。

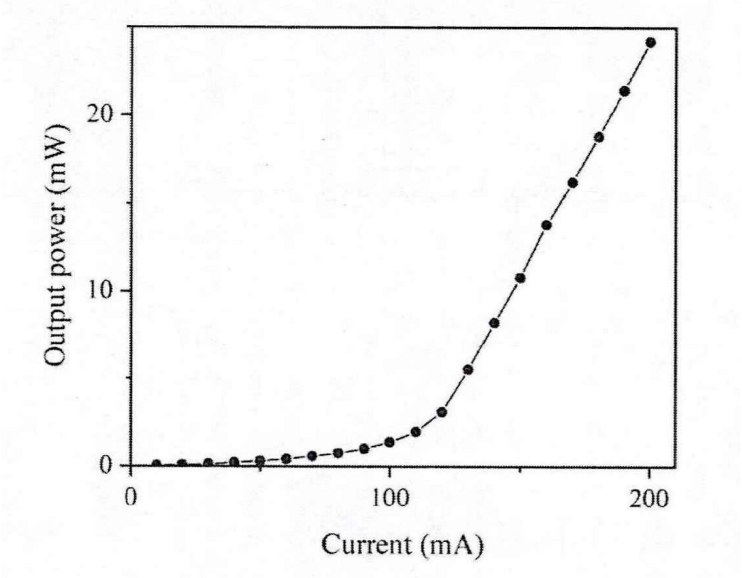


图 5-34 超辐射管的 PI 曲线

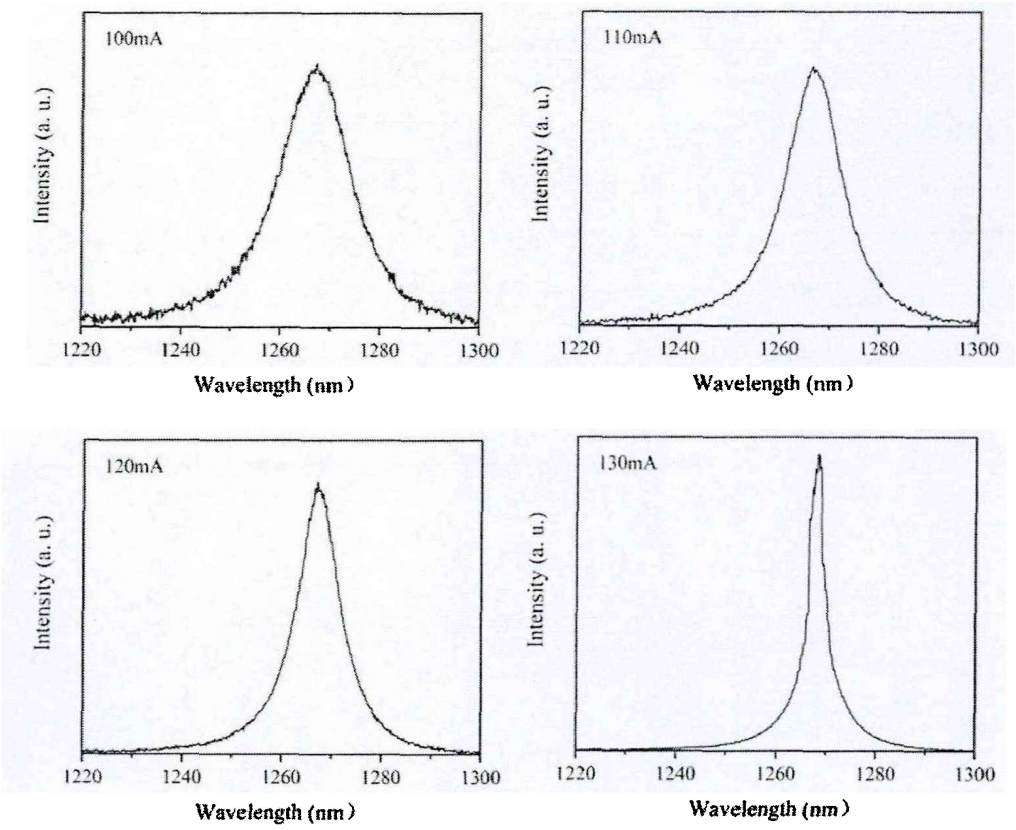


图 5-35 超辐射管在不同电流下的光谱

5.3 硅基 InAs 量子点材料的生长研究

在本章前面的小节中，我们对 GaAs 基 InAs 量子点材料的外延及器件制备等进行了研究，本节中我们将介绍在硅基上进行 InAs 多层量子点的外延生长。随着硅基集成的发展，硅基光源亟需解决，由于 III-V 族材料如 GaAs、InP、InAs 等为直接带隙材料，将其直接外延在硅上可以获得高效的光源[23]。然而，由于晶格失配、热膨胀系数差别、反相畴等的存在，直接在硅衬底上进行 III-V 族材料的外延较为困难，例如在硅衬底上生长 GaAs 材料时，常常会存在大量的穿透位错[24]。对于 GaAs/Si 异变外延而言，穿透位错可能会从界面处一直延伸到有源区，这样就会在有源区形成非辐射复合中心，大大地降低有源区的发光效率，因此我们在进行硅上 GaAs 的外延时，首要考虑的问题就是如何降低穿透位错。另外，相对量子阱而言，采用量子点作为有源区对于穿透位错的容忍度更高，这是因为采用自组织方式生长的量子点的分布具有随机性，每个量子点间是独立的，当单个量子点具有位错时，并不会影响其他量子点的发光特性[25]。当前，采用 MBE 在硅上生长的量子点器件有很多[23][24][25][26][27]，也有先使用 MOCVD 生长硅上的 GaAs 或者 GaP，然后再采用 MBE 生长量子点这一方式在无偏角的硅衬底上制备器件[28][29]，而 MOCVD 由于其在生产方面的优势，研究利用 MOCVD 进行硅

基量子点的生长，对于硅基光源的量产、商业化等大有裨益。因此本节中我们将进行硅基多层量子点的 MOCVD 生长研究。首先进行了硅上 GaAs 的异变外延，采用三步法在硅上进行高质量 GaAs 层的外延；然后将多层 InAs 量子点的自组织生长与硅基 GaAs 异变外延相结合，进行硅基高质量多层 InAs 量子点的生长研究，比较了不同生长时间下硅基 InAs 量子点的发光性能、量子点形貌等。

5.3.1 硅基 GaAs 材料的异变外延

在实验室前期研究的基础[11][30][32]上，我们利用三步法生长了 Si 上 GaAs 的结构，并比较了不同生长条件下 GaAs 外延层的质量。这里首先介绍硅基 GaAs 的三步法生长。

图 5-36 硅基 GaAs 异变外延示意图

首先需要对硅片进行清洗，然后再进行外延，硅片清洗的步骤简要介绍如下：

第一步，利用丙酮对硅片进行清洗，以去除硅片表面的有机物等。将硅片放置到丙酮中，超声清洗五到十分钟，以更好地去除硅片表面的杂质等；

第二步，利用酒精对硅片进行清洗，将硅片放置到酒精中，超声清洗五到十分钟，之后用大量的去离子水漂洗；

第三步，使用氨水双氧水的水溶液对硅片进行清洗，以去除硅片表面的金属离子，使其形成可溶于水的络合物。将硅片放置到比例为 1:1:6 的氨水双氧水水溶液中，加热到 80℃左右并保持十到十五分钟，之后待冷却至室温后用大量去离子水漂洗；

第四步，使用盐酸双氧水的水溶液对硅片进行清洗，以进一步去除硅片表面的金属杂质。将硅片放置到比例为 1:1:6 的盐酸双氧水水溶液中，加热到 80℃左右并保持十五至二十分钟，之后待冷却至室温后用大量去离子水漂洗；

第五步，使用氢氟酸溶液对硅片进行清洗，以去除硅片表面的氧化层，将硅片放置到稀释的氢氟酸溶液中，漂洗十到十五秒左右，之后用大量去离子水漂洗；

第六步，干燥硅片。我们是将硅片放置到匀胶机上，高速甩干，之后放置到氮气的环境中。

硅片清洗完成后，将清洗洁净的硅片放入到MOCVD反应室中，加热到750℃，烘烤 15 分钟，以去除 Si 衬底表面的氧化层，GaAs 低温层是在 420℃下生长，其厚度为 15nm，之后将温度升高到 630℃，生长中间温度层的 GaAs，厚度约为

300nm，然后将温度继续升高到 685℃，生长高温 GaAs。由于需要生长低温层、中温层、高温层这三个步骤，因此被称为三步法。在生长高温 GaAs 层的过程中可以插入热循环退火（thermal cycle annealing，TCA），如图 5-36 所示，进一步降低位错密度，提高 GaAs 外延层的晶体质量。循环退火的具体过程是：将外延片的温度从当前的生长温度升高到 750℃，保持 300 秒（5 分钟），然后在 400 秒的时间内从 750℃降低至 350℃，保持 200 秒，再然后从 350℃升高至 750℃，上升时间为 400 秒。如此循环三次。循环退火的目的是将穿透位错的数量和密度降低。具体是将外延层中的 60° 位错即穿透位错转变为 90° 位错，以减小对外延层的影响，同时也能使得穿透位错滑移，这样，当穿透位错相遇的时候，便可能形成位错环，从而不再是穿透位错，无法向外延层表面继续传播，以减小对外延层的影响。为了具体展示循环退火的作用，我们生长了不同的样品来进行对比，分别是：样品 A，在中温层后继续生长了 900nm 的高温 GaAs 层，生长温度为 685℃；样品 B，在中温层后继续生长了 1.5μm 高温 GaAs 层，在高温 GaAs 层的中间（700nm 处）插入了循环退火；样品 C，在中温层后继续生长了 1.5μm 高温 GaAs 层，在高温 GaAs 层的顶部（1.4μm 处）插入了循环退火；样品 D，生长了 1.5μm 高温 GaAs 层后测得的 XRD 曲线，该样品在高温 GaAs 层的中间（700nm 处）和顶部（1.4μm 处）均插入了循环退火。

图 5-37 展示了四个样品的 XRD 曲线，其中，图 5-37 (a)是样品 A 的 XRD 曲线，该样品未进行循环退火，XRD 图中，GaAs 外延峰的半高宽约为 390 arcsec。图 5-37 (b)是样品 B 的 XRD 曲线，该样品在高温 GaAs 层的中间（700nm 处）插入了循环退火，其 XRD 外延峰的半高宽约为 270arcsec；图 5-37 (c)样品 C 的 XRD 曲线，该样品在高温 GaAs 层的顶部（1.4μm 处）插入了循环退火，其 XRD 外延峰的半高宽约为 240arcsec；图 5-37 (d)是样品 D 的 XRD 曲线，该样品在高温 GaAs 层的中间（700nm 处）和顶部（1.4μm 处）均插入了循环退火，其 XRD 外延峰的半高宽约为 190arcsec。

我们知道，XRD 测试图中，外延峰的半高宽可以有效地反映其晶体质量，由以上几个样品的 XRD 图比较可知，插入循环退火后 XRD 图中外延峰的半高宽显著减小，这说明循环退火会显著改善 GaAs 外延层的晶体质量（减小位错密度）；两次循环退火的效果要好于一次，这说明循环退火的次数多了后，更有利于位错的减少；而同样都是插入一次循环退火，在顶部插入循环退火的效果要好于中间，这是由于中间层插入退火后，继续生长外延层，可能又会产生新的位错。

对于以上四种样品，鉴于每次增加一次退火需要增加较多的生长时间（65 分钟），我们在后续进行多层量子点结构的生长过程中，选择了使用在高温层顶部加入一次循环退火的方式。