

北京工业大学

博士学位论文

新型隧道级联双波长半导体激光器的研究

姓名：郭伟玲

申请学位级别：博士

专业：微电子学与固态电子学

指导教师：沈光地；陈建新

2002.11.1

摘要

双波长和多波长激光器在光谱学、非线性光学、原子分子物理、生物分子成像、医学研究、光通讯、光计算、高精密测量及光盘数据读写等科技领域有着特殊而广泛的应用。通过反向隧道结把不同组分和材料的两个激光器有源区级联起来的新型双波长激光器，是经过一次外延生长形成的纵向级联激光器，从根本上解决了现有 DVD 系统双波长激光器光学头存在的成本高、封装难度大、存在机械故障隐患等问题。

本文从理论和试验上验证了新型隧道级联双波长激光器工作机理的正确性和可行性，成功制备了 950—990nm 和 650—780nm 两种双波长激光器件。主要的研究内容和成果包括：

1. 为了验证新型隧道级联双波长激光器的工作机理，通过理论计算和分析，设计了 950—990nm 双波长半导体激光器。器件的实际激射波长分别为 951 和 988nm，相差近 37nm。远场的水平和垂直方向发散角分别为 10 度和 36 度，器件的内量子效率高达 1.73，基本上是单有源区器件的两倍；内损耗为 5.6/cm，与单有源区 980nm 激光器相当。单管器件在 2A 电流下可输出 2.4W 的光功率。
2. 根据不同应用的需要，设计和制备了单片集成四端双波长激光器件。通过工艺设计，器件可以分别工作在 950nm、990nm 和 950+990nm 三个状态。三个状态下器件的光学特性均可与单波长激光器比拟。这种一次外延、隧道级联单片集成激光器具有广阔的应用前景。
3. 通过对新型集成激光器的双波长和单波长激光器在不同温度下的光电特性测试发现，双波长激光器的阈值电流密度随温度升高而增大的变化速率比单波长激光器的变化速率要快。对于腔长为 730 μm 的器件，双波长激射时的特征温度为 97K，单波长激射时的特征温度为 117K。通过测试激光器在脉冲占空比为 0.2% 的注入电流到准连续工作时的激射中心波长，获得激光器有源区相对于热沉的温升。结果发现双波长激光器在 100mW 直流输出倒扣封装时，接近热沉的激光器的有源区温升为 14.5°C，远离热沉激光器的有源区的温升为 24.3°C，两个激光器的温升相差 10°C。
4. 进行了 780nm AlGaAs 单波长激光器的研制实验，通过量子阱计算和阈值电流密度的计算分析，成功制备了发射波长为 789nm 的激光器。对 AlGaInP 应变多量子阱激光器进行了材料试验和器件研究，成功制备出 680nm 左右的激光器，输出功率达 100mW，不同腔长器件的特征温度在 111K—270K 之间。
5. 首次用隧道结通过外延生长的方法把 AlGaAs 和 AlGaInP 激光器连接起来，制备了用于 DVD 系统的可见光波段 650—780nm 双波长隧道级联激光器。SEM 清楚显示外延材料与设计结构的一致性。650—780nm 双波长同时激射器件的阈值电流为 112mA，输出功率可达 100mW。激射波长分别为 699nm 和 794nm，相差 96nm。平行远场发散角 8 度，垂直远场发散角为 44 度。
6. 组建了一套全自动霍尔效应测试系统，系统可自动完成变温、变电流高低阻材料的测试。利用系统对半导体激光器的盖层和限制层掺杂浓度进行了测量和

分析。提出一套半导体激光器可靠性测量系统的模型，并进行了初步的可靠性试验。

关键词：双波长、半导体激光器、应变量子阱、AlGaInP/GaInP、980nm、780nm、650nm、单片集成、隧道级联。

ABSTRACT

Dual-Wavelength and multi-wavelength laser diodes have wide and special applications in the area of spectroscopy, nonlinear optics, physics of atom and molecule, imaging of biology molecule, medical research, optical communication, optical compute, high precision measurement and data reading and writing. The novel dual-wavelength laser diodes have two different active layers, which can be different composition compound or different materials. The two active layers are cascaded by tunnel junction during the epitaxy growth. So compared with the pick up head lasers in modern DVD system, the novel dual-wavelength laser diodes are cheap and easy to fabricate.

In this paper, Novel 950nm, 990nm and 650nm, 780nm dual-wavelength laser diodes are proposed and fabricated, the results show the feasibility and validity of the novel dual-wavelength laser diodes. The main work and achievement are as following:

1. In order to confirm the mechanism of the novel dual-wavelength laser diodes, which cascade by tunnel junction, the structure of 950,990nm dual wavelength laser diode is proposed after theoretical calculation. The devices can emit at wavelength 951nm and 988nm, The parallel and vertical far field angles are 10 and 36 degree. The internal efficiency is as high as 1.73, which is double that of single wavelength. The parameter of internal loss is 5.6/cm, almost the same as the single wavelength laser diode. The output power of dual wavelength laser is high as 2.4W at 2A.
2. Due to the different applications, mono-chip integrated four terminal laser diodes are proposed and fabricated which permits the operation of the lasers electrically independent as 950nm laser, 990nm laser and 950+990nm lasers. The optical characteristics of the above integrated lasers almost the same as normal lasers. There are potential applications for the one-step epitaxy integrated dual-wavelength laser diodes.
3. The P-I curve of integrated dual-wavelength and single wavelength laser diodes are measured at different temperature. The results show, with the temperature increase, the threshold density of dual-wavelength devices increase more quickly than that of single wavelength lasers. The characteristic temperatures are 97K and 117K for a dual-wavelength and single wavelength operation of integrated devices. By the way of measuring the emitting wavelength at different inject current duty ratio which from 0.2% to CW, The two laser's relative temperature increment are 14.5°C and 24.5°C, respectively. The higher temperature is due to that laser far from the heat sink.
4. The quantum well and threshold current density are theoretically calculated for AlGaAs 780nm laser diode. And devices are fabricated which emits at wavelength of 789nm. Lots of efforts are paid for the research of AlGaInP material and device structure. AlGaInP quantum well lasers are fabricated and emit at wavelength of about 680nm. The output power is as high as 100mW. The characteristic temperature is between 111-270K for different cavity length devices.
5. Firstly AlGaAs and AlGaInP laser diode are cascaded by tunnel junction during epitaxy growth. Novel dual-wavelength 650-780nm laser diodes are fabricated for the application as DVD pickup head. SEM shows the device structure is the same as

designed. For a dual-wavelength operation, The threshold current is 112mA, output power is 100mW, and the wavelength is 699nm and 794nm. The parallel and vertical Far field angle is 7.8 ° and 32.4° respectively.

6. Hall effect measurement system was set up. The system can measure resistivity carrier concentration, mobility and hall parameter for high and low resistance materials at different temperature and current. A new reliability system for semiconductor laser diode is proposed.

Key words: Dual-Wavelength, Semiconductor Lasers, strained quantum well, AlGaInP/GaInP

650nm, 780nm, 980nm, monochip integrated, Cascaded Lasers by Tunnel Junction.

第一章 引言

激光是二十世纪六十年代迅速兴起的一门崭新的科学技术，它是二十世纪发展快、成果多、学科渗透广、应用范围大的综合性高新技术。目前半导体激光器已经渗入许多重要的应用领域，成为绝大多数光电子系统不可缺少的组成部分。尤其是当前人类社会正走入信息化时代，人们对高速信息处理和通信能力的要求越来越高。半导体激光器由于体积小、高效、高速的特点在高速信息传输、处理等方面得到了充分的重视和利用，成为世界各国竞相发展的高新技术的重要组成部分，其中 980nm 波长的半导体激光器在军事、通讯、激光医疗、激光加工等领域的应用非常广泛； 780nm 和 650nm 波长系列的红色可见光半导体激光器则主要应用于信息存储、条形码扫描、激光印字、复印和医疗中。

1.1 半导体激光器的发展与应用

1.1.1 半导体激光器的发展概况

早在 20 世纪 60 年代初，就有科学家提出了利用半导体材料作为激光媒质的建议^[1]。1962 年，GE 公司的 Hall 观测到了正向偏置下的 GaAs p-n 结发射出相干光^[2]。从此开始了半导体激光器的第一个发展阶段：同质结构注入型激光器。此类激光器的一个致命的弱点是受激发射阈值电流密度极高，通常为 5×10^4 ~ 1×10^5 A/cm²，因此只能在低温和脉冲状态下工作。这种激光器离实际应用还有很大差距。

为了降低激光器的阈值电流密度，在 1968~1970 年期间，美国贝尔实验室成功研制了 AlGaAs/GaAs 单异质结激光器^[3]。室温下阈值电流密度降低到 8.6×10^3 A/cm²。这标志着半导体激光器进入了第二个发展阶段：单异质结注入型激光器。单异质结激光器可以利用异质结提供的势垒把注入电子限制在 GaAs p-n 结的 P 区之内，从而使阈值电流密度 J_{th} 比同质结激光器降低了一个数量级。

在 1970 年，美国的 Panish 和 Hayashi 等人实现了双异质结激光器的室温激射，阈值电流密度 J_{th} 在 300K 时达到了 2.3×10^2 A/cm²^[4]。这样阈值电流密度又降低了一个数量级。半导体激光器进入了它的第三个发展阶段：双异质结注入型激光器。双异质结激光器把窄带隙的 p-GaAs 层夹在宽带隙的 n-Al_xGa_{1-x}As 层和 p-Al_xGa_{1-x}As 层之间，两个异质结形成的势垒把注入的载流子限制在有源区内，有利于实现激光器的高增益；同时由不同材料折射率差形成的光波导可以将光场大部分限制在有源区内，从而提高了激光器的光场限制因子 Γ 。

双异质结半导体激光器的问世为半导体激光器走向实用化打下了坚实的基础。随着材料外延生长技术的改进，器件结构的优化，异质结激光器的阈值电流密度不断降低，室温、连续输出功率不断增加，寿命不断提高，工作波长也由最初的 850nm 向两侧延伸，目前从 417nm 到 1600nm 波长范围的激光器均已实现室温连续激射，材料从

AlGaAs 逐渐发展到 InGaAs、InGaAsP、AlGaInP、GaInP、InGaN、ZnSe 等多种材料体系。

“量子尺寸效应”和“超晶格”等新的物理概念的提出与验证以及分子束外延(MBE)、金属有机物化学气相沉积(MOCVD)和化学束沉积(CBE)等超精细薄层材料生长技术的出现和发展为量子阱激光器的出现奠定了必要的理论和技术基础。在 70 年代初有人就提出利用量子尺寸效应制备性能更好的激光器二极管，但是直到 1977 年 Dupuis 和 Dapkus 才利用 MOCVD 方法研制出了性能良好的量子阱激光器^[5]，其阈值电流密度为 $3 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$ 。此后，W. T. Tsang^[6]对量子阱激光器进行了大量的研究工作。由他提出的对载流子和光分别限制的渐变折射率波导(GRIN-SCH)结构，使单量子阱激光器的内部损耗降低到 3 cm^{-1} ，内量子效率接近 95%， $1125\mu\text{m}$ 腔长的器件 J_{th} 降到了 160A/cm^2 ，从而证明了量子阱激光器的优越性。这标志着半导体激光器进入了第四个发展阶段：量子阱激光器阶段。由于量子尺寸效应，量子阱激光器势阱中的电子和空穴沿垂直阱壁方向的运动呈现出量子化的特点，状态密度分布也变成了阶梯状，很小的注入电流就可以实现粒子数反转。因此与体材料激光器相比，量子阱激光器具有更低的阈值电流、更高的微分增益和量子效率、更窄的光谱线宽、更好的温度特性和更高的调制速率等优点。

在异质结半导体激光器和量子阱激光器的研究初期，人们尽量寻找晶格常数匹配的材料，以减少晶格失配以及由此造成的应变和位错。随着激光器应用的扩展，人们需要激光器在不同的波长范围内工作。但在某些波段内(如 980 nm)，如果选择禁带宽度 E_g 合适的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 作为有源区材料，将找不到晶格常数与之匹配的衬底材料。若采用 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 异质结构，失配率将高达 3%。由此引出了对具有一定晶格失配率的应变量子阱的研究。当在晶格失配的异质外延材料中产生弹性形变时，对应固定的弹性应变量存在着一个临界厚度 h_c 。当外延层厚度小于临界厚度时将产生弹性形变；当外延层厚度大于临界厚度时将产生失配位错^[7]。典型的应变量子阱材料有 $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ (压应变)、 InGaAs/InP (压应变或张应变)以及 $\text{InGaAs}/\text{InGaAsP}$ (压应变或张应变)应变量子阱。应变将导致带隙改变、价带退简并等能带结构的变化。1986 年，Adams 和 Yablonowitch 等人从理论上分析了应变量子阱激光器具有的许多特点：如阈值电流密度降低、效率提高、温度特性改善、微分增益提高、调制带宽增加等。理论上的预言、超薄层材料生长技术的发展和实际应用的需要使应变量子阱激光器的研究成为当前发展的热点，发展速度极快^[8]。目前的半导体激光器多采用应变量子阱结构。

近年来对低维量子结构(一维量子线、零维量子点)激光器的研究也非常活跃。1994 年研制出了由数组量子阱结构串联在一起构成的一种新型带间量子级联激光器。此种激光器无论是结构上还是工作原理上均与前述的量子阱激光器有明显差别。在量子线、量子点结构中的电子已失去了经典特性而完全量子化了。图 1-1 为量子阱、量子线和量子点的态密度能谱分布图和微分增益与准费米能级的关系。可见对量子线和量子点，微分增益系数要比量子阱大的多。因此预计可以得到极低阈值电流的激光器，

可望改善激光器的光谱线宽和动态调制速率，并提高温度稳定性。

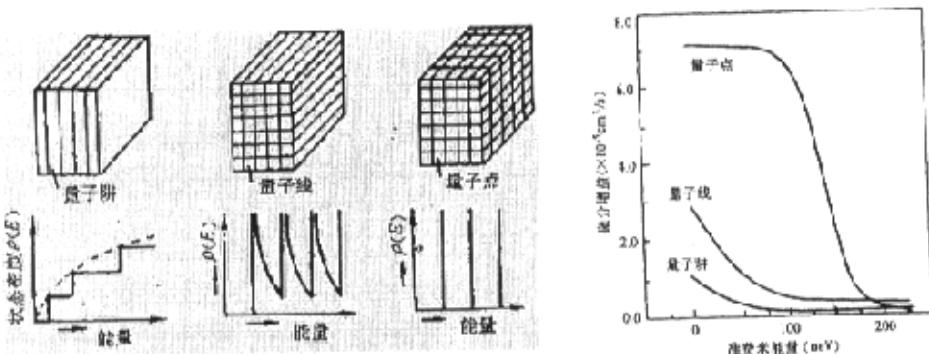


图 1-1 量子阱、量子线和量子点结构的态密度能谱分布图和微分增益与准费米能级的关系图

Fig.1-1 Energy distribution of state density and differential gain of quantum well, quantum line and quantum dot

垂直腔面发射激光器（VCSEL）是近年来迅速发展的又一类型的重要半导体激光器。1977 年日本东京大学的 Iga 提出垂直腔面发射激光器，1988 年报道室温连续工作^[9]，直到引入量子阱结构后才得到飞速发展。1990 年，美国的 R. S. Geels 首次报道了阈值电流降低到毫安量级^[10]，标志此类激光器取得了重大突破。

随着外延技术的不断进步，半导体激光器的波长从 850nm 向两边不断延伸，用于制备激光器的半导体材料体系也不断扩大，图 1-2 给出了不同波长半导体激光器所采用的材料体系，从波长从 0.4μm 至 1.5μm 间均已开发出合适的制备激光器件的材料。



图 1-2 半导体激光器的发射波长和所用的材料
Fig.1-2 The lasing wavelength vs. Materials of semiconductor laser diode.

1.1.2 半导体激光器的应用

由于半导体激光器体积小、阈值电流低、转换效率高、功耗小、直接调制，传输信号速率高、可靠性好、寿命长、辐射波长覆盖范围宽（紫外-可见光-蓝绿光-红外）等一系列突出的优点，使得它在许多领域得到了广泛的应用。图 1-3 给出了半导体激光器的一些主要应用领域及其对应的工作波长、功率和线宽等特性。从图中可以看出，半导体激光器的应用领域主要包括光纤通信、光盘存储、光缆电视、材料加工、印刷制版、激光打印、作为固体激光器和光纤放大器的高效泵浦源以及军事和医疗等

领域。

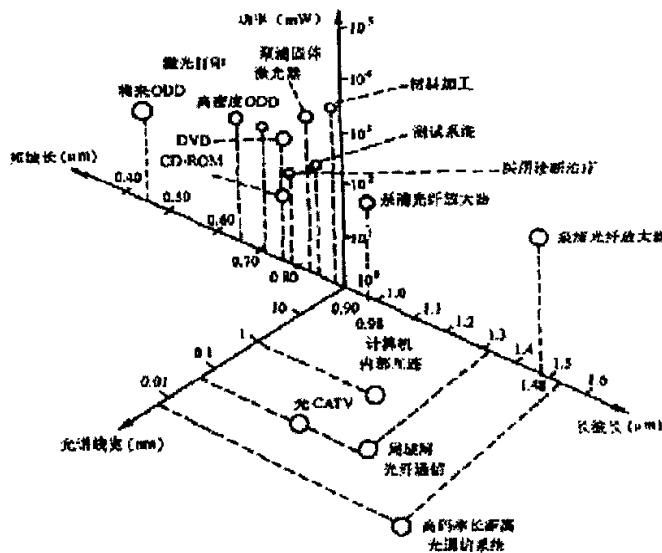


图 1-3 半导体激光器主要应用领域所需的波长、功率，线宽示意图

Fig.1-3 Schematic diagram of wavelength, power, spectrum linewidth of semiconductor Laser diodes in the main application area.

半导体激光器的主要应用领域是光线通信^[11-14]。光纤通讯系统可以传输声音、数据信息和图像，它都是基于半导体激光器的一个重要特点，即电信号可以直接对激光器进行强度调制和检测（IM/DD 方式）。对激光器的要求是：器件能正常工作的调制速率、光谱成份和输出功率大小。另外可以对激光器进行频率调制（F S K）或相位调制（P S K），这种方式属于相干通信方式，其检测更为复杂，对激光器的要求是：相位非常稳定，窄的线宽，调谐范围至少几个纳米。上面的通讯是单信道系统，对多信道系统如波分复用和副载波复用，对激光器的要求更高，对激光器的发散角、色散、强度一噪声比和光功率一电流线性方面的要求更高。其他的要求包括：半导体激光器的可靠性、温度特性、与光纤的耦合效率和光反馈等。

半导体激光器的另一重要应用领域是信息处理，即信息的读出和写入。读写系统除了对激光器的输出功率大小要求不一样，其他要求是共同的：短波长、高光质量、小光像散和温度稳定性。目前用的最多的为 780nm 和 650nm 激光器^[15]。

半导体激光器的其它应用主要包括：可见光激光器在条码扫描、激光打印和复印、医学和海底探测中的应用；大功率激光器用于泵浦固体激光器和光纤放大器、激光加工、生物和医疗；激光器用于军事领域，如激光武器、瞄准器、雷达、测距、制导跟踪和激光引信等；垂直腔面发射激光器用于光互联、二维图像处理和光计算技术等^[16]。

1.2 InGaAs/AlGaAs 应变量子阱激光器的发展与应用前景

InGaAs/AlGaAs 应变层量子阱激光器是近年来国际上高度重视，具有广阔应用前景和发展非常迅速的一种新型半导体激光器。由于采用了应变结构，激光器的性能得到了进一步的改善和提高，如阈值电流密度变得更低、增益系数更高、温度敏感性更小、及更适合于高功率和长寿命的激光器。而且由于其发射波长范围在 0.9-1.1um，填补了匹配的 GaAs/AlGaAs 和 InGaAsP/InP 材料的发射波长盲区，在军事、通讯、医疗等方面具有极其广泛而重要的应用。

1.2.1 InGaAs 应变量子阱激光器的发展与特性分析

八十年代末，在普通量子阱结构的基础上发展了应变量子阱（SL—QW）结构。所谓应变指的是两种材料虽然晶格常数不相等，只要失配度不是很大，层厚小于弹性形变的临界厚度，则在平行于界面的方向上会产生一个统一的平衡晶格常数。人们可以人为地利用这个自建应力来改造能带结构，其自建内应力造成了量子阱层材料晶格的四方型畸变，促使能带中心处原来兼并的空穴带分裂成重空穴带和轻空穴带，这促使价带的不连续性增大，俄歇复合及价带间的吸收大大减小；而且价带的形状和位置也发生改变。它将导致激光器性能的进一步全面改善。

InGaAs/GaAs 是最早的应变体系，由于存在双轴压应变效应，重空穴位于轻空穴之上，C-HH 跃迁占主要优势，具有类似普通晶格匹配的量子阱的载流子辐射复合有效利用率，沿 TE 偏振方向的跃迁矩阵元强度由体材料的 1/3 增加到 1/2。而且由于压应变的能带结构的重空穴带在平行结平面方向具有更小的有效质量，导致态密度减小，因此要比晶格匹配的量子阱结构更容易实现受激发射；且在这种材料系列中能带的各种分支近似理想，依赖于载流子的损耗机制可以忽略不计。因此对于 InGaAs 应变量子阱激光器来说，具有内部损耗低、内量子效率高（接近 100%），及低阈值电流密度约为 $45A/cm^2$ 等特点。另外压应变促使特征温度 T_0 值大大提高，同时改善频率特性，增加微分增益，输出线宽变窄。

1983 年 M. D. Camras^[17]等人采用光泵浦 InGaAs-GaAs 应变超晶格获得了室温连续输出的激光，自此研究揭开了应变量子阱激光器的序幕。1984 年，Laidig^[18]等人成功地采用了 MBE 制备了 InGaAs 量子阱激光器，阈值电流密度低达 $465A/cm^2$ 。1986 年 A. R. Adams 等人从理论上预见了应变量子阱激光器诸多的优异特性后，全世界掀起了研究应变量子阱激光器的热潮^{[19]-[23]}。在 MBE、MOCVD、MOMBE 及 CBE 等主要的外延生长设备上均已制备出高性能的 InGaAs/GaAs 应变量子阱激光器。目前已得到阈值电流密度低达 $45A/cm^2$ 的宽接触激光器，输出功率可达 W 级以上。采用脊型波导制备的基横模窄发散角激光器用于光纤耦合，连续输出功率超过 350mW，微分量子效率达 0.8-0.95W/A，光纤耦合效率为 50%-90%，可获得 120-150mW 的出纤功率。另外还获得了具有高 T_0 （约为 150°C）的 InGaAs

应变量子阱激光器，及可在高温到 190℃下稳定工作的激光器件。

1.2.2 980nm InGaAs 应变量子阱激光器的应用前景

980nm InGaAs 应变量子阱激光器的最主要应用是作为掺铒光纤放大器（EDFA: Erbium Doped Fiber Amplifier）的泵浦源。EDFA 是近几年来光纤通信领域的一项重要成果，它将受激辐射与光纤技术结合起来。在光纤芯中掺有微量稀土元素 Er，当处于基态的 Er³⁺离子吸收波长为 980nm 或 1480nm 的光子辐射时，会从下能级基态 $^4I_{15/2}$ 跃迁到上能级 $^4I_{11/2}$ 或 $^4I_{13/2}$ ，当处于高能态 $^4I_{13/2}$ 的粒子跃迁到下能级基态 $^4I_{15/2}$ 时，会发射波长在 1.52-1.57μm 的光子，该波长正好位于石英光纤的低损耗窗口，如图 1-3 所示。其中 980nm 的泵浦源比起 1480nm 的泵浦源具有许多优越的特性，如 980nm 的高功率输出可提高泵浦强度，温度敏感性比较小；另外由于 980nm 泵浦光与 1550nm 信号光较大的波长差别使得放大器具有接近 3dB 量子极限的低的噪声。因此 980nm 半导体激光器成为掺铒光纤放大器的最理想泵浦源，自 1993 年以来比 1480nm 泵浦源得到了更广泛的应用。1480nm 由于接近信号光波长 1.55μm，处于石英光纤最低损耗窗口，可与信号光在光纤中共线传输，因此其主要用于像遥泵或分布光纤放大器这样的应用。

掺铒光纤放大器由于具有宽带放大、低噪声、全光纤特点以及温度特性好、体积小等一系列优点，使其成为光放大器的主选器件，在直接检测、相干检测、CATV、LAN 及分配网和光孤子传输等方面有重要的应用。它可作为光中继器来放大微弱信号或作为前置放大器来提高接收器的灵敏度等，不再需要信号的探测、重新产生与重新发射，去掉了原先在中继站中对高速电子电路、高速光接收件和光发射器的要求。EDFA 使得全光通信成为可能，它将在下一代超高速、超大容量、超强功能全光通信网络中起非常重要的作用。1986 年以来，发达国家投入巨资进行 EDFA 的研制与开发，近年来开始付诸实际工程应用。从 1994 年起，国外已开始使用 EDFA 放大中继的线路。而且随着信息高速公路的实施，其对 980nm 泵浦源的需求是巨大的，其经济效益十分显著。

高功率 980nm InGaAs 半导体激光器的另一个非常重要的应用就是用来作为固体激光增益介质的泵浦源。这种二极管激光泵浦固体激光器（DPSL）具有高效率、小型化、全固化和寿命长等优点，引发了固体激光器的一场革命，已成为国际激光技术发展的重点。利用激光二极管（LD）高电光转换效率（~60%），可将固体激光器由灯泵浦的效率 1~5% 提高到 20% 以上，并且将固体激光器的体积大大减小。另一方面 DPSL 的激光输出具有许多固体激光器的优点，例如：窄线宽，通常可为 0.0001-0.01nm，相干性好；DPSL 经调 Q 和锁模产生的脉冲峰值功率（MW）比 LD 的高 6 个量级以上；发散角非常小，可以获得达到衍射极限的光束等。DPSL 在民用上的主要应用包括材料加工，金属焊接、切割和打标等；在军事上的应用主要包括激光测距、激光制导、激光雷达和激光武器等方面。980nm 左右的 InGaAs / GaAs 应变层量子阱激光器可以作为许多新型固体激光器的泵浦光源，如 Er:

YAG, Er / Yb: 玻璃, Er: YLF, Er: Y_2SiO_5 , Er: BaY₂F₈ 等等, 可以获得 1.55~1.6μm 以及 2.60~2.90μm 两个波长范围的激光。1.55μm 是人眼安全区波段。2~3μm 为大气窗口, 适用于相干激光雷达, 在空间遥感方面将发挥其作用; 另外水对该波段有强烈的吸收, 该类激光器可望在激光医疗上找到广泛的应用。另外由 DPSL 采用非线性晶体进行倍频, 可获得短波长蓝绿激光器, 在水下通讯、探潜和海底形貌探测, 高密度激光唱盘和视盘等领域有很重要的用途。

瓦级大功率 980nm 半导体激光器在激光医疗中具有很重要的应用, 比之其它医疗用激光器具有耗电少, 体积小, 使用简易方便等优点。医学上证明, 980nm 波长的光更易被水分子吸收, 组织穿透深度小, 能量更集中, 对周围组织损伤小, 且还具有很好的凝固止血效果。因此大功率 980nm 半导体激光器被用于医疗上的激光手术刀, 这比其它长波长的手术刀更为有效。目前国外一些医疗公司已有不同功率输出的系列产品, 最大连续输出功率可达 50W, 可用于脉冲和连续方式工作, 功率可调, 激光以光导纤维输出, 用于激光医疗手术。

1.3 红色半导体激光器的发展概况及其应用

由于应用的需要半导体激光器的波长不断从 850nm 向两侧延伸。尽管波长超过 750nm 后颜色已不是可见光范围所定义的红色, 但通常所谓的红色半导体激光器仍然包括波长从 630~790nm 范围的所有器件。目前用于制备红色激光器的材料主要为: AlGaAs 和 AlGaInP。

1.3.1 780nm AlGaAs 半导体激光器的发展和应用

由于光信息存取和某些可见光激光器的需要, 从 70 年代开始人们就积极探索可见波段的半导体激光器。由于当时光盘机所用的 He-Ne 激光器 (632.8nm) 的许多缺点, 如高达 10KV 的触发电压, 在正常工作时也需要 1000~2000V 的电压维持几毫安的工作电流; 体积庞大, 腔长约 1~2mm; 寿命短, 一般只有几千小时, 因此人们对研究红色可见光半导体激光器产生巨大动力。70 年代末期人们采用 GaAlAs/GaAs 材料终于成功研制出 780nm 的半导体激光器^[24-26]。由于其体积小、重量轻、寿命长和功耗低等优点此类激光器很快便替代了 He-Ne 激光器用作光盘机的光源。

为了提高光信息的存储容量, 经光学系统聚集的半导体激光器的光斑应尽量小, 而由于聚焦后的光斑直径正比于激光器的激射波长, 减少激光器的激射波长成为提高光盘存储密度的首选办法。理论上 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料的波长覆盖范围为 620nm~870nm, 但实际上随着 Al 的含量 x 的增加, 材料中电子直接带隙和间接带隙的比率减小, 即内量子效率减小将使阈值电流上升。试验表明当 x 在 0.37 左右时, 导带的直接带隙能谷 (Γ) 与第一个间接带隙能谷 (X) 基本持平。提高 x

的另一困难是在外延层较厚的情况下，随 Al 组分 x 的增加，其晶格常数增加，因而与衬底 GaAs 材料的失配增加，其后果是产生非辐射复合界面态，使器件阈值电流进一步增加，减少器件的寿命。而且随 Al 组分的增加，AlGaAs 和 GaAs 的热膨胀系数差别增大，导致热应力增加，同时 Al 含量高的 AlGaAs 生长也困难。

八十年代 780nm 激光器主要停留在小功率和异质结的研究方面，应用也主要在数据读出，功率一般在 50mW 以下。九十年代开始进入高功率阶段。Kunihiko ISSHIKI 等人报道了利用二次扩散技术得到的高功率窗口扩散窄条形 (2um) GaAs/AlGaAs 激光器，其在直流条件下输出功率高达 134mW，阈值电流仅为 17.5mA^[27]。关于高可靠性和高功率 780nm 激光器不断出现^[28-29]，主要用于光盘的数据写入和 DVD 读取。1999 年有人报道了一种新型的 MBG (melt-back-grown) - NAM (non-absorbing mirror) 新型结构 780nm 激光器，其器件制备过程为：先在 GaAs 衬底上生长 p 型过渡层和 n 型电流阻挡层；接着形成 V 型槽；然后生长异质结构；再接着淀积 Si₃N₄ 钝化层；光刻条形；选择背腐蚀和无吸收镜面生长；最后形成金属化电极并解理。在腔面形成的无吸收镜面大大提高了激光器的 COD 水平。与传统结构相比，此新结构激光器的最大输出功率比传统激光器高三倍^[30]。

目前，780 波段的激光器仍然有广泛的应用市场。5mW 以下的 780nm 激光器是最早被大批量生产的器件，多应用于 CD-ROM、CD-player、CD-game 等商品内。对于功率在 10mW~1W 的中等功率器件方面，30mW 的 780nm 激光器用于可读写型存取系统，如 CD-R、可擦写型小光盘 (Rewritable MiniDisc)；最新出现的用于 DVD 系统的双激光器光学头其中一个便是 780nm 激光器。1W 以上的高功率激光器，主要用于医学治疗、数位印刷和艺术表演的灯光效果上。

1.3.2 650nm GaInP/AlGaInP 半导体激光器的发展和应用

1983 年室温脉冲工作的 AlGaInP 红色可见光双异质结激光器问世^[31]，1984 年在 77K 连续工作的 AlGaInP 激光器问世^[32]。1985 年日本的 NEC^[33]，SONY^[34] 和 Toshiba^[35-36] 公司相继报道了室温连续工作的可见光激光器。AlGaInP 激光器的阈值电流要高于 AlGaAs 激光器，原因是 AlGaInP 较高的载流子有效质量，较高的态密度引起载流子浓度的增大；AlGaInP 相对较弱的载流子限制导致载流子泄漏电流增加。用 AlGaInP 作限制层的双异质结激光器的阈值电流密度多为 2—4kA/cm²，最好的记录是 860 kA/cm²，对应于一个较长腔长的器件^[37-38]。早期的工作主要集中于如何提高光场的限制因子和提高限制势垒以降低电子泄漏电流。

伴随较高的阈值电流出现的是连续工作时 AlGaInP 的高热阻。为了提高最大工作温度，开始用较薄的 AlGaInP 限制层或用双层级联的 AlGaInP/AlGaAs 限制层，由于 AlGaAs 的热阻较低，从而降低了整个器件的热阻^[34,35]。AlGaInP 激光器的另一重要参数是特征温度 (T_c)。较高的特征温度意味着较强的载流子限制，表明热能不足以激发大量的载流子越过势垒；而且较高的特征温度也表明较少的非辐射复合。双异质结 AlGaInP 激光器的特征温度通常在 80—140K 之间^[39-40]。通

过结构优化得到的最佳值为 222K^[41]。实际上，有试验表明 AlGaInP 激光器的特征温度并非一个值，与 InGaAsP 激光器相似，它也有两个特征温度^[42]。通常在 20~80°C 为第一个特征温度，更高温度时为另一特征温度^[43]。为了提高特征温度值，人们引入多量子势垒结构 (MQB)，来增加载流子的限制，降低阈值电流，得到了阈值电流密度为 840A/cm² 和 T_0 为 167K 的激光器^[44-45]。

AlGaInP 量子阱激光器的出现进一步降低了阈值电流密度，也使波长的缩短变为现实。渐变和突变折射率波导结构的单量子阱和多量子阱器件均有报道。图 1-4 是目前应用最广泛的经多次外延生长的、带有饱和吸收层和 n 型电流阻挡层的 AlGaInP/GaInP 应变多量子阱激光器^[46]。这种新结构的出现使得高功率，温度特性良好的 650nm 激光器的室温连续工作变为现实。1999 年日本东芝公司的 Naohiro Shimada^[47] 详细研究了应变量子阱的阱数及阱宽与器件特性之间的关系（见图 1-5, 1-6）。从图中可以看出，把各个参数之间的矛盾折中考虑后，显然是阱宽为 4nm 的四个量子阱的器件结构为最佳器件结构。目前已经得到在 100°C 输出功率可达 40mW 的 655nm 激光器，该类激光器在室温下功率可达 70mW。

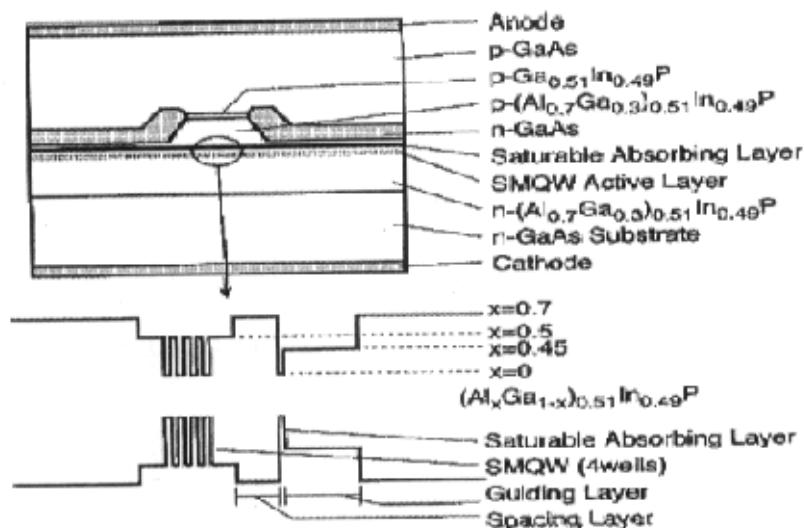


图 1-4 AlGaInP/GaInP 应变多量子阱结构。

Fig.1-4 Structure of AlGaInP/GaInP Strained quantum well

650 波段附近的激光器近年来也开始大批量生产。5mW 以下的低功率激光器主要用于激光指示器、条码阅读机、量测标准、及只读型信息存取系统上，如 DVD-ROM 或 DVD-Video 的应用；30mW 左右的中功率激光器用于可读写型存取系统，如 DVD-R 或 DVD-RW；而功率 100mW 以上的激光器则用于激光打印/复印、固体泵浦源和医学治疗上。

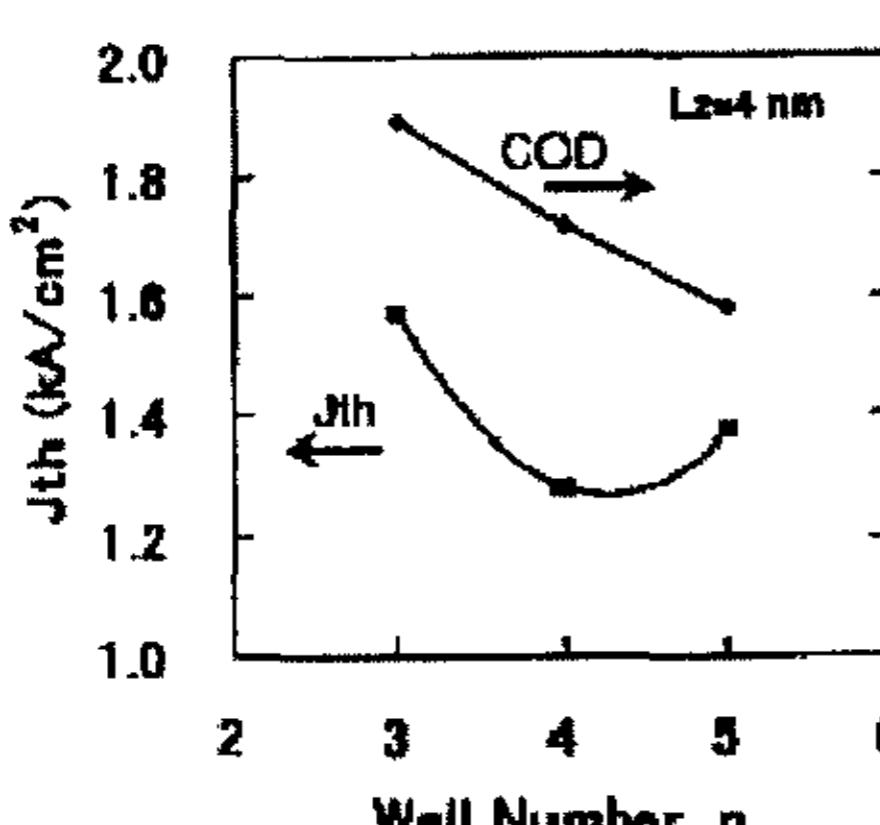


图 1-5 阵数与阈值电流密度及灾变性烧毁 (COD) 水平的关系。

Fig.1-5 Well number dependence for threshold current density J_{th} , and COD power

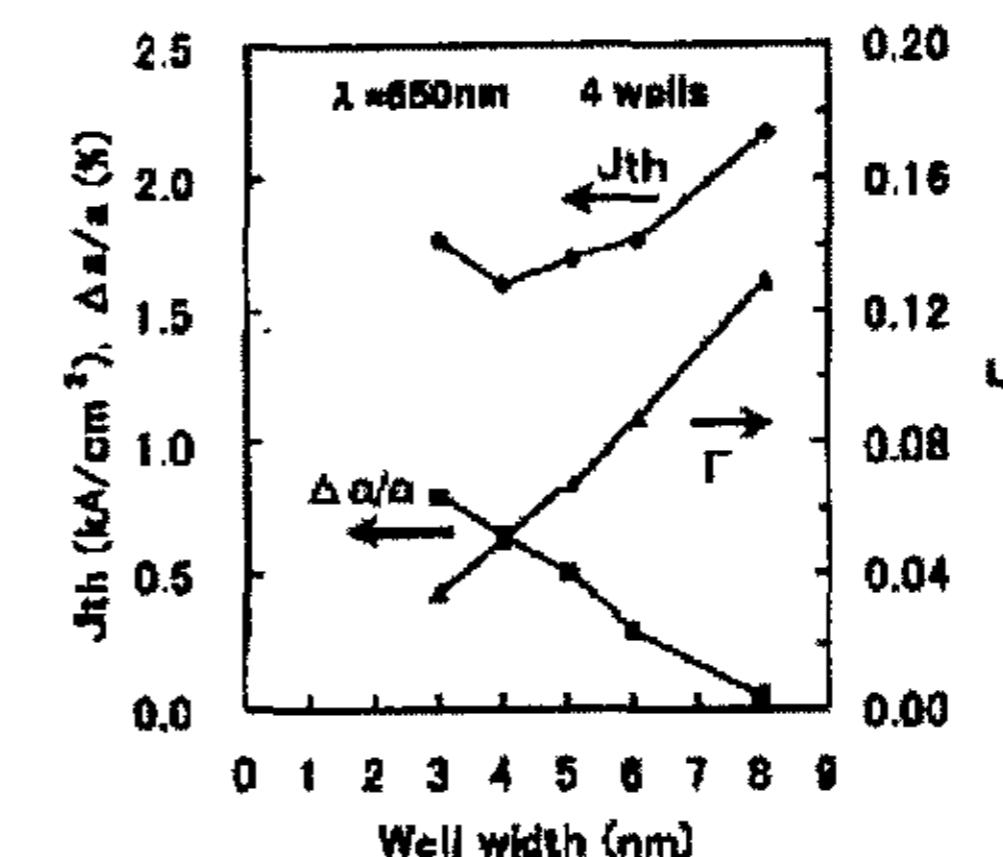


图 1-6 阵宽与阈值电流密度、限制因子及阱中应变参量的关系

Fig.1-6 Well width dependence for threshold current density J_{th} , strain $\Delta a/a$ and optical confinement factor Γ at the same lasing wavelength(650nm).

1.4 双波长和多波长激光器的发展和应用

由于不同波长的激光与物质有着不同相互作用效应，多波长激光器应运而生，多波长激光器是一种特殊的激光光源，可同时输出不同波长的激光，因在光谱学、非线性光学、原子分子物理、生物分子成像、医学研究、光通讯、光计算、污染检测及高精密测量等科技领域有广泛应用并倍受重视。

自 1973 年首次实现 Nd:YAG 晶体双波长激光器以来，多波长激光器已有十多种，涉及气体、固体和液体、半导体等多种类型。其中，最新出现的多波长半导体激光器因其具有半导体激光器的众多优点而将成为最具应用前景的多波长激光器之一。

用 DFB 激光器和垂直腔面发射激光器制备的多波长激光器阵列早有报道。特别是后者在大型计算机光互联和实时光信号及图像处理方面的巨大应用潜力，使得多波长激光器阵列十分引人注目。但垂直腔面发射激光器的输出功率目前仍然很低，对于某些需要高功率工作的多波长激光器仍要相当长一段时间的研究^[48-50]。

双波长激光器在医学上早有应用。如医学用 Nd:YAG 固体激光手术器，通过控制系统可使一台激光器输出两个波段的光 (1064nm, 532nm)，医生可以根据患者病灶的差异，采用不同波长和功率的激光器进行治疗。从医学上讲，一定波长的激光，对治疗相关的病灶，其治疗效果也不同；1079nm /1341nm 双波长连续激光器，大功率输出可用于激光治疗机^[51]。另一方面，某些微小区域的激光手术需要一个激光器作为病灶的定位指示器，一个作为手术刀，因此双波长和多波长输出的激光器在医疗应用中非常重要^[52]。

双波长和多波长激光器可以应用于彩色激光打印和复印方面。1992 年有人报道了把 0.8μm, 0.85μm 和 0.92μm 的激光器通过外延生长的方法集成在一个芯片上^[53]。1993 年报道了把 AlGaAs 和 AlGaInP 激光器集成在一个芯片上制备了 830nm 和 680nm 的双波长激光器^[54]。

Lucent 已研制出能同时发射三个中红外波长激光的多波长激光器^[55], 它将被用于气体跟踪探测器 (trace gases detector); 用于光通讯的多波长半导体激光器^[39]也已研制成功。

双波长激光器的另一类重要应用是光盘读写系统。目前的 DVD-VCD 兼容机和 CD-R, CD-RW 所用的激光头分为单波长激光器光头和双波长激光器光头。双波长激光器光头是通过把两个独立的激光器芯片 (即一个 780nm 激光器用于读取和写入数据 (CD-R), 一个 650nm 激光器则用于 DVD 数据的读取) 通过现代工艺安装在一个衬底上, 很难精确控制两个激光器的位置和发出的光束质量, 且封装成本很高。单激光器的优点是成本低, 认盘速度比较快, 缺点是信号质量不高, 兼容性较差; 双激光器光头的优点是信号质量很高, 兼容性好, 但是缺点是成本高, 且存在着机械故障的隐患。

夏普于 2000 年在 InterOpto 2000 上展示了将 2 个波长的半导体激光器封装在一体的双波长光学头产品。波长为 784nm 的半导体激光, 可以对应 12 倍速 CD-R 的数据写入和读取; 波长为 654nm 的半导体激光器可对应 DVD 的数据读取。SONY 公司也于 2001 年推出了单一封装的双波长激光器^[56]。

1.5 隧道级联双波长激光器课题的提出

双波长封装的激光器光头的缺点是成本高, 且存在着机械故障的隐患。如果把两个激光器集成在一个芯片上制备出双波长激射的激光器, 不仅可减少元件的数量、光学头的尺寸、兼容读写的相应时间, 还可大大降低整机的成本。

1999 年根据沈光地教授的隧道级联的思想^[57], 即通过隧道结把多个半导体激光器的有源区连接起来的思想, 我们提出制备双波长和多波长激光器和发光二级管的想法, 即利用隧道结把不同波长和不同材料的激光器和发光管结构利用隧道结在外延生长过程中连接起来, 并申请了相应的研究基金课题。

课题的研究方案是: 首先采用 950nm、990nm 的双波长激光器进行开拓性的理论和试验研究, 研究隧道结级联可能给上下有源区和波导结构造成的影响, 从机理上研制出第一个隧道级联的双波长半导体激光器。接着分别研究用 AlGaInP 材料系制备 650nm 激光器和用 AlGaAs 材料制备 780nm 激光器的结构设计, 材料生长试验和制备工艺, 目标是最终制备出波长为 650nm、780nm 的双波长隧道级联激光器件。

2001 年 12 月台湾报道了第一个 650nm、780nm 单片集成双波长激光器。制备

这种激光器的目的与我们的目的完全一致，也是用于光盘的兼容读写系统，但结构和方法则完全不同。报道的双波长激光器首先采用外延生长 780nm AlGaAs 量子阱激光器，然后通过 SiO_2 掩蔽在外延片上沿 011 方向腐蚀出 300um 宽深到衬底的槽，接着继续外延生长 650nm AlGaInP/GaInP 量子阱激光器。生长完后，腐蚀掉 SiO_2 层及其上层物质。然后分别制备两种波长的条形激光器^[58]。得到两个横向排列可分别工作的双波长激光器。

与上述结构相比，我们提出的隧道级联双波长激光器采用的是一次外延生长的方法制备，两个激光器是纵向排列的，其复杂性和成本明显低于上述多次外延结构。且我们提出的双波长激光器如双波长同时激射，在出光方向上没有横向距离，因此光谱的远场分布与单波长激光器近似，两个激光器可以公用一套光学系统。从上面的报道也可看出我们提出的双波长激光器的独特结构优势和巨大市场应用潜力。

1.6 本论文的主要工作

根据沈光地教授提出的新型多有源区隧道再生激光器结构和北京市光电子实验室多年的试验结果，本论文提出了一种新型的隧道级联双波长半导体激光器的思想，在第二章中从理论上对结构进行了计算分析，并成功研制出了波长为 950、990nm 的双波长隧道级联半导体激光器。首次在理论和试验上验证了隧道级联双波长激光器的可行性。

在第三章中提出了制备单片集成单波长和双波长分别工作的集成激光器想法。分别设计了工艺版图，并制备出了 950nm，990nm 单波长和 950—990nm 双波长同时工作的集成激光器件。在第四章中详细研究和分析了新型隧道级联双波长半导体激光器上、下有源区的热特性。

在第五章给出了制备单波长 780nm，650nm 激光器的详细研究过程，为双波长激光器的研制奠定了基础。在第六章中我们首次制备出性能良好的 650nm、780nm 隧道级联双波长激光器。

在读期间的另一方面的重要工作是在半导体材料和器件测试方面的工作。利用光荧光谱扫描系统 PLM-100 进行的半导体材料的光谱测试和分析工作；较长时间自己组建的霍尔效应测试系统（包括硬件组装和软件编制等工作）；以及初步提出的半导体激光器可靠性测试系统的组建工作和试验结果。

参考文献

- [1] P. Aigrain. Proc. Conf. Quantum Electron. Paris, 1963: 1762
- [2] R. N. Hall et al.. Physical Review Letters, 1962(9): 366
- [3] M. B. Panish, I. Hayashi, S. Sumski. IEEE Journal of Quantum Electronics 1969 (QE-5): 210
- [4] M. B. Panish, I. Hayashi, S. Sumski. Applied Physics Letter, 1970(16): 326
- [5] Dupuis, R. D. and Dapkus, P. D. Applied Physics Letter, 1977(35): 673

- [6] W. T. Tsang, Applied Physics Letters, 1982(40): 217
- [7] Matthews, J. W. and Blakeslec, A. E., Journal of Crystal Growth, 1974(27): 188
- [8] Peter S. Zory, Quantum well lasers, University of Florida, New York, 1993:367-413
- [9] K. Iga, et al., IEEE J. Quantum Electronic., 1988,)QE-24:1845
- [10] R.S. Geels, et al. IEEE Photon Technol. Lett., 1990, 2:234
- [11] G.P. Agrawal., Fiber-optic Communication Systems, John Wiley & Sons, 1992
- [12] H. Ishikawa et al, IEEE J. Lightwave Technol, 1987, 5:848
- [13] G. P. Agrawal, N. K. Dutta., Semiconductor lasers, NewYork, Van Nostand Reinhold, 1993
- [14] G. Wenke et al., Appl. Opt., 1983, 22:3837
- [15] A.B. Marchant, optical Recording, Addison-Wesley, Reading, MA, 1990
- [16] R. Beach et al., Appl. Phys. Lett., 1990, 56:2065
- [17] M. D. Camras, J. M. Brown, N. Jr. Holonyak et al, J. Appl. Phys., 1983:6183
- [18] W. D. Laidig, P. J. Caldwell, Y. F. Lin, and C. K. Peng, Appl. Phys. Lett., 1984, 44, :563
- [19] E. Desurvire, IEEE Photon. Technol. Lett., 1990, 2:208
- [20] N. Chand, E. E. Becker, J. P. Van der Ziel, S. N. G. Chu, and N. K. Dutta, Appl. Phys. Lett., 1991, 58: 1816
- [21] R. L. William, M. Dion, F. Chatenold, and K. Dzurko, Appl. Phys. Lett., 1991, 58: 1704.
- [22] M. Okayasu, M. Fukuda, T. Takeshita, O. Kongure, T. Hirano, and S. Uehara, IEEE Photon. Technol. Lett. 1990, 2: 689
- [23] H. K. Choi, and C. A. Wang, Appl. Phys. Lett., 1990, 57: 321
- [24] H. Yonezu, M. Ueno, T. Kamejima and I. Hayashi, IEEE J. Quantum Electron., 1979, 15:775-781
- [25] F. R. Nash and R. L. Hartman, IEEE J. Quantum Electron., 1980, 16:1022-1033
- [26] R. D. Dupuis and p. D. Dapkus, Appl. Phys. Lett., 1977, 31:466-468
- [27] Kunihiko Isshiki, Takeshi Kamizato, Akihiro Takami et al, IEEE J. of Quantum Electronics, 1990, 26(5):837-842
- [28] Shinichi Nakatsuka, Sigeo Yamashita, Kenji Uchida, Japanese Journal of Applied Physics, 1991, 30(3):493-498
- [29] Y. Mihashi, M. Miyashita, N. Hayafuji et al., Journal of Crystal Growth, 1993, 133:281-288
- [30] H.C. Ko, M. W. Cho, J. H. Chang and M. Yang, Appl. Phys. A, 1999, 8:467-470
- [31] Asahi, H. Kawamura, Y. And NaGai, H., J. Appl. Phys. 1983, 54: 6958
- [32] I. Hino, Gomyo A., Kobayashi, K. Suzuki T., and Nishida, K, Appl. Phys. Lett., 1983, 43: 987
- [33] Kawamura Y., Asahi H. And Ikegami T., Electron. Lett., 1983, 19: 163
- [34] Hino I., Kawata S., Gomyo A., Kobayashi K. And Suzuki T., Appl. Phys. Lett., 1986, 48:557
- [35] Kobayashi K, Kawata S., Gomyo A., Hino I. and Suzuki T., Electron. Lett., 1985, 21: 931
- [36] Kobayashi K, Kawata S., Gomyo A., Hino I. and Suzuki T., Electron. Lett., 1985, 21: 1162
- [37] Ikeda M., Mori Y., Sato. H., Kaneko K. And Watanabe N., Appl. Phys. Lett., 1985, 47:1027
- [38] Ikeda M., Mori Y., Sato. H., Kaneko K. And Watanabe N., Appl. Phys. Lett., 1986, 48:89
- [39] Ishikawa M., Ohba Y., Sugawara H., Yamamoto M., and Nakanisi T., Appl. Phys. Lett., 1986, 48: 207
- [40] Kawata S., Fujii H, Kobayashi K., Gomyo A., Hino I., and Suzuki T., Electron. Lett., 1987, 23:1327
- [41] Ishikawa M., Shiozawa H., Itaya K., Hatakoshi G., and Uematsu Y., IEEE J. Quantum

第一章 引言

- Elect., 1991, QE-27: 23
- [42] Zory P. S., Reisinger A. R., Mawst L. J., Costrini G., Zmudzinski C. A., Emanuel M. A., Electron. Lett., 1986, 22:475
- [43] Chinn S. R., Zory P. S., and Resinger A. R., IEEE J. Quantum Electr., 1988, 24: 2191
- [44] Kobayashi K., Hino I., Gomyo A., Kawata S., and Suzuki T., IEEE J. Quantum Electr., 1987, 23:704
- [45] Agrawal G. P., and Dutta N. K., Long wavelength semiconductor lasers, Van Nostrand Reinhold Co., New York(1986)
- [46] Iso Kidoguchi, Hideto Adachi, Toshiya Fukuhisa, Appl. Phys. Lett., 1996, 68 (25) : 3543
- [47] Naohiro Shimada, Osamu Horiuchi, Koichi Gen-ei, Akira Tanaka, IEEE Journal of Selected topics in Quantum Electronics, 1999, 3: 729
- [48] D. R. Jones, P. Rees, Il. Pierce, IEEE Journal of Selected topics in Quantum Electronics, 1999, 5 (3) : 740
- [49] Weng W. Chow, Kent D. Choquette, Mary H. Crawford, Kevin L. Lear, IEEE Journal of Quantum Electronics, 1997, 33 (10) : 1810
- [50] 江剑平编著,《半导体激光器》,电子工业出版社, 2000。
- [51] <http://www.hightechbj.com/2002/qyzc/fjxm/fjxm.htm>
- [52] 秦军, 李正佳, 朱长虹, 激光与光电子学进展, 1998, 5:34
- [53] J. S. Major, Jun., D. F. Welch, W. E. Plano and D. Scifres, Electronics Letters, vol. 28, No. 4, 391-393.
- [54] D. P. Bour, D. W. Treat, K. J. Beernink and R. L. Thornton, Electronic Letters, vol. 29, No. 21, 1855-56.
- [55] <http://www.aip.org/eneews/physnews/1998/split/pnu407-3.htm>
- [56] <http://optonano.engin.brown.edu/Publications/LEOS99-final.pdf>
- [57] 殷涛, 新型大功率高量子效率光耦合 980nm InGaAs 级联激光器, 北京工业大学博士论文。1999: 10--15
- [58] Tien-Chang Lu, Richard Fu, H. M. Shieh, K. J. Huang, and S. C. Wang, Appl. Phys. Lett., 2001, 78 (7) :853

第二章 新型隧道级联 950nm、990nm 双波长激光器研制

在第一章中我们分析了 980nm 激光器的发展。根据多年来北京光电子室在隧道级联 980nm 激光器领域的研究经验，我们首先考虑只改变 InGaAs 量子阱中 In 的组份的方法来得到双波长 990nm 和 950nm 的激光器。这一考虑减小了外延生长的难度，并且可以得到性能较稳定的器件。我们可以把主要精力放在如何克服两个有源区之间的耦合以及上下激光器由于波长不同可能带来的矛盾。首次设计和制备出了纵向隧道级联的双波长半导体激光器。

2.1 隧道级联双波长激光器的工作原理

多年来，北京光电子试验室根据沈光地教授提出的隧道级联的思想研制的高效率大光腔多有源区激光器，是利用多层隧道再生及内部整体耦合大光腔机构实现的^[1-5]。图 2-1 给出了具有两个有源区的新机理激光器能带图，(a) 为热平衡能带图，(b) 为工作时能带图。纵向级联激光器的原理是使从电极注入的载流子在第一个有源区内进行辐射复合发出光子后，落入价带的电子通过反向隧道结遂穿到导带，再次实现了粒子数反转，电子空穴对在下一有源区内进行再次辐射复合发出光子。依此过程继续下去，若有 n 个有源区通过反向隧道结连接起来，将使从激光器电极注入的每一个电子空穴对在这 n 个有源区中产生 n 个光子，从而量子效率将提高 n 倍。因此在同样的电流密度下，此新机理激光器的光输出功率将比原有的普通单量子阱激光器增大 n 倍。

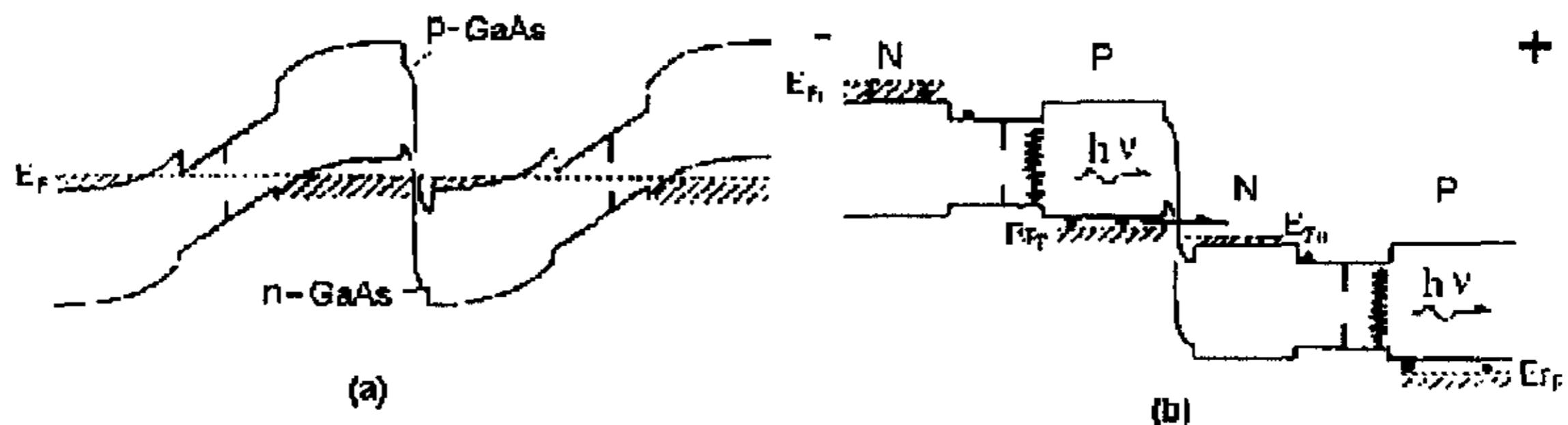


图 2-1 新机理激光器能带图 (a) 热平衡, (b) 工作状态

Fig. 2-1 Schematic diagram of energy band of double active region laser diode with tunnel junction

这种耦合大光腔高效大功率激光器的波导设计是要实现激光器的基膜激射，设计的主导思想是尽量使多个有源区的光充分耦合。因此隧道再生耦合多有源区激光器中各子有源区的间距较小（不超过几百纳米），各子有源区的光场相互耦合形成了一个真正的大光腔结构。耦合大光腔垂直于结平面方向尺寸可以达到数个微米的水平，这比通常半导体激光器有源区的光腔尺寸（通常为 10^2 \AA 量级）增大两个量级。大的光腔尺寸可以使光场在光腔内分布的更平坦，通过合理的设计可以使激光器输出

光束的方向性及器件的远场发散角等指标得到明显的改善。此外各子有源区之间的相互耦合同时激射也使隧道再生激光器的单色性比激光器阵列器件好。上述多有源区激光器的机理、隧道级联再生结构，已经从理论和试验上得到了验证^[6-9]。

根据上述隧道级联的原理，如果通过外延生长把不同组分或材料的量子阱用隧道结级联起来，每个有源区发射不同波长的光，便可以得到多波长半导体激光器和多色发光管。工作时，电子通过负电极从N型区注入到第一个有源区中与价带的空穴复合，产生一个能量为 $h\nu_1$ 的光子，然后价带的电子通过反偏的PN结隧穿到下一区的导带得到再生，并输运到第二个有源区，与价带中空穴复合后又产生一能量为 $h\nu_2$ 的光子。也就是说，如果有N个有源区，且各有源区的禁带宽度彼此不同，则从电极注入一个电子将会产生N个不同能量的光子。将此机理应用于半导体激光器，当注入电流达到使每一有源区实现粒子数反转后，结合合理设计的波导结构，避免各有源区间的相互耦合，则可实现该结构激光器有多个不同的激射波长。

与其它类型多波长半导体激光器相比，带间隧道级联多波长半导体激光器具有以下优点：

- ① 整个器件结构由一次外延生长完成，使工艺大为简化；
- ② 应用了隧道带间级联机理，从电极注入一个电子，可产生N个不同能量的光子，内量子效率大于1；
- ③ 在输入电流相同的情况下，总输出光功率随有源区数目的增加成倍增加。

2.2 950nm、990nm 双波长激光器的波导和量子阱设计

波导结构的分析对半导体激光器的结构设计和特性分析至关重要，因光波导不仅决定激光器的光学特性如光束质量、激射模式等，而且影响激光器的电学特性和热学特性如阈值电流密度、效率、特征温度等。

有源波导分为实数波导、虚数波导和混合波导。对于半导体边发射激光器，在垂直于结平面的方向（横向），具有很好的光限制与载流子限制，实折射率差较大，形成明显的实数波导，此时可以忽略复折射率虚部的影响。而在平行于结平面的方向（侧向），可以是复折射率的实部和虚部共同起波导作用的弱折射率波导如脊形波导，也可以是侧向具有很强的光限制的强折射率波导如掩埋异质结构。对于横向和侧向都具有光限制的波导为二维波导，横截面为矩形的波导称为矩形波导。

2.2.1 激光器波导的设计和计算理论基础

要计算激光器的波导结构，必须了解波导结构的几个重要特征指标。即限制因子，阈值电流密度、垂直方向远场发散角和端面出光密度

光限制因子 Γ 表示波导模式的光能量分布在有源区内的比例，是半导体激光器波导结构的一个重要的特性参数。由于边发射激光器的TE模式的端面反射率大于TM模式的端面反射率，激射模式为TE模式，所以在计算中只考虑TE模式。TE波导模式的能量密度正比于 $|E_y|^2$ ，所以TE模的限制因子为：

$$\Gamma = \frac{\int_{\text{active}} |E_y|^2 dx}{\int_{\infty} |E_y|^2 dx} \quad (2-1)$$

半导体激光器的阈值电流水平 J_{th} 与光限制因子 Γ 有直接的联系，阈值电流密度 J_{th} 通常可以表示为：

$$J_{th} = \frac{J_0}{\eta_i} \exp\left(\frac{\alpha_{int} + \alpha_m}{\Gamma \beta J_0}\right) \quad (2-2)$$

其中 J_0 为透明电流密度， β 为增益因子， η_i 为内量子效率， α_{int} 为腔损耗， α_m 为端面损耗。

半导体激光器的远场发散角定义为远场图的半强度宽度 (FWHM)。它是大功率半导体激光器的一个重要的性能指标。为使激光器发出的光能以更大的效率达到接收器目标及耦合到光纤中，要求激光器的出光光束具有尽可能小的远场光束发散角。半导体激光器结构中有源区尺寸，尤其是在垂直于结平面的方向上的宽度很小，可能实现的光腔尺寸也就不会很大，一般仅为激光波长的几分之一。这种情况下，小光场尺寸的衍射作用会十分明显，使光束发散严重。因此，通常情况下激光器光束在垂直于结的方向上的发散角要远大于平行于结方向的发散角。

根据半导体激光器模式理论，激光束的远场图可以通过对近场分布做 Fourier 变换方便地得到：

$$I(\theta) \propto \cos^2(\theta) \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x) \exp(ik_0 x \sin(\theta)) dx \right|^2 \quad (2-3)$$

其中， k_0 为激光在真空中的波数； θ 为远场发散角； x 为激光器出射端面坐标。下文中以垂直方向远场发散角 FWHM 表征激光器光束的方向性。

半导体激光器的有源区尺寸，尤其在垂直于结的方向上的宽度比较小，造成半导体激光器出光端面的光功率密度很大，而出光端面处的大光功率密度引起的端面损伤是限制半导体激光器光输出功率进一步提高和限制器件寿命的一个关键性因素。一般地，在一定的出光功率水平下，光场分布范围越大端面处的光功率密度越小，也就越能缓解端面损伤对激光器输出功率水平及器件寿命的限制。

2.2.2 双波长激光器横向波导的设计和计算

根据隧道级联多有源区激光器的机理，我们提出采用隧道级联结构制备双波长激光的激光器。与多有源区单波长激光器的波导设计目的相反，双波长半导体激光器的横向波导设计是要避免两个不同波长激光器之间的耦合而得到所设计的双波长独立激射的激光器。因此必须通过波导计算确定双波长激光器两有源区内不发生耦合的最小间距，避免双波导效应带来的模式竞争。

根据表 2-1 所示的单量子阱器件的波导结构，我们分别计算了波导层铝组分 a 从 0.3 变化到 0.45 时光场和其他器件参数的变化。图 2-2 给出了 950nm 单波长激光器采用不同的波导层 AlGaAs 材料时计算出的垂直光场的近场和远场分布，左图为结构的折射率示意图和近场分布，右图为相应的远场分布。从图中可以看出，对于较低铝组分的波导设计，从光场中心到光场消失的距离为 900nm，这意味着双波长激光器两有源区的间距至少要大于 $1.8\mu\text{m}$ 时才保证不会发生光场间的相互作用。而把铝组分从 0.35 提高到 0.45 时，相应的间距降为 $1.5\mu\text{m}$ 左右。表 2-2 是对应的器件结构和不同铝组分下计算得到的限制因子、阈值电流密度和垂直远场发散角。从表中可以看出，随着铝组分的增加，阈值电流密度降低，限制因子增大，但远场发散角也变大。因此提高限制层的铝组分时要折中考虑各因素。

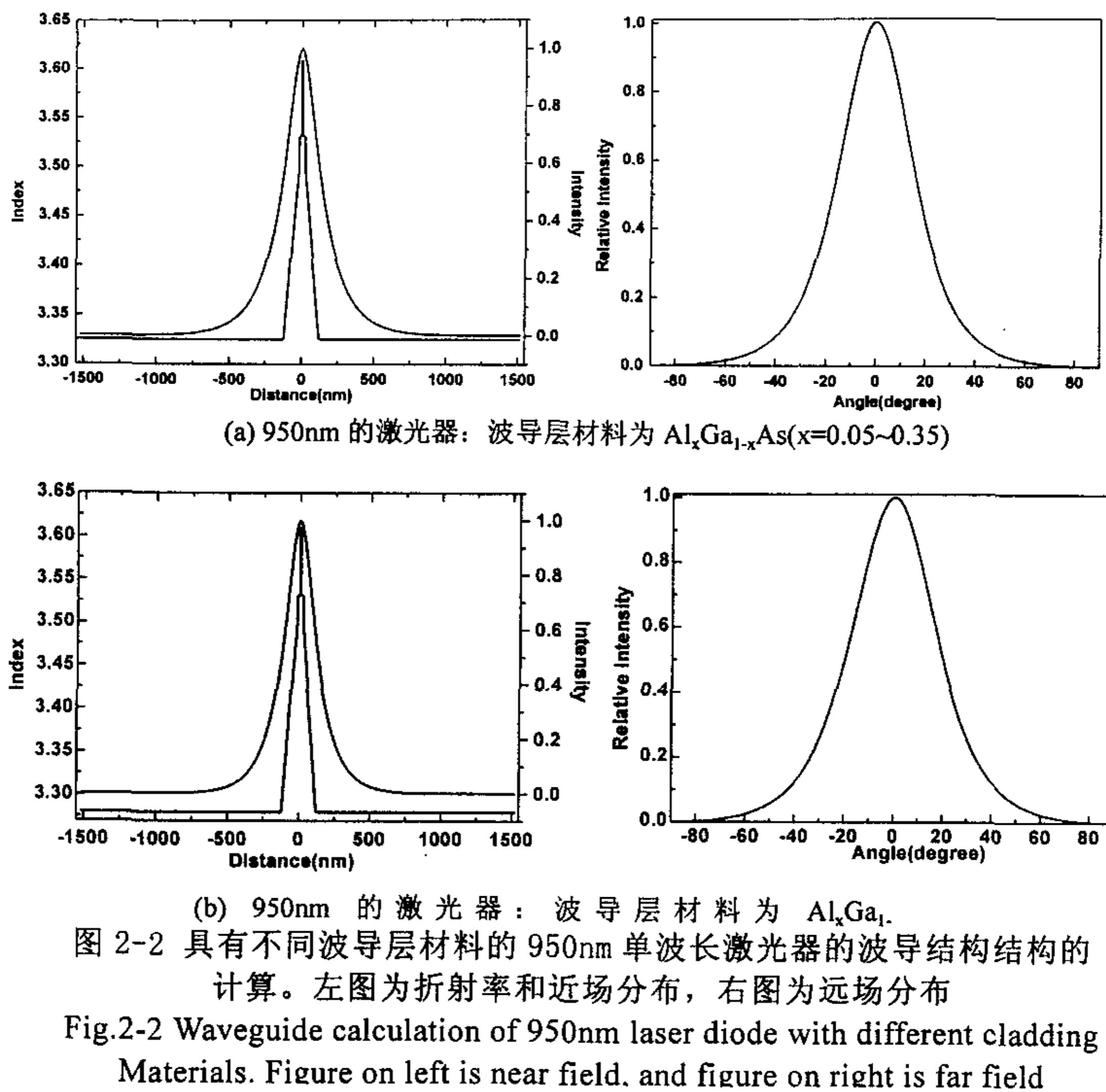
表 2-1 单有源区激光器的波导结构
Table 2-1 Waveguide structure of single active layer laser diode

P	$\text{Al}_a\text{Ga}_{1-a}\text{As}$		$1.5\mu\text{m}$
i	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ x: a-0.05		$0.1\mu\text{m}$
i	GaAs		17nm
i	$\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$		7nm
i	GaAs		17nm
i	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ x:0.05-a		$0.1\mu\text{m}$
N	$\text{Al}_a\text{Ga}_{1-a}\text{As}$		$1.5\mu\text{m}$

表 2-2 不同波导层铝组分下的器件参数变化
Table 2-2 Parameters of lasers at different Al composition in cladding layer.

限制层 Al 组分 x	等效折射率	限制因子 (%)	阈值电流密度 (A/cm^2)	垂直发散角
0.3	3.381	1.94	131.5	30
0.35	3.363	2.15	120.7	34
0.4	3.348	2.32	114.1	36
0.42	3.341	2.42	110.5	38
0.45	3.335	2.46	109.3	40

图 2-3 给出了 990nm 单波长激光器采用不同的波导层 AlGaAs 材料时计算出的垂直光场的近场和远场分布，从图中可以看出，不同波导材料的结构对避免耦合所需的有源区间距与 950nm 激光器基本一致，对铝组分分别为 0.35 和 0.45 时，有源区间的间距至少要分别大于 $1.8\mu\text{m}$ 和 $1.6\mu\text{m}$ 。



通过上述分析，从波导设计的角度考虑，为了保证器件不发生耦合，新型双波长 950、990nm 隧道级联激光器的波导层材料选用组分为 0.45 的 AlGaAs 材料，厚度大于 $1\mu\text{m}$ ，双有源区间距大于 $2\mu\text{m}$ 。

2. 2. 3 950、990nm 双波长激光器量子阱的设计和计算

为实现 950nm-990nm 的光跃迁波长，在材料选取上应选用在 GaAs 衬底上的 GaAs/InGaAs/GaAs 应变量子阱结构。对于 GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs 应变量子阱内第一子能级间的光跃迁，我们计算得到的了波长为 990nm, 970nm 和 950nm 时的阱宽 L_z 与 In 组份 x 的关系，如图 2-4 所示，图中同时给出了不同 In 组份 x 时 InGaAs 阵层的临界厚度 h_c 。从图中我们可得到量子阱设计中的几点因素：

- (a) 为得到某一固定波长，可通过阱中 In 组份的减少（或增加）和阱宽的同时增加（或减少）而得到；
- (b) 为了增加量子阱的跃迁波长，可通过减少 In 组份（阱宽固定）或增加阱宽（In 组份固定）来实现；

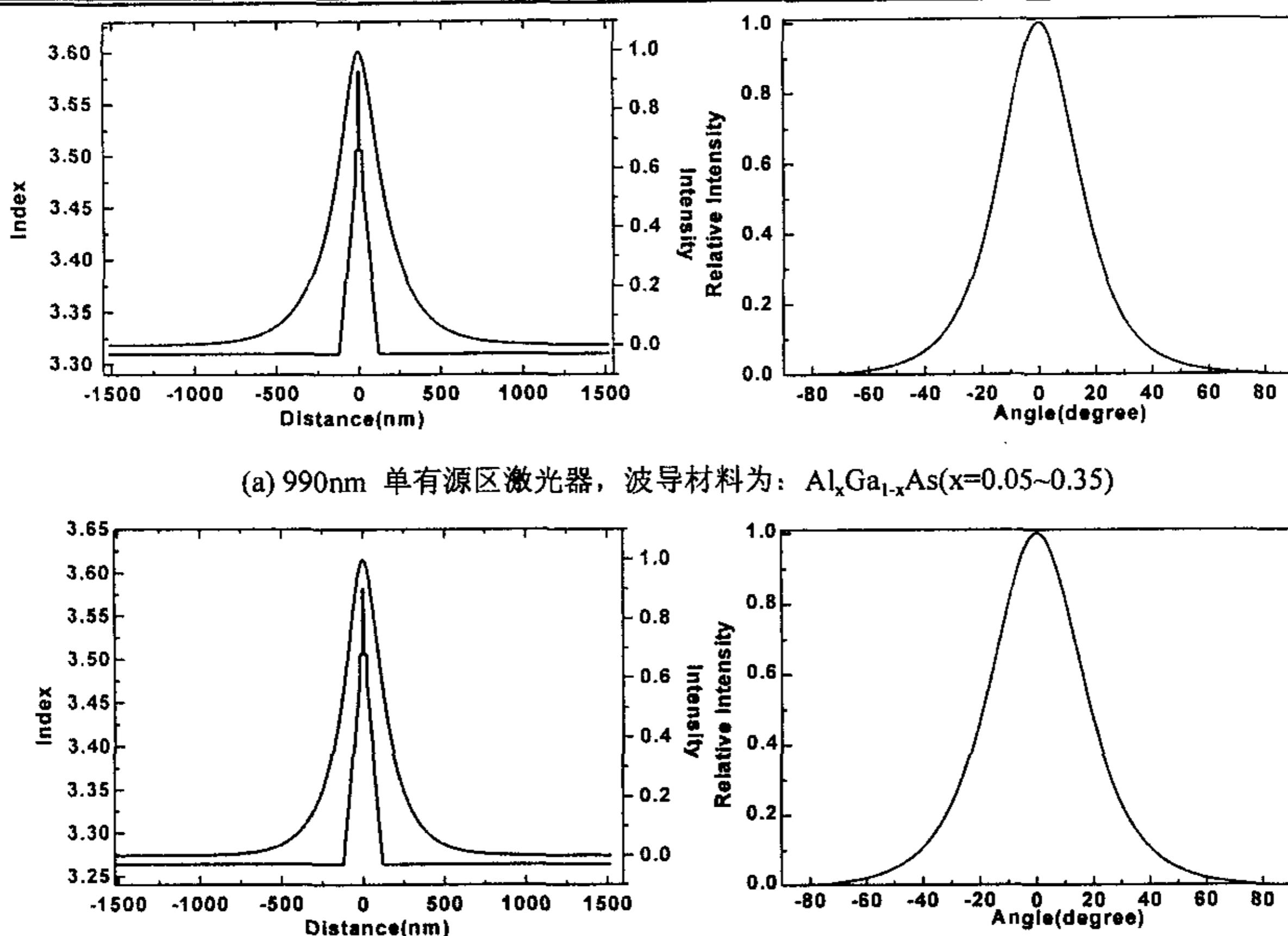


图 2-3 具有不同波导层材料的 990 单波长激光器的波导结构结构的计算结果。左图为折射率和近场分布，右图为远场分布。

Fig.2-3 Waveguide calculation of 990nm laser diode with different cladding Materials. Figure on left is near field, and figure on right is far field.

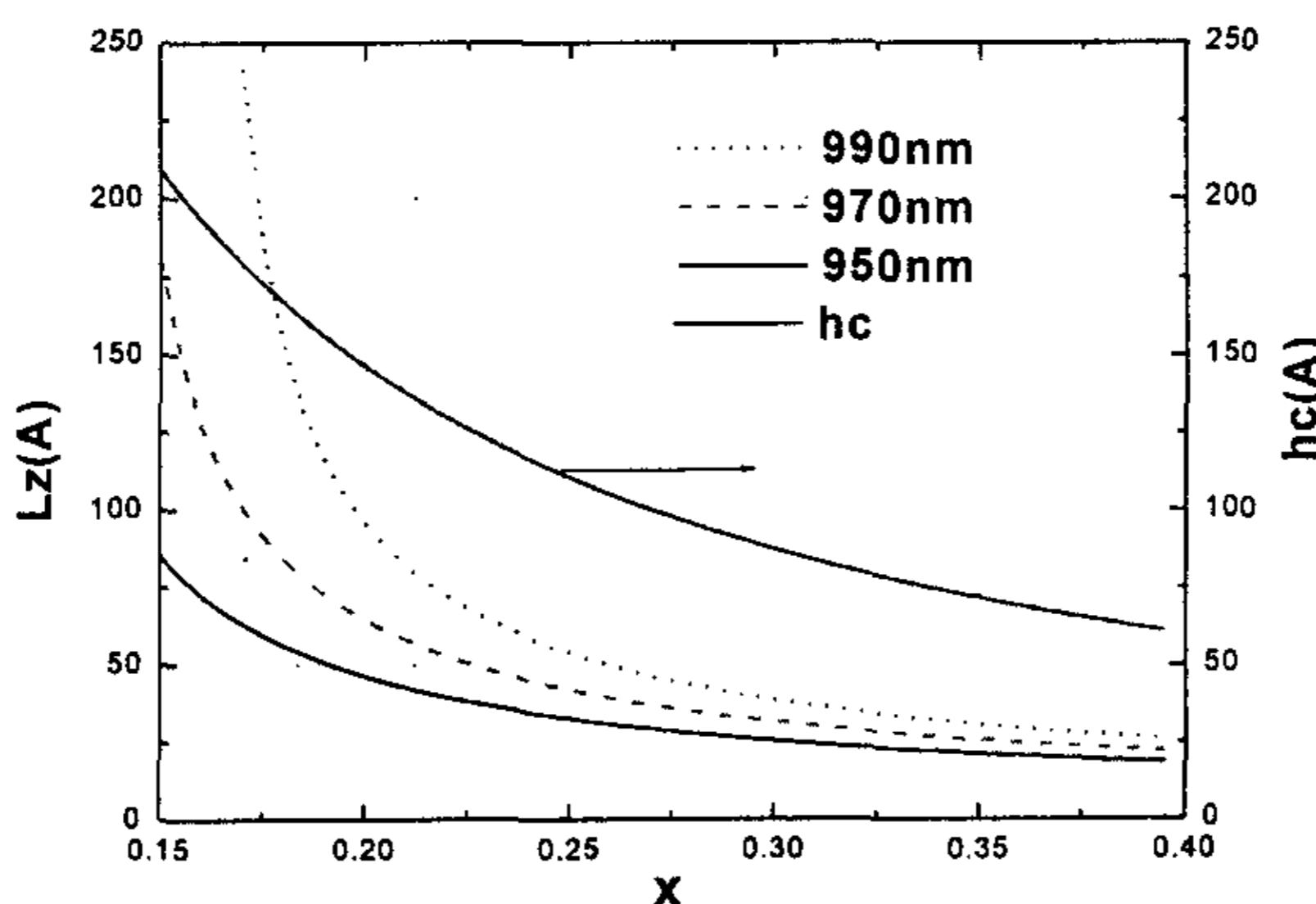


图 2-4 波长为 950nm、970nm 和 990nm 时 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变量子阱的阱宽与 In 组份 x 的关系。图中同时给出了不同 In 组份 x 对应的临界厚度 h_c 。

Fig2-4 well width of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ strained quantum well vs. In composition x at wavelength 950, 970, 990nm; In composition x vs. Critical depth h_c .

(c) 考虑到临界厚度的限制, 对波长较长(如 990nm)的阱结构, 量子阱中 In 组份不能太低。

对于量子阱的阱宽, 在实际的材料生长过程中, 必须考虑以下因素: (a) 阵宽太窄, 界面对阱的影响增加; (b) 太窄的阱宽不易重复生长; (c) 阵太宽容易产生多个子能级。因此实际中的量子阱宽必需折衷考虑。在此, 我们选取阱的宽度为 7nm, 相应于 990nm 和 950nm 的 In 组份分别为 0.22 和 0.16。

2.3 材料生长和分析

2.3.1 结构设计和材料生长

在设计器件结构时除了上述的波导计算要考虑的双有源区间距。另一方面要考虑的是隧道结厚度及其与有源区的间距对器件特性的影响。隧道级联激光器要求隧道结隧穿几率要高, 但获得较高的隧穿几率和减小隧道结引入的吸收损耗是矛盾的。选择宽带隙材料、降低掺杂浓度虽然有利于减小隧道结引入的内部损耗, 但是同时会影响隧道结的隧穿几率, 导致由隧道结引入的压降和电阻升高, 严重时会造成无隧穿效应。反之, 如果只追求高隧穿几率, 会使隧道结的吸收损耗很大, 同样也会影新型激光器各方面的特性。

对于级联结构, 高掺杂隧道结的自由载流子吸收是影响较大的。但由于我们的器件的波导层计算得到的厚度为 $1.5\mu\text{m}$, 根据 GaAs 材料中在带边以下及其附近的吸收系数与自由载流子浓度的经验公式^[7]:

$$\alpha_{fe}(\text{cm}^{-1}) = 3 \times 10^{-18} n + 7 \times 10^{-18} p \quad (2-4)$$

$$\alpha(\text{cm}) = \frac{\rho \alpha_{fe}}{2} \exp(-\rho d) \quad (2-5)$$

式中 n 和 p 分别为自由电子浓度和自由空穴浓度。 ρ ($=12\mu\text{m}^{-1}$) 为光衰减常数, α 为吸收系数。把隧道结参数 ($n=4 \times 10^{18}$, $p=5 \times 10^{19}$) 代入上式, 可得到 α 为 $3.17/\text{cm}^{-1}$, 因此其对光的吸收完全可以忽略。

表 2-3 是新型设计的 950、990nm 双波长隧道级联激光器件的结构示意图 (DWLD3)。隧道结两边的波导层厚度为 $1.5\mu\text{m}$, 材料选用 $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ 。

材料是利用 EMCORE D125 型 MOCVD 系统进行外延生长的。在(100)偏(111)晶向 2° 的 n 型 GaAs 衬底上, 利用 MOCVD 系统进行各层的外延生长。有源区采用非掺杂的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$ GRIN-SCH 应变量子阱结构, 量子阱宽 8nm, 其中下有源区中的 In 组份为 0.22, 上有源区中的 In 组份为 0.16。两个有源区通过 GaAs 隧道结进行带间级联, 隧道结的 p 区用碳作受主杂质, 掺杂浓度为 $5 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$, 厚度为 12nm, 隧道结的 n 区用 Si 作施主杂质, 掺杂浓度 $4 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, 厚度 45nm。波导限制层是 Al 组份为 0.45 的 AlGaAs, 分别用 Si 和 C 作为施主和受主杂质, 掺杂浓度为 10^{18}cm^{-3} 。器

件的最顶层是 200nm 的 p 型 C 摹杂 GaAs 帽层，摳杂浓度为 $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 。具体生长条件为，反应室压力 80mbar，电机转速 1000 转/分，隧道结处的生长温度 600°C，其它区的生长温度 730 °C。用 H₂ 作载气，AsH₃ 作为 As 源，TMGa、TMA1 和 TMIn 分别作为 Ga、Al 和 In 源，CCl₄ 作为 p 型摳杂剂，Si₂H₆ 作为隧道结的 n 型摳杂剂，其它 n 型区域用 SiH₄ 作为摳杂剂。生长隧道结的 p 区时的 V/III 为 20，其它区生长时的 V/III 大于 100。

表 2-3 DWLD_3 (950、990nm) 隧道级联双波长激光器的器件结构

Table 2-3 Device structure of 950nm, 990nm dual-wavelength laser diode

导电类型	材料	宽度 (μm)	摳杂浓度
P ⁺⁺	GaAs	0.05	1E20cm ⁻³
P ⁺	GaAs	0.15	5E19cm ⁻³
P	Al _x Ga _{1-x} As x:0.05-0.45	0.1	1E18cm ⁻³
P	Al _{0.45} Ga _{0.55} As	1.1	1E18cm ⁻³
i	Al _x Ga _{1-x} As x:0.45-0.05	0.1	
:	GaAs	17nm	
:	In _{0.16} Ga _{0.84} As	8nm	
i	GaAs	17nm	
i	Al _x Ga _{1-x} As x:0.05-0.45	0.1	
N	Al _{0.45} Ga _{0.55} As	1.5	1E18cm ⁻³
n ⁺	GaAs	45 nm	4E18cm ⁻³
p ⁺⁺	GaAs	12 nm	5E19cm ⁻³
P	Al _{0.15} Ga _{0.85} As	1.5	1E18cm ⁻³
i	Al _x Ga _{1-x} As x:0.45-0.05	0.1	
i	GaAs	17nm	
i	In _{0.22} Ga _{0.78} As	8nm	
i	GaAs	17nm	
i	Al _x Ga _{1-x} As x:0.05-0.45	0.1	
N	Al _{0.45} Ga _{0.55} As	1.4	1E18cm ⁻³
N	Al _x Ga _{1-x} As x:0.45-0.05	0.1	1E18cm ⁻³
n ⁺	GaAs	0.2	1E18cm ⁻³
n ⁺	GaAs	substrate(100)	2degree off

2.3.2 材料分析

图 2-5 是双波长激光器外延结构 DWLD3 的 SEM 图片。由图清晰可见各外延生长层，各层的生长厚度与设计厚度一致，材料各界面平整，显示材料外延质量良好。图 2-6 是材料上下两个有源区的光荧光谱。从图中可看出，第一个有源区的光谱峰值波长为 937nm，第二个有源区的峰值波长为 974nm，波长相差 37nm，基本达到了原先设计的 40nm 间隔的目的。同时波导限制层材料的光谱特性显示其波长为 627nm，计算得到限制层 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的 x 为 0.44，与设计的 0.45 较接近。

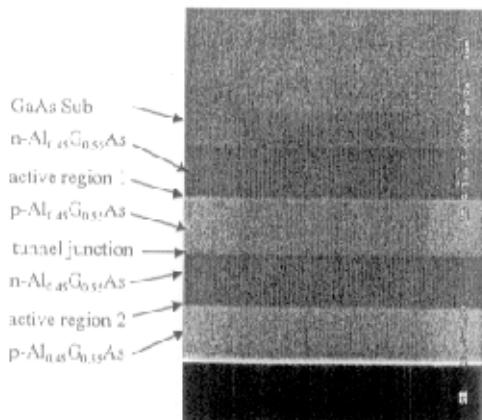


图 2-5 带间隧道级联双波长半导体激光器 SEM 照片
Fig2-5 SEM photo of dual-wavelength laser diode cascaded by tunneling junction.

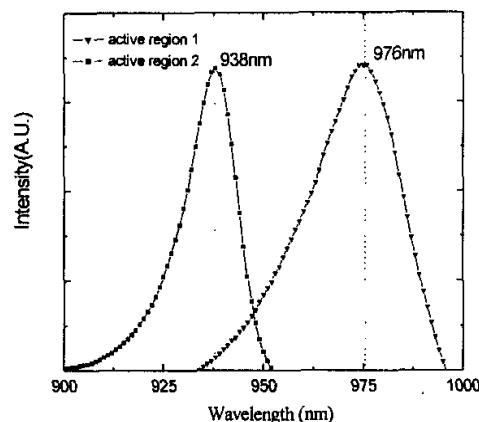


图 2-6 带间隧道级联双波长半导体激光器 PL 谱
Fig2-6 Photoluminescence of dual-wavelength laser diode cascaded by tunneling junction.

2.4 双波长激光器的器件特性

2.4.1 器件的光电特性分析

我们制备了 $90\mu\text{m}$ 氧化物条形器件、采用微腐蚀工艺去除重掺杂层电流扩展的影响。图 2-7 是在大功率测试设备测得的双波长激光器的光电特性。器件在 1A 电流下，输出功率达 913mW ，斜率效率为 1.12W/A ，激射波长分别为 955nm 和 990nm （注：图中仅显示了一个波长，但分两次测量可以得到另一波长）。阈值电流 152mA 。

图 2-8 是在一台小功率仪器上测试双波长激光器的光电特性结果。器件的测试电流为 600mA 时，双波长激光器的斜率效率为 1.12W/A ，阈值电流为 124mA ，输出功率超过 500mW ，其激射波长分别为 950nm 和 987nm ，相差近 47nm 。从远场分布可以看出，器件为基模激射，其垂直和平行发散角分别为 36 和 10 度，此远场分布为两个激光器的光场分布。由于测量仪器的限制，我们无法得到此双波长激光器的近场分布。

从测试结果可以看出，双波长 $950-990\text{nm}$ 器件的光电特性完全可与单波长激光器的特性比拟，表面隧道级联双波长激光器件的在试验上的可行性。

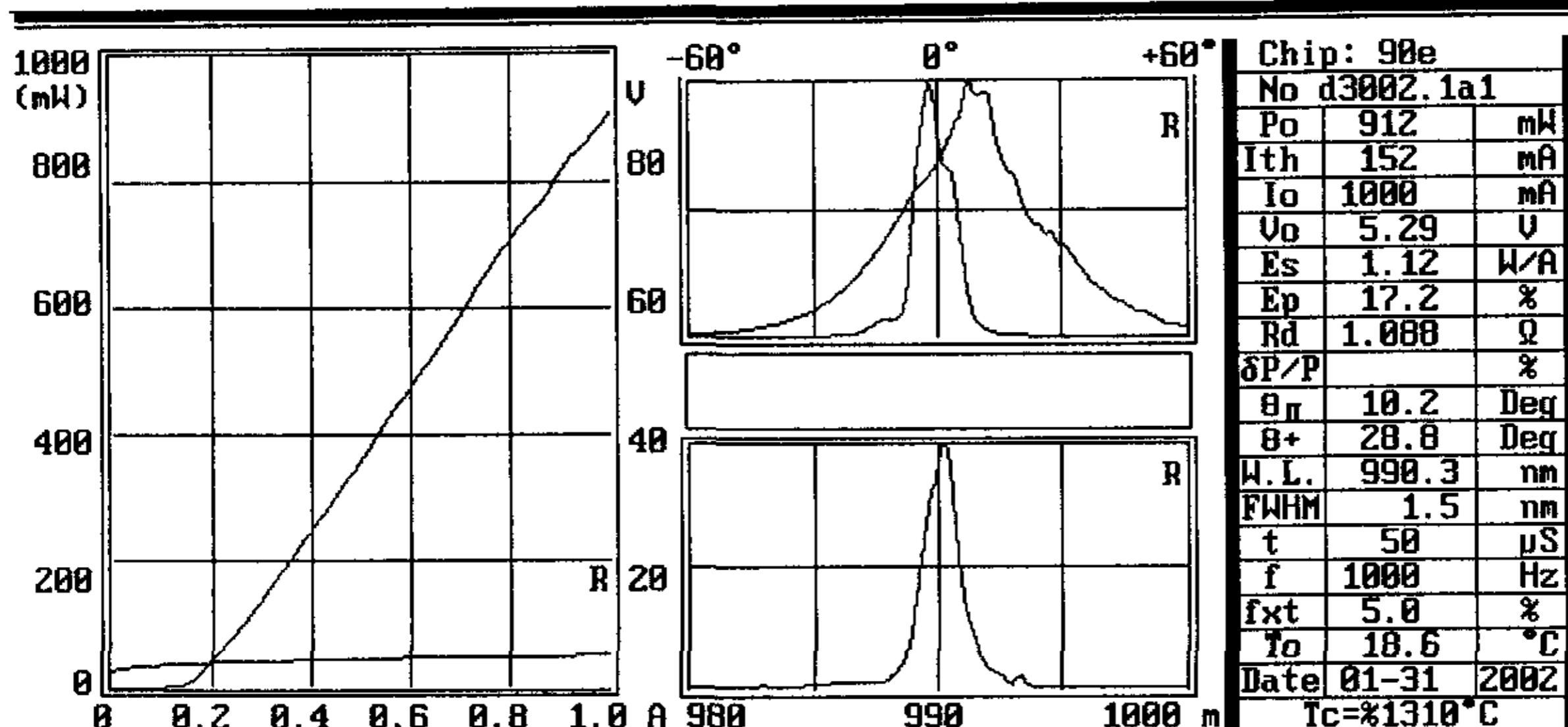


图 2-7 大功率下双波长激光器的光电特性测试结果。

Fig.2-7 P-I-V, FFP of dual-wavelength laser , spectrum of the down laser diode at high power.

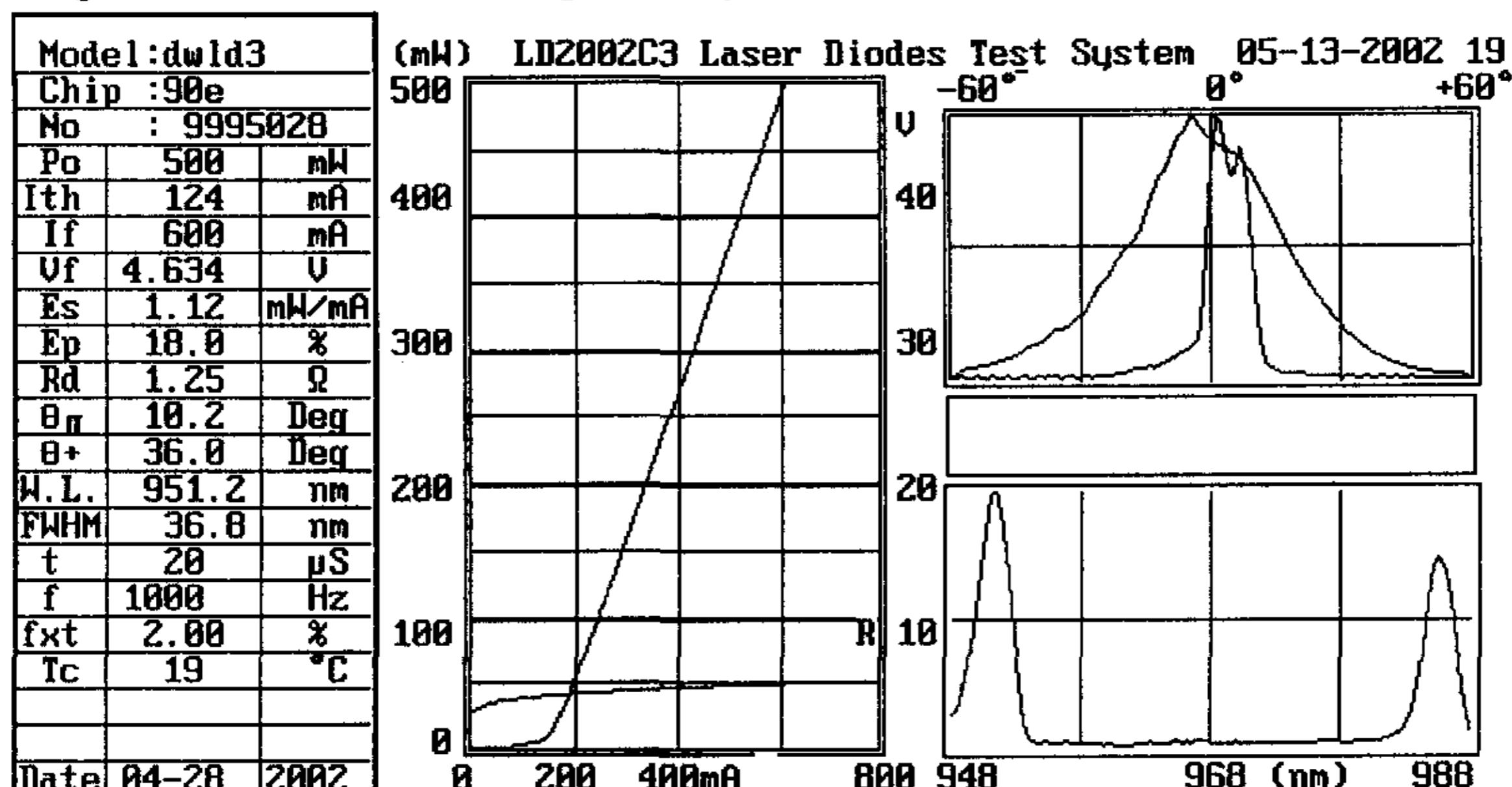


图 2-8 小功率下双波长激光器的光电特性测试结果。

Fig.2-8 P-I-V, FFP and spectrum of the dual-wavelength laser diodes.

2. 4. 2 大功率工作时的光电特性分析

新型双波长激光器与我们室设计的单波长隧道级联耦合大光腔激光器（双有源区）相比，输出功率和斜率效率都高^[2]。原因是双波长激光器由于不需要耦合，因此波导限制层较厚，隧道结对光的吸收作用减弱，有利于提高功率。图 2—9 (a) 和 (b) 是器件在 2A 和 3A 电流下的 P—I—V 特性曲线。从图中可以看出，器件在 2A 工作电流时输出功率达 2.4W，斜率效率为 1.38W/A;3A 电流时输出功率高达 3.1W，斜率效率为 1.21W/A。

显然上述激光器已经达到了高功率工作状态。这种双波长激光器高功率应用的巨大潜力在于通过改进结构还可以大幅度提高单一波长激光器的输出功率。通过结构设

计，如上述的 950、990nm 双波长激光器，我们把表 2-1 的结构改为如图 2-10 所示的示意结构，即把每一波长的单有源区改为隧道级联的耦合双有源区或多有源区结构，使得每一波长工作时的输出功率成倍提高。这种单波长多有源区（2—5 个有源区）的大功率 980nm 激光器已经研制成功，2A 工作时单管功率已经超过 4W。因此上述设计对每一波长至少可以考虑两个和三个有源区耦合。在双波长之间因无耦合作用，隧道结的厚度可稍厚于耦合单有源区的隧道结。

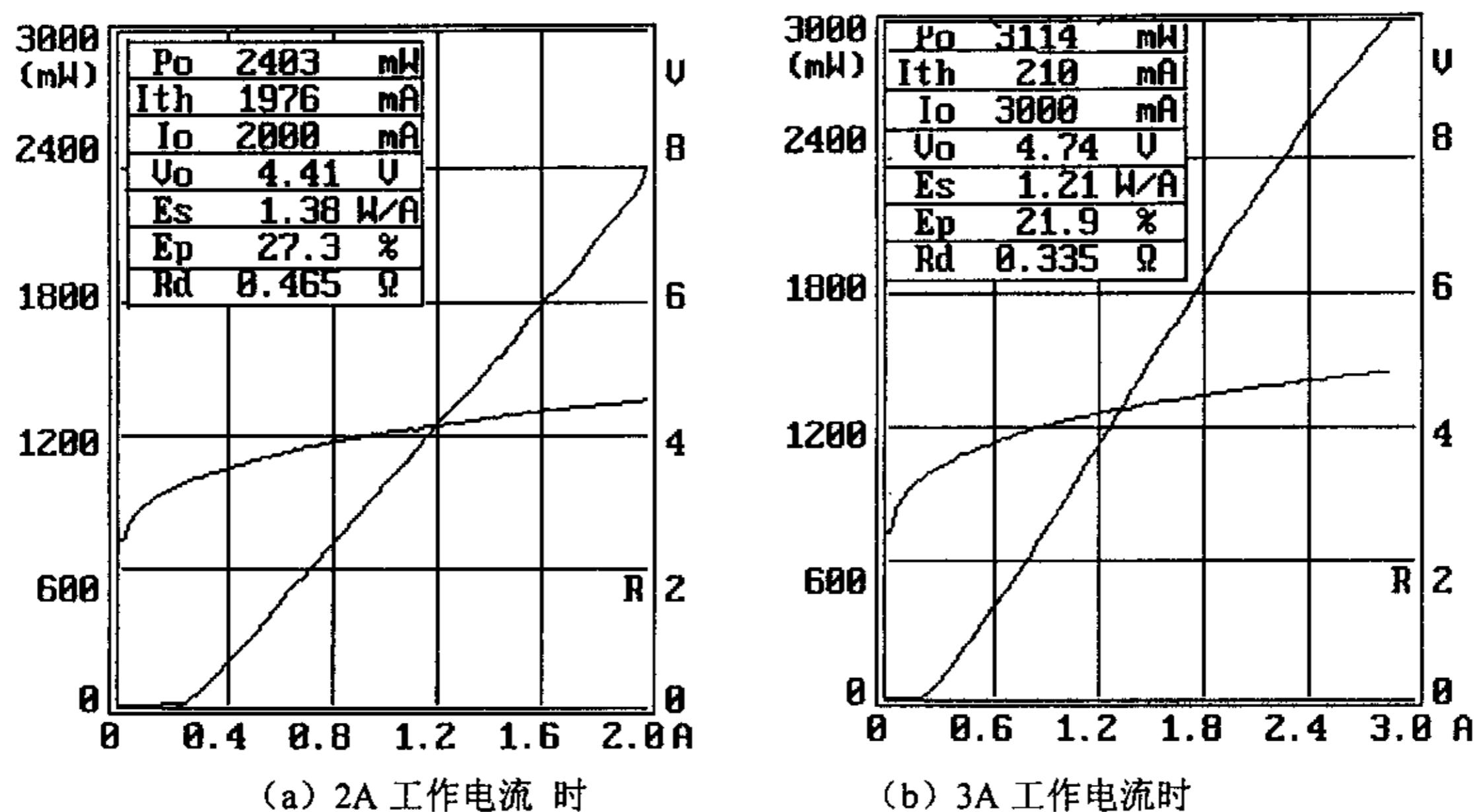


图 2-9 高功率工作时双波长激光器的 P-I-V 特性

Fig 2-9 P-I-V of dual-wavelength laser diode at high power condition.

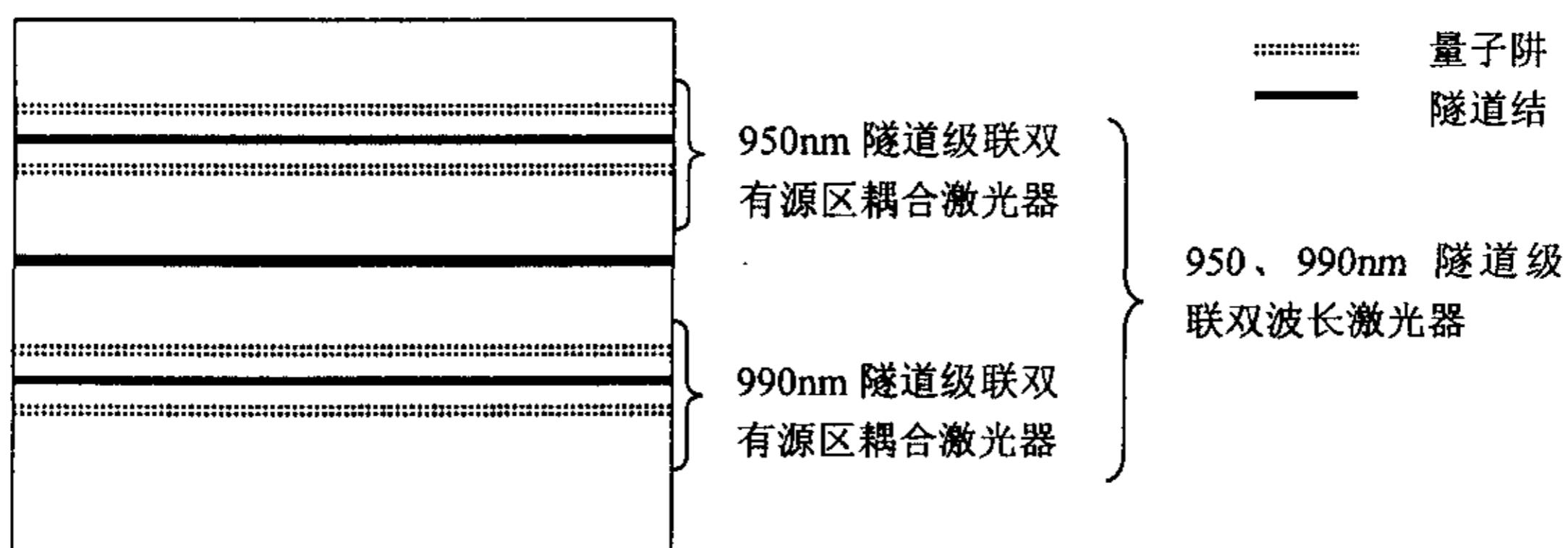


Fig.2-10 Schematic structure of high power dual wavelength laser diodes.

2. 4. 3 外微分量子效率和内损耗的分析

外微分量子效率 (η_d) 是激光器的关键参数之一。根据外微分量子效率与腔长的关系^[5]：

$$\eta_d^{-1} = \eta_i^{-1} \left(\frac{L\alpha_i}{\ln R^{-1}} + 1 \right) \quad (2-6)$$

其中 η_i 是内量子效率， L 表示腔长， R 代表端面反射率， α_i 表示总的内部损耗。对于双波长激光器，由于波长不一致，我们简化为波长的平均值来得出 η_d 。通过分别对不同腔长的激光器的 P-I-V 特性进行测量，分析了腔长与阈值电流密度和外微分量子效率的关系，并由此计算出了内量子效率及损耗。图 2-11 和 2-12 分别是双波长激光器的阈值电流密度及外微分量子效率随腔长的变化。双波长器件的阈值电流密度仍然随腔长的增加而减小，变化趋势与单波长情况一样，腔长为 $400\mu\text{m}$ 时的阈值电流密度为 $420\text{A}/\text{cm}^2$ ，腔长为 $800\mu\text{m}$ 的器件的阈值电流密度为 $300\text{ A}/\text{cm}^2$ 。由于隧道级联结构在隧道结随穿特性良好的情况下可近似为两个激光器的串连，因此斜率效率是两个激光器的叠加，由图 2-12 可见外微分量子效率随着腔长的增大而减小，且这种减小趋势较快。

根据外微分量子效率的倒数与腔长的关系推算出器件的内量子效率和内损耗的关系，如图 2-13 所示。从上述数据可以看出，双波长隧道再生激光器的内量子效率达到 1.73，较普通大功率激光器的内量子效率 95% 高出接近一倍，其内损耗仅为 5.6cm^{-1} ，与普通激光器数值相当，由此可见我们的设计已相当好地避开了重掺杂层带来的自由载流子吸收损耗。可以说具有量子效率达到倍增的多有源区大功率双波长器件已得到了成功的研制。

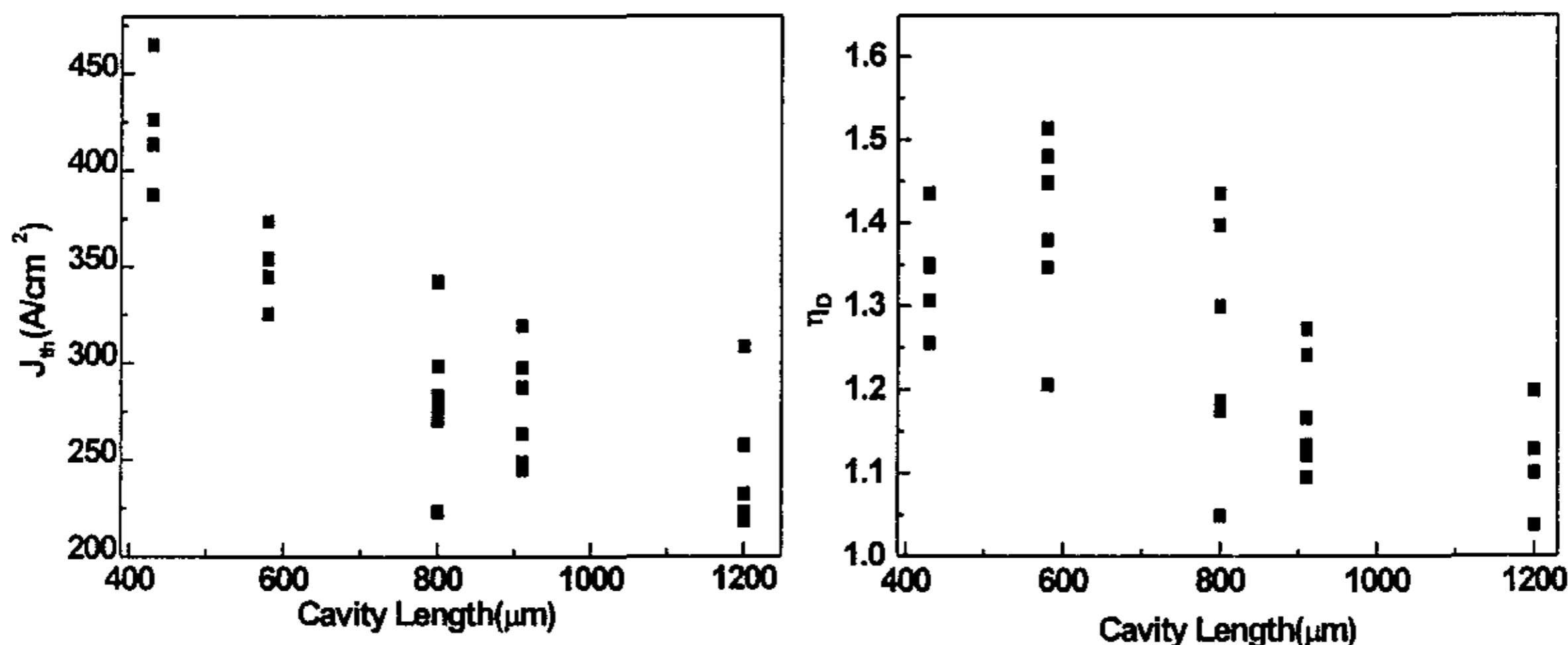


图 2-11 腔长与阈值电流密度的关系

Fig.2-11 Cavity length vs. Threshold current density.

图 2-12 腔长与外微分量子效率的关系

Fig.2-12 Cavity length vs. External quantum Efficiency.

显然，基于上述结果，如果我们把三个不同组分的量子阱激光器通过有源区连接起来就可以得到三波长激光器，如果把 N 个不同组分和材料的激光器连接起来，就可以得到 N 个波长的激光器。实际上，由于 5 个有源区的隧道再生单波长激光器已经研制成功，再加上双波长隧道级联双波长激光器的成功激射，这意味着多波长激光器在理论和试验上的可行性。

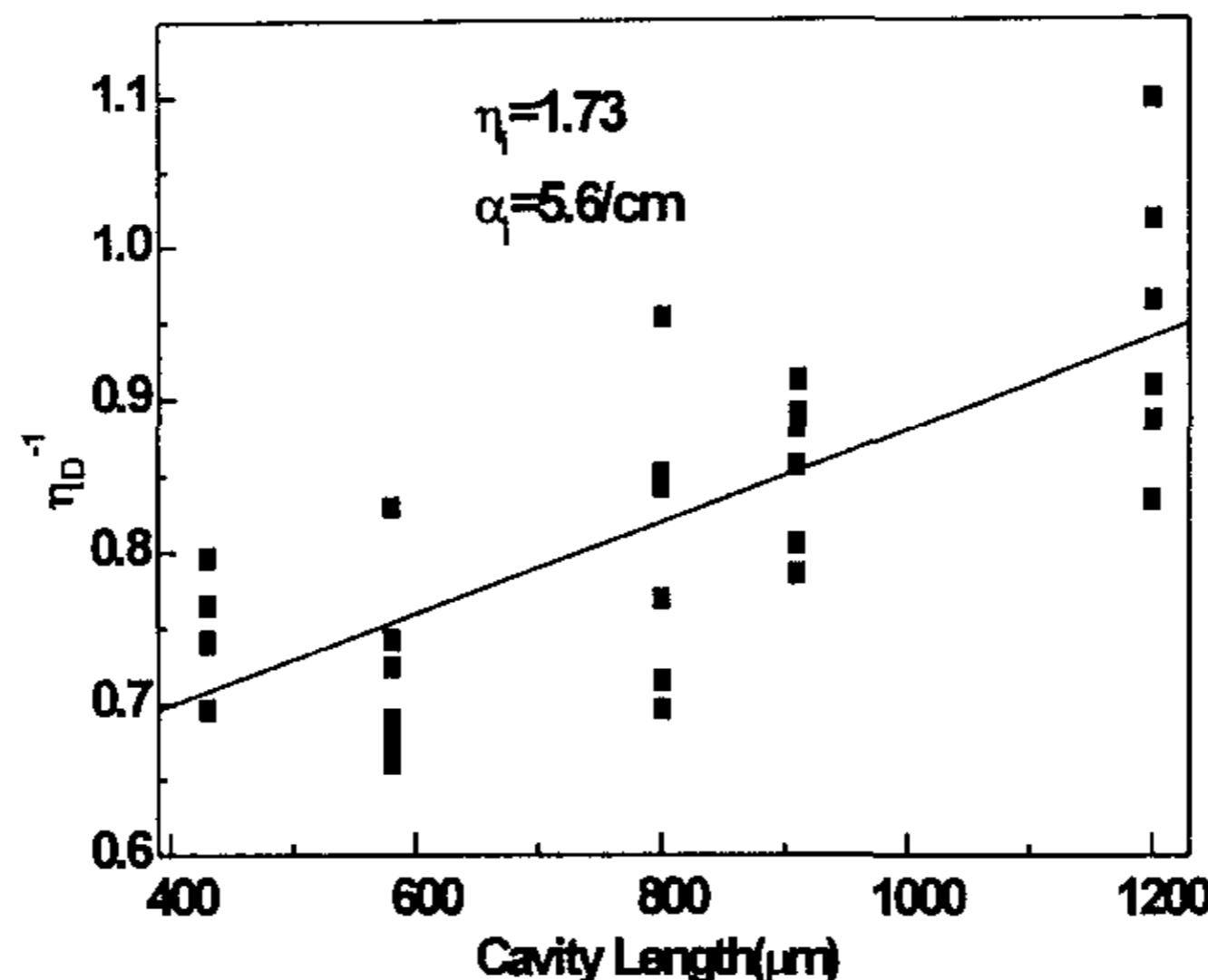


图 2-13 由外微分量子效率倒数与腔长的关系算出的内量子效率和损耗
Fig. 2-13 Internal quantum efficiency and loss calculated from the external differential quantum efficiency vs. Cavity length.

本章小结

根据沈光地教授提出的隧道级联多有源区激光器结构，通过波导结构计算和隧道结特性分析，设计生长了 950、990nm 双波长量子阱激光器结构，并对材料特性进行了测试分析，成功制备了性能良好的双波长器件。器件的实际激射波长分别为 951 和 988nm，相差近 37nm。通过对不同腔长的器件的阈值电流密度和微分量子效率的分析，得到器件的内量子效率高达 1.73，基本上是单有源区器件的两倍；内损耗为 5.6/cm，与单有源区 980nm 激光器相当。器件在 2A 工作电流时输出功率达 2.4W，斜率效率为 1.38W/A；3A 电流时输出功率高达 3.1W，斜率效率为 1.21W/A。新型隧道级联双波长激光器的输出功率还可以大幅度提高。

参考文献

- [1] G. D. Shen, P. Lian, X. Guo et al. Novel Large Coupled Optical Cavity Semiconductor Lasers and Multi-active Region Light Emitting Diodes with High Performances. Proceeding of SPIE. 2000, 4225: 327~330
- [2] G. D. Shen, P. Lian, X. Guo et al. High Effect Coupled Large Optical Cavity Lasers and High Brightness LEDs. Asia-Pacific Optical and Wireless Communications Conference and Exhibit. 2001
- [3] 廉鹏, 殷涛, 等. 新型多有源区隧道再生光耦合大功率半导体激光器. 物理学报. 2000, 49(42): 2374~2377
- [4] 崔碧峰, 等. 新型多有源区高效大功率 980nm 半导体激光器. 2001 全国光电子器件与集成技术会议论文集. 桂林, 2001: 275~278

- [5] YIN Tao, LIAN Peng, XU Zuntu, CHEN Changhua, ZHAO Hongdong, SHEN Guangdi, et al. Carbon doped 980nm InGaAs strained quantum well lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition. (Invited paper), Proceedings of SPIE. 1998, 3547: 48-53
- [6] 李建军, 多有源区耦合大光腔高效大功率半导体激光器的研究, 北京工业大学博士论文, 2001: 89-100
- [7] 施敏著, 黄振岗译《半导体器件物理》, 电子工业出版社。
- [8] Y. C. Chen, R. G. Waters, R. J. Dalby, Electron. Lett. 26(17), 1348-1350, 1990.
- [9] Joachim Piprek, Patrick Abraham, John E. Bowers, IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, 1999,5(3): 643

第三章 单片集成激光器的制备和特性分析

在第二章中我们研制了 950、990nm 双波长激射的新型隧道级联激光器。但是从应用方面考虑，有时只需要一个激光器工作。如果总是两个激光器同时激射，不仅两个激光器的信号相互影响，使动态特性变差，而且同时激射时不需要工作的激光器无谓的浪费能源和缩短器件的寿命。因此制备单片驱动，上、下激光器同时工作和分别独立工作的器件结构就非常有意义和有潜在的应用价值。

3.1 单片集成双波长激光器的版图和工艺设计

要想得到双波长分别独立控制的激光器，可以采用多次外延的方法，也可以采用芯片键合技术（wafer-bonding）把两种不同材料的激光器键合在一起^[1-3]。但上述方法均成本高，工艺复杂，成品率低。与我们第二章谈到的一次外延成本低，工艺简单的方法相矛盾。因此我们要得到上、下独立工作的两个激光器，仍然采用一次外延材料通过后工艺的方法得到。

3.1.1 集成激光器的工作方式

由于一些特殊需要，有时需要两个激光器同时工作，有时只需要一个激光器工作。根据不同的应用需要设计不同工作方式的激光器显得非常必要。若需要两个有源区同时工作，则可以采用最常用的脊形波导结构，也可以采用各种侧向折射率波导结构。第 2 章已经详细讨论了工艺简单、成本低且适合于高功率的脊形波导结构，即双波长独立激射的激光器。对于脊形波导结构，为使激光器中靠近衬底的下有源区可以得到较低的阈值和较好的光学特性，一般须采用宽条，这样可以降低侧向电流扩展以及改善光增益波导特性。

若需要得到两个有源区分别工作和同时工作三种独立工作方式，可以采用在结构生长时进行多次外延，设计出两个横向并列的激光器结构，如台湾报道的那样。但多次外延的方法成本高，工艺复杂。为此本文采用一次外延生长的隧道级联双波长结构，通过后工艺的设计将上、下激光器分别引出四个电极（重掺杂 GaAs 隧道结作为上激光器的下电极和下激光器的上电极的接触层），通过外电路选择其中一个有源区，实现一一波长激光输出的双波长激光器可以满足两个有源区分别工作方式的要求，需要说明的是这种具有四端电极结构的激光器也能实现两个有源区同时工作，因此具有很大优势，这种激光器须将管芯正向烧结在热沉上以便压焊。四端电极结构的双波长激光器若采用侧向实折射率导引结构，则可以尽可能的优化器件特性参数。电流的限制与光波导的设计是集成四端电极双波长激光器的关键技术。为了简化工艺，我们采用氧化物条形结构来制备四端电极集成双波长激光器。

3.1.2 集成激光器的版图设计

为了引出激光器的上、中、下电极，设计了如图 3-1 所示的 $20\mu\text{m}$ 条形双沟复合版图。图 3-2 是器件制成后的剖面结构示意图。版图共分四块。第一块版图是用于腐蚀台上激光器的掩蔽版；第二块版图是用于腐蚀双沟形成电流限制区；第三块版图是形成激光器电极接触；第四块版图是形成电极（即刻开电极短路的地方和刻出解理线）。从图 3-2 中可以看出，给电极 P1 和 N1 加电，激光器 LD1 工作，给电极 P2, N2 加电，激光器 LD2 工作。给电极 P1, N2 加电，LD1 和 LD2 同时工作。

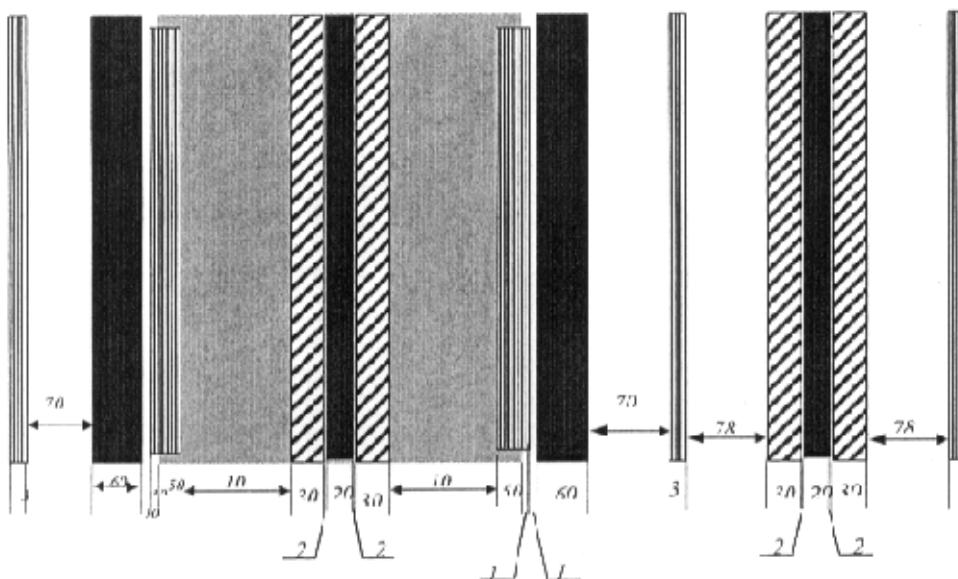


图 3-1 集成双波长激光器的复合版图

Fig. 3-1 layout of the integrated dual-wavelength laser diodes

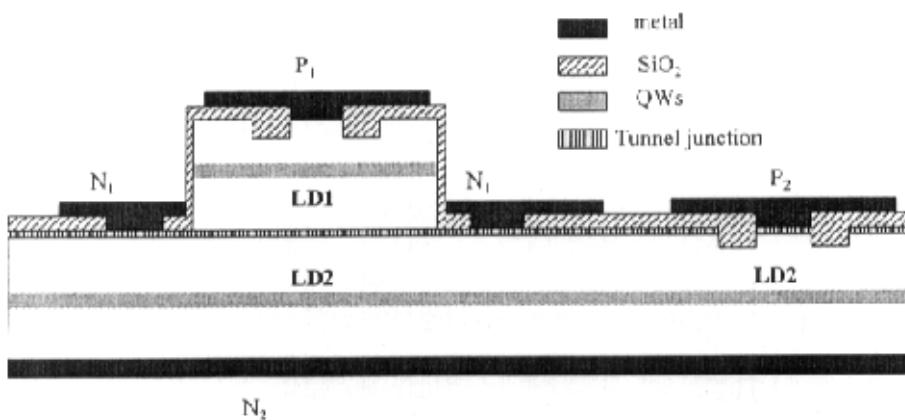


图 3-2 集成双激光器的剖面结构示意图

Fig. 3-2 Schematic diagram of integrated dual-wavelength laser diode

3.1.3 集成双波长激光器的工艺制备

集成双波长激光器的制备工艺过程为：首先在生长好结构的外延片上生长一层厚层 SiO_2 ，然后光刻 LD1 和 LD2 的区域，LD1 区域被保护，接着腐蚀出台上台下结构，腐蚀停止在隧道结层，去掉 LD1 顶层的 SiO_2 ；第二步是光刻双沟，腐蚀出限制电流扩展的沟，以形成弱折射率波导激光器；第三步是生长 SiO_2 后，光刻接触条形窗口，并溅射金属 TiAu 电极；第四步是刻开电极和刻出解理线；最后是减薄，背面蒸发 AuGeNi，解理出如图 3—2 所示的管芯，并压焊封装。器件封装时应正面朝上，测试时通过对不同的电极间加电流，得到不同器件的特性。从工艺角度讲，材料生长时必须有腐蚀停层以保证电极 N1 和 P2 做在隧道结上，另外隧道结的厚度也要有足够的厚度以保证形成良好的接触。

3.2 950、990nm 集成激光器件的光电特性

根据上述工艺制备了 $20\mu\text{m}$ 双沟微腐蚀条形集成激光器器件。封装后分别测试了 LD1、LD2 和 LD1+LD2 的特性。

3.2.1 上有源区激光器 LD1 独立激射时的光电特性

图 3—3 是 LD1 独立工作时的器件特性。从图中可以看出器件 P-I 特性良好，阈值电流为 58mA ，电流为 190mA 时输出功率为 50mW ，斜率效率为 0.37W/A 。远场的垂直和平行方向发散角分别为 25.8° 和 4.8° 。激射波长 951.6nm ，接近设计的 950nm 。说明独立驱动的上激光器可以像普通激光器一样工作。此激光器的缺点是 I-V 特性较差，高正向压降和串联电阻主要来自 N1 电极。原因是上述设计的 DWLD3 双波长器件结构并非专为各波长激光器独立工作设计，因此，隧道结本身较薄，不易做成良好的欧姆接触。本实验中的腐蚀并非确定停止在隧道结而是可能过了隧道结。另一方面，

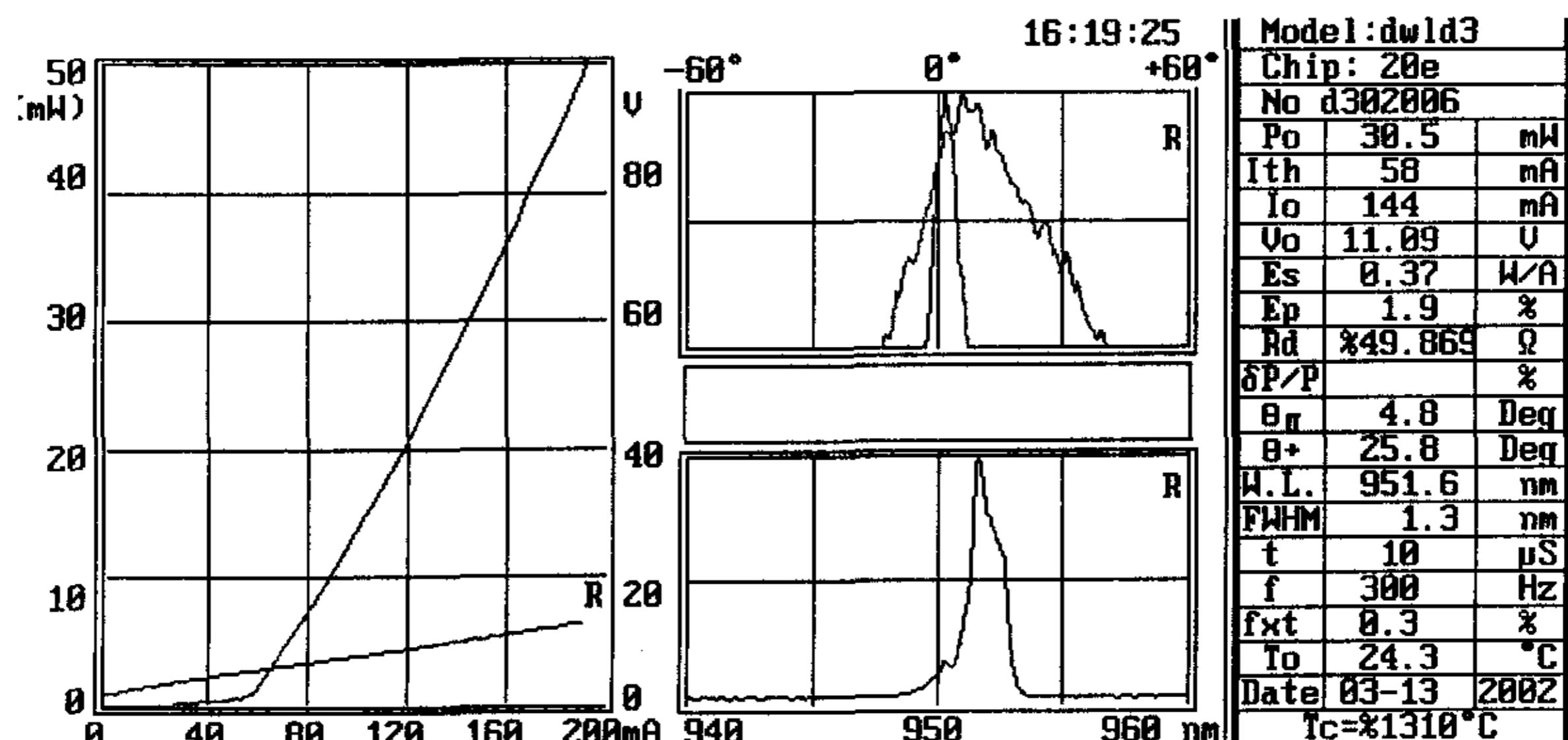


图 3—3 LD1 独立工作时的特性测试结果

Fig. 3-3 P-I-V, FFP and Spectrum of LD1

由于隧道结上没有腐蚀停层，给工艺带来困难，接触有可能在上和下波导层，使接触电阻更大。改进的方法便是在不牺牲器件特性的情况下尽量增大隧道结厚度，同时增加腐蚀停层，另外还可以降低上下限制层的 Al 组分。因 Al 组分降低后可以缓解深腐蚀带来的器件寿命降低和热不稳定；Al 组分降低也可以减小生长难度，降低损耗，提高器件的斜率效率。上述方法可以使器件的 I-V 特性得到改善。

从上述结果看出器件的斜率效率明显比单波长激光器的低，原因是在器件测试电流为 200mA 时，器件的结压降为 11V，高结压降必然带来器件的温升，而斜率效率是温度敏感参数，随着温度升高，斜率效率下降。

3.2.2 下有源区激光器 LD2 独立激射时的光电特性

图 3-4 是 LD2 独立工作时器件的光电特性测试结果。从图中可以看出，器件的阈值电流要高于 LD1，这一方面是由于波长的增加会导致阈值增大；另一方面，LD2 的上限制层厚度比 LD1 厚一些，如果接触电极 P2 较差，也会引起阈值电流增大。激光器的发射波长为 989.3nm，与设计的 990nm 接近。光场测试显示为基膜激射，垂直和平行远场发散角分别为 33.6° 和 7.2°。器件的 IV 特性显示开启电压正常，但接触电阻仍然偏高，这说明接触可能是作在了 AlGaAs 限制层上。PI 特性显示在输出功率超过 30mW 时出现了“扭折”(kink) 现象，原因可能是腐蚀带来的材料表面不均匀造成的；也可能是高 Al 组分的限制层腐蚀后表面存在缺陷和界面态。

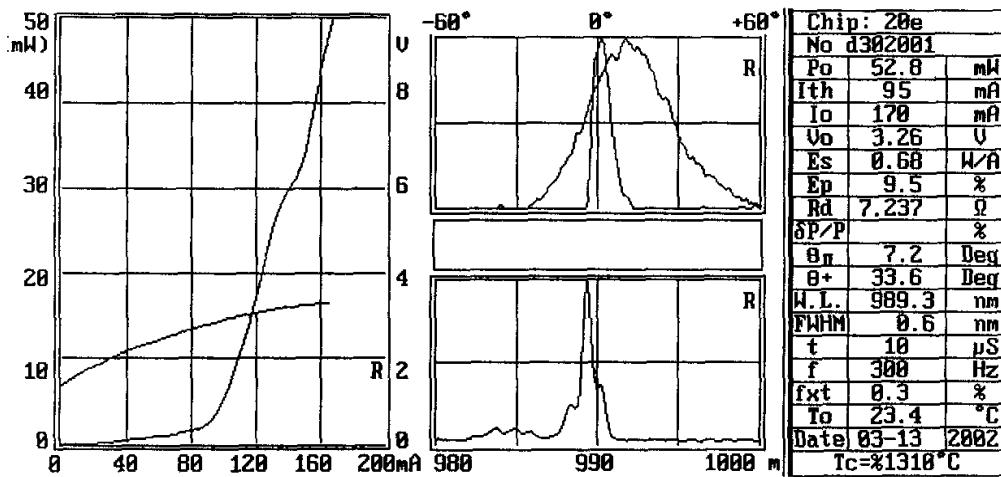


图 3-4 是 LD2 独立工作时的器件特性测试结果。

Fig. 3-4 P-I-V, FFP and Spectrum of LD2

3.2.3 双波长同时激射时激光器的光电特性

图 3-5 是给电极 p1 和 n2 加电流，测得的双波长同时激射时激光器的光电特性曲线。双波长器件的斜率效率为 0.89W/A，LD1 独立激射为 0.37W/A，LD2 独立激射时为 0.68W/A，显然从斜率效率看，双波长激射时的斜率效率略低于

两个单波长激光器的斜率效率叠加。激射波长为 950 和 985nm。测得的远场为上下有源区共同的光场，仍然为基膜激射，垂直和平行发散角分别为 33 和 7.2 度。阈值电流为 90mA，高于 LD1 的阈值电流，但接近 LD2 的阈值电流。

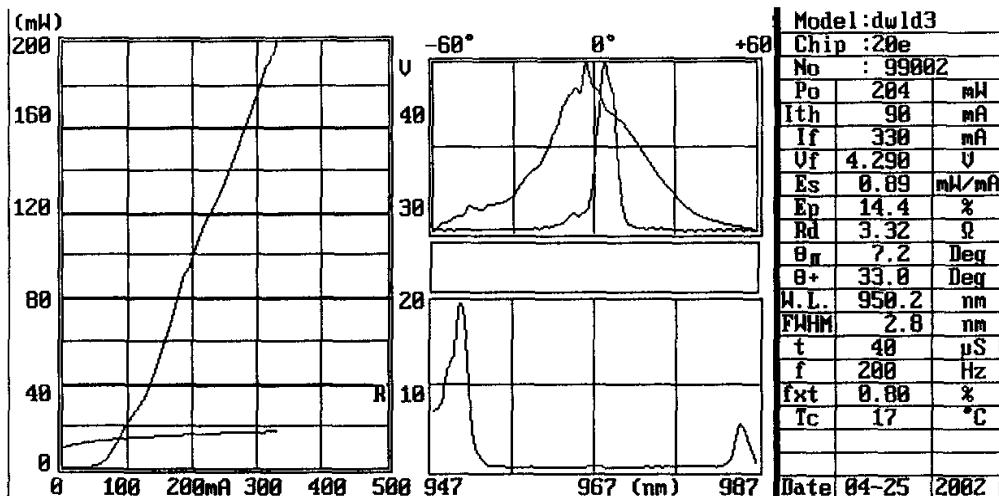


图 3-5 LD1+LD2 独立工作时的器件特性测试结果。

Fig. 3-5 P-I-V, FFP and Spectrum of LD1+LD2

在测量了大量的器件后发现，双波长激射时尽管只有一个阈值电流，但仍然如想象的那样 950nm 的器件首先激射，达到一定功率时 990nm 的器件才激射。如图 3-6 所示。图中的 B, C, D, E, F, G, H, I 代表输出功率分别为 10, 20, 30, 40, 50, 60, 80, 100mW 时的光谱。器件在输出功率为 10mW 时，只有 950nm 的光激射；随功率增大，950nm 光谱的强度增大，当功率达到 30mW 时，990nm

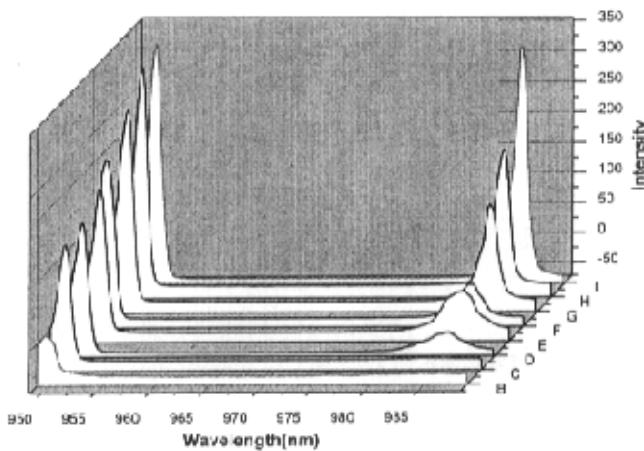


图 3-6 不同输出功率条件下，LD1+LD2 同时激射双波长器件的光谱特性。

Fig.3-6 The Spectrum of the dual-wavelength laser diode(LD1+LD2) at different output power.

的激光出现。随功率进一步增大，两个激光器的强度同时增大，在 100mW 时两个波长的光谱强度基本相同，功率继续增大时两个激光器的光谱强度基本保持一致。同时，随着输出功率增加，双波长器件的光谱均发生了红移，这是由于大功率带来的温升引起的。

上述结果说明，双波长激光器在小功率下首先是 LD1 激射，这是因为微腐蚀脊型结构使得在同样的注入电流下，LD1 实际得到的注入电流密度较高，而 LD2 由于隧道结和限制层的电流扩展效应，实际得到的注入电流密度远小于 LD1。尽管阈值电流密度随波长增大而降低，但也不足以抵消由于电流扩展带来的影响。

从应用的角度考虑，此类双波长激光器应避免应用在 100mW 以下的功率。当然如果应用要求必须在小功率条件，则可以通过改变器件的条形宽度或通过深腐蚀的方法得到。如果腐蚀深度超过隧道结，到达 LD2 的波导层，则可以有效的降低电流扩展带来的影响，但代价是器件的工艺难度增加，稳定性和可靠性降低。

从上面的器件结果可以看出，集成激光器在 LD2 驱动条件下的器件均表现出良好的基膜激光的激光器特性。图 3-7 是在三种驱动条件下的激射特性。图 (a) 为三种条件下的 P-I 特性比较，图 (b) 为光谱比较，显然同时激射时器件的斜率出现倍增。从光谱特性看，在独立激射时激光器的波长发生红移，原因是隧道结生长过薄造成欧姆接触不好，使得独立工作时激光器的串联电阻过高引起的温升造成的。

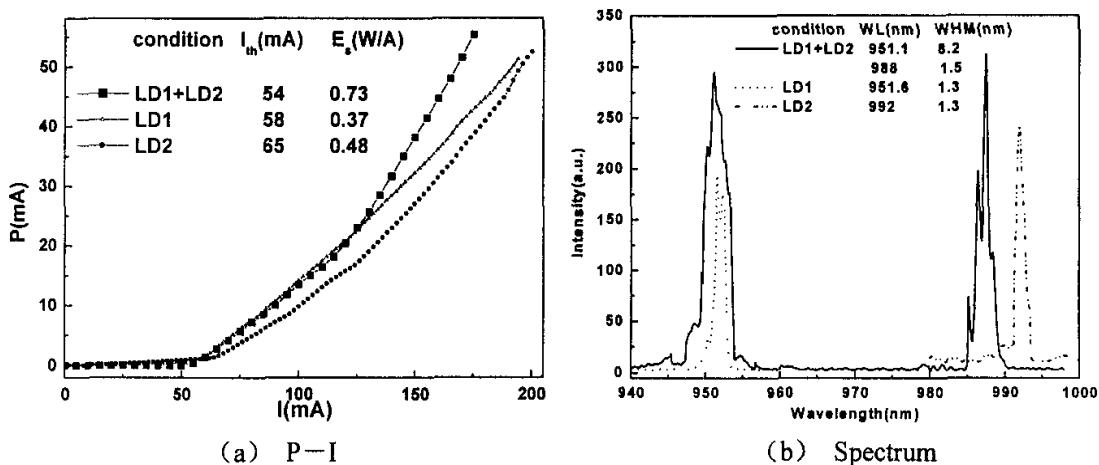


图 3-7 不同输出功率条件下，LD1+LD2 同时激射双波长器件的光谱特性。

Fig.3-7 Comparison of the P-I, Spectrum of LD1, LD2 and LD1+LD2.

3.3 集成激光器件可以进一步优化的特性和新的发展

对于 950、990nm 双波长器件结构 (DWLD3)，虽然得到了 LD1，LD2，和 LD1+LD2 三态驱动下的激光器输出特性，器件的输出功率可达 100mW 以上，这对于某些特殊需

要多波长应用的领域非常有吸引力。因为此类新型隧道级联双波长激光器在试验上的成功，表明多多波长激光器在试验上的可行性。当然，由于刚开始研究，此类激光器离实际的应用还有很大的差距。无论是双波长器件的结构设计，还是集成器件的工艺过程，都有待进一步优化。

首先是隧道结上的电极接触特性的改进。可以通过在不影响遂穿效果的前提下适当增加隧道结厚度的方法来得到性能良好的欧姆接触。同时在结构中，在隧道结的上面增加腐蚀停层，这样使器件制备时工艺易于控制，腐蚀正好停在腐蚀停层。

其次，集成器件由于复杂的台阶深腐蚀台面，台面的钝化保护对钝化层要求较高；同时独立激射时 LD1 的下电极由于从隧道结流过，因此电流的扩展和横向串连电阻较严重。在工艺版图上应尽量使 LD1 的下接触接近台面。

最后需要考虑的是集成器件的封装问题。封装要求散热特性良好，p 面朝上的封装会使 LD1 的散热特性不好。应通过适当的封装使器件的散热良好，易于测试并可得到应用。

集成激光器件的另一潜在发展优势是发展多波长激光器件。如果通过隧道级联结构把三个不同波长的激光器连接起来，再通过后工艺实现多种驱动下的工作方式，那么 3 个激光器可以得到多种工作方式。

3.4 集成激光器件的新发展和应用：隧道级联双波长发光二极管

如果把集成激光器的思想应用于半导体发光二极管上，可以通过隧道结级联得到双波长和多波长发光二极管，实现多色和全色显示。

表 3-1 是我们设计的隧道级联双波长发光二极管结构，在 (100) 偏 (111) 15° 的 GaAs:Si 衬底上，外延 2000Å 的 n 型缓冲层，接着生长 22.5 对的 $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}/\text{AlAs}$ DBR，用 Si 作施主杂质，掺杂浓度 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ，之后顺序生长两个 DH 结构的发光有源区以及将二者级联起来的 GaAs 隧道结，为保证下有源区的光出射时不被上有源区吸收，我们先生长长波长的 $(\text{Al}_{0.7}\text{Ga})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{GaInP}/(\text{Al}_{0.7}\text{Ga})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 下有源区，同时尽可能减小隧道结的厚度。最后生长 5μm 的 GaP 窗口层，以提高光的提取效率。具体生条件与 650-780nm 双波长激光器的生长条件基本相同，只不过 GaP 层的生长温度为 800°C，V/III 比大于 130。

图 3-8 (a) 给出了用 MOCVD 生长的双波长 LED 的层结构的 SEM 照片，由图可见，各层清晰可辨、结构完整。特别是材料的 DBR 结构，显示材料生长的均匀性良好。在图 3-8 (b) 中给出了材料的 PL 谱测试结果，由图可见，有两个分别位于 648nm 和 677nm 的峰值波长。由此结构制备的器件能成功发出两个波长的光。证实隧道级联双波长发光二极管的可行性。为今后的研究和应用奠定了基础。

表 3-1 双波长半导体发光管生长结构

Table 3-1 structure of dual-wavelength light emitting diode

导电类型	材料	厚度(μm)	掺杂浓度(cm^{-3})
P	GaP	5	3×10^{18}
P	(Al _{0.5} Ga) _{0.5} In _{0.5} P	0.5	1×10^{18}
i	(Al _{0.1} Ga) _{0.5} In _{0.5} P	0.5	
N	(Al _{0.1} Ga) _{0.5} In _{0.5} P	0.5	1×10^{18}
n	GaInP	20nm	
N ⁺	GaAs	30 nm	4×10^{18}
P ⁺	GaAs	10 nm	5×10^{19}
P	GaInP	20 nm	
P	(Al _{0.1} Ga) _{0.5} In _{0.5} P	0.5	1×10^{18}
i	GaInP	0.5	
N	(Al _{0.1} Ga) _{0.5} In _{0.5} P	0.5	1×10^{18}
22.5×	Al _{0.5} GaAs	56nm	1×10^{18}
	AlAs	58nm	1×10^{18}
N	GaAs	0.2	1×10^{15}
(100) N ⁺ GaAs sub 15° off (111)			

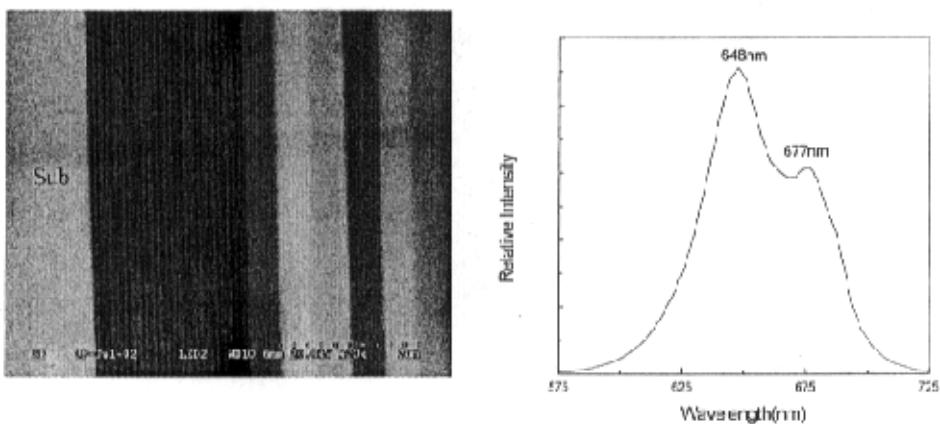


图 3-8 双波长发光二极管 (a) SEM 照片 (b) PL 谱

Fig 3-8 dual-wavelength light emitting diodes. (a) SEM photo (b) PL

上述隧道级联双波长发光管在理论和试验上的可行性为白光和全色显示提供了一个新的途径。如果把红绿蓝三个发光二极管如图 3—8 所示的隧道级联起来，就可以得到白色发光二极管。如果把此三色二极管通过腐蚀台阶引出驱动电极，则可以得到全彩显示。如果这种新结构可全彩显示的器件研制成功，将在彩色显示、复印领域发挥积极重大作用^[4-5]。

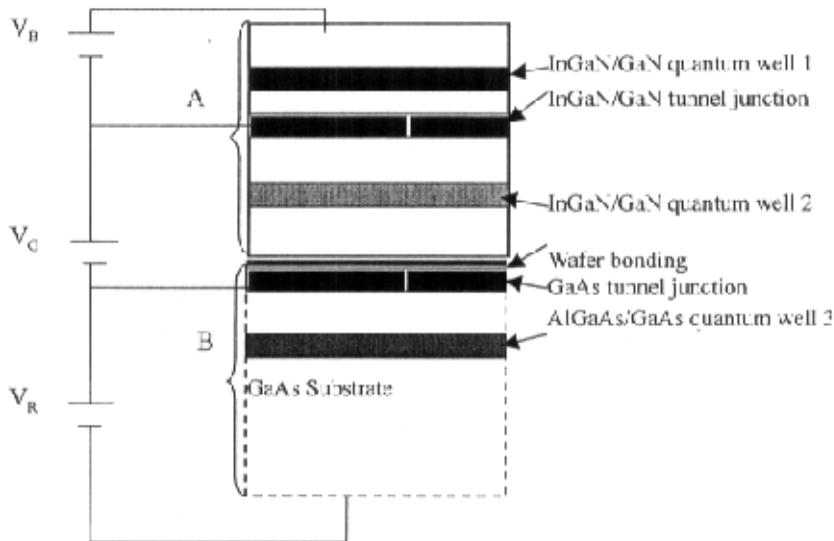


图 3—9 白色和全色发光管示意图
Fig.3-9 schematic diagram of white and full color Light Emitting Diodes.

本章小结

本章首次提出单片集成四端电极多态工作的集成激光器的思想。通过版图和工艺设计，制备了可以上、下激光器独立工作和同时工作的集成隧道级联双波长激光器，器件的 P-I 特性，远场分布和光谱特性均可与单个激光器比拟。但独立器件的接触特性有待进一步优化。同时，本章还分析了隧道集成器件在多波长激光器和发光二极管上的应用的可行性和应用前景。

参考文献

- [1] M. A. Emanuel, N. W. Carlson, and J. A. Skidmore, "High-efficiency AlGaAs-based laser diode at 808nm with large transverse spot size", IEEE J. Quan. Elec. 8(10), 1996.
- [2] Y. C. Chen, R. G. Waters, R. J. Dalby, "Single-quantum-well laser with

- 11.2 degree transverse beam divergence", Electron. Lett. 26(17),
1348-1350, 1990.
- [3] Joachim Piprek, Patrick Abraham, John E. Bowers, IEEE Journal of
selected topics in Quantum Electronics, Vol. 5, No. 3, 643(1999)
- [4] Gu, Parthasarathy, andForrest, Appl. Phys. Lett., 1999. 74(2):304-305
- [5] Z. Y. Xie, a) J. S. Huang, C. N. Li, andS. Y. Liu, Appl. Phys. Lett., 1999, 74(5):64
1-643

第四章 新型双波长激光器热学特性研究

由于半导体激光器不可避免的存在各种非辐射复合、自由载流子吸收等损耗机制，使其光电转换效率只能达到30%左右，这意味着相当部分的电功率将转化为热量，引起激光器温升。激光器温升会使得激光器的效率下降、阈值电流增加、波长红移、造成模式不稳定、增加内部缺陷、严重影响器件的寿命，给应用带来很大的困难。因此如何减少热量的产生以及加快热量的耗散显得十分重要。新型双波长激光器由于器件结构，器件特性均与单波长激光器不同。因此我们针对新型隧道级联双波长激光器的热特性，即热量的产生、耗散情况以及温度升高对阈值、效率、波长特性的影响等问题进行了细致的研究。

4.1 温度升高对隧道级联双波长激光器特性的影响

半导体激光器中存在两个主要的发热源，一是焦耳热，它是由激光器的串联电阻和结压降产生的，而串联电阻主要是由金属与半导体的接触形成的，对于激光器有源区而言，主要的热源是由靠近有源区的P型接触层产生的。如果采取倒装的封装形式，可以降低此热源；第二个热源是注入到有源区的载流子引起的，它们不仅通过非辐射复合过程，而且还通过光子的自发发射损失掉本身的能量。当自发发射光子在衬底或接触层发生再吸收时便产生热量。对于我们的双波长激光器，采取了两有源区而只有一个欧姆接触层，因此其焦耳热相对于总功率的比例将减小，至于有源区内部由于非辐射复合和载流子吸收引起的热源，其热量的产生和耗散情况将是我们所关心的。因为温度的升高将对激光器的特性产生严重影响。

半导体激光器工作时的热特性，包括热的产生及散热情况，最值得关心的是激光器的相对温升，曾有人报道了用置于激光器横截面上的热探针等多种方法来对激光器的温升进行测试。本文采用的办法是通过测试与激光器的温度敏感的某些从属特性如激射波长，来估算激光器的近似温升。同时通过双波长的变化，估算了上下有源区的温升变化。

4.1.1 温度升高对P—I特性的影响

光功率(P)和电流(I)的特性曲线是表征半导体激光器的重要特性曲线之一，激光器的主要参数阈值电流和斜率效率都可以从P—I特性中得到。P—I特性曲线可以直观的反映出一个器件特性的好坏。为此，我们测量了不同腔长的双波长激光器在不同温度下的P—I特性。

(a) 90 μm 条形双波长激光器的特性

图4—1是不同腔长的90 μm 微腐蚀条形双波长同时激射激光器的P—I特性曲线。腔长为430、580、800 μm 的双波长激光器在高达105°C时仍表现出良好的P—I特性，但随着腔长增加时，器件在高温时出现变化，如910 μm 的器件在100°C时

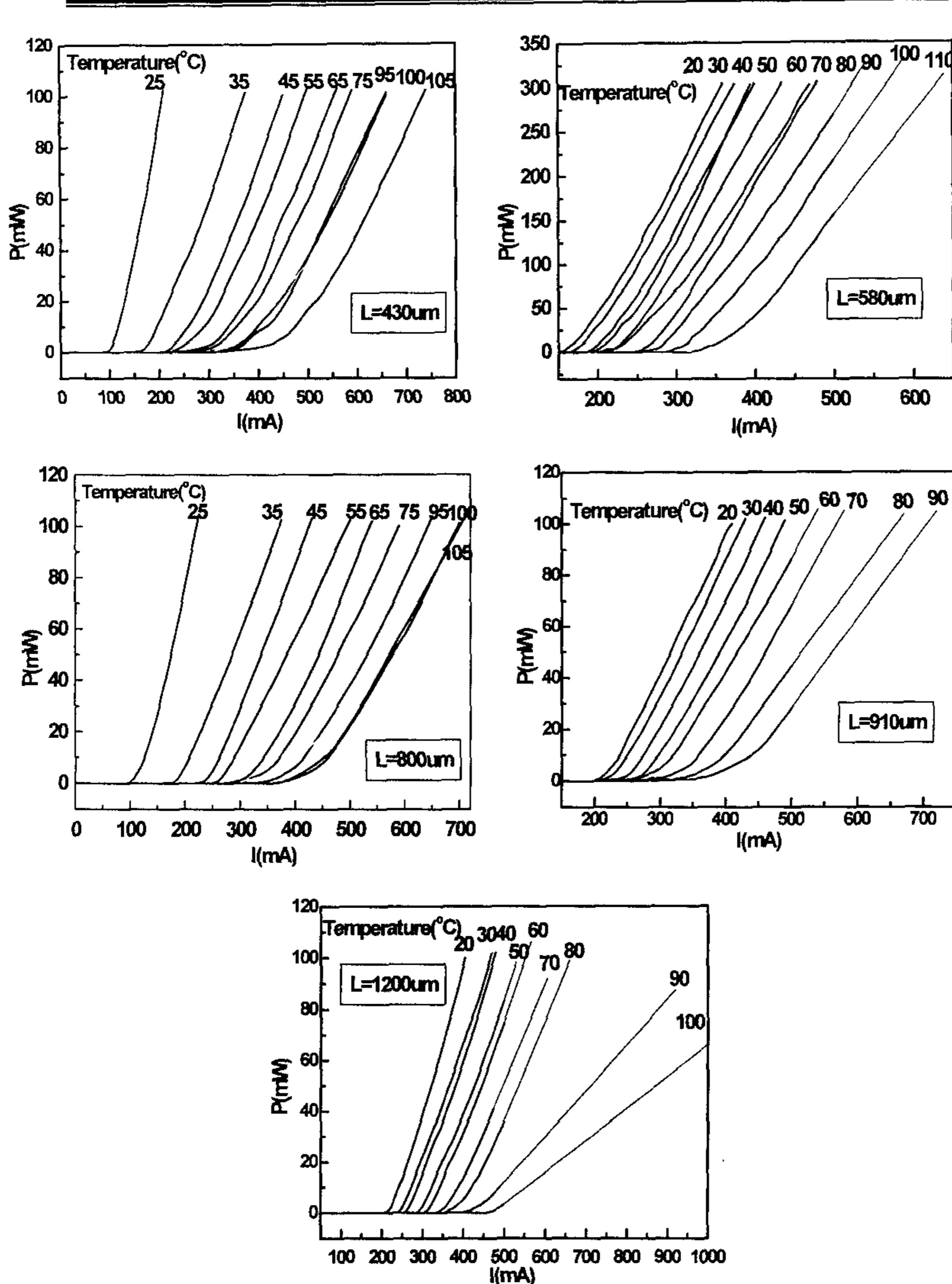


图 4-1 不同腔长的双波长激光器在不同温度下的 P-I 特性
Fig.4-1 P-I characteristics at different Temperature of dual-wavelength laser diodes with different cavity length.

出现饱和现象，腔长为 $1200 \mu\text{m}$ 的器件在 90°C 时器件的斜率效率显著下降。从整个 P-I 特性来看，随着温度的升高，阈值电流逐渐增大，斜率效率降低，这与普通单有源区激光器的变化规律一致。在整个变温测试过程中，双波长激光器的 P-I 特性没有出现折线（即两个阈值），也未出现高温输出功率的饱和现象，说明宽接触大功率条形双波长激光器件的温度稳定性较好，可以与单波长激光器比拟。

(b) $20 \mu\text{m}$ 集成双波长激光器的 P-I 特性随温度的变化

为了研究集成四端双波长激光器的热特性，制备了 $20\mu\text{m}$ 氧化物条形集成激光器件（器件制备工艺和结构图见论文第三章）。由于测试热特性的设备的限制，我们仅对双波长激射激光器（LD1+LD2: $950+990\text{nm}$ ），和台下单波长器件激光器（LD2: 990nm ）进行了热特性的测量，测试的器件为未镀膜的激光器管芯。腔长为 $650 \mu\text{m}$ 、 $730 \mu\text{m}$ 和 $1015 \mu\text{m}$ 的双波长激射和单波长激射器件热特性的测试曲线如图 4-2 所示。以 $650 \mu\text{m}$ 器件为例，从图中可以看出，双波长器件的斜率效率也明显高于单波长器件，而阈值电流密度也高于单波长激光器。斜率效率较高是由于双波长器件的斜率效率是两个激光器的斜率效率之和，因此比较大。阈值较高的原因是双波长激光器由于隧道结对电流的扩展作用，以及自由载流子吸收等问题造成的。

随着腔长增加，单波长和双波长激光器的阈值电流密度降低。随着温度的上升，两种器件的阈值电流都增加，斜率效率则都降低，这与普通的单管激光器的变化规律一致。从图中可以看出，对于集成双波长同时激射的器件，器件在 105°C 时三种腔长的器件均为出现功率饱和现象，但台下 990nm 激光器却在短腔长 ($650 \mu\text{m}$) 和长腔长 ($1015 \mu\text{m}$) 时分别在 100°C 和 95°C 时出现了热饱和现象。过早出现热饱的原因是 LD2 的 p 型接触有可能作在了 $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ 限制层上，高 Al 组分的限制层在经深腐蚀工艺后，表面引入的某些缺陷在高温下被激活，使损耗迅速增大，器件输出功率出现饱和。从 P-I 特性随温度的变化可知，集成激光器的双波长激射、台下独立激射器件的热特性良好。

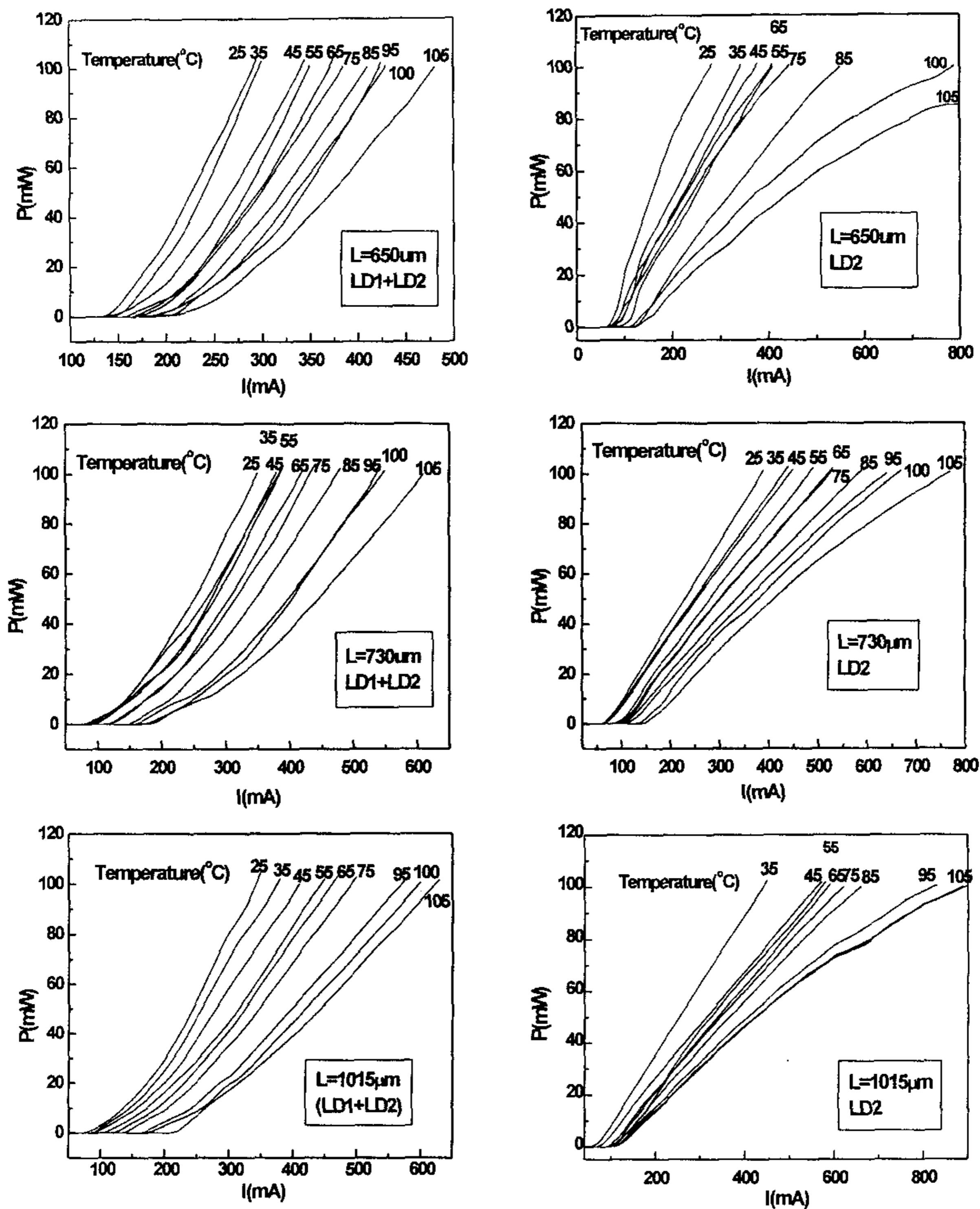
4.1.2 温度升高对阈值电流密度的影响

阈值电流密度与温度的关系主要取决于增益系数随温度的变化。随着温度增加，阈值电流密度增大，原因是随着温度升高，当热载流子可以越过异质结势垒时，引起了载流子的泄露，导致阈值电流密度升高，并且异质结势垒高度是决定阈值电流密度随温度升高的主要因素；同时有源层非辐射复合增强和损耗增强，也导致阈值电流密度升高；温度对折射率的影响使得光场限制随着温度的升高而减弱，也可以带来阈值电流密度的升高。

传统单有源区单量子阱激光器的阈值电流密度与温度呈指数关系^[1, 2]，

$$J_{th}(T_r + \Delta T) = J_{th} \exp\left(\frac{T - T_r}{T_0}\right) \quad (4-1)$$

其中 T_r 为室温； $J_{th}(T_r)$ 为室温下的阈值电流密度； T_0 是表征半导体激光器温度稳定性的重要参数，通称为特征温度，它与激光器所使用的材料和结构有关。 T_0 值越大，表明阈值电流随温度变化越小，即器件受温度变化的影响越小。对式 (4-1) 取对数，得到 $\ln J_{th}$ 与温度的线性关系，直线斜率的倒数即为我们要求



(a)

(b)

图 4-2 不同温度条件下不同腔长的激光器的 P-I 特性比较 (a) 双波长激射 (b) 单波长激射

Fig.4-2 P-I characteristics at different Temperature of integrated dual wavelength laser diodes with different cavity length. (a) LD1+LD2, (b) LD2

的特征温度。

$$\ln J_{th}(T_r + \Delta T) = \ln J_{th} + \frac{T - T_r}{T_0} \quad (4-2)$$

对于双有源区单波长激光器，研究结果仍然符合上述理论。对应我们的新型双波长激光器，可以看作两个单波长激光器的串连，由于测试设备的限制，对双波长同时激射的激光器的 P—I 特性的测量时，选取的测试波长为两个波长的中间值 970nm。通过给热台加不同的温度，测得了激光器的光电特性，得到了不同温度下的阈值电流密度 J_{th} ，并分析了不同腔长下的温度与阈值电流密度的关系。假设双波长激光器也符合上述单有源区单波长激光器的理论关系（式 4—1），对试验数据进行了拟合。图 4-3(a)和(b) 是 90 μm 条形大功率双波长激光器在不同腔长下的阈值电流密度 J_{th} 及其对数 $\ln J_{th}$ 与工作温度的关系，离散的点表示实验测得的数据。图 4—3 (a) 的曲线是模拟得到的阈值电流密度与温度的指数关系曲线，拟合出的指数曲线与实验数据点符合得很好。从中可以看出，随着测试温度的升高，阈值电流密度不断增大；随腔长的增大，阈值电流密度则减小。如在室温时，对应横坐标的零点，腔长从 430 μm 增加到 1200 μm，阈值电流密度从 426A/cm² 降低为 203 A/cm²。由于阈值电流与温度的指数关系，随温度升高，变化量会增大。

图 4—3 (b) 为 $\ln J_{th}$ 与温度的关系，从试验数据与模拟的直线来看，拟合出的曲线与实验数据点吻合得很好。图中直线相应斜率的倒数即为所求的特征温度值。腔长为 1200μm 时，其特征温度 T_0 最高，为 112K；腔长为 910μm 时，相应的特征温度为 96K；对于短腔激光器，如腔长 430μm 和 580μm，其相应的特征温

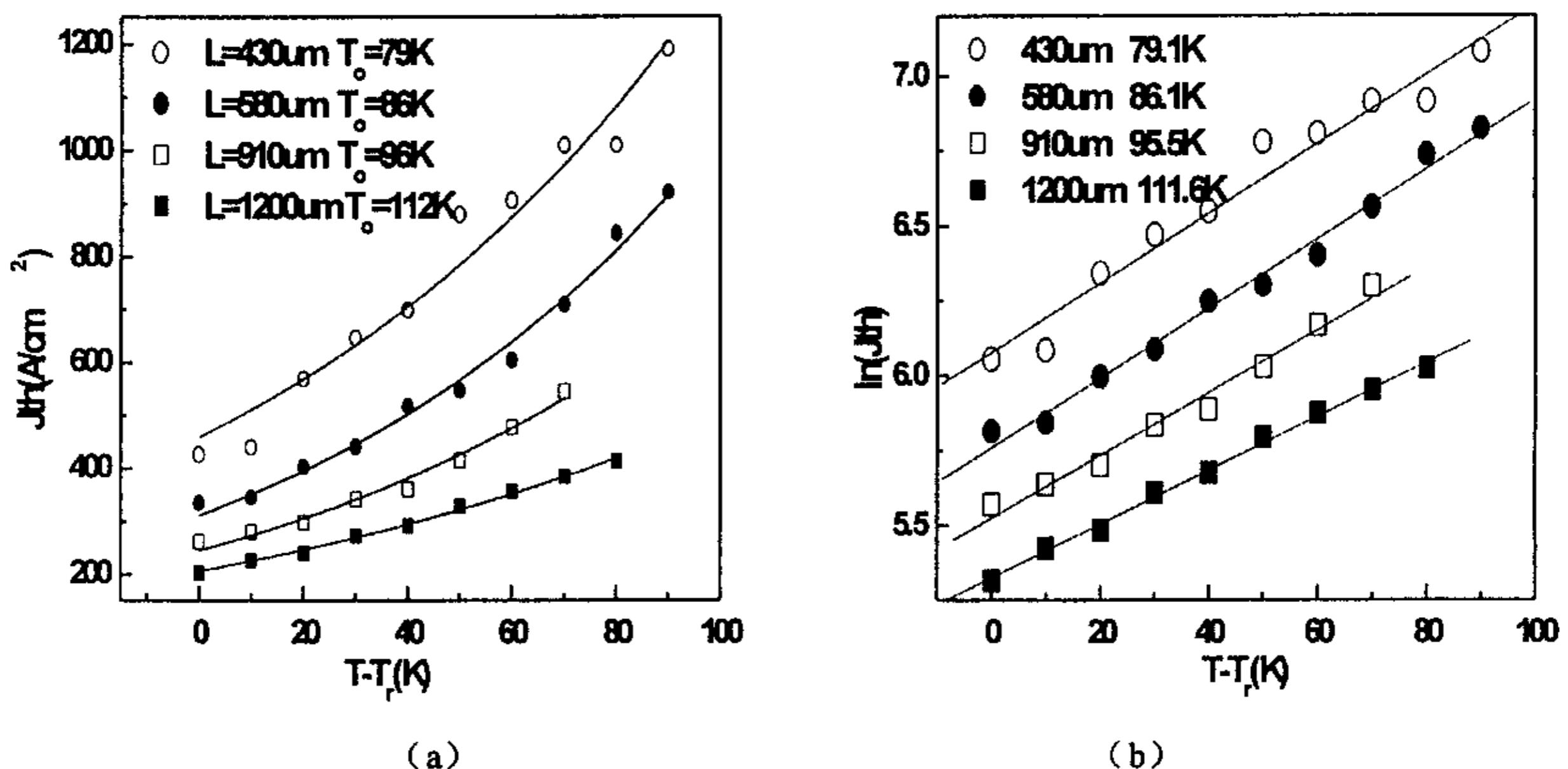


图 4-3 不同腔长的双波长激光器的阈值电流密度与温度的关系对比。(a) 阈值电流密度与温度的关系, (b) 阈值电流密度的对数与温度的关系。

Fig.4-3 Threshold Current vs. temperature of dual-wavelength laser diodes with different cavity length.(a) J_{th} - T , (b) $\ln J_{th}$ - T

度分别为 79 和 86K。长腔长双波长激光器比短腔长双波长激光器具有更低的阈值电流密度，更高的特征温度，这与单波长器件的情况完全相同。

上述试验结果与拟合曲线的吻合说明双波长激光器的阈值电流密度与温度的关系仍然符合传统单有源区量子阱激光器的理论：即阈值电流密度随温度升高指数增加。

为了研究集成双波长激光器的热特性，分别对 20 μm 双沟器件的台下单波长激光器（LD2）和台上台下双波长激射的激光器（LD1+LD2）的阈值电流随温度的变化进行了测量。图 4-4 (a) 和 (b) 是腔长为 730 μm 和 1015 μm 时两种器件的阈值电流密度随温度的变化关系。

图 4-4 中的阈值电流密度的计算中未考虑电流扩展的影响，阈值电流密度等于阈值电流除以腔长与条宽的乘积。从图中可以看出，双波长同时激射器件的阈值电流密度明显高于单波长器件，相差几乎一倍。造成这种阈值电流密度增大的最主要原因是电流注入到第二个有源区时，由于经过隧道结，电流扩展非常严重，电流流过的面积已远远大于条宽与腔长的乘积，因此实际注入到有源区的电流密度并非图示的那么高。

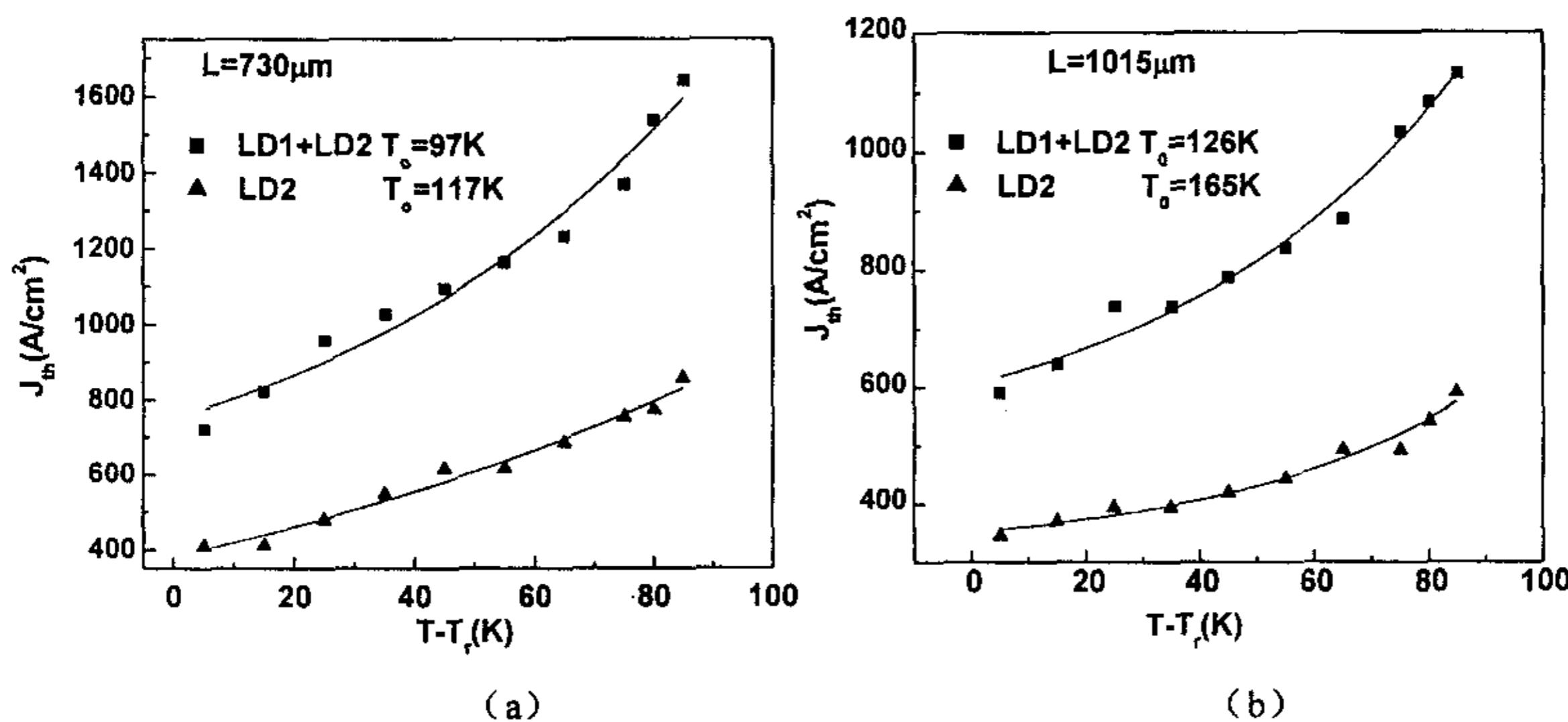


图 4-4 双波长和单波长激光器的阈值电流密度与温度的关系对比。

(a) 腔长为 730 μm

(b) 腔长为 1015 μm

Fig.4-4 Threshold Current vs. temperature of dual-wavelength (LD1+LD2) and single wavelength (LD2) laser diodes.

(a) Cavity length is 730 μm

(b) cavity length is 1015 μm

集成器件中的双波长激光器的阈值电流密度随温度的增加要快于单波长激光器，相对应的便是双波长的特征温度低于单波长器件的特征温度。如对于腔长为 730 μm 的器件，双波长器件的特征温度为 97K，单波长器件的特征温度为 117K；对于腔长为 1015 μm 的器件，双波长器件的特征温度为 126K，单波长器件的特征温度为 165K。影响单波长激光器阈值电流密度与温度关系的因素主要有：

(1) 与温度有关的载流子统计分布影响着激光器的增益系数。

- (2) 由于载流子的俄歇复合、载流子与异质结界面态和半导体材料表面态的复合以及自由载流子吸收等引起的内部损耗与温度的关系。
- (3) 由于载流子随能量的统计分布与量子阱有限的势垒引起的热载流子泄漏。

对于双波长器件，除了上述因素外，还包括隧道结高掺杂引入的自由载流子吸收损耗、隧道结引入的电流扩展以及两个器件光场相互作用和阈值大小不同引入的因素。

导致双波长器件的特征温度低于单波长器件的另一主要原因是双波长器件的结构厚于单波长器件，因而散热条件就不如单波长器件，功率和斜率效率的大幅度提高也会使热特性变差。但双波长器件的特征温度仍然在应用要求的范围内，这说明从特征温度这个指标看，双波长激光器已经可以应用。

4.1.3 温度升高对激光器斜率效率影响

从 P-I 特性可以得到不同温度下激光器的斜率效率。图 4-5 给出了不同腔长下 $90 \mu\text{m}$ 条形双波长激光器的斜率效率随温度变化的实验数据。由图中可见，随着温度的上升，斜率效率逐步下降，并且呈线性关系下降；通过模拟计算可以得出，腔长为 $730 \mu\text{m}$ 的单波长和双波长器件的斜率效率与温度的下降速率为 $0.00164\text{W}/(\text{A}\cdot^\circ\text{C})$ 和 $0.0021\text{W}/(\text{A}\cdot^\circ\text{C})$ 。 $1015 \mu\text{m}$ 单波长和双波长器件的斜率效率与温度的下降速率为 $0.00166\text{W}/(\text{A}\cdot^\circ\text{C})$ 和 $0.0021\text{W}/(\text{A}\cdot^\circ\text{C})$ 。从上述数据可见，随着腔长增加，器件的斜率效率随温度的变化关系变化不大；但双波长器件的斜率效率随温度的升高而下降的速率比单波长要快一点。

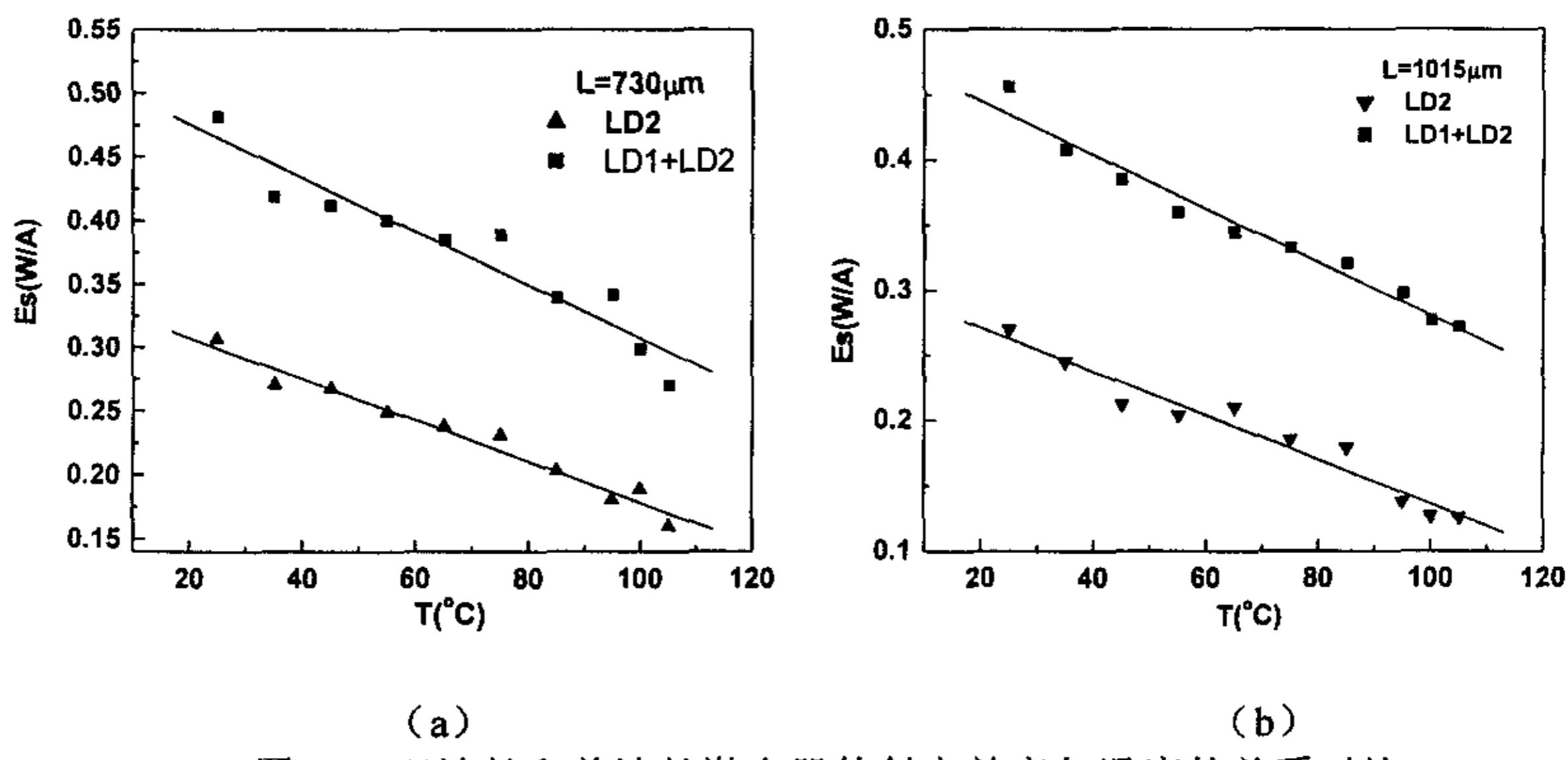


图 4-5 双波长和单波长激光器的斜率效率与温度的关系对比。

(a) 腔长为 $730 \mu\text{m}$ (b) 腔长为 $1015 \mu\text{m}$

Fig.4-5 Slope efficiency of dual-wavelength (LD1+LD2) and single wavelength (LD2) laser diodes at different temperature.

(a) Cavity length is $730 \mu\text{m}$ (b) cavity length is $1015 \mu\text{m}$

显然造成双波长激光器的斜率效率随温度升高而下降到速率快于单波长激光器的原因一方面是由于双波长激光器本身较厚，不利于器件的散热；另一方面隧道结的存在导致高温下的吸收损耗加剧。

通过以上分析可以得出：

1. 双波长激光器的阈值电流密度随温度升高而增大的变化速率比单波长激光器的变化速率要快。表明双有源区隧道再生激光器与单波长激光器在载流子限制，光场限制，辐射复合效率以及器件的内部损耗等特性上有所不同，双波长器件的热特性比单波长激光器略差。
2. 双波长隧道级联激光器在温度升高后其效率下降比单波长激光器快，这说明在大电流下工作时，由于双波长隧道再生激光器的高阈值电流引入的高损耗以及不良的散热机制将使器件表现出比普通激光器具有更快的恶化趋势。

4.2 双波长激光器工作条件下温升的测量

从上节中可以看出，激光器的温升对激光器的光电特性有很大影响。因此精确估算和测量工作条件下激光器的温升便成为多年来的研究热点。本文通过测试与激光器温度敏感的激射波长，来估算激光器的近似温升。同时通过双波长的变化，估算了上下有源区的温升变化。

4.2.1 量子阱发射波长与温度的关系

在 $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ 应变量子阱中，由于在应变层中双轴压应变的出现，导带和价带会有所改变，这包括不同带中的有效质量的变化和带边的相对位移。在 $InGaAs-GaAs$ 异质结系统中，双轴压应力解除立方对称系统。导致轻重空穴价带边兼并消除。由于应力的增加，轻重空穴带边能量均增大，从能带图上看，即带

$$\begin{aligned}\Delta E_{hh} &= -2\Xi_s \left(\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) + b\varepsilon \left(\frac{C_{11} + C_{12}}{C_{11}} \right) \\ \Delta E_{lh} &= -2\Xi_s \left(\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right) - b\varepsilon \left(\frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right)\end{aligned}\quad (4-3)$$

边相对于导带向下移，式 (4-3) 分别表示了应力导致的轻重空穴带边能量的变化量，其中轻空穴带边能量的增加相对要大得多。

因此对于应变体材料，其跃迁复合是由导带底和重空穴价带顶决定的。由应变带来的带隙增加由下式 (4-4) 给出，

$$\Delta Eg(In_xGa_{1-x}As) = \Delta E_{hh}(x) \quad (4-4)$$

对于采用量子阱结构的激光器，量子尺寸产生能级分裂。其能级位置通过求

$$\tan\left(\frac{L_z \sqrt{E_j}}{b_j}\right) = \sqrt{\frac{M_j(V_b - E_j)}{E_j}} \quad (j = c, v) \quad (4-5)$$