

分类号_____

密级_____

UDC _____

编号_____

中国科学院研究生院

博士学位论文

大功率半导体激光器列阵的热特性研究

王 烨

指导教师_____王立军 研究员_____

_____中国科学院长春光学精密机械与物理研究所_____

申请学位级别_博士_____ 学科专业名称_凝聚态物理_____

论文提交日期_2010年4月_____ 论文答辩日期_2010年5月_____

培养单位_中国科学院长春光学精密机械与物理研究所_____

学位授予单位_____中国科学院研究生院_____

答辩委员会主席_____

Classified Index_____

Confidential Grade_____

UDC_____

Number_____

**Dissertation Applying for a Doctor Degree to
the Changchun Institute of Optics, Fine
Mechanics and Physics**

Chinese Academy of Sciences

**Study on the Thermal Characteristic of
High Power Diode Laser Arrays**

Wang Ye

Directed by Prof Wang Lijun

**Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and
Physics, Chinese Academy of Sciences, China**

2010

独 创 性 声 明

本人郑重声明：所提交的学位论文是本人在导师指导下独立进行研究工作所取得的成果。据我所知，除了特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果。对本人的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中作了明确的说明。本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名：_____日期：_____

学位论文使用授权书

本学位论文作者完全了解中国科学院研究生院及中国科学院长春光学精密机械与物理研究所有关保留、使用学位论文的规定，即：中国科学院研究生院及中国科学院长春光学精密机械与物理研究所有权保留并向国家有关部门或机构送交学位论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权中国科学院研究生院及中国科学院长春光学精密机械与物理研究所可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或其它复制手段保存、汇编本学位论文。

（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名：_____ 指导教师签名：_____
日 期：_____ 日 期：_____

学位论文作者毕业后去向：

工作单位：_____ 电话：_____
通讯地址：_____ 邮编：_____

大功率半导体激光器列阵的热特性研究

王 焱（凝聚态物理）

导师：王立军

摘 要

随着科学技术的不断进步，光电子技术已经与人们生产和生活息息相关。其中，半导体激光器技术作为光电子技术的重要组成部分也起着非常重要的作用。现在，半导体激光器技术已经成为二十世纪发展快、成果多、学科渗透广的综合性高新技术，并广泛应用于光纤通信、工业材料处理、激光医疗、国防建设等领域。本论文从大功率半导体激光器的热特性出发，研究了 800nm 大功率半导体激光器列阵的结构设计、工艺制作、热特性和封装引入应变特性。在博士论文期间，取得的主要成绩和创新性成果是：

1. 系统介绍了半导体激光器的基本原理和基本组成，包括光增益、量子阱结构、侧向限制、光波导和谐振腔的基本理论。

2. 设计了 800nm 半导体激光器列阵结构。为了减小阈值电流，降低热阻和串联电阻，采用 $\text{GaAs}_{0.86}\text{P}_{0.14}$ 应变单量子阱作为有源区， $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 作为波导层， $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ 作为包层。采用大光腔波导结构，减少进入到包层的光强度，降低光损耗和热阻。提高包层掺杂能级，减小热阻和串联电阻。为了提高输出功率，列阵的填充因子为 50%，腔长为 1mm。为了抑制假模的出现，通过刻蚀沟道深隔离，并在沟槽上沉积 SiO_2 介质绝缘层，增加沟槽对假模的吸收。

3. 优化了刻蚀技术、P、N 面欧姆接触，研制出 800nm 大功率半导体激光器列阵，当占空比为 20% 的脉冲电流为 106.5A 时，峰值功率达到 100.9W。

4. 阈值电流方法测量有源区温度的理论基础是阈值电流随温度呈现指数变化，斜率效率随温度呈现线性变化。实际上，斜率效率随温度也呈现指数变化。我们对阈值电流方法进行修正，提出了测量有源区温度的功率-阈值电流方法，其最大偏差为 4.2K，而用阈值电流法计算的偏差值最小也在 9K 以上。

5. 将双边冷却技术引入到 CS 封装中, 优化后的 CS 封装形式具有更好的散热性能, 热阻更小。通过实验证实, 改进后的 CS 封装激光器在占空比为 20% 时, 热阻为 0.1588K/W , 与传统的 CS 封装激光器相比热阻减小了 0.03K/W 。

6. 对激光器封装过程产生的应变进行研究, 在理论上和实验上证实电致发光谱可以定性和定量测量封装引入应变和焊料层的缺陷。测量结果证实了激光器芯片焊接中由于芯片和热沉的热膨胀系数不同, 封装引入应变不可避免的被引入到有源区中。此外, 通过实验证实增加钎焊接层的界面厚度, 可以减小封装引入应变。

关键词: 半导体激光器列阵; 阈值电流; 有源区温度; 电致发光谱; 封装引入应变

Study on the Thermal Characteristic of High Power Diode Laser Arrays

Wang Ye (condensed matter physics)

Directed by Prof. Wang Lijun

Abstract

With the advancement of science and technology, optoelectronic technology has been closely linked with the people's production and livings. Semiconductor laser technology, which is an integral part of optoelectronic technology, also plays an important role. Nowadays, semiconductor laser technology has become the comprehensive, high and new technology with the more rapid development, the more results, and the wider discipline permeability in the twentieth century. It has been widely used in optical fiber communication, industrial materials processing, laser medicine, military and many other fields. In this paper, the structure design, the manufacture, the thermal characteristics and the packaging-induced strain of 800nm high power diode laser arrays were studied, taking account for the thermal characteristics, and some innovative achievements are listed as below:

The first one: the paper showed systematically the basic principles and the fundamental aspects of diode laser operation, including optical gain, quantum well structures, lateral confinement, optical waveguides and resonators.

The second one: we designed an 800nm semiconductor laser array structure. In order to reduce the threshold current, the thermal resistance and the series resistance, we used strained $\text{GaAs}_{0.86}\text{P}_{0.14}$ single quantum well, $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ material and $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ material as the active region, the waveguide layer and the cladding layers, respectively. By manufacturing large optical cavity, the energy being transported in the cladding layers was very small, which led to small thermal and series

resistances. The cladding layers could be highly doped to reduce the thermal and series resistances. To improve the output power of the diode laser arrays, the fill factor was 50% and the cavity length was 1mm. In order to suppress the appearance of so-called spurious modes, we etched deep grooves and deposited SiO_2 in the grooves. These could have a sufficiently high absorption.

The third one: 800nm diode laser arrays were provided after optimizing on the etching technique and metallization. The peak power can reach to 100.9W at 106.5A at the duty cycle of 20%.

The fourth one: the theoretical principle was that the threshold current and slope efficiency could be expressed as an approximately empirical and linear function of temperature. However, the temperature variation of the slope efficiency was an empirical expression indeed. After the optimization of the threshold current method, a method for the temperature of the active region, which was called power-threshold current, was provided, and the deviation was decreased to 4K.

The fifth one: Double-side cooling was induced in the CS packaging diode laser arrays. The optimized CS packaging diode laser arrays dissipated the waste heat more efficiently. The thermal resistance of the optimized diode laser arrays was 0.1588K/W and reduced 0.03K/W compared to the traditional CS packaging diode lasers.

The last one: The strain caused by device packaging was studied in high power semiconductor laser arrays. In the theory and experiment, we demonstrated that the electroluminescence microscopy could show the qualitative information for the packaging-induced strain and defects on the solder layers. After soldering, Due to the different thermal expansion coefficients of laser bar and Cu heat sink, the packaging-induced strain was induced to the active region inevitably. Furthermore, in experiments, we showed that the maximum strain level could be reduced by increasing the solder interface thickness.

Key words: diode laser arrays; threshold current; chip temperature; electroluminescence microscopy; the packaging-induced strain

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	III
目 录.....	V
第 1 章 绪论.....	1
1.1 半导体激光器简介.....	1
1.2 半导体激光器的应用.....	5
1.3 国内外发展现状.....	8
1.4 论文的主要研究内容和论文结构安排.....	9
1.3.1 研究对象.....	10
1.3.2 论文工作的主要内容.....	10
1.3.3 论文的结构安排.....	10
第 2 章 半导体激光器基本原理.....	13
2.1 半导体激光器的基本要素.....	13
2.2 光增益和阈值条件.....	17
2.3 侧向限制.....	20
2.4 量子阱结构.....	21
2.5 光波导和谐振腔.....	23
2.5.1 有效折射率.....	23
2.5.2 近场图形和远场图形.....	26
2.5.3 法布里—珀罗谐振腔.....	28
2.5.4 激光器光谱.....	31
2.5.5 腔面膜.....	31
2.5 小结.....	33
第 3 章 800nm 大功率半导体激光器芯片设计与器件制作.....	35

3. 1800nm 大功率半导体激光器外延片设计	35
3.1.1 有源区的组分和阱宽	36
3.1.2 波导层和包层的组分和厚度	40
3.1.3 芯片整体设计	47
3.1.4 激光器阵列的结构设计	47
3.2 工艺制作	51
3.2.1 MOVPE 生长	52
3.2.2 光刻	53
3.2.3 刻蚀	56
3.2.4 射频溅射介质膜	57
3.2.5 金属膜	59
3.2.6 腔面膜	60
3.2.7 器件封装	61
3.3 小结	63
第 4 章 实验器件测试结果与热特性分析	65
4.1 器件测试结果	65
4.2 实验器件的温度特性分析	68
4.2.1 已有的有源区温度的实验测试方法	68
4.2.2 功率-阈值电流法测量有源区温度	72
4.2.3 有源区温度测试结果	74
4.3 小结	80
第 5 章 大功率半导体激光器的封装应变研究	81
5.1 产生封装应变的原理	81
5.1.1 激光器封装焊接原理	81
5.1.2 封装引入应变产生的原因	82
5.2 封装引入应变的测量方法	83
5.2.1 已有的测量封装引入应变的方法	83
5.2.2 电致发光谱测量封装引入应变	87
5.3 测量结果与分析	91

5.4 小结.....	98
第 6 章 结论与展望.....	101
参考文献.....	105
在学期间学术成果情况.....	111
指导教师及个人简介.....	112
致 谢.....	113

第 1 章 绪论

1.1 半导体激光器简介

随着科学技术的不断进步，人类迈进了信息时代，信息技术与人们的生产和生活息息相关，信息技术包括电子技术和光子技术。目前人们广泛使用的是电子技术。从 1960 年第一台激光器问世到现在，激光器技术日趋发展成熟，人们逐渐认识到光子技术将掀起一场超过电子技术的产业革命。半导体激光技术是光子技术的重要组成部分，已经成为二十世纪发展快、成果多、学科渗透广、应用范围大的综合性高新技术。半导体激光器与其他种类的激光器(气体激光器、固体激光器)相比，具有下列优点：

- (1)体积小、重量轻：半导体激光器芯片的体积一般在 1mm^3 以下。
- (2)电注入：当注入电流大于阈值电流时，激光器实现受激发射出光，激光器电压只有几伏。
- (3)连续振荡：半导体激光器在室温或室温附近的温度范围内能够连续振荡出光。
- (4)涵盖波长范围宽：选择合适的有源区材料，激光波长范围扩大到从红外到可见光很宽的波长范围内。
- (5)波长可调谐：增益带宽很宽，可以通过不同的调谐机制制作成波长可调谐激光器和宽带光放大器。
- (6)电光转化效率高：半导体激光器的电光转换效率可以超过 50%，当器件冷却系统性能提高时，电光转化效率可以达到 80%以上。
- (7)可直接调制：通过调节驱动电流信号，可以实现对激光器的振荡强度、频率和相位进行调制，范围从连续到 THz 波段。
- (8)可产生超短光脉冲：采用增益开关和锁模等方法，由简单的系统结构就能获得从 ns 到 ps 的超短光脉冲。

(9)可靠性高:激光器的电光转换效率高,并具有牢固的机械结构,寿命长,可靠性高。

(10)可单片集成:可以用光刻和平面工艺技术并行处理,将多个激光器单管集成在同一个衬底上,适宜于大量生产。

半导体激光器的发展经历了三个阶段,第一个阶段是同质结注入型激光器,如图 1-1 左图。1958 年到 1961 年,Basiv 等人提出了 p-n 结处的载流子复合时可能引起受激发射的设想,之后, Bernard 和 Duraffourg 从理论上推导出 p-n 结实现受激发射的必要条件。1962 年 Nathan、Hall 等人在 n-GaAs 中扩散锌做成 p-n 结,并沿着垂直于 p-n 结的平面方向抛光 p-n 结,抛光端面作为反射镜面构成谐振腔。之后 Holonyak 提出用自然解理面作为谐振腔腔面, Bond 最先制成了腔面是 p-n 结解理面的电注入型半导体激光器。同质结注入型激光器的主要缺点是室温时受激发射的阈值电流密度非常高,一般大于 $50,000\text{A}/\text{cm}^2$ ^[1],并且激光器必须在液氮温度(77K)或更低温度下才能激射。

为了降低阈值电流密度,实现室温连续工作, Kroemer 在 1963 年提出了把窄带隙半导体夹在两个宽禁带宽度半导体之间,即异质结结构。在异质结中^[2]中,价带和价带之间、导带和导带之间有势垒台阶存在,这样载流子可以被限制在有源区内,同时由于折射率存在差值,光满足全反射条件,这样光被限制在有源区内,以此大大提高发光效率,降低阈值电流密度。异质结的提出同时推动了 GaAs 和 AlGaAs 相结合的异质结技术不断向前发展。1969 年单异质结激光器(如图 1-1 中图)制作成功,其阈值电流密度降为 $8,600\text{A}/\text{cm}^2$,这是半导体激光器发展的第二个阶段。

半导体激光器发展的第三个阶段是双异质结激光器^{[3][4][5][6]},如图 1-1 右图。双异质结的优点是载流子的单面注入和超注入,光和载流子在垂直 p-n 结的方向都能被限制。此后,人们为了更好的限制光和载流子,设计和研制了多种条形结构激光器,如质子轰击条形激光器、氧化物条形激光器、山字形激光器、平面条形激光器、衬底条形激光器、掩埋条形激光器、横向结条形激光器等,条形激光器结构的研制和发展进一步降低了阈值电流密度,提高了器件寿命,激光器开始迈向实用化发展阶段。

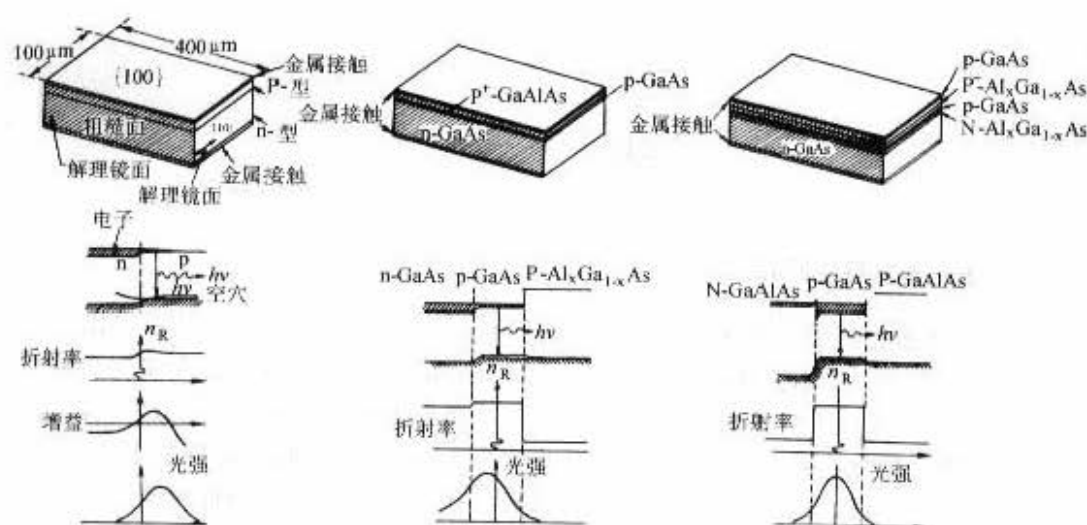


图 1-1 几种最早的激光器结构。左图为同质结激光器，中图为单异质结激光器，右图为双异质结激光器。

光通讯速度的不断提高要求半导体激光器的纵模稳定性好，于是人们研制了动态单模半导体激光器。实现激光器动态单模的途径有两个，分别为增加模式间的增益差和增加模式间的损耗差。为了抑制双异质结激光器的侧向模式的不稳定性，人们开始研制侧向具有波导结构的双异质结激光器，如沟道衬底条形激光器、梯形衬底条形激光器、压缩形激光器、脊型波导条形激光器等。

晶体外延材料生长技术、半导体制作工艺的不断成熟，以及能带工程理论的提出为量子阱激光器、量子线激光器、量子点激光器、微腔激光器、垂直腔面发射激光器、应变量子阱激光器、量子级联激光器和光子晶体激光器的研究制作提供了条件。量子阱激光器的有源区厚度小到电子波波长量级时，载流子沿垂直于有源层方向的动能量子化为一系列分立的能级，量子阱内状态密度呈阶梯状分布，电子光跃迁几率提高到体材料激光器的 1.5 倍，因此阈值电流密度降低，材料增益提高，但是由于有源区的厚度非常小，导致其模式增益相对较小，为了增大量子阱模式增益，人们研制了分别限制量子阱激光器和长腔量子阱激光器。

相对于量子阱激光器，量子线激光器^[7]的载流子被限制在一维上，一维状态密度在带边处出现峰值，从而使增益带宽变窄、微分增益提高，因而量子线激光器的动态特性要明显优于量子阱激光器和异质结激光器特性。不仅如此，由于量

子线激光器反转材料的体积非常小, 因此可以做成超低阈值电流的激光器。

典型的量子点尺寸在激子玻尔半径(约几十纳米)量级, 量子点激光器^[8]载流子在三维方向上都受到限制, 使量子点中电子态密度分布类似 δ 函数, 从而与量子线激光器相比, 其阈值电流密度更低、阈值电流密度温度稳定性更好、微分增益更高, 还可以进行超高频率调制。由于量子点的体积只有几十纳米, 量子点材料中非线性效应被增强, 进而使外场调制的灵敏度得到很大的改善。

由于微腔激光器^[9]的光场呈现量子化分布, 模式间距扩大, 自发发射谱变窄, 受激辐射增强, 腔中光子寿命缩短, 使微腔激光器具有极快响应速率, 极高相干性和极低噪声。此外, 将微腔和量子点结合也是现在人们研究的热点。

垂直腔面发射激光器^{[10][11]}的腔长比较短, 因此可以具有高微分量子效率, 可以单纵模工作, 波长温度稳定性好。垂直腔面发射激光器的输出孔径为圆形, 因此可以实现圆形光斑输出, 易于与光纤耦合。此外, 通过微机电手段调谐垂直腔面发射激光器还可以对垂直腔面发射激光器的波长进行调谐。

激光器应用的扩展需要很多新的波长, 应变引入量子阱能够改变能带结构, 从而激射出新的波长, 同时应变量子阱的态密度也降低, 满足粒子束反转条件只需较少的载流子浓度, 所以应变量子阱激光器^[12]的阈值电流密度比无应变量子阱激光器的阈值电流密度低。

1994 年, Faist 等人采用分子束外延技术首次制备了量子级联激光器。由量子限制效应和量子隧穿理论, 量子级联激光器^[13]的导带子能级台阶上的电子可以逐级跃迁, 每级跃迁都能发出一个光子, 即实现一个电子注入多个光子输出, 并且提高了半导体激光器的特征温度 T_0 , 改善了温度特性。

光子晶体概念是在 1987 年由 E. Yablonovitch 和 S. John 提出的。光子晶体具有光子能带, 在具有完全禁带的光子晶体中, 落在禁带中的光子被禁止传播。此外, 光子可以实现光子局域。当光子晶体无缺陷时, 根据其边界条件的周期性要求, 不存在光的衰减模式。但是当晶体原有的对称性遭到破坏, 即存在缺陷时, 在光子晶体的禁带中会出现频宽很窄的缺陷态或局域态, 这样可以增强自发辐射。光子晶体可以与垂直腔面发射激光器^[14]结合, 可以控制激光器的基横模输出, 并且提高了微分量子效率和单模输出功率, 降低了阈值电流, 使其更易于调制波长。图 1-2 是典型的光子晶体激光器结构示意图。

分布反馈激光器^[15]和分布布拉格反射激光器能够进行单频调制,因此在光纤通信和光测量技术中有重要的应用。此外,为了扩展激光器激光波长,人们研制了中红外半导体激光器、蓝紫光半导体激光器、绿光激光器等。

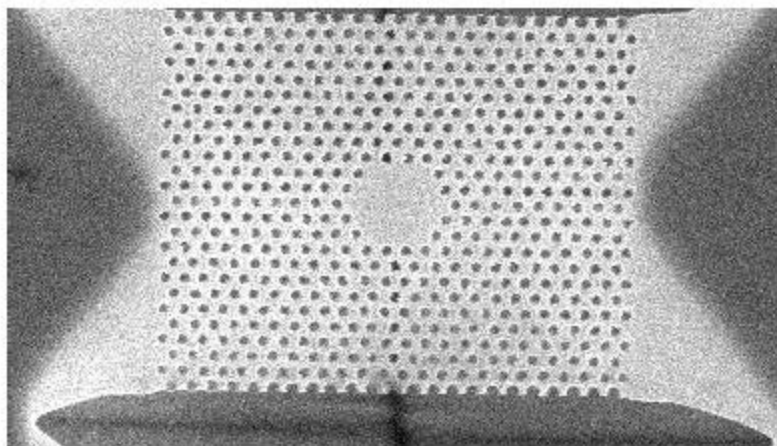


图 1-2 典型的光子晶体激光器结构图

1.2 半导体激光器的应用

半导体激光器具有体积小、重量轻、功率高、转化效率高、可靠性高等优点,因而广泛应用于光纤通信、工业材料处理、激光医疗、国防建设等领域。

(1) 光纤通信应用

输出功率为几毫瓦的 TEM_{00} 模式的半导体激光器在光纤通信、CD-DVD 和条码扫描方面具有广泛的应用。

(2) 工业材料处理

1990 年以来,输出功率为几十瓦的高功率半导体激光器在工业生产加工中得到了越来越广泛的应用。同机械加工相比,激光加工不但速度快,质量好,而且还能加工某些用机械加工不能加工的工件。同电子束加工相比,激光加工不需要真空条件,在任何环境下都能工作。另外,激光功率密度高,具有更大的穿透能力。半导体激光器的体积小,制作成本低,可重复操作,不需维修,因此,半导体激光加工已经广泛应用于焊接、切割、去锈、表面淬火和打标等方面。

输出功率为 50W、电光转换效率超过 50% 的单个激光器阵列被作为激光光

源对聚合体进行焊接试验，试验成功以后，人们开始着手提高半导体激光器的输出功率，使半导体激光器在将来成为能与 CO_2 激光器和固体激光器并驾齐驱的激光器系统，因此，人们开始将多个半导体激光器阵列水平堆叠或垂直堆叠，研制了高功率半导体激光器水平线阵或垂直叠阵，其输出功率提高到几千瓦、几十千瓦、几百千瓦或万瓦量级，相应地，体积也增大到水杯大小或盒子大小^{[16][17][18]}，但是相比固体激光器或 CO_2 激光器来说，半导体激光器叠阵的体积小的优势还是非常明显的。

高功率半导体激光器具有转换效率高、可免维护运行、可以根据不同的加工件调整光斑的形状以利于加工，为激光材料加工开拓了全新的视野。一个突出的例子是在焊接领域的应用，传统的焊接是采用能量加热的方式使焊接界面处的材料熔化后而焊接在一起，属于单点的焊接方式。如果我们调整半导体激光器的形状，使之与焊接界面一致，就可以实现平行焊接，将大大提高焊接质量和效率。

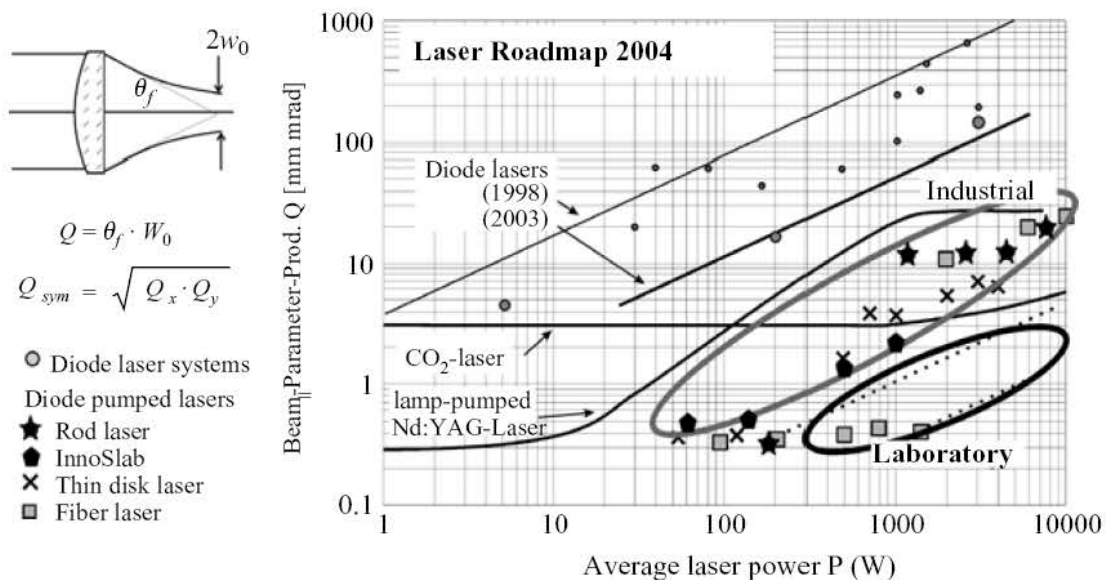


图 1-3 不同高功率激光器的功率、光束质量比较。

高功率半导体激光器较差的光束质量成为它在工业加工应用上的主要障碍，光束质量用经常使用的表示光束聚焦程度的光参数积来衡量，如在二十世纪 90 年代，功率为 1kW 的半导体激光器的光参数积大约在 400mm·mrad，其值远远高于 CO_2 激光器和固体激光器的值，因而半导体激光器无法应用在对功率密度要

求很高($>10^6\text{W}/\text{cm}^2$)的领域中。如果我们能很好的解决半导体激光器的光束质量问题,其在工业材料加工领域将具有非常好的应用前景。图 1-3 显示了从 1998 年开始,高功率半导体激光器、 CO_2 激光器、固体激光器和光纤激光器的发展情况。

(3) 激光医疗

大功率半导体激光器在医学领域具有广泛的应用,例如泌尿科、内科、外科、牙科、眼科等,还可以用于核磁共振。将激光器输出光通过光纤输出后照射人体可以进行激光内窥镜治疗。此外,激光美容等也是很有潜力的应用。激光医疗的原理是当用激光照射人体时,受到光照的人体组织会产生热效应、化学效应、压场效应、电场效应等,通过控制这些效应使被照射组织在形态上或机能上发生改变,从而达到治病或防病的目的。激光医疗对所需的激光器输出功率的要求不是很高,例如,波长为 800nm 输出功率为 60W 的半导体激光器就可以进行激光外科手术。图 1-4 是高功率半导体激光治疗机照片。



图 1-4 高功率半导体激光治疗机

(4) 军事应用

半导体激光具有能量集中、传输速度快、作用距离远、转移火力快、抗电磁干扰能力强、可重复操作、体积小、重量轻、电光转换效率高、寿命长等特点,因此受到了各国军方的极大关注。美国从 1981 年就启动了利用半导体激光光纤制导导弹的计划,并且取得了成功^[19],这证明采用高功率半导体激光器做精确制导光源是完全可行的。此外,高功率半导体激光器还可以做为导弹引信光源和激

光测距光源。随着半导体激光器的发展进步,其在激光测距、激光雷达、激光夜视、激光致盲、武器模拟、目标识别、光电对抗等领域具有重要的应用前景,现在已经成为国防工业的重要技术基础之一。

(5) 泵浦固体激光器

大功率半导体激光器另一重要应用领域是泵浦固体激光器(DPSSL),传统灯泵浦的Nd:YAG激光器的寿命很短。利用半导体激光器做泵浦源,使Nd:YAG全固体激光器的抽运效率提高了10倍,寿命增加了100倍,体积减小了10倍,可靠性提高了100倍,光束质量也大大改善^[20]。DPSSL具有半导体激光器及固体激光器的优点,广泛应用于军事、医疗和工业材料处理、光盘信息处理等领域,图1-5 半导体激光器泵浦固体激光器的应用领域。

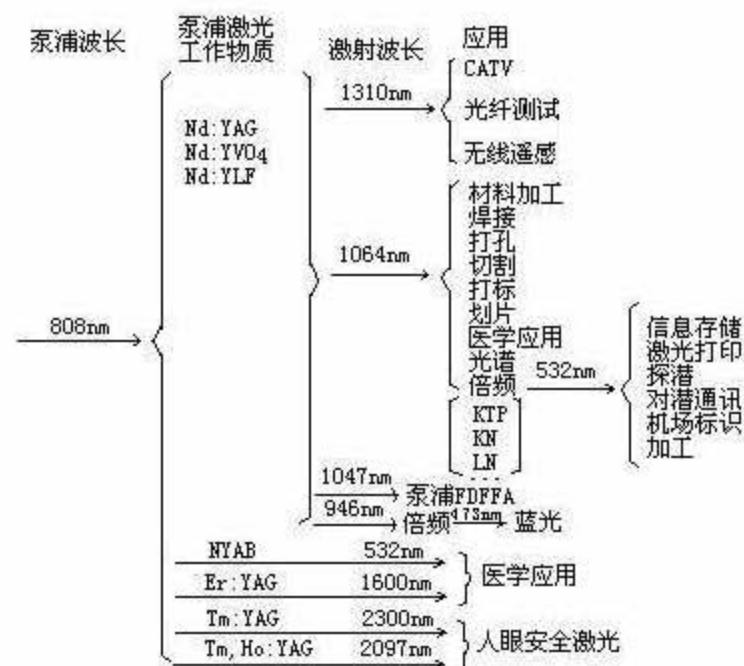


图 1-5 半导体激光器泵浦固体激光器的应用领域

1.3 国内外发展现状

大功率边发射半导体激光器的发展趋势是:1)向高度集成或超高度集成方向发展,提高水平线阵和垂直叠阵的集成度。2)向高亮度、高光束质量的激光器系

统发展,制作具有高光束质量、高亮度的锥形激光器列阵、窄条宽激光器列阵,或对大功率半导体激光器列阵进行光束整形、偏振耦合或波长耦合提高激光器输出功率和光束质量的激光器系统,将它们用于泵浦固体激光器、进行工业材料处理、自由空间光通信、微精密加工等领域。

国外在大功率 GaAs 基量子阱激光器列阵器件的研究、开发与应用方面起步早、进展快、成果多。早在 1982 年,美国已经开始进行了针对多种半导体激光器的有价值的研究。为了保证武器系统的长期优势,美国国防部制定了 1991—2005 年 20 项美国国防关键技术,其中大功率半导体激光为核心的光学技术位居第 6 位。德国联邦研究与技术部也提出了为期五年的半导体激光模块工具计划。美国、德国在大功率激光二极管列阵与 DPSSL 的研究开发与应用等方面均居国际领先水平,美国、德国的许多私营研究机构也都积极参与半导体激光器列阵和 DPSSL 的研究开发,主要生产厂商有 SDL 公司、Coherent 公司、OSRAM 公司、JOLD 公司、Spectrum-Physics 公司、DILAS 公司等。

大功率 GaAs 基半导体量子阱激光器列阵技术在国外已经是成熟技术,单条最大连续输出功率已经大于 603W^[21],最高电光转换效率高达 72%^{[22][23]},Spectra-Physics 公司 808nm 50℃时连续输出 135W/bar,最大电光转换效率达到 57%^[24],Coherent 公司室温时准连续输出 200W/bar^{[25][26]},JENOPTIK 公司 808nm 最大连续输出功率 205W,最大转换效率 65%^[27]。

国内在大功率半导体激光器研究和应用方面虽然起步较晚,但在激光器输出功率、电光转换效率、激光器光束整形和光纤耦合等方面也取得了一定的进展。大功率半导体激光列阵模块的研发单位有中科院长春光机所、半导体所、电子部 13 所、长春理工大学及电子部 44 所等单位,其制作器件的电光转换效率在 40%-60%之间,单个列阵脉冲输出功率在 100W 左右,连续输出功率在 40W-60W,与国外器件产品还有很大的差距,主要差距表现在:激光器的电光转换效率、输出功率和使用寿命等方面。

1.4 论文的主要研究内容和论文结构安排

1.3.1 研究对象

大功率半导体激光器的基本原理、800nm 激光器的芯片结构设计、工艺制作、热特性分析和封装引入应变特性分析。

1.3.2 论文工作的主要内容

论文的工作内容主要分为设计 800nm 边发射半导体激光器的芯片结构、制作 800nm 边发射半导体激光器阵列、对制作的激光器器件进行的热特性分析和激光器封装过程引起的热应变分析等四大部分。

(1) 半导体激光器的基本原理。介绍半导体激光器的组成部分、光增益和阈值条件、侧向限制种类、量子阱结构的优点、光学波导和谐振腔。

(2) 800nm 激光器的芯片结构设计和工艺制作。对有源区的组分和阱宽、波导层和包层的组分和厚度、芯片结构及激光器阵列的结构进行优化模拟设计,并对设计的芯片结构进行生长制作,优化工艺流程。

(3) 激光器的热特性分析。测试制作的激光器,结合并改进已有的激光器测量有源区温度的方法,依据这种方法对制作器件进行测试,并提出了一种双边冷却的传导冷却封装形式,使器件散热性能更好,相对降低有源区温度。

(4) 激光器封装过程引起的应变分析。研究激光器封装引入应变对器件性能的影响,结合已有的测量激光器封装过程引入的应变方法,从理论上和实验上证实了电致发光谱可以定性和定量测量封装引入应变,是一种简单有效的方法。利用电致发光谱方法测量 800nm 器件的封装引入应变,并对激光器封装过程进行优化实验,提出减小封装引入应变的几点措施。

1.3.3 论文的结构安排

论文共分为六章,分别为:

第一章 绪论。本章从四个方面论述了有关问题:第一部分论述了半导体激光器的发展;第二部分介绍半导体激光器的应用;第三部分介绍相关的国内外发展状况;第四部分概述论文的研究内容和论文结构安排。

第二章 半导体激光器基本原理。

第三章 800nm 大功率半导体激光器芯片设计与器件制作。

第四章 实验器件测试结果与热特性分析。

第五章 大功率半导体激光器的封装应变研究。

第六章 总结与展望。对本文的工作进行全面的总结。

第 2 章 半导体激光器基本原理

半导体激光器是唯一一种采用电注入方式激励的激光器。为了使半导体激光器能够激射出光，需要满足的条件是：

1. 存在能够受激发射的光增益介质；
2. 能够将光子限制在有源区的光波导；
3. 一个合适的谐振腔使受激辐射能够多次反馈形成振荡。

这一章介绍了半导体激光器的基本组成、光增益、阈值条件、侧向限制、量子阱结构、光波导和谐振腔。

2.1 半导体激光器的基本要素

半导体激光器工作需要满足三个条件，放大介质的受激发射、光波导和光学谐振腔的反馈。当谐振腔中的增益补偿了损耗时，如内部损耗和端面损耗^[28]，激光器达到了阈值。在半导体激光器中，谐振腔由两个半导体芯片的解理面组成，增益则包含受激原子、离子和分子产生的增益^{[29][30]}。新型的半导体激光器严格控制有源区体积，以此减小阈值电流，比如量子阱或量子点。从技术上来说，通过生长不同晶体成分的薄层可以形成量子阱或通过二维生长可以形成量子点。图 2-1 所示半导体激光器单管的结构示意图。

图 2-2 是半导体激光器的能带图。在绝对零度时，由泡利原理可以知道，在费米能级以下，能带全部被电子占据，其状态与温度的关系可由费米分布函数表示^[31]。在半导体晶体中，费米能级在导带和价带之间，导带和价带之间的能量间隙称为禁带宽度，也称带隙（ E_g ），带隙决定了电子跃迁所发射（或吸收）光子的频率和波长。由能量守恒， $h\nu = E_g$ ，可以得出，

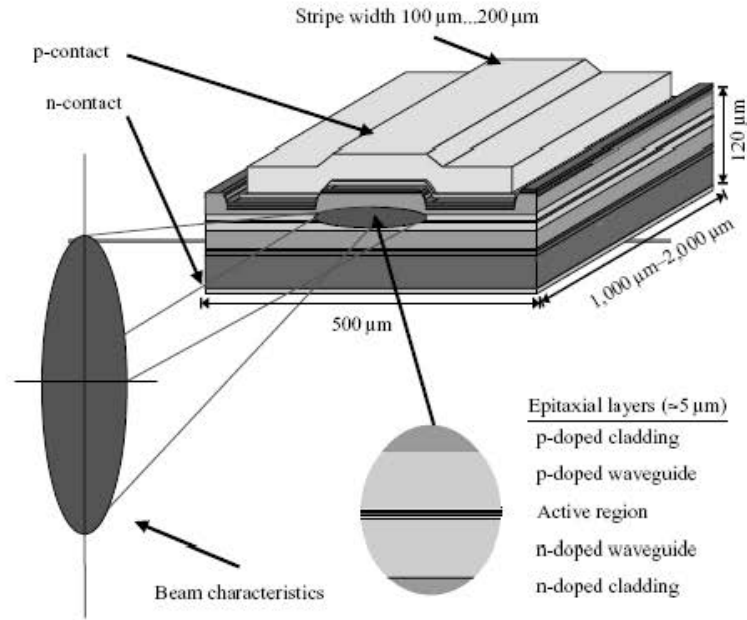


图 2-1 半导体激光器结构图

$$\lambda(\mu m) = \frac{1.24}{E_g(eV)} \quad 2.1$$

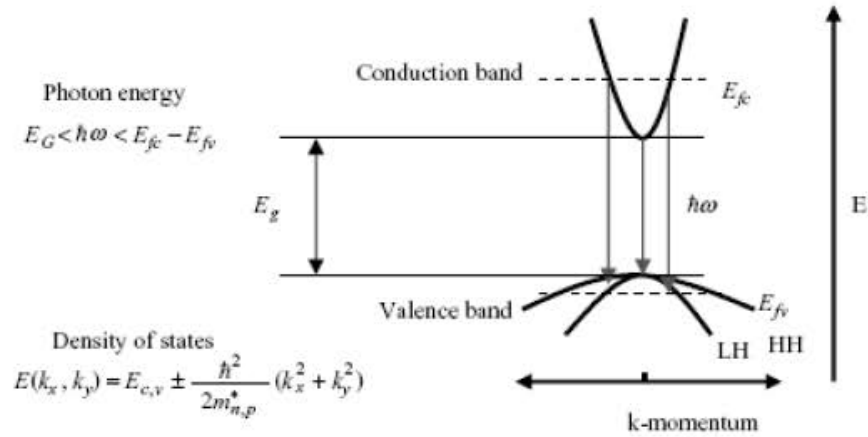


图 2-2 半导体材料能带图

对于大多数的半导体激光器来说，有源层是光增益介质，一般由未掺杂的直接带隙半导体材料组成，有源区镶嵌在 p 型宽带隙材料层和 n 型宽带隙材料层中间。当 p-i-n 结正向偏压时，电子和空穴被注入到有源区中，从而产生由受激发

射引起的光增益。另外，双异质结的势垒层能够限制有源区中的载流子。有源区可以是体材料（典型厚度为 100nm）或一个或多个量子阱（典型厚度为 10nm）。

介质光波导由具有低折射率的包层和镶嵌在包层中的具有高折射率的波导层组成。图 2-3 是双异质结激光器的波导结构图。其中波导层禁带宽度为 E_g ，折射率为 n_f ，厚度为 d ，镶嵌在包层中，包层禁带宽度为 $E_{g, cl}$ ，折射率为 n_{cl} 。

如果折射率台阶 $\Delta n = n_f - n_{cl}$ 和波导芯的厚度 d 足够小，那么，只有近似高斯分布的基模在波导中传播。在波导方向传播的光学波的折射率用有效折射率 n_{eff} 表示，有效折射率与芯层和包层的折射率不同（ $n_{cl} \leq n_{eff} \leq n_f$ ）。在图 2-3 中，波导层限制载流子和光学波。在量子阱激光器中，由于有源区厚度非常小，分别限制是非常必要的，载流子限制在量子阱中，同时光波被限制在独立的介质波导结构中。

大功率半导体激光器的谐振腔是法布里-珀罗谐振腔。图 2-4 是法布里-珀罗谐振腔的示意图。法布里-珀罗谐振腔由两个距离为 L 的腔面和腔面内的激光器有源区介质组成。当在腔面中间形成驻波时，谐振腔内形成光振荡。

$$L = m \frac{\lambda_0}{2n_{eff}}, \quad m=1,2,3 \quad 2.2$$

其中， m 是驻波节点数，即纵模阶数， λ_0 是真空波长。常用于光通讯的半导体激光器采用的是其他形式的光学谐振腔，比如分布反馈（DFB）谐振腔或分布布拉格反射镜（DBR）谐振腔^[32]，都是用布拉格光栅实现光的反馈，分布反馈谐振腔中布拉格光栅无处不在，因此称为分布反馈；分布布拉格反射镜谐振腔只用布拉格光栅做反射镜，增益区和反射镜是分开的，因此称为分布布拉格反射镜谐振腔。

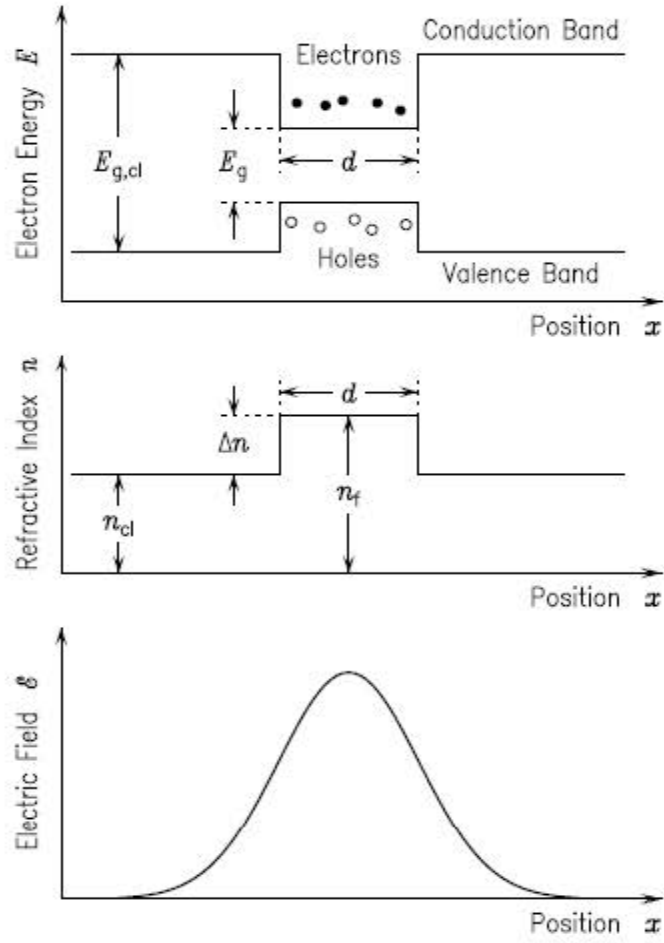


图 2-3 垂直 x 轴方向的异质结可以限制载流子和电场。最上面的图是载流子限制图，中间图是异质结折射率图，下面图是沿 x 方向的电场分布图

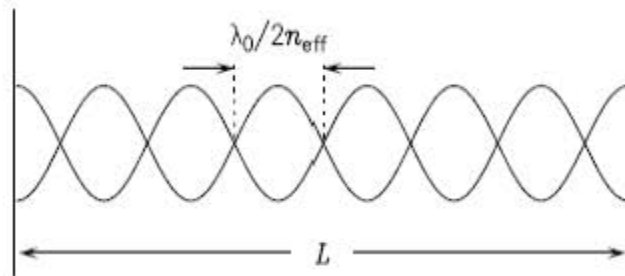


图 2-4 法布里-珀罗谐振腔示意图。腔长为 L ，有效折射率为 n_{eff} ，两个相邻模式的间隔 $\lambda_0/(2n_{\text{eff}})$

2.2 光增益和阈值条件

当平面波沿着 z 方向通过的半导体材料为吸收材料时，平面波强度 J 有如下指数形式的关系。

$$J(z) = J_0 \exp(-\alpha z) \quad 2.3$$

其中， J_0 是初始强度， α 为吸收系数，为正值。当半导体材料为激光器有源区的有源材料时，光波能够被放大，这时强度以指数形式增加，可以用 g 来表示，即光增益 $g = -\alpha$ 。在光波导中，光学模的电场分布图形中只有一部分与有源区重叠，通常是在波导中心处，非对称波导除外。因此，我们需要区分有源区材料的增益，即材料增益 g 和光学模式的增益，即模式增益 g_{model} 。

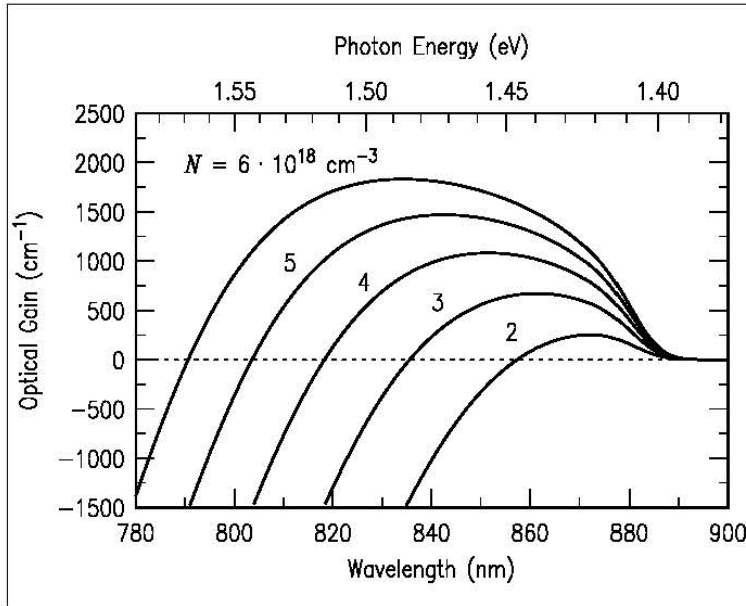


图 2-5 室温下载流子密度 N 为 $2\text{—}6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时，GaAs 体材料的材料增益谱^[29]

图 2-5 是室温下不同载流子密度 N 时的 GaAs 体材料的材料增益谱。GaAs 的禁带宽度是 1.42eV，当光子能量小于 1.40eV 时，材料增益为零，即材料是透明的。光能量接近禁带宽度时，光增益产生。当光子能量略高于带隙时，增益达到最大值。随着载流子密度增加，最大光增益向短波长方向偏移，这是由能带填充效应引起的^[33]。图 2-6 是有源区厚度为 d 的双异质结边发射半导体激光器中基

模的光强度分布 $J(x)$ 。模式增益 g_{model} 和材料增益 g 的关系可以用限制因子 Γ 来表示, 限制因子是指光学模与激光器增益区的重叠。

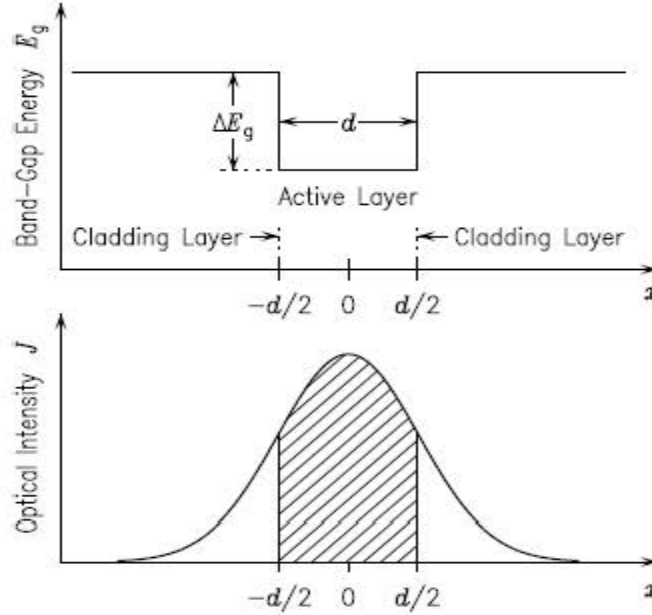


图 2-6 限制因子 Γ 是指光强度 J 在有源区的部分与 J 的比例。下图说明基模在 x 方向的强度分布 $J(x)$ 接近高斯光束

$$g_{\text{model}} = \Gamma g \quad 2.4$$

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{+d/2} J(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} J(x) dx} \quad 2.5$$

在有源区厚度为 50—300nm 的双异质结中, 限制因子值在 10%—70%之间。如果有源层厚度包含一个量子阱, 其典型厚度为 10nm 左右, 则限制因子值只有百分之几。此时, 激光器的模式增益相应的很小。

对于在光波导方向传播的模式, 其吸收系数 α 分为两部分, 即内部模式损耗 α_i 和模式增益 $g_{\text{model}} = \Gamma g$, 模式增益与注入的载流子密度有关。

$$\alpha = \alpha_i - \Gamma g \quad 2.6$$

内部模式损耗是由于光波在缺陷或粗糙界面处的散射以及自由载流子的吸收引起的。对于晶体质量非常好的半导体激光器，散射是非常小的，但是自由载流子吸收是不可避免的，这是因为光学模的电场分布会与 p 型和 n 型波导包层重叠的缘故。当模式增益 Γg 远远大于模式损耗 α_i 时，传播的光学模就会被放大。

在激光器中，光波导与法布里-珀罗谐振腔共同作用，法布里-珀罗谐振腔的腔面反射镜的反射率为 R_1 和 R_2 ，光学模在腔面处来回反射，从而形成谐振腔。在腔面处损耗的部分就是输出光束。如图 2-7 所示，经过一次模式振荡后，光强 J_n 可以表示为

$$J_n = J_0 R_1 R_2 \exp[2(\Gamma g - \alpha_i)L] \quad 2.7$$

当模式增益增加到足以补偿内部损耗和腔面损耗时，激光器开始激射。激光器开始激射时的最小增益 g 称为阈值增益 g_{th} 。

这时，光学模在谐振腔内一次振荡后的光强 J_n 为初始强度 J_0 。

$$J_n = J_0,$$

$$1 = R_1 R_2 \exp[2(\Gamma g_{th} - \alpha_i)L],$$

$$\Gamma g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) = \alpha_i + \alpha_{mirror} \quad 2.8$$

在激光器阈值处，模式增益 Γg_{th} 等于内部损耗 α_i 和镜面损耗 α_{mirror} 之和，腔面损耗取决于腔长 L 和腔面反射率 R_1, R_2 。

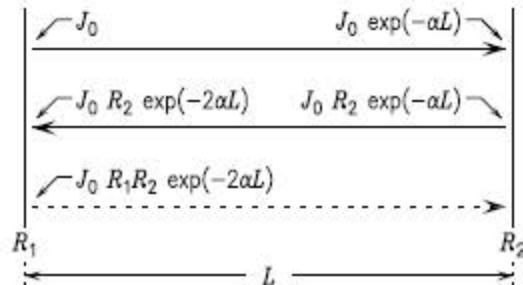


图 2-7 在谐振腔内光学模经过一次振荡后的光强度

2.3 侧向限制

侧向限制的目的是对电流，光子和载流子的限制。例如，在图 2-8 的上图所示的边发射半导体激光器中，电流限制是通过电流孔径来实现的，电流孔径通常是介质绝缘层（如图 2-9 上图所示）或离子注入来完成的。只有电流限制的激光器是增益导引激光器。因为光放大只发生在电流注入的区域，所以只有在激光器条形内部的光模式才能被放大。在条形外部，光波有很大的损耗。所以，如果想要得到激光器的基横模激射，器件的条形必须足够窄。相比于折射率导引激光器，由于增益导引激光器的波导损耗很大，所以其阈值电流更大。在激光器中，由于模式的一部分会在吸收材料中传播，所以该模式的相面会发生弯曲，从而导致输出光束发生严重的象散。

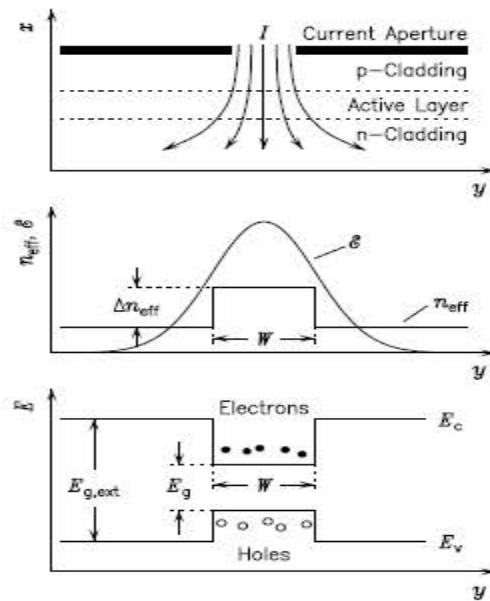


图 2-8 上图是用电流注入孔径限制电流，中图通过有效折射率差限制模式，下图是利用异质结限制载流子

图 2-8 中图是折射率导引激光器的原理图。对于折射率导引激光器，横向有效折射率台阶 Δn_{eff} 能够提供波导。根据折射率台阶 Δn_{eff} 和波导宽 W ，可以实现单横模操作。如图 2-9 中图所示的脊型波导激光器是一种典型的折射率导引激光器，其折射率台阶是依靠激光器上包层的厚度形成的。同时，由于电流在脊型部

分被注入，所以脊型部分也起到电流限制的作用。脊型波导激光器的光束质量与脊型的宽度和高度密切相关，所以，脊型波导激光器的脊型尺寸控制是非常重要的。

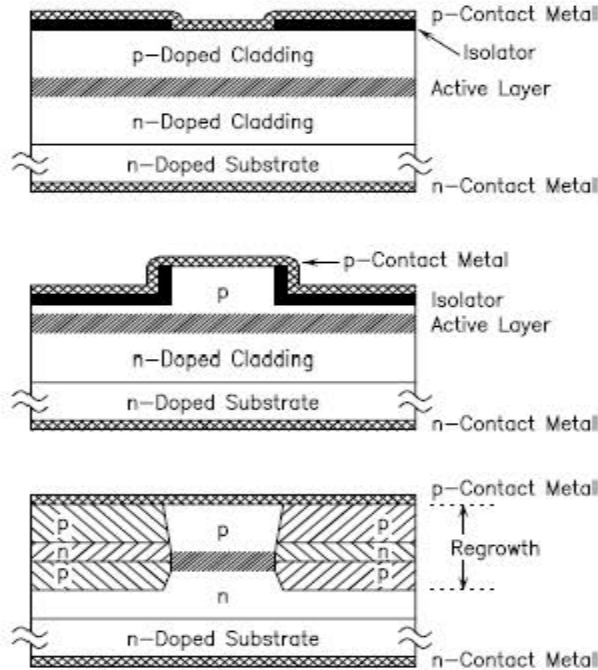


图 2-9 上图是增益导引激光器，中图是折射率导引激光器，下图是掩埋异质结激光器

图 2-9 下图描述了具有以上三种横向限制的掩埋异质结激光器^[34]。横向异质结是由二次外延生长技术完成的。异质结的垒层能够阻止电子和空穴的横向扩散，如图 2-8 下图所示，因此，横向异质结可以提供折射率导引和载流子限制。垂直方向的 p-n-p 结构作为电流阻断隔离层能够进行载流子限制。掩埋异质结激光器主要用于要求具有非常低的阈值电流和功率消耗，并且具有很好的动态特性的通信系统中。

2.4 量子阱结构

在有源区厚度为 50—300nm 的双异质结中，限制因子值在 10%—70%之间。电子状态密度 $D(E)$ 随着能带边处能量值的平方根的增加而增加

($D(E) \propto \sqrt{E - E_g}$)。如果有源层的厚度缩减到 5—10nm, 载流子沿垂直于有源层方向 (x 方向) 的动能量子化为一系列分立的能级。所以接近量子阱最低能级的状态密度远高于体材料的带边的状态密度。在某一特定能量的载流子密度等于状态密度和被电子($f_c(E, T)$)或空穴($1 - f_v(E, T)$)占据的几率的乘积。因此, 相比于体材料的半导体激光器, 量子阱激光器的载流子密度值很大, 占据的能级宽度很小, 因此其材料增益很大, 增益峰值的偏移量很小。同时, 量子阱激光器的有源区体积很小, 所以器件的阈值电流密度很低。

量子阱激光器的主要优势是能够引入双轴压应变或双轴张应变。应变的引入可以扩展激射波长, 比如, 在 GaAs 量子阱中掺入 In 代替 Ga, 原来的无应变量子阱变成压应变量子阱, 波长由 GaAs 体材料的激射波长 870nm 扩展到 1100nm。但是, 量子阱层厚度与应变值的乘积必须小于一个临界值。大于这个临界值时, 应变层的应力释放出来并产生大量的位错, 导致非辐射复合增加。在压应变量子阱中, 轻空穴带和重空穴带发生劈裂, 价带的空穴有效质量减小。电子和空穴的有效质量相近 ($m_e \approx m_h$), 导致量子阱内部的粒子束反转条件只需较少的载流子。在长波长范围内, 任何种类的应变都是有益的, 这是因为应变能够减少价带间的吸收和俄歇复合。尤其是压应变量子阱激光器, 应变还能够提高可靠性。基于这些优点, 应变量子阱激光器受到人们的广泛关注。

因为量子阱非常薄, 对光学模的限制就非常弱, 这可以通过分别限制异质结 (SCH) 来改善, 如图 2-10 上图。分别限制异质结是通过一个独立的波导结构来限制光学模。如果这个波导是渐变折射率导引, 这种器件结构称为渐变折射率分别限制异质结 (GRINSCH), 如图 2-10 下图所示。

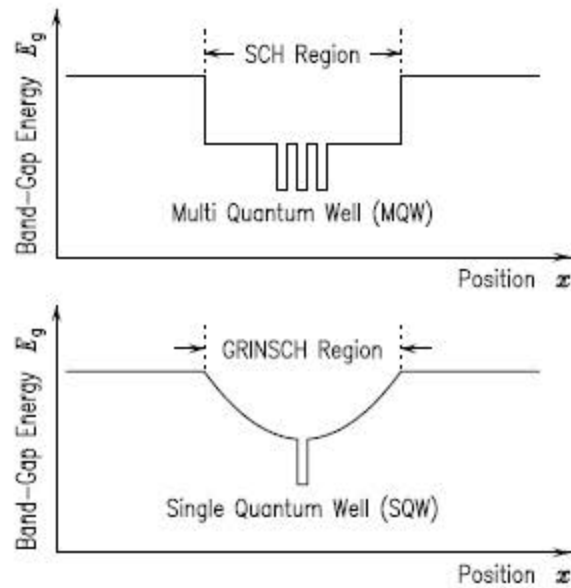


图 2-10 上图是多量子阱分别限制结构，下图是单量子阱渐变折射率分别限制异质结构

2.5 光波导和谐振腔

2.5.1 有效折射率

当一束光从折射率为 n_f 的介质入射到折射率为 $n_{cl}(n_{cl} < n_f)$ 的介质时，如图 2-11 所示，根据斯涅尔折射定律，界面处会发生折射。

$$n_f \sin \varphi = n_{cl} \sin \varphi^* \quad 2.9$$

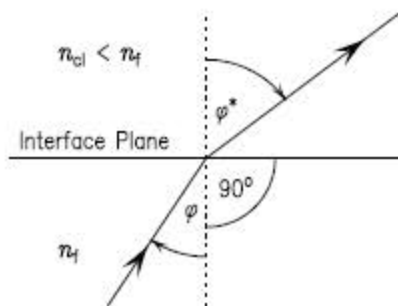


图 2-11 光波在界面处折射遵守斯涅尔定律

其中, φ 为入射角, 折射角 $\varphi^* > \varphi$ 。当入射角超过临界角 φ_{crit} 时, 光线全部返回到折射率为 n_f 的介质中, 这种情况称为全反射现象。

$$\sin \varphi_{\text{crit}} = \frac{n_{c1}}{n_f} \quad 2.10$$

全反射时, 反射光束的相移取决于入射角和光波的偏振性。入射平面是指波矢量 κ 和法线矢量所在的平面。对于 TE 偏振, 电场矢量 ϵ 垂直于入射平面, 反射光束的半相移角 Φ_{TE} 可以表示为

$$\tan \Phi_{\text{TE}} = \frac{\sqrt{n_f^2 \sin^2 \varphi - n_{c1}^2}}{n_f \cos \varphi} \quad 2.11$$

对于 TM 偏振, 电场矢量 ϵ 在入射平面内, 反射光束的半相移角 Φ_{TM} 可以表示为

$$\tan \Phi_{\text{TM}} = \frac{n_f^2}{n_{c1}^2} \frac{\sqrt{n_f^2 \sin^2 \varphi - n_{c1}^2}}{n_f \cos \varphi} \quad 2.12$$

三层平板波导由折射率为 n_{c1} 的包层, 折射率为 n_s 的衬底和镶嵌在两者中间的折射率为 n_f 的薄膜层组成。衬底和包层的折射率比薄膜层的折射率低。如图 2-12 所示, 当光波在薄膜层传播, 入射角 φ 足够大时, 光波在界面处会发生全反射。假设波矢 $\kappa = (k_x, 0, k_z)$ 只在传播方向 (z) 和横向方向 (x) 有分量, 光波沿 x 方向在界面内来回反射。这时, 光波可以用下面方程描述:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t \mp k_x x - k_z z)] \quad 2.13$$

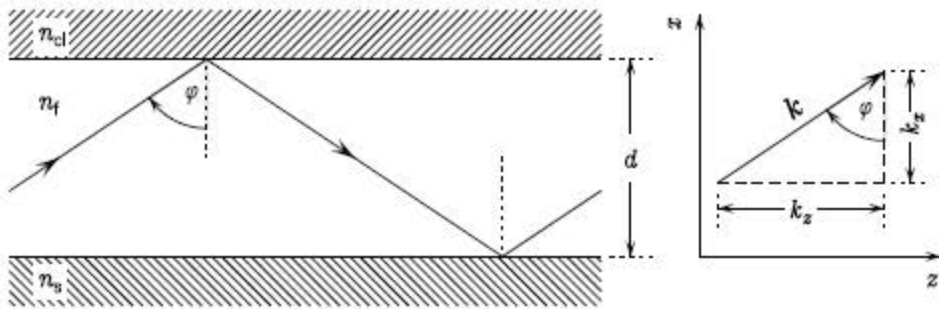


图 2-12 光波在厚度为 d 的薄膜层中来回反射。波矢量 κ 分解为传播方向分量 k_z 和垂直方向分量 k_x 。当入射角大于临界角时, 在界面处发生全反射。

TE 偏振光的电场矢量 $\mathbf{E}$ 指向 y 方向, TM 偏振光的电场矢量 $\mathbf{E}$ 在 x - z 平面内。波矢 $\mathbf{k}$ 在沿着波导传播的分量 k_z 和分量 k_x 可以表示为:

$$k_x = n_f k_0 \cos \varphi \quad 2.14$$

$$k_z = n_f k_0 \sin \varphi \quad 2.15$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad 2.16$$

波矢 $\mathbf{k}$ 在沿着波导传播的分量 k_z 可以定义有效折射率 n_{eff} :

$$n_{\text{eff}} = n_f \sin \varphi \quad 2.17$$

$$k_z = n_{\text{eff}} k_0 \quad 2.18$$

在 x 方向, 驻波形成, 但是, 在界面处光波有部分损耗。在非对称波导结构中, 薄膜层上下层的折射率不同, 比如, $n_{c1} \leq n_s$ 。为了使光波在两个界面处都能够全反射, 即 $\sin \varphi$ 要同时满足下面两个条件, 即 $\sin \varphi$ 总是等于或小于 1:

$$\sin \varphi \geq \frac{n_{c1}}{n_f} \quad 2.19$$

$$\sin \varphi \geq \frac{n_s}{n_f} \quad 2.20$$

因此, 在非对称波导结构中, 有效折射率范围可以计算下面方程得出:

$$n_{c1}/n_f \leq n_s/n_f \leq \sin \varphi \leq 1 \quad 2.21$$

$$n_{c1} \leq n_s \leq n_f \sin \varphi \leq n_f \quad 2.22$$

$$n_{c1} \leq n_s \leq n_{\text{eff}} \leq n_f \quad 2.23$$

为了在 x 方向形成驻波, 光波在垂直腔(厚度为 d)方向来回反射一次后, 相位必须是 2π 的整数倍, 同时考虑到在包层和衬底处全反射时的相移角 $2\Phi_{c1}$ 和 $2\Phi_s$:

$$2dn_f k_0 \cos \varphi_m - 2\Phi_{c1} - 2\Phi_s = m2\pi \quad 2.24$$

m 是驻波节点数, 依次取值即为横向模式的阶数。 $m=0$ 的模式称为基模。对于给定的波导层厚度 d , 折射率 n_f , n_s , n_{cl} , 和波长 λ_0 , 由式 2.24 可以计算出相应横模的 φ_m 和 φ 。

2.5.2 近场图形和远场图形

在折射率 $n(x,y,z)$ 的介质材料内, 当角频率 ω 一定, 电场矢量 $\mathbf{E}(x,y,z)$ 只与时间正弦函数项有关时, 电场矢量可以由亥姆霍兹方程得出^[35]:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\vec{E}(x,y,z) + k_0^2 n^2(x,y,z)\vec{E}(x,y,z) = 0 \quad 2.25$$

在薄膜波导中, 折射率分布 $n(x,y,z)=n(x)$, 只与 x 方向有关, 如图 2-12 所示。对于在 z 方向传播的 TE 偏振模, 电场矢量 $\mathbf{E}$ 指向 y 方向, 这时, 光波可以用下式表示:

$$E_y(x,z) = E_y(x) \exp(-in_{eff}k_0z) \quad 2.26$$

将式 2.26 代入到式 2.25 中可以得到:

$$\frac{\partial^2 E_{y(x)}}{\partial x^2} + [k_0^2 n^2(x) - k_0^2 n_{eff}^2] E_{y(x)} = 0 \quad 2.27$$

这是一个一维微分方程, n_{eff} 是特征值。

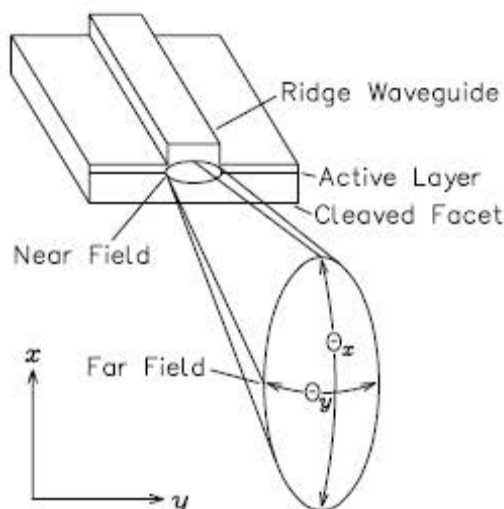


图 2-13 脊型波导激光器近场分布和远场分布

一维介质波导的场分布和有效折射率可以近似采用有效折射率方法计算得出。首先解方程 2.27 得出对应不同侧向位置 y 的侧向有效折射率 $n_{\text{eff}}(y)$ ，然后将有效折射率分布代入到 TM 偏振波的一维亥姆霍兹方程，该方程与方程 2.27 相似，从而得出了一维波导的有效折射率和侧向电场分布。这种方法能够很好地近似计算垂直方向很薄侧向方向很宽的边发射半导体激光器的波导。图 2-13 所示的脊型波导激光器腔面处的场分布 $\epsilon(x, y)$ 称为近场。

当激光器激光光离开谐振腔从波导出射到自由空间时，光束由于衍射而被扩展，离开腔面一定距离的光束衍射图形称为远场。在离腔面大约 W^2/λ_0 处，光束发生改变， W 是近场束腰宽度。远场强度 $J(\Theta_x, \Theta_y)$ 可以由菲涅耳—基尔霍夫衍射积分推导得出^[36]。在 x 方向，计算下式可以得出 x 方向远场强度分布：

$$J(\Theta_x) \propto \cos^2 \Theta_x \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon(x) \exp(ik_0 \sin \Theta_x x) dx \right|^2 \quad 2.28$$

式 2.28 中的 x 用 y 来替换后则变成 y 方向的远场强度分布。积分前面的 $\cos \Theta_x$ 因子是惠更斯倾斜因子，是指当光以 Θ 的角度从腔面出射时，出射光束强度减小了 $\cos^2 \Theta$ 倍。当偏轴角很大时，需要对惠更斯因子进行轻微修正，惠更斯因子与光束偏振特性也有关系。当偏轴角较小时，远场模式是近场分布的傅立叶变换。因此，小的出光孔径导致远场角度很大，反之亦然。如果近场函数 $\epsilon(x, y)$ 在腔面

处位相前恒定,那么即使近场图形的电场分布是非对称的,远场图形也是对称的。在传播方向,实折射率导引波导的波前为平面,增导引激光器的近场的波前是弯曲的,这是由横向包层没有电流注入只有光吸收引起的。

2.5.3 法布里—珀罗谐振腔

电磁波在吸收系数 α , 有效折射率为 n_{eff} 的波导中沿 z 方向传播时,电磁波可以用下面波动方程来表示:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\left(-\frac{\alpha}{2}z\right) \exp[i(\omega t - k_0 n_{\text{eff}} z)] \quad 2.29$$

有效折射率 n_{eff} 说明相位的变化,吸收系数 α 说明振幅的变化,两种变化用 γ 来表示,则上式变成

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-\gamma z) \exp(i\omega t) \quad 2.30$$

其中,

$$\gamma = \frac{\alpha}{2} + i k_0 n_{\text{eff}} \quad 2.31$$

$$k_z = k_0 n_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{\text{eff}} \quad 2.32$$

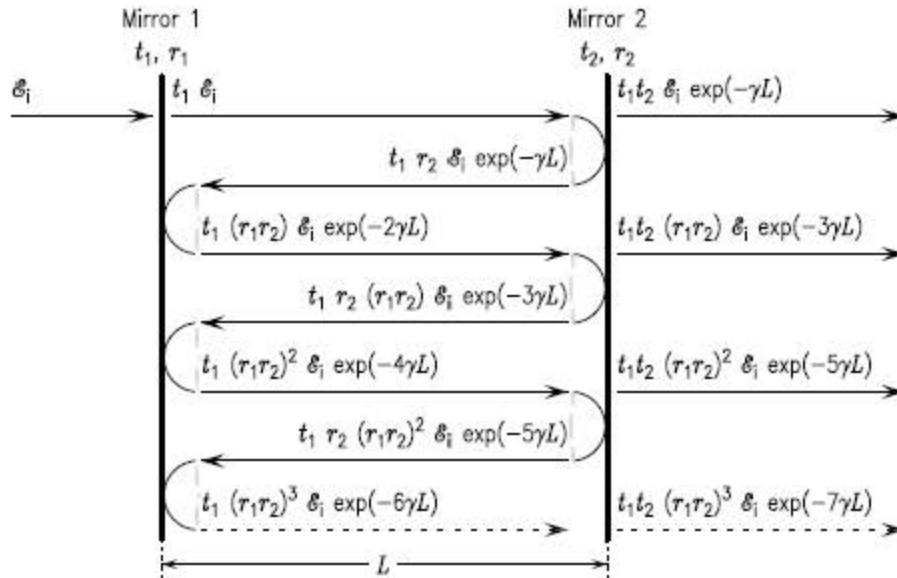


图 2-14 平面波在谐振腔内多次反射。

在法布里—珀罗谐振腔里，如图 2-14 所示，光波在腔面处多次反射，腔面的透射系数分别为 t_1, t_2 ，反射系数分别为 r_1, r_2 。折射波 ε_t 可以用多次折射相叠加来表示：

$$\varepsilon_t = t_1 t_2 \varepsilon_i \exp(-\gamma L) \sum_{m=0}^{\infty} \left[(r_1 r_2)^m \exp(-2m\gamma L) \right] \quad 2.33$$

将上式按几何级数展开并整理可以得到：

$$\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_i} = \frac{t_1 t_2 \exp(-\gamma L)}{1 - r_1 r_2 \exp(-2\gamma L)} \quad 2.34$$

式 2.34 是法布里—珀罗谐振腔艾里函数。在激光器阈值处，上式分母为 0，折射光波振幅为无穷大，由此得到

$$1 = r_1 r_2 \exp(-2\gamma L) = r_1 r_2 \exp(-\alpha L) \exp(-i \frac{4\pi}{\lambda_0} n_{eff} L) \quad 2.35$$

上式可以分解成两部分，分别称为振幅条件和相位条件：

$$1 = r_1 r_2 \exp(-\alpha L) \quad 2.36$$

$$1 = \exp(-i \frac{4\pi}{\lambda_0} n_{eff} L) \quad 2.37$$

式 2.36 为振幅条件，还可以简化成

$$0 = \ln(r_1 r_2) - \alpha L \quad 2.38$$

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln(r_1 r_2) \quad 2.39$$

用 $\alpha_i - \Gamma g_{th}$ 代替 α ，并将反射率 $R_1 = r_1^2$ ， $R_2 = r_2^2$ 代入到式 2.39 中，可以得到激光器阈值条件：

$$\Gamma g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad 2.40$$

式 2.37 为相位条件，可以简化成

$$L = m \frac{\lambda_0}{2n_{eff}} \quad 2.41$$

其中, $m=1, 2, 3, \dots$

即使在半导体材料中没有色散, 有效折射率依旧是波长 λ_0 的函数。因此, 对式 2.41 进行全微分可以得出相邻模式之间的波长间隔, 即

$$m\partial\lambda_0 + \lambda_0\partial m = 2L\partial n_{eff} \quad 2.42$$

即

$$\frac{2Ln_{eff}}{\lambda_0}\partial\lambda_0 + \lambda_0\partial m = 2L\frac{\partial n_{eff}}{\partial\lambda_0}\partial\lambda_0 \quad 2.43$$

由公式 2.41 可以看出, m 值越小, 波长 λ_0 值越大, m 每减小 1 ($\partial m \approx \Delta m = -1$), 相应的波长变成更高一阶的波长, 两光学模之间的波长间隔称为法布里—珀罗谐振腔的自由光谱范围, 可以表示为 $\Delta\lambda_{FP} \approx \partial\lambda_0$, 将其代入上式 2.43 可以得到:

$$\begin{aligned} \frac{2Ln_{eff}}{\lambda_0}\Delta\lambda_{FP} - \lambda_0 &\approx 2L\frac{\partial n_{eff}}{\partial\lambda_0}\Delta\lambda_{FP}, \\ 2Ln_{eff}\Delta\lambda_{FP} - \lambda_0^2 &\approx 2L\frac{\partial n_{eff}}{\partial\lambda_0}\lambda_0\Delta\lambda_{FP}, \\ \Delta\lambda_{FP} &\approx \frac{\lambda_0^2}{2L(n_{eff} - \frac{\partial n_{eff}}{\partial\lambda_0}\lambda_0)} \approx \frac{\lambda_0^2}{2Ln_{gr,eff}} \end{aligned} \quad 2.44$$

由公式 2.44 可以看出, 波长间隔与模式色散 $\partial n_{eff}/\partial\lambda_0$ 有关。将上式整理可以得出:

$$n_{gr,eff} \approx n_{eff} - \frac{\partial n_{eff}}{\partial\lambda_0}\lambda_0 \approx n_{eff} + \frac{\partial n_{eff}}{\partial\omega}\omega \quad 2.45$$

$n_{gr,eff}$ 是群有效折射率, $v_{gr} = c/n_{gr,eff}$ 是光波的群速度。群有效折射率一般比

有效折射率大 20%—30%，与激光光子能量有关。

2.5.4 激光器光谱

图 2-15 是法布里—珀罗谐振腔的纵向模式和激光器阈值处的模式增益图。当波长 λ_p 的模式增益峰值等于阈值增益时，激光器在峰值波长附近的波长相对应的模式开始激射。当模式增益达到阈值增益时，模式增益被锁定。因此，只有最接近峰值增益的模式被放大，对其他纵向模式，损耗大于模式增益。当激光器温度发生变化时，激射波长也会变化。由于折射率随着温度增加而增加， m 阶纵模也会随着增加。此外，由于材料随温度升高发生热膨胀，导致激光器腔长增加，使激射波长增加。由这两种因素造成的波长漂移在 $\Delta\lambda_0/\Delta T=0.06—0.2\text{nm/K}$ 范围内。造成波长漂移最主要的影响因素是随温度增加，带隙宽度变窄。峰值增益波长 λ_p 随温度的变化接近 $\Delta\lambda_p/\Delta T=0.33\text{nm/K}$ 。

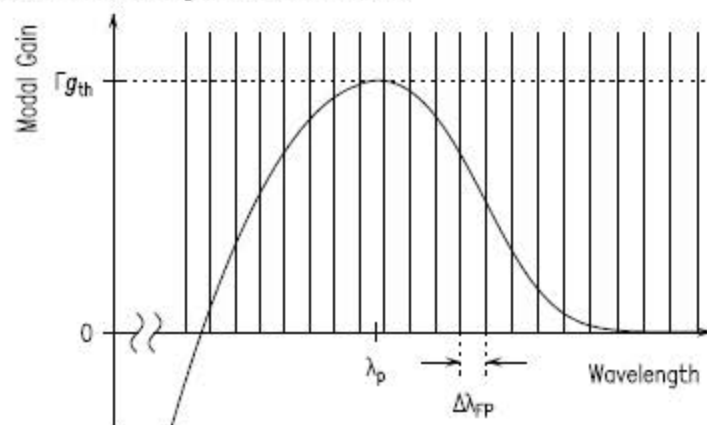


图 2-15 法布里—珀罗谐振腔的纵向模式和激光阈值处的模式增益图

2.5.5 腔面膜

激光器腔面被腐蚀会导致器件退化和突然失效，在腔面上沉积的介质反射膜能够钝化和保护极易被腐蚀的腔面^[37]。同时，在腔面上沉积介质膜之后，腔面的反射率随之发生改变，使全部激光输出功率在前腔面出射。此外，在出光腔面处沉积减反射介质膜能够减小谐振腔内部的光功率密度，从而降低横模的热灯丝效应(filamentation)，提高输出功率。

图 2-16 是典型的光功率激光器腔面膜示意图。在激光器两个腔面处沉积

Al_2O_3 薄膜, Al_2O_3 材料的折射率为 $n=1.65$, 具有很好的粘附力和钝化作用。前腔面反射率 R 与薄膜层厚度 d 和折射率 n 有关:

$$R(n, d) = \frac{(1 - n_{\text{eff}})^2 \cos^2(nk_0 d) + \left(\frac{n_{\text{eff}}}{n} - n\right)^2 \sin^2(nk_0 d)}{(1 + n_{\text{eff}})^2 \cos^2(nk_0 d) + \left(\frac{n_{\text{eff}}}{n} + n\right)^2 \sin^2(nk_0 d)} \quad 2.46$$

这里, $k_0=2\pi/\lambda_0$, n_{eff} 是在波导内传播的光波的有效折射率。一般情况下, 每层薄膜的厚度均为 $d=\lambda_0/(2n)$ 。最大折射率和最小折射率分别为

$$R_{\text{max}} = \frac{(1 - n_{\text{eff}})^2}{(1 + n_{\text{eff}})^2} \quad 2.47$$

$$R_{\text{min}} = \frac{(n_{\text{eff}} - n^2)^2}{(n_{\text{eff}} + n^2)^2} \quad 2.48$$

R_{max} 是激光器前腔面未镀膜时的反射率, R_{min} 是前腔面沉积厚度为 $\lambda_0/(4n)$ 时腔面反射率。一般的, 当薄膜材料的折射率等于基底材料有效折射率的开方 ($n=\sqrt{n_{\text{eff}}}$) 时, 那么就可以获得增透薄膜。公式 2.46、2.47、2.48 只适用于平面波正入射体材料上沉积的薄膜的情况。如果光波限制在介质波导中, 需要对这些方程进行修正后才能使用^{[38][39]}。

后腔面薄膜具有很高的折射率, 通常在后腔面上沉积的布拉格层, 即高、低折射率薄膜对, 每层厚度为 $\lambda_0/(4n)$, 薄膜对两种材料的折射率差越大, 在腔面上沉积的薄膜对越多, 反射率越高。一般地, 对于激光器激励是长波长范围, 布拉格反射层通常是 Al_2O_3 和 Si , Al_2O_3 的折射率 $n=1.65$, Si 的折射率为 $n=3.5-4$ 。对于短波长 ($\lambda_0<700\text{nm}$) 范围, 布拉格反射层通常是 $\text{TiO}_2(n=2.45)$ 和 $\text{SiO}_2(n=1.45)$ 。

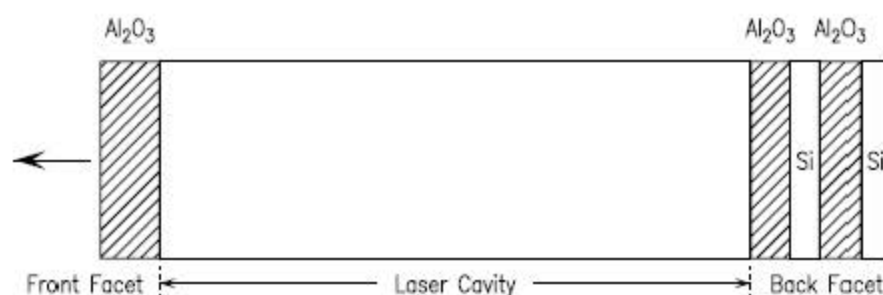


图 2-16 光功率激光器腔面膜示意图

2.5 小结

本章首先介绍了构成半导体激光器的基本组成部分：放大介质的受激发射、光波导和光学谐振腔的反馈。在激光器有源区的半导体材料中，粒子束反转条件满足时，电子和空穴复合会伴随着光子的释放，当谐振腔中的增益补偿了内部损耗和端面损耗的总和时，激光器达到了阈值。为了提高微分量子效率，减小阈值电流，减少废热的产生，需要对电流、光子、载流子进行侧向限制。相比于体材料半导体激光器，量子阱半导体激光器的阈值电流低，材料增益高，增益峰值的偏移量减小，并且可以将应变引入量子阱中。其次，介绍了光波导理论和谐振腔。

第 3 章 800nm 大功率半导体激光器芯片设计与器件制作

为了实现高输出功率，小热阻，低阈值电流，我们对 800nm 准连续 GaAsP/AlGaAs 应变量子阱激光器进行了优化设计。这章的主要内容是外延片设计，包括有源区的材料选择、波导层和包层的结构组成、芯片整体设计和列阵的结构设计，根据制备半导体激光器的工艺流程，对制备半导体激光器列阵的一些关键工艺技术进行了详细的研究。

3. 1800nm 大功率半导体激光器外延片设计

GaAs 基半导体激光器的波长范围从 1060nm 到 630nm 区间。以应变 InGaAs 量子阱作为有源区的激光器的激射波长处于 850nm 以上的红外波段。在 InGaAs 量子阱中加入 P 元素即四元化合物 InGaAsP 量子阱作为有源区可以使激射波长范围扩展到 730nm。GaAsP 量子阱或 AlGa(In)As 量子阱作为有源区可以使激射波长减小到 715nm。GaInP 量子阱作为有源区时激射波长处于 630nm-690nm 的红色可见光区。可见，将应变引入量子阱可以拓展很多新的波长。不仅如此，对于激射波长为 800nm—810nm 的激光器，将应变引入量子阱也拓展了有源区的量子阱材料的选择范围，比如 AlGaAs 量子阱、GaAsP 量子阱、GaInAsP 量子阱和 AlInGaAs 量子阱都可以用于制作激射波长为 800nm—810nm 的激光器。应变改变了能带结构，使重空穴的有效质量变小，因而态密度也降低，满足粒子束反转条件只需较少的载流子浓度，所以应变量子阱激光器的阈值电流密度比无应变量子阱激光器的阈值电流密度低。800nm 的边发射半导体激光器多采用单量子阱或双量子阱，双量子阱有源区的器件电流限制比单量子阱好，有源区材料增益比单量子阱激光器高，但是双量子阱会使有源区厚度增加，从而增加串联电阻和热阻，并且阈值电流也更大。为了减小阈值电流，降低热阻，在器件芯片设计过程中我

们采用有源区为 GaAsP 张应变单量子阱结构。

3.1.1 有源区的组分和阱宽

对于应变量子阱激光器来说,量子阱的组份和势阱宽度对激光器的激射波长和工作特性起着决定性的作用。量子阱引入的应变使半导体材料的带隙和能带状态密度发生改变。这里,我们只考虑双轴张应变的情况。此时,3 个双重自旋-简并价带联系起来的 6×6 应变 Hamiltonian 分块对角化变成两个一样的 3×3 应变 Hamiltonian 矩阵,可以写成^[40]

$$\begin{array}{ccc} & \text{HH} & \text{LH} & \text{SO} \\ \begin{bmatrix} H-S & 0 & 0 \\ 0 & H+S & \sqrt{2}S \\ 0 & \sqrt{2}S & H+\Delta \end{bmatrix} & \begin{matrix} HH \\ LH \\ SO \end{matrix} & & \end{array} \quad 3.1$$

其中,

$$H = a(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3)$$

$$S = b\left[\frac{1}{2}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) - \varepsilon_3\right]$$

Δ 是将 SO 带与 HH 带和 LH 分开的自旋-轨道能量。能量 H 和 S 与形变位势 a 和 b , 以及应变张量 ε_1 、 ε_2 、 ε_3 有关。 H 正比于应变导致的晶格体积变化,称为应变的流体静力分量。 S 正比于平行和垂直于应力平面的两个应变之间的不对称性,称为剪切分量。

当应变量子阱的共面晶格常数与衬底的晶格常数相匹配,应变可以定义为^[40]

$$\varepsilon \equiv \frac{a_{\text{native}} - a_{\text{sub}}}{a_{\text{native}}} \quad 3.2$$

其中, a_{native} 是应变材料天然的无应变晶格常数, a_{sub} 是衬底材料的晶格常数。各种应变分量的关系为:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = -\varepsilon \quad 3.3$$

$$\varepsilon_3 = \frac{2C_{12}}{C_{11}} \varepsilon \quad 3.4$$

将式 3.3、3.4 代入 H 和 S 的定义中，可以得到

$$H = (-a)2 \frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \varepsilon \quad 3.5$$

$$S = (-b) \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \varepsilon \quad 3.6$$

当得出 H 和 S 与应变的关系后，为了计算应变导致的禁带宽度位移，须将矩阵对角化，由于 HH 带是分离的，矩阵对角化可以简化为求解 2×2 子矩阵的本征值。由此，带隙位移可以变成^[40]：

$$\Delta E_{HH} = H - S \quad 3.7$$

$$\Delta E_{LH} = H + S - \delta \quad 3.8$$

$$\Delta E_{SO} = H + \Delta + \delta \quad 3.9$$

$$\delta \approx \frac{2S^2}{\Delta} \quad 3.10$$

公式 3.7、3.8、3.9、3.10 的带隙位移是相对于量子阱材料的无应变直接带隙 E_{g0} 的相对值，因此，GaAsP 张应变量子阱材料的轻空穴带到导带的带隙宽度为：

$$E_{g_{LH}} = E_{g_0} + \Delta E_{LH} \quad 3.11$$

得知 GaAsP 张应变量子阱的禁带宽度后，依据一维薛定谔方程推导出特征值方程^[41]，从而能够推出 $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ 量子阱 As 含量和阱宽与激光器激射波长的关系。计算中所用的基本参数见表 3-1。 $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ 的参数是通过线性插值法得到^[42]，即

$$T_{ABC}(x) = xB_{AB} + (1-x)B_{AC} \equiv a + bx \quad 3.12$$

T 代表三元化合物的参数，B 代表相应的二元化合物的参数。因此， $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$

的晶格常数、形变势 a 、 b 、弹性模量 C_{11} 、 C_{12} 、禁带宽度 E_{g0} 、导带有效质量 m_c^* 、轻空穴带有效质量 m_l^* 分别写成:

$$\text{晶格常数: } a_{GaAs_xP} = xa_{GaAs} + (1-x)a_{GaP} = 5.4512 + 0.2021x$$

$$\text{形变势: } a_{GaAs_xP} = xa_{GaAs} + (1-x)a_{GaP} = -9.76 + 1.08x$$

$$\text{形变势: } b_{GaAs_xP} = xb_{GaAs} + (1-x)b_{GaP} = -1.5 - 0.2x$$

$$\text{弹性模量: } C_{11GaAs_xP} = xC_{11GaAs} + (1-x)C_{11GaP} = 14.12 - 2.24x$$

$$\text{弹性模量: } C_{12GaAs_xP} = xC_{12GaAs} + (1-x)C_{12GaP} = 6.253 - 0.873x$$

$$\text{禁带宽度: } E_{g0GaAs_xP} = xE_{g0GaAs} + (1-x)E_{g0GaP} = 2.74 - 1.316x$$

$$\text{导带有效质量: } m_{cGaAs_xP}^* = xm_{cGaAs}^* + (1-x)m_{cGaP}^* = 0.17 - 0.103x$$

$$\text{轻空穴带有效质量: } m_{lGaAs_xP}^* = xm_{lGaAs}^* + (1-x)m_{lGaP}^* = 0.14 - 0.066x$$

表 3-1 GaAs、GaP 的材料参数^[43]

材料	晶格常数/ $\text{\AA}$	a /eV	b /eV	C_{11} / 10^{11}dyn * cm^{-2}	C_{12} / 10^{11}dyn * cm^{-2}	Δ /eV	m_c^* / m_0	m_l^* / m_0
GaAs	5.6533	-8.68	-1.7	11.88	5.38	0.34	0.067	0.074
GaP	5.4512	-9.76	-1.5	14.12	6.253	0.10	0.17	0.14

半导体量子阱激光器的一维薛定谔方程写成^[44]:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_j^*} \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} + V_j(x) \varphi(x) = E_j \varphi(x) \quad 3.13$$

其中, $V_j(x) = \begin{cases} 0 & 0 \leq x \leq d \\ V_0 & x \geq 0, x \geq d \end{cases}$, d 为量子阱厚度, V_0 为势阱深度, 在实际

的量子阱结构中, 电子和空穴的势阱深度分别是导带阶跃 ΔE_c 和价带阶跃 ΔE_v 。对薛定谔方程进行求解, 利用波函数 $\varphi(x)$ 在量子阱与势垒的界面上连续的边界条

件，得到特征值方程：

$$\tan(k_2 d) = \frac{k_1}{k_2} \quad 3.14$$

$$\text{其中, } k_1 = \frac{\sqrt{2m_j^*(V_0 - E_x)}}{\hbar}, \quad k_2 = \frac{\sqrt{2m_j^*E_x}}{\hbar}$$

解能量本征值方程得到导带第一子能带和价带第一子能带的能量值：

$$E_{c1} = \frac{\hbar^2}{2m_c^*} \left(\frac{\pi}{d}\right)^2 \quad 3.15$$

$$E_{v1} = \frac{\hbar^2}{2m_v^*} \left(\frac{\pi}{d}\right)^2 \quad 3.16$$

将式 3.15、3.16 代入到式 3.17，得到 GaAs_xP_{1-x} 量子阱 As 含量和阱宽与激光器激光波长的关系曲线图 3-1。

$$\frac{1.24}{\lambda(\mu m)} = E_g + E_{c1} + E_{v1} (eV) \quad 3.17$$

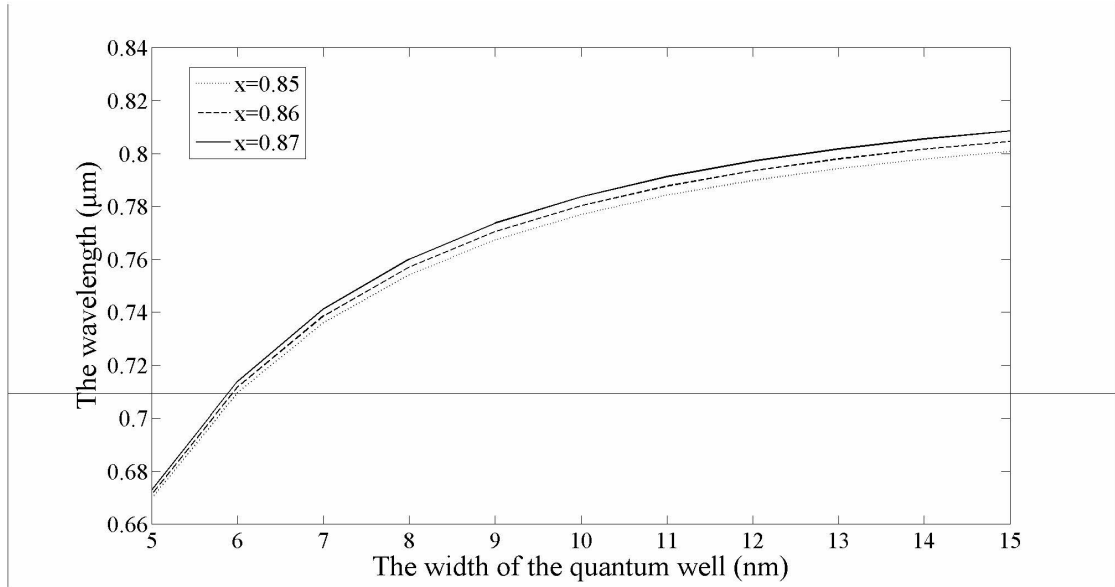


图 3-1 量子阱宽度和 As 含量与激光波长的关系

从图 3-1 中, 可以看出, GaAsP 量子阱激光器的激射波长与量子阱宽度和 As 的含量有关。当量子阱厚度一定时, As 含量增大, 激射波长向红光移动; 当 As 含量一定时, 量子阱宽度增加, 激射波长也向红光移动。考虑到激光器工作状态下, 激射波长随着有源区温度的升高发生红移, 为了使激光器在工作状态下的激射波长为 808nm, 我们设计的激光器常温下激射波长为 800nm, 由图 3-1 的关系图中, 我们选择 As 含量 $x=0.86$, 量子阱宽度 $d=14\text{nm}$ 。

3.1.2 波导层和包层的组分和厚度

(1)波导层和包层的材料选择

波导层和包层必须能够限制载流子和光学模式。为了限制载流子, 包层的禁带宽度必须大于波导层的禁带宽度, 同时波导层的禁带宽度必须大于有源区量子阱的禁带宽度。为了限制光模式, 波导层的折射率必须大于包层的折射率。同时, 在设计波导层和包层时, 还要考虑外延片生长、外延片工艺处理和内部材料的相互作用, 要避免波导层和包层与衬底的失配而产生断层, 从而避免激光器快速衰减。不仅如此, 由于材料的特性, 每个波导层和包层都会有电阻、光损耗和热阻, 所以在设计波导层和包层时, 也需要尽可能地减小电阻、热阻和光吸收损耗^[45]。由于有源区量子阱选择 GaAsP 材料, 波导层和包层选择 III—V 族材料, 与 GaAs 衬底晶格相匹配的半导体材料如 GaAs、AlAs、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 、 $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P}$ 、 $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_x\text{Al}_{0.51-x}\text{P}$ 、InGaAsP 和 InAlGaAsP。一般情况下, 组分元素越多, 电特性和热特性越差, 生长过程更难控制^[45], 所以, 尽量选择二元化合物半导体材料和三元化合物半导体材料。

如前面所述, 波导层和包层的选择原则是能够限制载流子和光学模式, 这可以从带隙宽度和折射率入手。图 3-2 和图 3-3 分别显示了与 GaAs 衬底相匹配的半导体材料的禁带宽度和折射率。由于波导层的禁带宽度必须大于有源区量子阱的禁带宽度, $\text{GaAs}_{0.86}\text{P}_{0.14}$ 量子阱的禁带宽度为 1.542eV, 因此, 由图 3-2 所示的数据, 波导层可以选择 AlGaAs 材料和 $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P}$ 材料, 包层相应的可以选择 AlGaAs 材料和 $\text{Al}_x\text{Ga}_{0.51-x}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 材料。文献^[45]中利用霍尔效应对 p-InGaP、n-InGaP 和 p-AlGaAs、n-AlGaAs 的传导率进行测量, 数据图如图 3-4、图 3-5。从

图中可以看出，p-AlGaAs 的传导率明显优于 p-InGaP 的传导率，n-AlGaAs 的传导率优于 n-InGaP 的传导率。此外，图 3-6 和图 3-7 分别是 InGaP、AlGaAs 材料的热阻， $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P}$ 的约为 20cmK/W ， $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P}$ 材料的热阻比 AlGaAs 的热阻大的多。在芯片设计中，为了减小串联电阻和热阻，需要尽可能的增加器件的传导率，减小热阻，所以，波导层和包层材料选择 AlGaAs 材料。

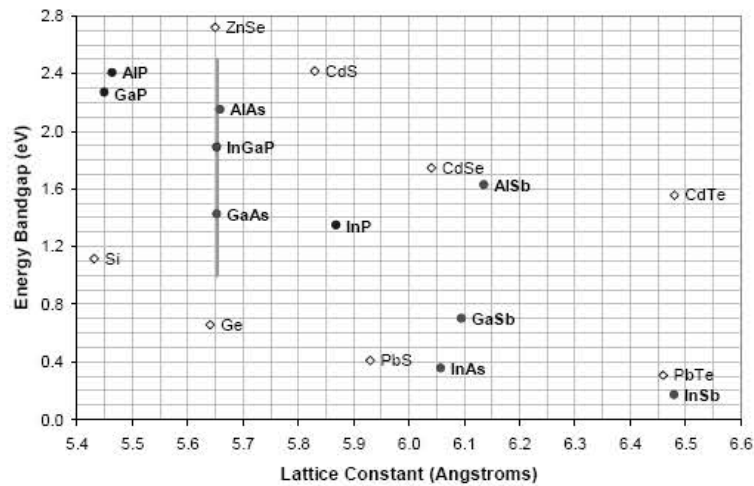


图 3-2 常用半导体材料晶格常数与禁带宽度的关系图

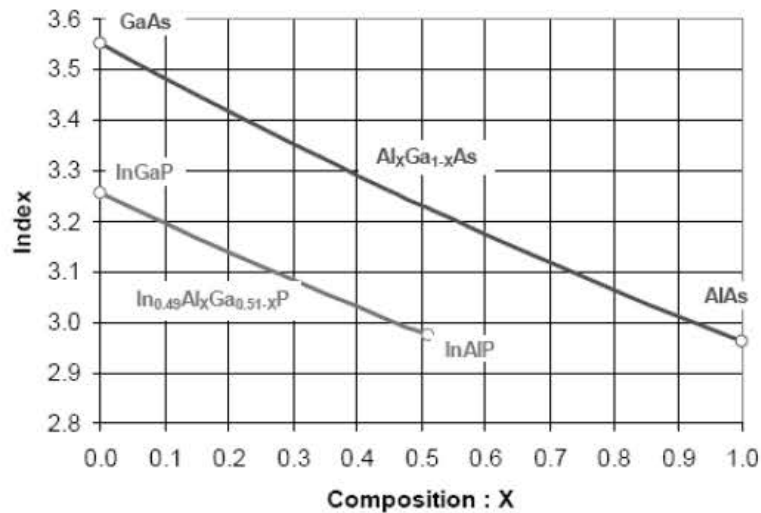


图 3-3 与 GaAs 衬底材料相匹配的材料折射率

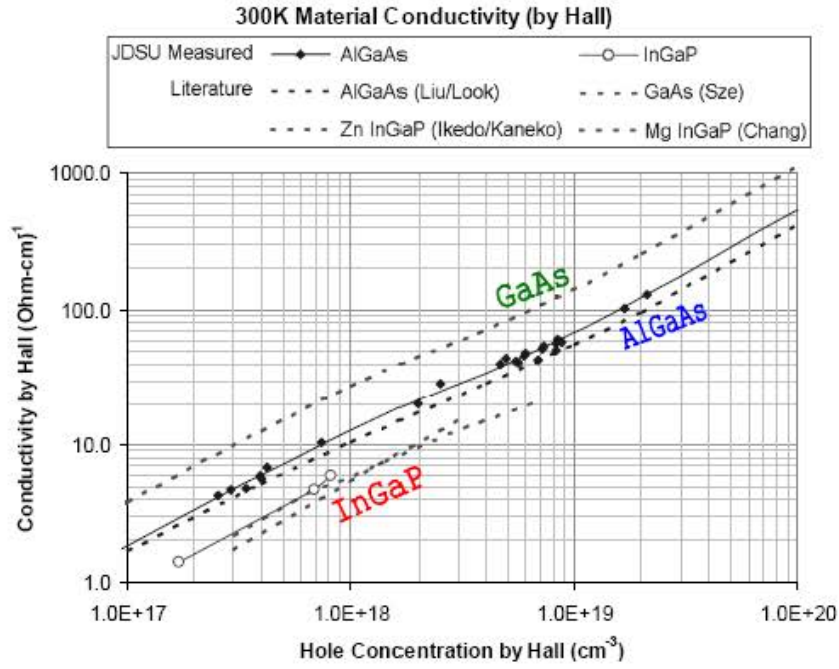


图 3-4 p-InGaP 和 p-AlGaAs 的电导率测量值与参考文献值的对比图

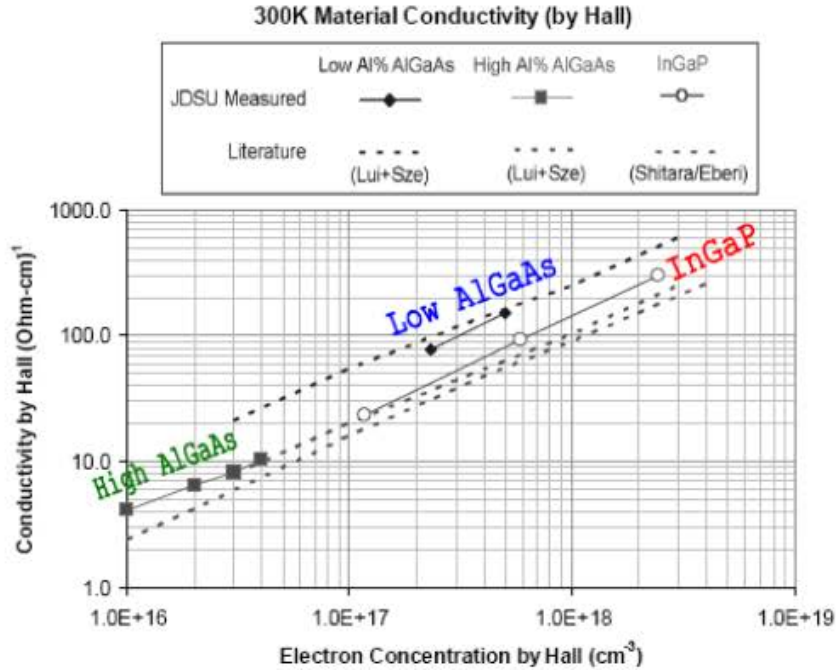


图 3-5 n-InGaP 和 n-AlGaAs 的电导率测量值与参考文献值的对比图

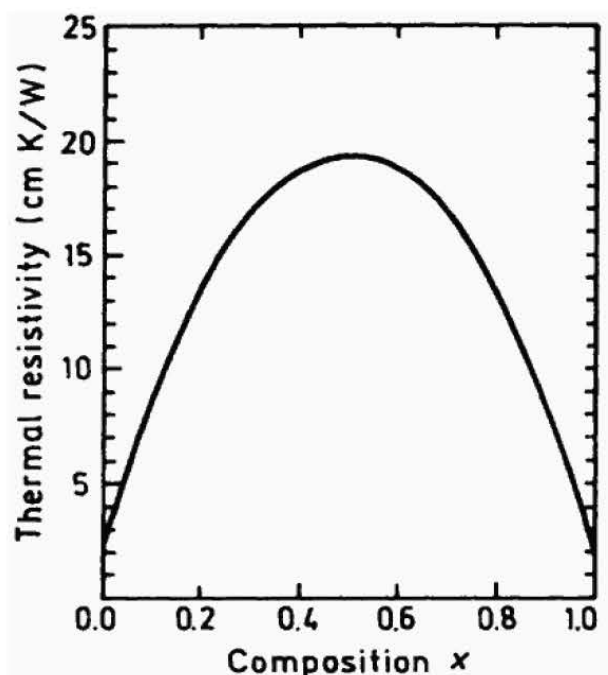


图 3-6 x 含量与 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ 材料的热阻的关系

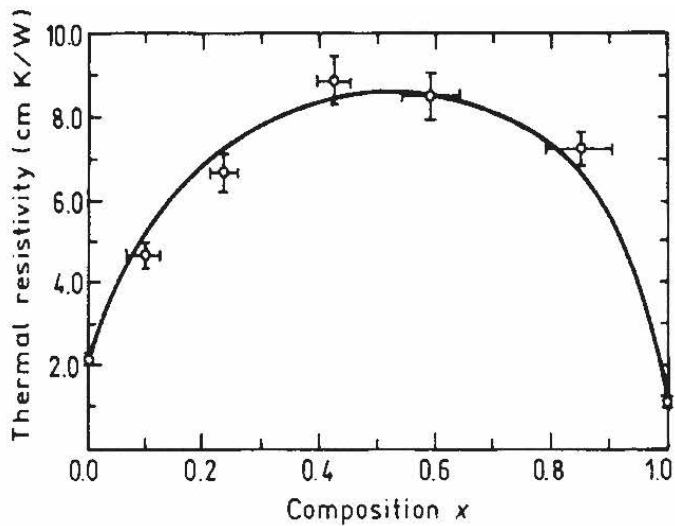


图 3-7 Al 组分 x 与 AlGaAs 热阻的关系曲线

(2)波导层和包层的厚度及 Al 含量的选择

设计波导层和包层的厚度和 Al 含量时，需要满足下面的条件：

(a)增大限制因子来减小阈值电流；

- (b)增大近场尺寸来减少腔面负担;
- (c)适当减小近场尺寸小来减少外延层的整体厚度、热阻和串联电阻;
- (d)适当增大近场尺寸来减小垂直方向的发散角;
- (e)降低散射损耗;
- (f)降低自由载流子吸收损耗;
- (g)提高掺杂能级来减小串联电阻;
- (h)增加势垒高度以增强对载流子的限制,进而提高内部效率和热稳定性;
- (i)降低不同层之间的势垒以减小器件电压。

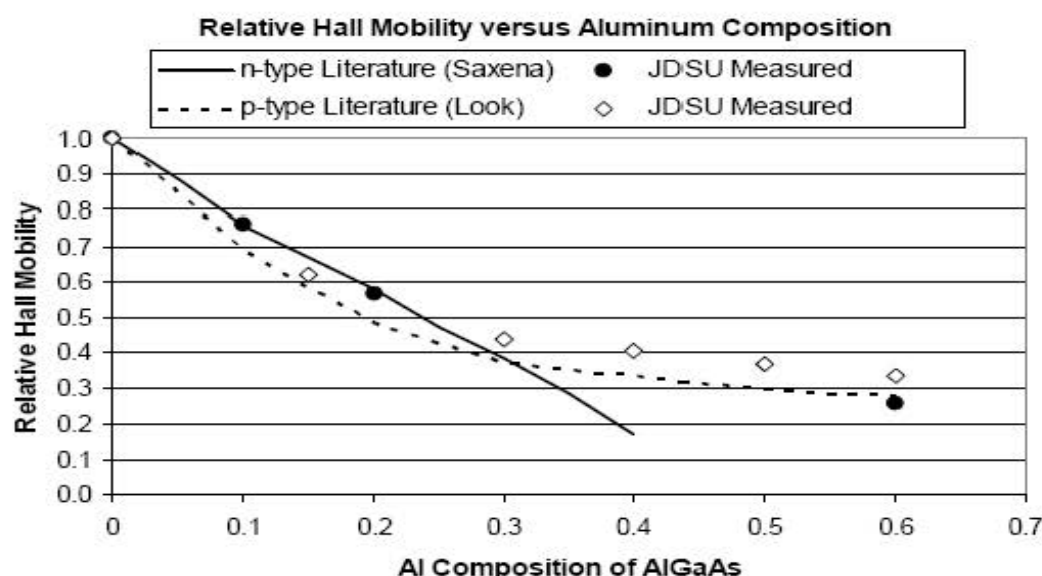
不同 Al 含量的 AlGaAs 材料的电传导率如图 3-8, 由图中可以看出, 无论是 p-AlGaAs 还是 n-AlGaAs, Al 组分越大, 迁移率越小。图 3-7 是 AlGaAs 材料的热阻与 Al 含量的关系图, 由图中可以看出, Al 组分在[0.4,0.6]时, 热阻很大。

文献^[42]给出了 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料的禁带宽度和折射率:

$$E_g = \begin{cases} 1.424 + 1.24x \text{ eV} & x \leq 0.45 \\ 1.9 + 0.125x + 0.143x^2 \text{ eV} & x > 0.45 \end{cases} \quad 3.18$$

$$n(x) = 3.54 - 0.58x \quad 3.19$$

由于包层的禁带宽度大于波导层的禁带宽度, 波导层的禁带宽度大于有源区量子阱的禁带宽度, 波导层的折射率大于包层的折射率, 同时考虑到 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料的迁移率和热阻, 我们选择 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 作为波导层, $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ 作为包层。

图 3-8 不同 Al 含量的 AlGaAs 材料的迁移率^[45]

最大输出功率与量子阱内的光限制因子成反比，也就是说量子阱内的光限制因子越小，输出功率越大，这是因为量子阱内的光限制因子大时，在量子阱处光强度分布有一个峰值，高光强度增加了激光器腔面处的负担，从而降低了激光器的最大输出功率。因此，为了提高输出功率，我们需要减小光限制因子。这里需要注意的是，当光限制因子较小时，阈值电流密度相对增加，因此，在激光器设计时，阈值电流密度和输出功率之间需要权衡。

图 3-9 显示了量子阱内的光限制因子与对称波导层厚度 D 的关系曲线图。从图中可以看出，波导层厚度 D 在 $0.18\mu\text{m}$ 时，光限制因子达到最大值。过小或过大的波导层厚度都会使光限制因子减小。当波导宽度小于 $0.18\mu\text{m}$ 时，泄漏到包层中的光变多，包层的光限制因子增加，这会导致内部损耗增加，阈值电流增加，微分量子效率降低。采用大光腔(LOC)波导结构，即增加波导层厚度，可以使：

(a)近场光强分布近似于高斯分布，如图 3-10；

(b)光限制因子较小，减小了光强对腔面的负担，增加输出功率；

(c)光波强度分布比较平滑，进入到包层的光很小，减小内部损耗，提高微分量子效率；

(d) 包层可以提高掺杂能级，缩小包层厚度，从而减小热阻和串联电阻。

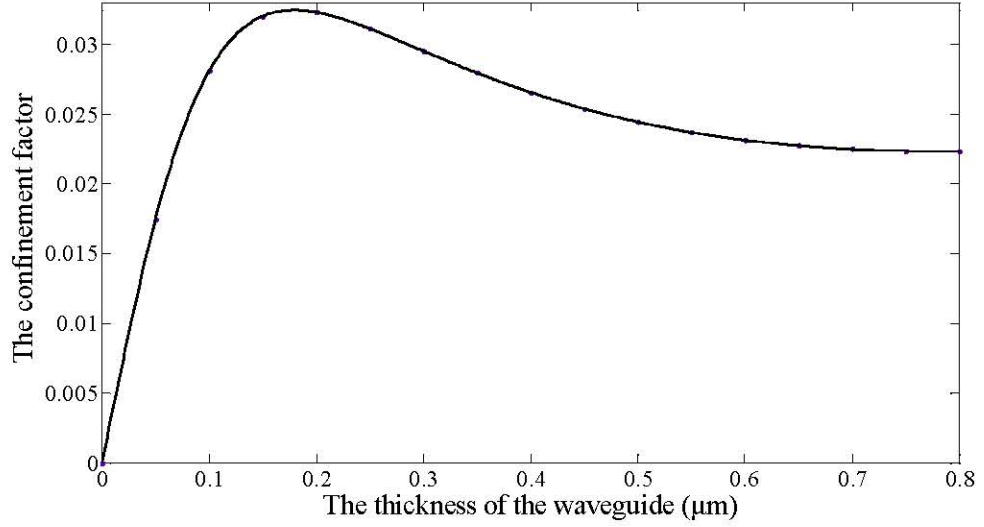


图 3-9 量子阱内的光限制因子与波导层厚度的关系

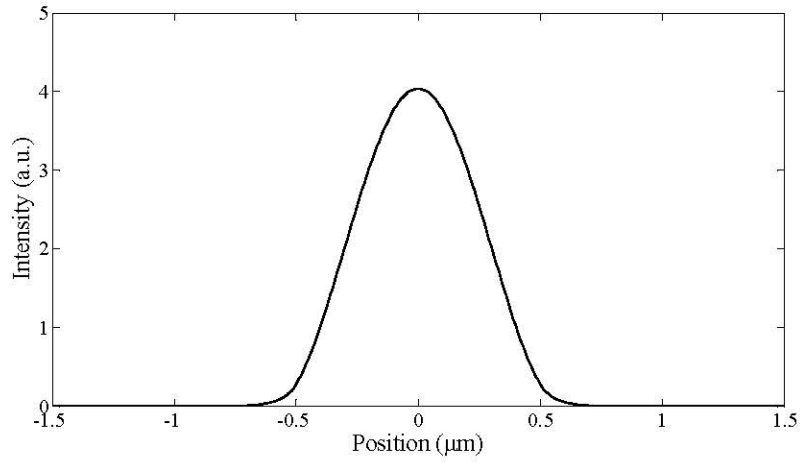


图 3-10 外延层方向的近场光强度分布

在芯片设计中，我们选择大光腔对称波导结构，每层波导层厚度为 $0.5\mu\text{m}$ 。为了对高阶模式进行良好的光限制，包层厚度为 $1\mu\text{m}$ 。同时增加包层厚度会增加器件的串联电阻和热阻，为此，提高包层掺杂浓度到 $2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。

3.1.3 芯片整体设计

经过以上分析,设计的 800nm 半导体激光器外延芯片结构如表 3-2,相应的外延片能带如图 3-11。

表 3-2 800nm 激光器外延芯片结构

Material	Thickness(μm)	Dopant	Type	Doping level(cm^{-3})
GaAs	0.1	Carbon	P	$>2.0 \times 10^{19}$
$\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$	1.0	Carbon	P	$2.0 \times 10^{18} \sim 1.0 \times 10^{18}$
$\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$	0.5	Undoped	U/D	
$\text{GaAs}_{0.86}\text{P}_{0.14}$	0.014	Undoped	U/D	
$\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$	0.5	Undoped	U/D	
$\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$	1.0	Silicon	N	$2.0 \times 10^{18} \sim 1.0 \times 10^{18}$
GaAs	0.5	Silicon	N	2.0×10^{18}
GaAs substrate				

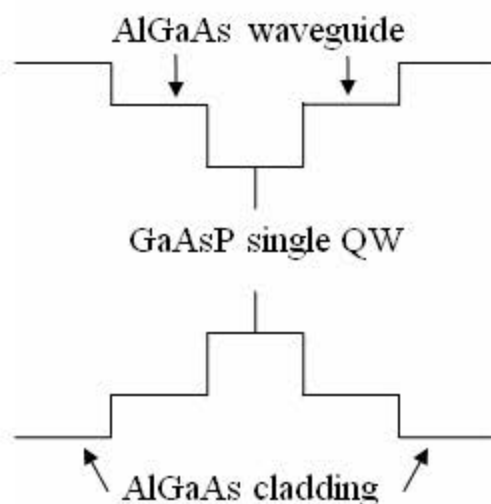


图 3-11 800nm 半导体激光器能带图

3.1.4 激光器阵列的结构设计

(1) 阵列填充因子设计

为了增大输出功率，我们将多个激光器单管沿横向方向集成得到激光器阵列，如图 3-12 是典型的激光器阵列的结构图。我们选择激光器阵列的条宽为 $100\mu\text{m}$ ，周期是 $200\mu\text{m}$ ，阵列中包含 49 个发光单元，填充因子为 50%，阵列导引结构选择折射率导引结构。对于激光器阵列，多个发光单元具有相同的波导层，容易出现假模，这些模式的出现会增加光的损耗，从而减小器件的输出光功率和电光转换效率。为了抑制假模的出现，需要对阵列进行侧向限制，最简单的方法就是在激光器各发光单元之间进行深隔离，即沟槽刻蚀到有源区，并在沟槽上沉积介质绝缘层，如 SiO_2 或 Si_3N_4 ，以此增加沟槽对假模的吸收。

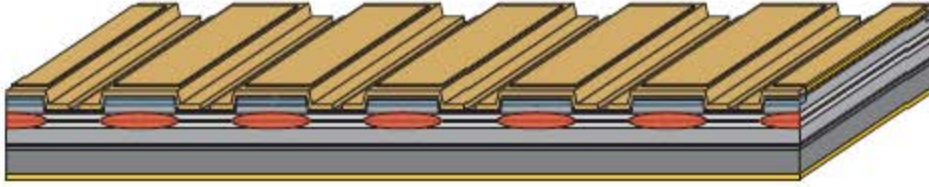


图 3-12 典型的激光器阵列的结构图

(2) 阵列腔长和腔面反射率的设计

激光器的最大电光转换效率可以表示为^{[46][47]}

$$\eta_{p,\max} \cong \eta_{\text{ext}} \frac{V_F}{V_0} \left(1 - 2 \sqrt{\frac{R_s I_{th}}{V_0}} \right) \quad 3.20$$

η_{ext} 是外微分量子效率， V_F 是准费米能级差， V_0 是内建电压，内建电压由电压电流曲线的线性部分外推到电流为 0 时的电压值， R_s 为串联电阻， I_{th} 为阈值电流。

其中，外微分量子效率 η_{ext} 与内部效率 η_i 、内部损耗 α_i 和端面损耗 α_m 有关：

$$\eta_{\text{ext}} = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \quad 3.21$$

端面损耗 α_m 与谐振腔腔长 L 成反比，和前后端面反射率 R_1 、 R_2 乘积的对数成正比：

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} = -\frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2) \quad 3.22$$

串联电阻 R_s 与薄膜电阻 ρ_s (包括外延片材料电阻和欧姆接触电阻) 成正比, 与条宽 W 和腔长 L 成反比:

$$R_s = \rho_s / WL \quad 3.23$$

I_{th} 是激光器的阈值电流, 可以表示为:

$$I_{th} = WLJ_{th} \quad 3.24$$

其中 J_{th} 为激光器的阈值电流密度, 可以表示为:

$$J_{th} = (qn_w dB_{eff} N_0^2) \cdot \exp \left(\frac{2}{g_0 \Gamma} \left\{ \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \right\} \right) \quad 3.25$$

其中, q 是电荷, n_w 是量子阱数, B_{eff} 有效复合常数, N_0 是透明载流子浓度, g_0 是增益相关系数。结合公式 3.20-3.25, 可以得出最大电光转换效率与前后腔面反射率与谐振腔腔长的关系曲线。

这里主要讨论谐振腔腔长和前后端面反射率对最大电光转换效率的影响。图 3-13 是不同谐振腔腔长时, 前后腔面反射率乘积与最大电光转换效率曲线图。前腔面反射率越小, 后腔面反射率越大时, 前后腔面反射乘积越大, 谐振腔内的光学模式能够更多地在前腔面处振荡形成反馈, 腔面处的损耗减小, 使得外微分量子效率增大, 输出功率增加, 如图 3-14, 最大电光转换效率越大。为了提高最大电光转换效率, 应该尽量减小前端面镀膜的反射率, 增加后端面的反射率。因此, 在对激光器腔面镀膜过程中, 前腔面的镀膜材料选择 Al_2O_3 , 反射率为 0.05, 后端面镀膜材料选择 TiO_2 和 SiO_2 , 反射率为 0.97。

确定前后腔面反射率后, 需要确定谐振腔腔长。图 3-15 是最大电光转换效率与腔长的关系曲线图。当 $L < 0.034cm$ 时, 随着腔长 L 减小, 模式增益减小, 同时单位长度的净增益远远高于端面损耗, 导致量子阱内载流子密度增大, 并且界面处的载流子复合速率、量子阱内的载流子泄露和俄歇复合也随之增加, 所以阈值电流密度和串联电阻很大, 从而导致微分量子效率降低, 最大电光转换效率迅速减小。当 $L > 0.034cm$ 时, 随着腔长 L 增加, 模式增益增加, 但是随着界面面

积增加, 界面损耗变大, 不能忽略, 导致内部损耗增加, 最大电光转换效率降低。所以无论是长腔还是短腔激光器, 最大电光转换效率都较小。由于实验条件不足, 我们选择腔长为 $L=1\text{mm}$ 。

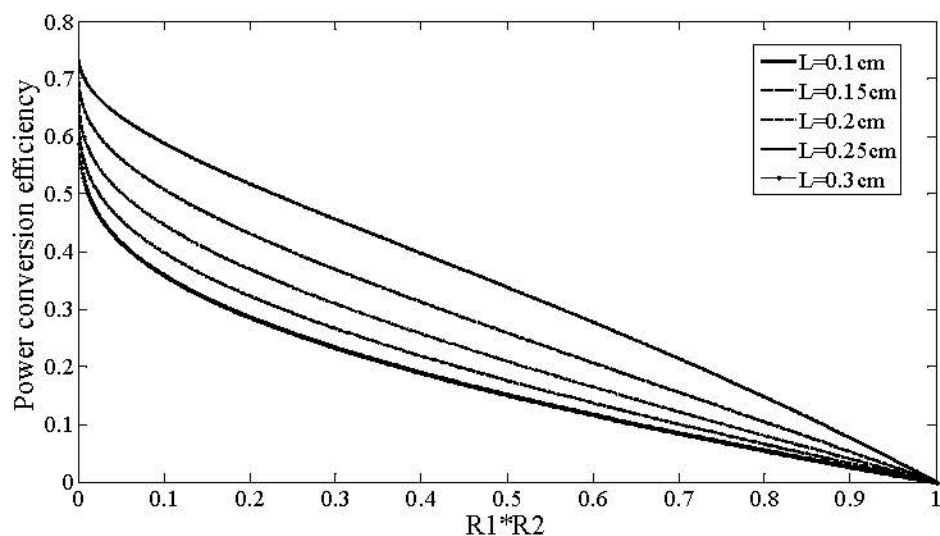


图 3-13 不同腔长时, 前后腔面反射率与最大电光转换效率曲线图

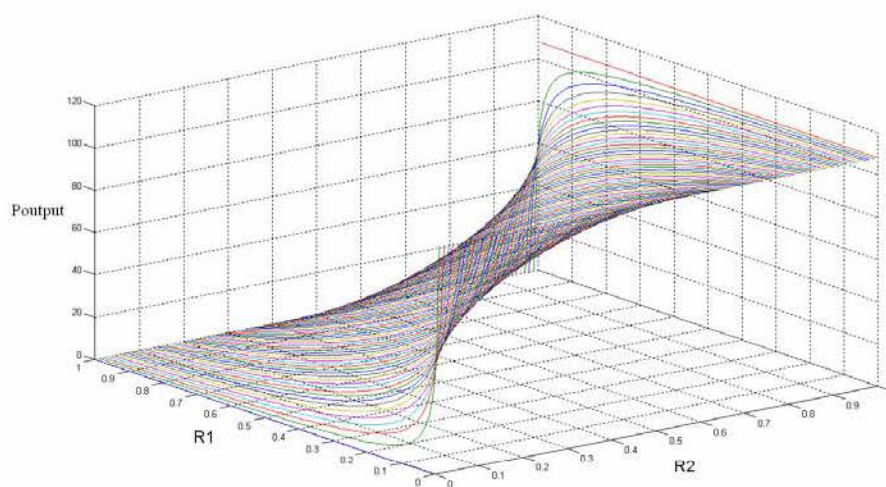
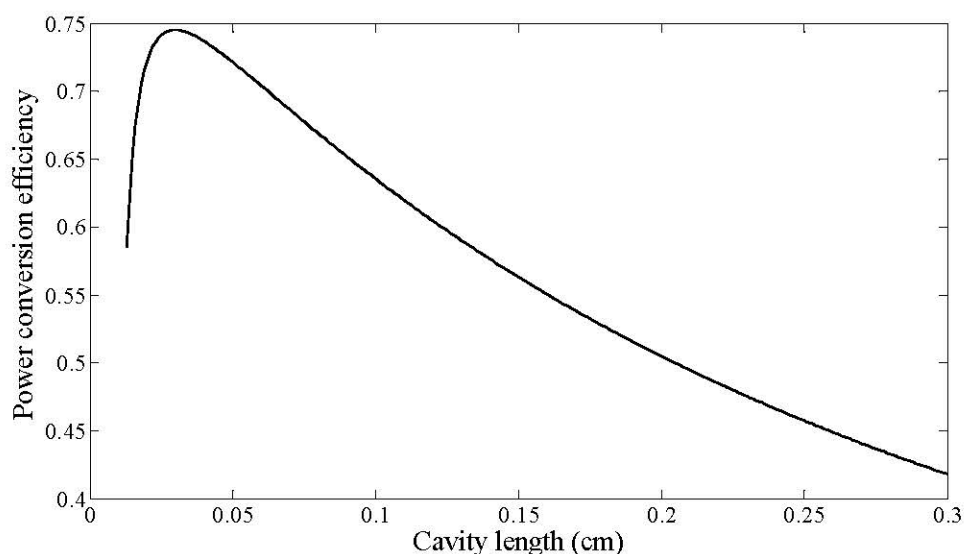


图 3-14 前后腔面反射率与输出功率的关系曲线图。

图 3-15 谐振腔腔长 L 与最大电光转换效率曲线图

3.2 工艺制作

半导体激光器的基本要素包括生长在晶体衬底上的光增益介质,以提高电流注入为目的的金属接触电极和光学谐振腔腔面。制作满足这些条件的半导体激光器需要以下几步:外延生长,金属膜蒸发,解理腔面,镀腔面膜,从外延片上切割出激光器列阵,对芯片列阵进行封装焊接。

激光器制作工艺流程分为如下步骤:

- (1) 生长晶体衬底、检测晶体定向缺陷、磨抛清洗衬底;
- (2) 在晶体衬底上生长设计的外延层;
- (3) 检测外延片质量;
- (4) 外延片清洗;
- (5) 在外延片上光刻台面,湿法刻蚀出台面;
- (6) 光刻隔离沟槽,湿法刻蚀出隔离沟槽,然后去胶清洗;
- (7) 在外延片上磁控溅射沉积介质绝缘层 SiO_2 ;
- (8) 第三次光刻电流孔径;
- (9) 湿法刻蚀 SiO_2 , 并去胶清洗;

- (10) P 面蒸发 Ti/Pt/Au;
- (11) N 面减薄, 外延片厚度控制在 100—120 μm , 清洗;
- (12) N 面蒸发 Au/Ge/Ni/Au, 并合金;
- (13) N 面蒸发厚金;
- (14) 按 110 晶面解理出激光器芯片的谐振腔;
- (15) 镀腔面膜;
- (16) 解理成激光器列阵;
- (17) 芯片初步测试;
- (18) 热沉镀钎焊料;
- (19) 金丝球焊;
- (20) 列阵封装;
- (21) 激光器测试。

3.2.1 MOVPE 生长

对于大功率半导体激光器, III—V 族化合物的外延生长, 尤其是 GaAs 是非常重要的。液相外延(LPE)生长的优点是容易生长很厚的外延层, 并且能够同时在多个晶体衬底上生长外延层, 因此, 液相外延在 GaAs 外延生长中占用了很长时间。现在人们更常用的是气相晶体生长。在这些技术中, 金属有机物化学气相沉积(MOVPE)经常应用于外延生长, 因为这两种技术能够更好的控制组分和沉积层厚度, 可以应用于结构复杂的激光器制作。

MOPVE 的原理是 Manasevit^{[48][49]}在上世纪 60 年代提出来的。图 3-16 是一个典型的 MOPVE 反应室。外延生长时, 衬底从(a)处转移到(b)处。生长时, 有机源和氢化物被带到反应室, 然后分解, 沉积在加热的衬底上, 沉积的温度在 600 $^{\circ}\text{C}$ —800 $^{\circ}\text{C}$ 之间。外延层生长的好坏主要由均匀性、平滑性和良好的光电特性决定, 这些参数同时决定了大功率激光器的性能参数。MOPVE 在过去十几年里发展很快。MOPVE 反应室的设计变得更加复杂, 能够更好的控制组分和外延层厚度, 甚至是单层的厚度, 衬底质量(单位缺陷密度 $<1,000\text{ cm}^{-2}$)和外延片生长均匀性有所提高, 反应源的杂质有所减少。通过改进, MOPVE 可以生长出高电子迁移率和空穴迁移率、光吸收少、均匀性好的外延层, 并且可以重复生长。

MOVPE 的优点是能够精确控制掺杂能级、层的组分和杂质含量；既可以生长几毫米厚的厚层，也可以生长几微米厚的薄层；在外延生长过程中可以改变组分和掺杂条件；生长出的外延层质量很高；可以重复生长并具有很好的均匀性。但是 MOVPE 也有其缺点，比如生长所用的源有毒性，而且生长程序复杂。尽管如此，现代工业技术已经能够很好的控制这些复杂的程序。现在 MOVPE 已经成为 III—V 族半导体外延生长的非常重要的工具。目前，二英寸、三英寸、四英寸的衬底都可以生长，衬底尺寸的增加大大减小了器件的制作成本。

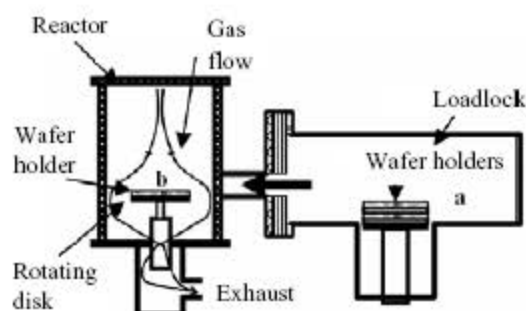


图 3-16 MOVPE 生长反应室

3.2.2 光刻

图 3-17 是芯片光刻的工艺流程图。首先要对需要光刻的芯片进行清洗和前烘，气相成底膜，目的是增加芯片与光致抗蚀剂的粘连性。然后在外延片上涂覆一层薄的光致抗蚀剂。当外界光照射到光致抗蚀剂上时，光致抗蚀剂的物理和化学特性会发生变化。照射过程可以直写，即用激光束或电子束直接照射在光致抗蚀剂上，或者透过光刻板照射到光致抗蚀剂上，光刻板图形的比例可以是 1:1、1:4 或 1:5。光刻板通常是在透明衬底，如玻璃板上沉积一层不透明的金属铬层，沉积金属层的目的是使光束照射到金属层后发生反射，因而阻止照明光照射到半导体芯片上。如图 3-18 所示，对芯片进行光刻时，光刻板被放置在芯片的光致抗蚀剂上面，光刻板和带有光致抗蚀剂的芯片被强度均匀的光源照射，光源在光刻板透明的部分透射到光致抗蚀剂上，使光致抗蚀剂发生化学变化，光致抗蚀剂的种类不同，使经过光照的部分被显影液洗掉或不被光照的部分被显影液洗掉，如图 3-19。这样部分光致抗蚀剂被保留在芯片上，在接下来的刻蚀芯片中起到

保护芯片的作用。

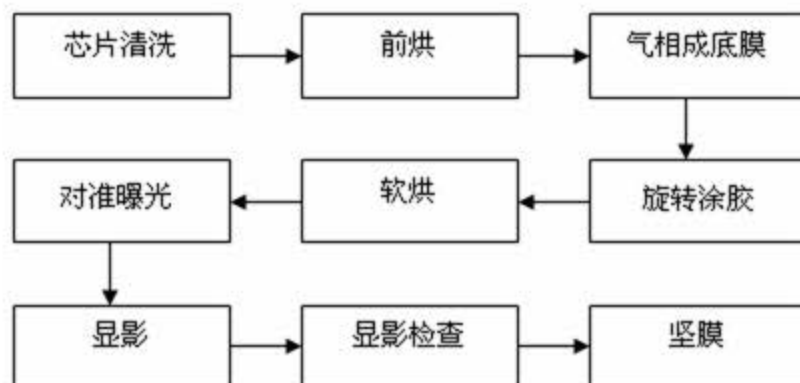


图 3-17 光刻的工艺流程

光刻处理过程中光致抗蚀剂起到了非常重要的作用。在光刻过程中光致抗蚀剂需要满足下面的要求^[30]：

- (1) 分辨率高、厚-宽比大、反差和留膜率高；
- (2) 合适的曝光和显影时间，实用的灵敏度；
- (3) 最佳的光学吸收系数；
- (4) 抗蚀剂与衬底的粘附性能好，涂层的厚度均匀性好；
- (5) 缺陷密度小，抗蚀剂和显影液的颗粒度很小；
- (6) 抗蚀剂和显影液的金属杂质含量小于 0.5ppm；
- (7) 能够阻挡湿法化学刻蚀和干法化学刻蚀；
- (8) 刻蚀之后能够完全剥离保留的光致抗蚀剂，如图 3-21。

紫外光曝光光致抗蚀剂分为两种，分别为负性抗蚀剂和正性抗蚀剂。负性抗蚀剂在紫外线光照下发生光化学聚合反应，使线状结构的分子变成三维的架桥式的网状结构，使之不溶于显影液，从而保留在保护芯片上，没有受到光照的部分则会溶解于显影液中，因此，负性抗蚀剂经过光照显影后的图形与光刻板上图案相反。正性抗蚀剂在曝光过程中吸收能量发生光化学分解作用，转变为可溶于显影液的物质，未受到光照的部分则不会溶解于显影液中，因此，正性抗蚀剂经过光照显影后的图形与光刻板上图案相同。此外，还有两种光致抗蚀剂是在电子束曝光时使用的。在电子束的光照下，电子束负性抗蚀剂的聚合物分子发生交链作

用，使分子量增加，溶解度减小；而电子束正性抗蚀剂的聚合物的主链断裂，使分子量减小，溶解度增加。在光刻过程中，我们选择正性抗蚀剂 AZ1518。

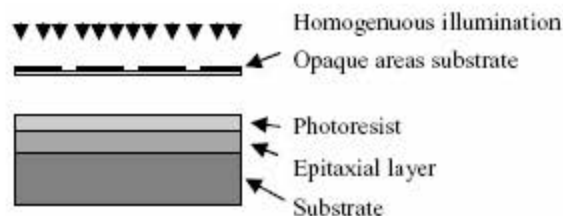


图 3-18 光照光致抗蚀剂



图 3-19 光刻板上的图形转移到光致抗蚀剂上



图 3-20 刻蚀半导体器件

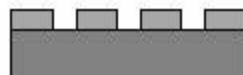


图 3-21 完全去除光致抗蚀剂

在光刻时需要注意的是在多次光刻时精确对准，保证光刻的图形和尺寸大小与设计相同。光刻过程中，我们采用光刻板进行光刻，因为采用光刻板进行光刻有很多优势，例如，可以进行大量的并行处理芯片工作，可以光刻出良好的图形，分辨率高，可以灵活设计光刻板图形，自动化程度高，可重复多次使用^{[51][52]}。

光刻的曝光方法主要有接触式或接近式紫外曝光、紫外投影曝光、红外对准曝光、激光全息曝光、远紫外线曝光、电子束曝光、X 射线曝光、离子束曝光等。光刻钟，我们选择最简单、最便宜的曝光方法接近式紫外曝光。

3.2.3 刻蚀

刻蚀图形用湿法化学刻蚀或干法化学刻蚀或干法物理刻蚀完成。湿法化学刻蚀是一种低成本、并行特性即能够同时刻蚀整个单片外延芯片或多个外延芯片的刻蚀方法。其反应生成物通常与需要刻蚀的材料有关。此外，外延片的晶向会影响湿法化学刻蚀速度和芯片表面的图形形状。

表 3-3 选择的腐蚀液

材料	腐蚀液	腐蚀温度(°C)
GaAs/AlGaAs	1NH ₄ OH:1H ₂ O ₂ :15H ₂ O	25±0.2
AlGaAs	1Br ₂ :17HBr:280H ₂ O	25±0.2
AlGaAs/GaAsP	1HCl: 1H ₃ PO ₄ : 1H ₂ O	25±0.2
SiO ₂	3HF:25NH ₄ F:40H ₂ O	25±0.2

实验中，我们选择的是湿法化学刻蚀方法(刻蚀图形如图 3-20)。所用的腐蚀液配比见表 3-3。GaAs 台面的腐蚀液选择 NH₄OH:H₂O₂:H₂O=1:1:15，包层和波导层的腐蚀液选择 Br₂:HBr:H₂O=1:17:280，其中腐蚀液 Br₂:HBr:H₂O 的腐蚀速率在 19nm/s 左右。经过腐蚀液 Br₂:HBr:H₂O 腐蚀过的 AlGaAs 表面不够平整，有腐蚀坑或凹凸不平的现象，所以经过 Br₂:HBr:H₂O 腐蚀液腐蚀之后，我们采用腐蚀液 HCl: H₃PO₄: H₂O 对腐蚀表面进行修复。图 3-22 和图 3-23 分别为只用 Br₂:HBr:H₂O 腐蚀液和采用 Br₂:HBr:H₂O 和 HCl:H₃PO₄:H₂O 两种腐蚀液的沟道扫描电镜图片。可以看出，用 HCl:H₃PO₄:H₂O 腐蚀液进行修复之后，表面相对平整。表面相对平整有利于接下来沉积 SiO₂，以及腔内光学模在侧壁的吸收和反射，但是边墙不够平整，需要进一步改进。

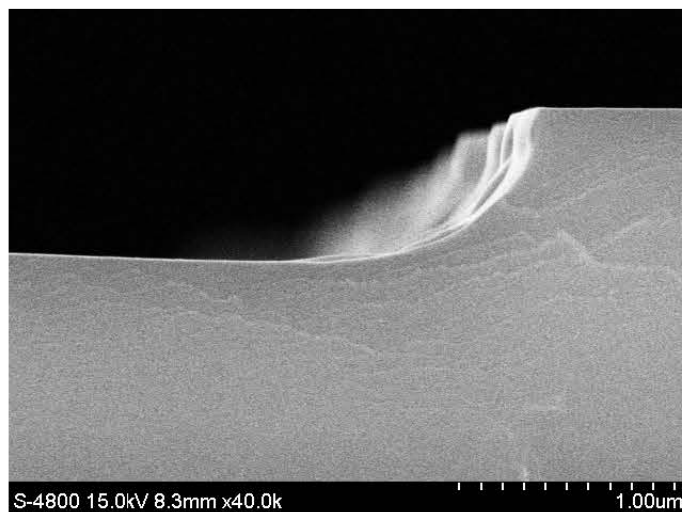


图 3-22 只用 $\text{Br}_2:\text{HBr}:\text{H}_2\text{O}$ 腐蚀液腐蚀沟道的扫描电镜照片

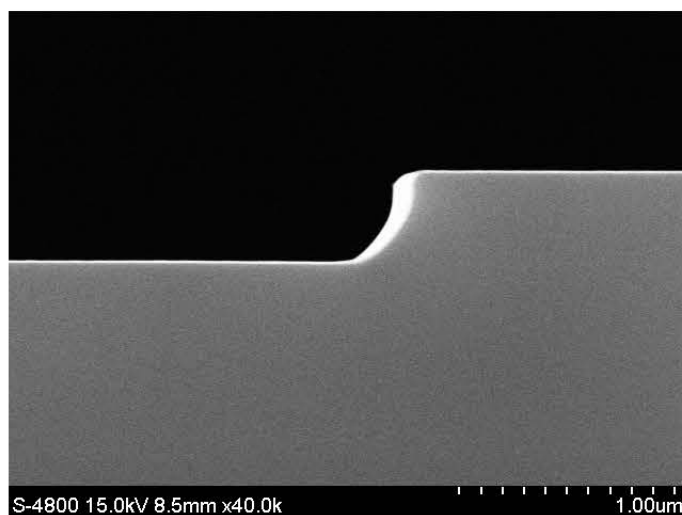


图 3-23 采用 $\text{Br}_2:\text{HBr}:\text{H}_2\text{O}$ 和 $\text{HCl}:\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}$ 两种腐蚀液腐蚀沟道的扫描电镜图片

芯片刻蚀成形后，需要去除芯片表面的光致抗蚀剂。为了完全去除光致抗蚀剂，可以将芯片放置在显影液中溶解，然后用清水冲洗，最后用丙酮(MOS 级)溶液和酒精(MOS 级)溶液在水浴条件下清洗芯片。

3.2.4 射频溅射介质膜

SiO_2 介质膜是大功率半导体激光器最常用的介质膜。它有很好的抗酸、抗碱

性能, 它的结构和性能见表 3-4。

表 3-4 GaAs 上沉积的 SiO_2 膜的结构和性质

材料	制备方法	结构	界面性质	电性能			折射率
				电阻率 ($\Omega \cdot \text{cm}$)	击穿电场 强度 (MV/cm)	介电 常数	
GaAs	CVD	无定形	1.界面过渡区含 Ga_2O_3 ; 2.界面态密度: $10^{12}\text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$, 经退火 下降至 $10^{11}\text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$	$10^{15}—10^{16}$	0.5—8	4.2	1.46
	溅射	无定形		1×10^{16}	2	4.0	1.4— 1.47
	旋涂	无定形			2—5	4.4	

化合物半导体表面沉积 SiO_2 介质膜的主要方法主要有等离子体化学气相沉积、溅射沉积和热蒸发。实验中我们采用射频溅射沉积方法制备 SiO_2 介质膜。射频溅射是利用气体放电中的荷能粒子(通常是正离子)轰击靶材料, 使靶表面原子逸出, 淀积到芯片上。其淀积速率与靶的射频速率、淀积原子的输运过程以及衬底上淀积物的再发射等因素有关。

在溅射 SiO_2 介质膜之前, 首先要清洗芯片, 分别在水浴条件下依次用三氯乙烯(MOS 级)、四氯化碳(MOS 级)、丙酮(MOS 级)、乙醇(MOS 级)清洗, 烘干后放入射频溅射中。考虑到芯片已经刻蚀了台面和沟道, 为了使台面和沟道都能淀积上 SiO_2 , SiO_2 淀积厚度为 200nm, 为了抑制淀积 SiO_2 的针孔出现, 淀积速率控制在 4nm/min。但是, 需要注意的是用磁控溅射设备制备 SiO_2 , P 面 GaAs 表面会受到损伤, 在实验室条件允许的情况下可以采用 lift-off 操作改进。

在整个芯片上淀积 SiO_2 后, 进行光刻和刻蚀出 SiO_2 电流注入窗口, 如图 3-24。

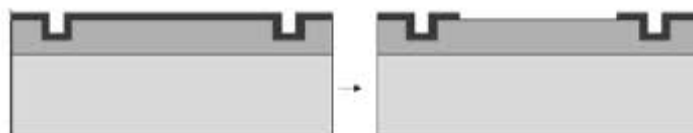


图 3-24 光刻刻蚀 SiO_2 电流注入窗口

3.2.5 金属膜

镀 p 面和 n 面金属膜的目的是提供良好的欧姆接触，准许电流注入。单层金属膜或多层金属膜用电子束蒸发的方法制备。图 3-25 是激光器金属膜的扫描电镜照片。金属膜需要满足下面的条件：

- (1) 具有线性的 I—V 曲线，并且随着时间好温度变化时能够保持稳定；
- (2) 整个接触金属膜具有良好的电流扩展；
- (3) 串联电阻非常小；
- (4) 能够很好的转移器件中生成的热量；
- (5) 具有稳定的机械接触。

芯片的 p 面和 n 面的金属膜种类和厚度均与半导体材料和其盖层的掺杂浓度有关。波长为 800nm 的大功率半导体激光器是以 GaAs 为衬底的，芯片 p 面盖层为高掺杂浓度的 GaAs，掺杂浓度为 $2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ，这时，芯片与金属膜在不合金的情况下也能良好接触。对于 n 面金属膜，由于 n-GaAs 衬底的掺杂浓度约在 10^{18}cm^{-3} ，因此为了减小串联电阻，需要对 n 面金属膜进行合金化，合金后的金属膜串联电阻大，并且不利于芯片封装和焊接过程，因此，我们在金属膜合金之后需要再镀厚金。在合金过程中，金属进入到 GaAs 中，形成一个高掺杂层。

实验中，p 面金属膜用电子束蒸发 Ti/Pt/Au，n 面金属膜蒸发 Au/Ge/Ni/Au^[53]。p 面蒸 Ti 的作用是增加 Au 层的粘附性，Pt 是过渡层。为了使芯片 p 面朝下封装更容易些，p 面蒸镀 Au 层厚度为 200nm。考虑到 n 面 Au 层在后面的焊接处理过程需要金丝球焊，加厚 Au 层的厚度为 300nm。

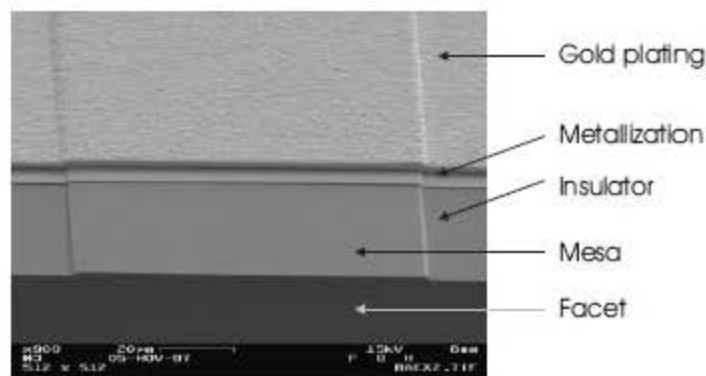


图 3-25 激光器金属膜的扫描电镜照片

3.2.6 腔面膜

稳定的激光器腔面膜是非常重要的功率半导体激光器制作工艺之一。腔面处的能量集中在很小的区域内，导致激光器腔面处的功率密度极易达到 $10\text{MW}/\text{cm}^2$ 数量级，非常接近激光腔面损伤阈值。因此，为了提高激光器腔面的损伤阈值，可以通过下面的处理方法：

- (1) 腔面钝化；
- (2) 腔面镀高阈值损伤膜。

腔面镀膜的步骤如下：

- (1) 芯片解理；
- (2) 腔面钝化；
- (3) 镀腔面膜。

图 3-26 是腔面解理造成的腔面损坏，并引起器件失效的原理图^[54]。由于腔面处半导体材料发生氧化，使在半导体材料和绝缘层之间的界面处产生深复合中心，所以激光器在腔面处存在内部吸收。受激辐射吸收产生的电子空穴对在腔面处发生非辐射复合，这些非辐射复合产生的热量使腔面温度升高，腔面处的有源区的禁带宽度随之减小，禁带宽度减小加剧了腔面处光的吸收，因此形成了一个恶性循环。当腔面处电流增加时，这一效应更加明显^[55]。吸收的能量不断累积，当吸收能量累积到足够高时，腔面开始损坏，即所谓的灾变光学镜面损伤（COMD）。为了避免光学灾变损伤发生，人们提出了很多种方法。比如，通过增加腔面处的禁带宽度来减少腔面的内部吸收^[56]；通过在真空或有保护气体的环境下解理腔面，或在腔面处蒸镀钝化膜^[57]，或对腔面进行硫化处理^{[58][59]}，或采用无铝量子阱作为有源区^[60]来减小腔面处复合速率；或者通过刻蚀载流子非吸收窗口来避免腔面处电流急剧增加^[61]。

我们在激光器制作过程中，利用下面三种方法来提高激光器腔面的损伤阈值。第一，为了减小腔面处电流急剧增加，在刻蚀 SiO_2 介质膜时，保留芯片台面上腔面附近的介质膜作为载流子非吸收区，如图 3-27，在腔面附近有 SiO_2 的保护，当电流注入时，扩散到腔面处的载流子减小，从而减小了腔面处的电子空穴对的非辐射复合，进而达到提高腔面的损伤阈值的目的。考虑到电子的扩散，

载流子非吸收区的宽度应该是电子扩散长度的几倍。我们制作的载流子非吸收区宽度为 $4\mu\text{m}$ 。第二，我们采用了大光腔波导结构，通过增加波导层厚度，达到减小功率密度的目的^[62]。第三，在腔面处镀高损伤阈值膜。

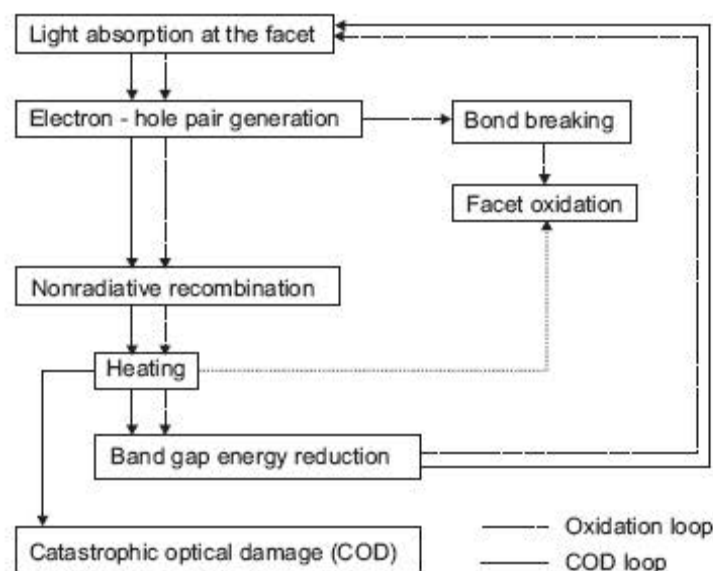


图 3-26 激光器光学灾变损伤的原理图



图 3-27 载流子非吸收区示意图

3.2.7 器件封装

(1) 引线键合

引线连接应该具有低的接触电阻,合适的机械强度,长期的金相稳定性和小的寄生参量。键合温度应不再使芯片焊接层合金熔化。由于金丝的延展性好,抗压强度高,化学稳定好,抗拉强度几乎不随温度变化,因此,键合引线我们选择金丝键合。引线键合的常用方法有热压键合、超声键合、热超声键合。热超声键合兼有热压焊和超声焊的优点,工作温度比热压焊低,劈刀不加热,对被焊表面光洁度要求不太苛刻。因此,引线键合时我们选择金丝热超声键合,键合的金丝数量与激光器注入电流和金丝直径有关,一般,对于百瓦量级的激光器,金丝数量在 20 根左右。

(2) 焊料

芯片在焊接到铜热沉过程中,由于芯片和铜热沉的热膨胀系数不同,芯片会被引入封装应变,为了减小封装应变,需要在两者中间加一个焊料层。常用的焊料的物理性质见表 3-5。其中最常用的焊料是铟焊料^[64]和金锡焊料,铟属于软焊料,其延展性很好,焊接温度低,为 156℃,焊接温度容易控制,图 3-28 是用铟焊料焊接的激光器图。金锡焊料属于硬焊料,用金锡焊料焊接芯片时,需要热膨胀系数相匹配的分热沉,焊接温度为 232℃,是适用于激光器在高温下工作的焊接材料,图 3-29 是用金锡焊料焊接的激光器图。由于铟焊料的焊接温度容易控制,因此,在器件封装过程中,我们选择电镀方法制备铟焊料。

表 3-5 不同焊接材料的物理性质^[65]

焊料类型	λ (W/mK)	最大延展率(%)	抗屈服强度(N/mm ²)	液相温度(℃)
InBi22		85	14.5	93-108
PbSn40Bi20		120-150	25-35	95-156
PbBi40Sn20		50-100	25-35	95-117
InAg2		20-25	4-6	114-148
InSn48		16-34	43	117
InPb15Ag2				142-149
SnPb29In7.5Zn0.5	25.2			149
In	71-87	41	0.4-2.4	156
Sn70Pb18In12				164
PbSn36Ag2	59	25-30	30	178
PbIn50	22	14-18	40-45	178-210
SnPb40	67-70	27	42-51	183

PbSn40		30	30	183-235
SnZn9In5			62	188
AuSn90		6	77	217
SnAg3.5	57-78	20-30	25-35	221
SnCu1		8-15	28-32	227
Sn	63	28	10-15	232
Bi	9			271
AuSn20	46	1	275	280
PbSn5Ag2.5	44	20-30	25-35	280
SnSb8		50-55	40-45	280
PbIn5Ag2.5	42	28-34	35-40	307
Pb	37-42	17	21-36	327
SnAu5				519

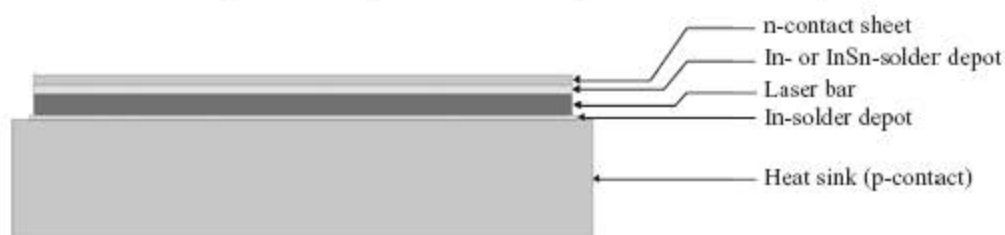


图 3-28 钎焊接的激光器图

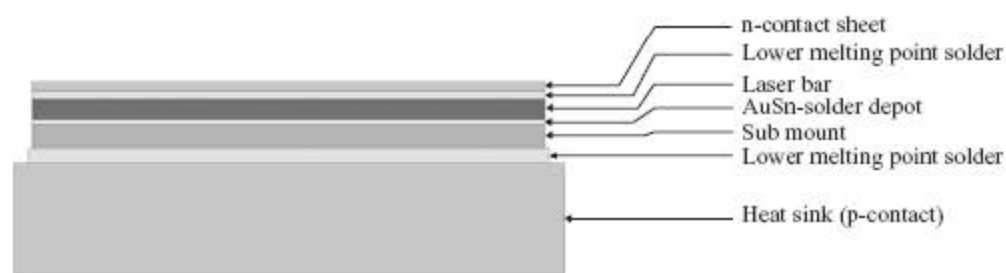


图 3-29 金锡焊接的激光器图

3.3 小结

本章首先对 800nm 半导体激光器芯片进行结构设计。为了减小激光器的阈值电流，提高微分量子效率，我们采用 $\text{GaAs}_{0.86}\text{P}_{0.14}$ 材料作为量子阱，厚度为

14nm; 为了减小器件的串联电阻和热阻, 波导层和包层分别选择 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 和 $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ 材料; 波导层厚度为 $0.5\mu\text{m}$, 包层厚度为 $1\mu\text{m}$, 采用大光腔波导结构; 从提高最大电光转换效率和输出功率入手, 前腔面膜反射率为 0.05, 后腔面膜反射率为 0.97, 腔长为 1mm; 列阵的填充因子为 50%。其次, 对刻蚀技术和金属膜进行优化。采用不过在工艺流程中还存在很多需要进一步改进和优化的环节。例如进一步解决台面腐蚀过程中出现的速率不稳定、边墙粗糙等; 尽量避免或减小溅射 SiO_2 时对芯片台面的损伤。

第 4 章 实验器件测试结果与热特性分析

激光器极易受到外界环境的影响，尤其是温度。激光器的有源区工作温度低意味着产生的废热少，寿命长，可靠性高，可以具有高的转换效率，并且对激光器冷却系统产生的应力小，容许较大的热传导系数的变化，同时还可以使激光器在更高的输出功率下工作。激光器的热特性是改进封装技术、热沉结构及激光器结构，尽可能的减小废热产生量，提高输出特性的基础。本章对制作完成激光器列阵进行测试和热特性分析，对 CS 封装形式进行优化，将双边冷却引入到 CS 封装中，从而降低了激光器的阈值电流，提高了激光器的输出功率，减小了激光器的热阻。

4.1 器件测试结果

图 4-1(a) 是 800nm GaAs_{0.86}P_{0.14}/Al_{0.35}Ga_{0.65}As 激光器在热沉为 25℃ 时，占空比为 20% 的电流-电压-功率曲线。当脉冲电流为 106.5A 时，峰值功率达到 100.9W。阈值电流为 12.3A，斜率效率为 1.08W/A。图 4-1(b) 是将双边冷却引入到 CS 封装后，制作的激光器图片。图 4-2 是相应的电流-电光转换效率曲线。图 4-3 是相应的波长曲线图。当电流为 106.5A 时，电光转换效率达到最大值为 57.38%。当工作电流高于 90A 时，电光转换效率始终大于 57%。测量的最大电光转换效率比前面计算值小(见图 3-15)。这可能是因为依据公式计算时，忽略了内部损耗 α_i 、阈值电流 I_{th} 与谐振腔腔长 L 的关系，造成实际的电光转换效率比理论计算值小。激光器的阈值电流可以近似表达为^[66]：

$$I_{th} = \frac{J_0}{\eta_i} \exp\left(\frac{\alpha_i}{\Gamma \beta_0 J_0}\right) WL \quad 4.1$$

其中， J_0 为透明阈值电流密度， η_i 为内量子效率， β_0 为增益系数， Γ 为光限制因子， W 为激光器条宽， L 为谐振腔腔长。可见阈值电流与内部损耗有关，伴

随着腔长的变化,界面处的载流子复合速率、量子阱内的载流子泄露和俄歇复合以及界面处损耗都会发生变化,同时,器件芯片的台面和沟道处的载流子损耗也会发生变化,这些因素都对内部损耗有贡献,因此,实际上,内部损耗是腔长 L 的函数,而非定值。这就导致了由公式计算值与测量值存在差距。

同时,我们还制作了一个 1×3 的线阵。当连续工作电流为 50.0A 时,最大输出功率为 120W 。阈值电流为 12A ,斜率效率为 3.16W/A ,如图4-4(a),图4-5(b)是制作的 1×3 的线阵图片。

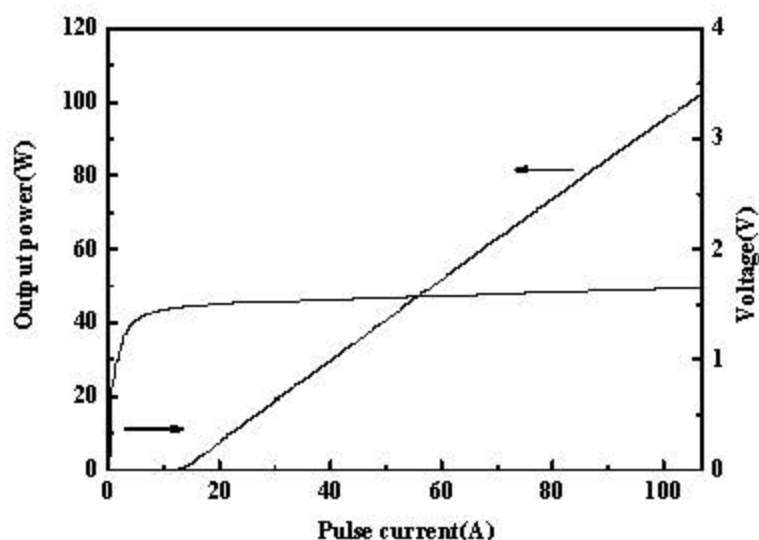


图 4-1(a) $800\text{nm GaAs}_{0.86}\text{P}_{0.14}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 激光器在热沉为 25°C 时, 占空比为 20% 的电流-电压-功率曲线图。



图 4-1(b) 800nm 激光器图片

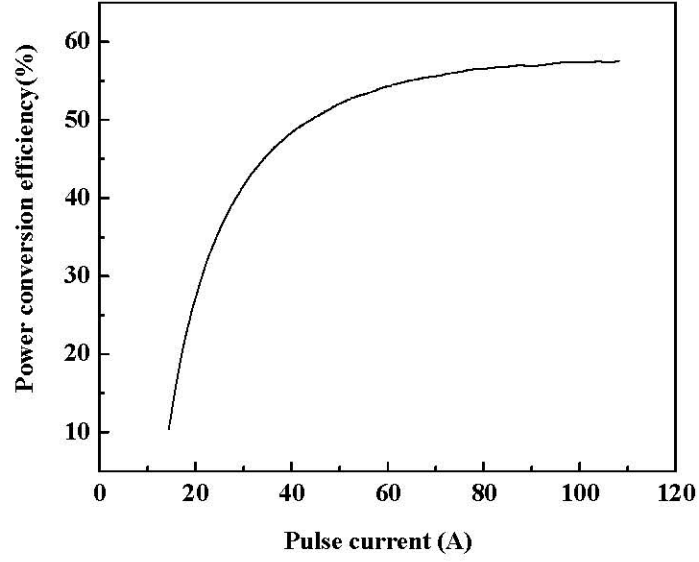


图 4-2 800nmGaAs_{0.86}P_{0.14}/Al_{0.35}Ga_{0.65}As 激光器在热沉为 25℃时，占空比为 20% 的电流-电光转换效率曲线图

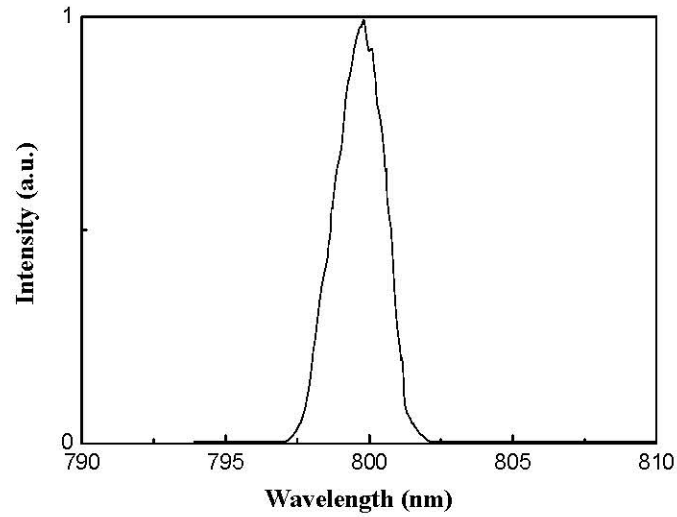


图 4-3 800nmGaAs_{0.86}P_{0.14}/Al_{0.35}Ga_{0.65}As 激光器在热沉为 25℃时，占空比为 20%，

工作电流为 106.5A 时的波长曲线

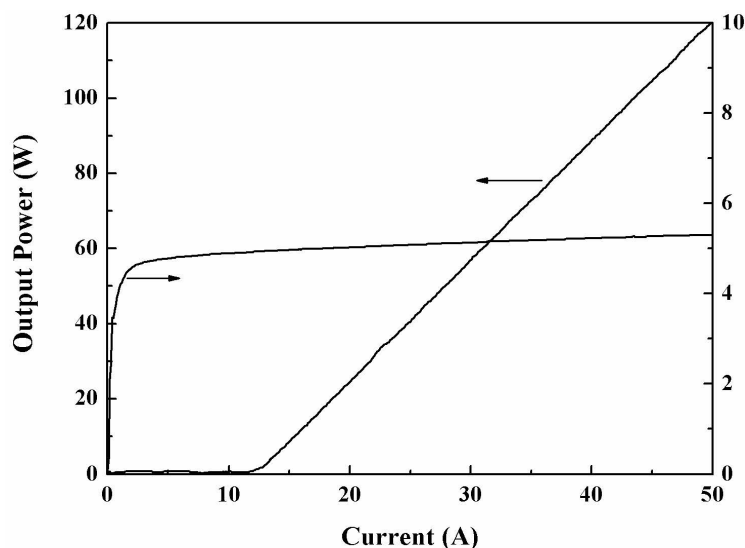


图 4-4(a) 1×3 激光器线阵的电流-电压-功率曲线图。



图 4-5(b) 1×3 的激光器线阵实物图片。

4.2 实验器件的温度特性分析

4.2.1 已有的有源区温度的实验测试方法

(1) 微区拉曼光谱法^{[67][68][69][70][71]}

激光器的腔面温度由谐振腔温度和腔面处的热源共同作用，因此，腔面温度比谐振腔内部温度高。采用微区拉曼光谱可以测量激光器的腔面温度。图 4-6 为微区拉曼光谱测量腔面温度的示意图。激光光源是 Ar^+ 离子激光，同时也作为参考温度探针。 Ar^+ 离子激光经过反射棱镜照射到样品器件腔面后，反射光通过显

微放大镜放大传播到拉曼光谱仪，然后经过锁模放大器后用需要液氮冷却的 CCD 相机接收其 Stokes 强度和 anti-Stokes 强度。测量时需要记录 Stokes 强度、anti-Stokes 强度和频移，如图 4-7，依据下面公式可以推算出激光器的腔面温度：

$$\exp(-h(\bar{\nu})/kT) = \frac{I_{AS}(\bar{\nu})/(\bar{\mu} + \bar{\nu})^4}{I_S(\bar{\nu})/(\bar{\mu} - \bar{\nu})^4} \quad 4.2$$

其中， I_S 、 I_{AS} 是 Stokes 和 Anti-Stokes 拉曼强度， $\bar{\nu}$ 拉曼转换， $\bar{\mu}$ 激发光源的频率， T 是温度。

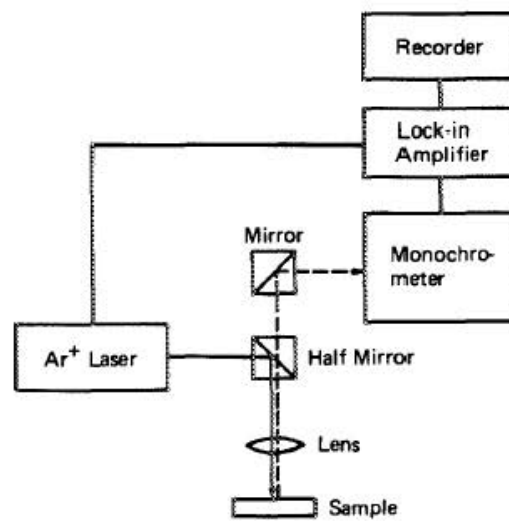


图 4-6 微区拉曼光谱测量腔面温度的示意图

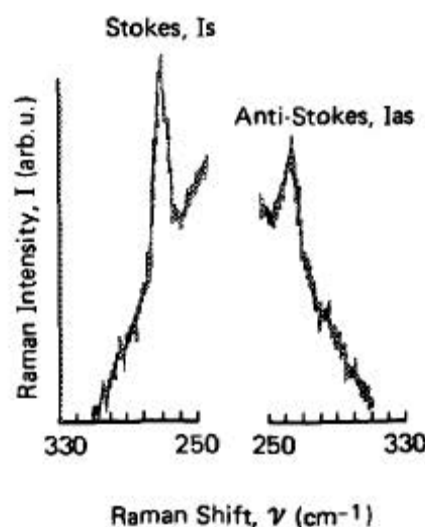


图 4-7 Stokes 强度和 anti-Stokes 强度

(2) 阈值电流^[72]

半导体激光器在工作状态下产生的热使有源区温度增加,从而导致载流子限制减弱,非辐射复合增加,使得阈值电流增加,微分量子效率降低。依据半导体激光器阈值电流 I_{th} 、斜率效率 K 与温度的关系推导出工作状态下,有源区的相对热沉的温度升量 ΔT :

$$\exp\left(\frac{\Delta T}{\theta}\right) = \frac{\Delta P}{I_a(K - \alpha\Delta T)} + \frac{K}{(K - \alpha\Delta T)} - \frac{\alpha I \Delta T}{I_a(K - \alpha\Delta T)} \quad 4.3$$

其中, θ 、 α 为常数, I 为工作电流, I_{th} 、 K 为有源区温度与热沉温度相同时的阈值电流和斜率效率, ΔP 为有源区的相对热沉的温度升量 ΔT 时的功率降。文献中假设斜率效率随温度变化很小,因而忽略斜率效率随温度的变化时,上式可以简化为:

$$\exp\left(\frac{\Delta T}{\theta}\right) = \frac{\Delta P}{I_a K} + 1 \quad 4.4$$

(3) 反射调制技术^[73]

激光器腔面反射率与腔面温度有密切的关系:

$$\Delta T = C \times \Delta R / R \quad 4.5$$

对于 (Al)GaAs, $C = (4 \pm 0.5) \times 10^3 K$; 对于 (Al)GaInP, $C \approx 4.75 \times 10^3 K$ 。

当激光器的脉冲电流下工作时,激光器的腔面温度会发生极大值和极小值交

替变化，相应的腔面发射率也会发生在极大值和极小值之间交替变化。用连续输出 Ar^+ 离子激光束照射腔面，测量其反射光强度值变化，从而得出腔面的发射率变化，进而推测出激光器工作状态下的腔面温度。

(4) 正向偏压^{[74][75]}

由肖克莱方程可以推导出正向电压 V_f 与有源区温度 T 的关系：

$$\frac{dV_f}{dT} \approx \frac{k}{e} \ln\left(\frac{N_D N_A}{N_C N_V}\right) - \frac{\alpha T (T + 2\beta)}{e(T + \beta)^2} - \frac{3k}{e} \quad 4.6$$

其中， N_A 、 N_D 、 N_C 、 N_V 分别为器件芯片的受主浓度、施主浓度、导带有效状态密度、价带有效状态密度， α 、 β 是材料特性相关常数。当在小电流注入情况下，正向电压与温度成正比。

对于 GaN 基的半导体激光器或者发光二极管，器件正向电压随着有源区温度呈非线性变化，变化比较显著，因此，通过测量正向电压的变化可以间接测量器件有源区的温度变化。对于 GaAs 基的激光器或发光二极管，正向电压随着有源区温度的变化很小，通过正向电压测量有源区温度时，相对测量误差较大。

(5) 波长漂移^[74]

激光器激射波长 λ 发生漂移的因素有很多，比如有源区折射率随温度的变化，腔长随温度的变化，但是最主要的影响因素是有源区禁带宽度 E_g 随温度发生变化，造成波长发生漂移。激射波长与禁带宽度的关系表达式为：

$$\lambda = \frac{hc}{E_g} \quad 4.7$$

式 4.7 对温度 T 求导可得：

$$\frac{d\lambda}{dT} = -\frac{hc}{E_g^2} \cdot \frac{dE_g}{dT} = -\frac{hc}{(hc/\lambda)^2} \cdot \frac{dE_g}{dT} = -\frac{\lambda^2}{hc} \cdot \frac{dE_g}{dT} \quad 4.8$$

激光器的禁带宽度(dE_g/dT)随温度的变化量在高于 150 K 时是线性的^[42]，与之相对应的波长随温度的变化量在高于 150 K 时也是线性的，因此，激光器的有源区温度与波长的关系可以表示为：

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} = \frac{d\lambda}{dT} = -\frac{\lambda^2}{hc} \cdot \frac{dE_g}{dT} \quad 4.9$$

即

$$\Delta T = \frac{\Delta\lambda}{-\frac{\lambda^2}{hc} \cdot \frac{dE_g}{dT}} \quad 4.10$$

其中 $\Delta\lambda$ 是波长漂移量, ΔT 是相应的有源区温升量。

4.2.2 功率-阈值电流法测量有源区温度

微区拉曼光谱和反射调制技术能够精确测量有源区的温度,但是对测量设备具有较高的要求,测量过程也比较复杂,因此,不适合于普遍应用。正向偏压不适用于 GaAs 基半导体激光器的有源区温度测量。波长漂移测量有源区温度的原理是激光器有源区的禁带宽度随温度发生变化,造成波长发生漂移。因此,波长漂移能够测量有源区温度。阈值电流方法测量有源区温度的理论基础是阈值电流随温度呈现指数变化,斜率效率随温度呈现线性变化。实际上,斜率效率随温度也呈现指数变化趋势。我们对阈值电流方法进行改进,提出了利用功率和阈值电流测量激光器有源区温度的方法。

对于宽面半导体激光器来说,在高于阈值电流的操作下工作时,输出功率可表示为:

$$P = (I - I_{th})K \quad 4.11$$

其中, I 代表工作电流, I_{th} 是阈值电流, K 是斜率效率,可以表示为宽面半导体激光器结电压 V_D 与微分量子效率 η_D 的乘积:

$$K = V_D \eta_D \quad 4.12$$

半导体激光器在工作状态下产生的热使有源区温度增加,阈值电流增加,微分量子效率降低。半导体激光器阈值电流、微分量子效率与温度的关系可以由下面经验公式表示:

$$I_{th}(T) = I_{th0} \exp(T/T_0) \quad 4.13$$

$$\eta_D(T) = \eta_{D0} \exp(-T/T_1) \quad 4.14$$

其中, T_0 , T_1 分别表示阈值电流和微分量子效率的特征温度, I_{th0} , η_{D0} 是

常数。

宽面半导体激光器的结电压会随着温度的升高而减小^[76]，可表示为：

$$V_D(T) = V_D(T_r) - \gamma \Delta T \quad 4.15$$

γ 为温度系数。对 GaAs 系半导体激光器， $\gamma \approx 0.4 - 0.5 \text{ mV/}^\circ\text{C}$ ，可以忽略其结电压随温度的变化，令 $\gamma = 0$ ，则斜率效率随温度的变化和微分量子效率随温度的变化一致：

$$K(T) = K_0 \exp(-T/T_1) \quad 4.16$$

宽面半导体激光器在极窄电流脉冲宽度 t 下工作时，有源区温度升高很小，如图 4-8，有源区温度近似等于热沉温度 T_r ，此时输出功率 $P(T_r)$ 可表示为：

$$P(T_r) = (I - I_a(T_r)) K(T_r) \quad 4.17$$

当电流脉冲宽度增加 Δt 时，有源区温度随之升高 ΔT 时，相应的功率会降低 ΔP ，功率可表示为：

$$P(T_r + \Delta T) = P(T_r) - \Delta P = (I - I_a(T_r + \Delta T)) K(T_r + \Delta T) \quad 4.18$$

将公式 4.11、4.13、4.16、4.17 代入到式 4.18 中并整理可得到出：

$$\Delta T/T_1 - \log(\exp(-\Delta T/T_0) - I/I_a(T_r)) = -\log(1 - I/I_a + \Delta P/I_a(T_r) K(T_r)) \quad 4.19$$

公式 4.19 说明当已知 T_0, T_1 时，测量功率变化 ΔP 可以推测出有源区温升 ΔT 。

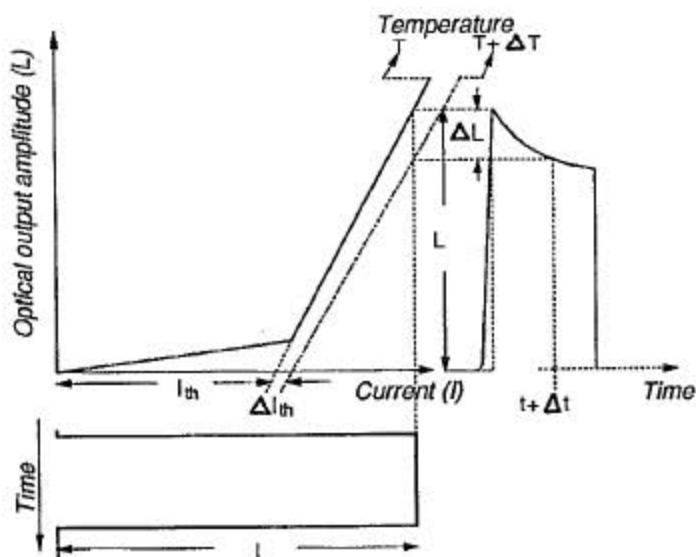


图 4-8 阈值电流和功率随温度的变化

4.2.3 有源区温度测试结果

我们对 GaAsP/AlGaAs 列阵进行两种形式的封装,如图 4-9 所示,A 型封装是指标准的 CS 封装激光器,B 型封装是指先将芯片用钎焊接在两个工字型小热沉上,然后再用焊膏焊接在 25mm(长)×25mm(宽)×8mm(厚)铜热沉上。首先测量特征温度 T_0 , T_1 : 在热沉温度分别为 25℃, 35℃, 45℃, 55℃, 工作电流为 100 A, 重复频率 1000 Hz, 占空比为 0.1% 时, 测量 A、B 两种封装激光器的光功率和电压, 结果如图 4-10、图 4-11, 计算出器件的斜率效率, 通过测得曲线的线性部分外推得出激光器的阈值电流^[29]。然后根据测量的阈值电流和公式 4.13、4.16, 推测出 A、B 封装激光器的特征温度 T_0 , T_1 , 如图 4-12、图 4-13, $T_{0A}=143.6^{\circ}\text{C}$, $T_{0B}=153.7^{\circ}\text{C}$, $T_{1A}=360.2^{\circ}\text{C}$, $T_{1B}=288.9^{\circ}\text{C}$ 。最后依据公式 4.19 和测量的随着占空比增加时的功率降, 推测出不同占空比时, A、B 两种封装激光器的有源区温度相对于热沉温度的升量 ΔT , 结果如图 4-14 所示。

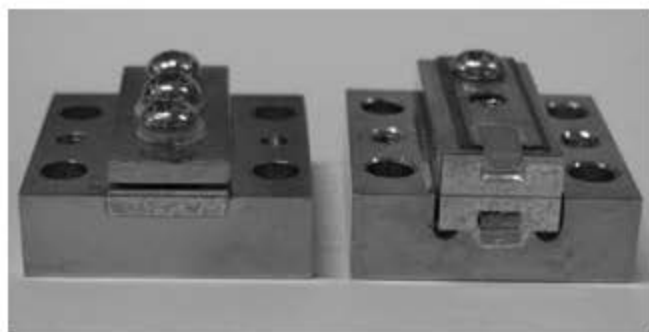


图 4-9 A 型(左边)和 B 型(右边)封装激光器结构示意图

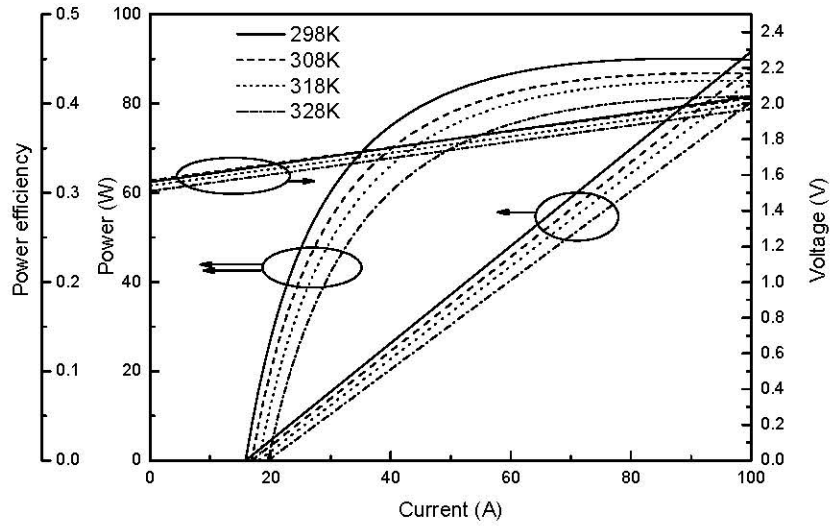


图 4-10 A 型封装激光器的功率-电压-功率转换效率-电流曲线

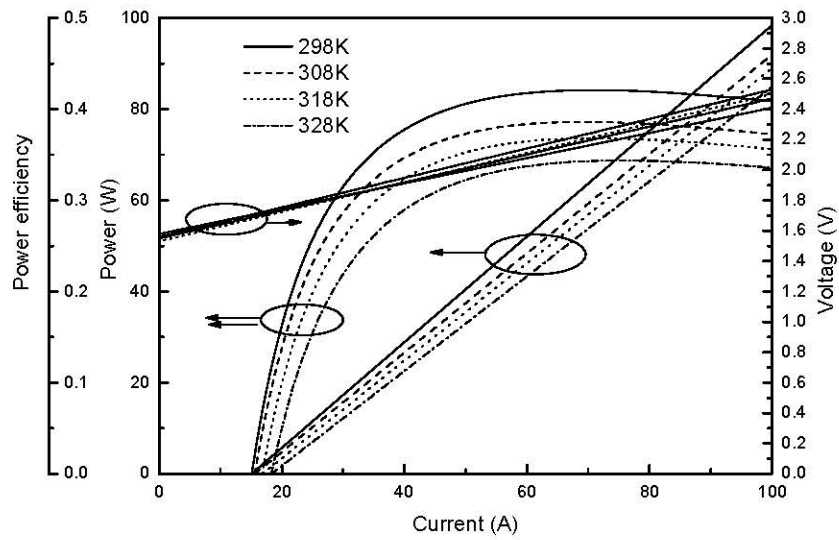


图 4-11 B 型封装激光器的功率-电压-功率转换效率-电流曲线

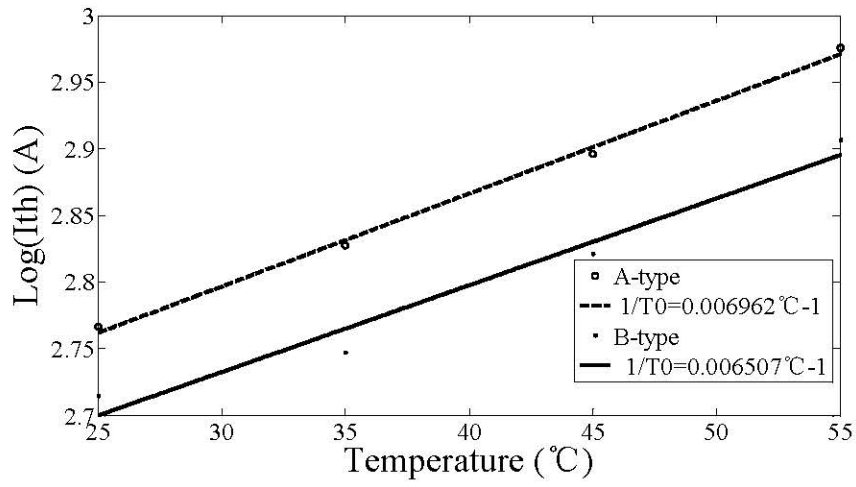


图 4-12 阈值电流的自然对数与温度的拟合曲线

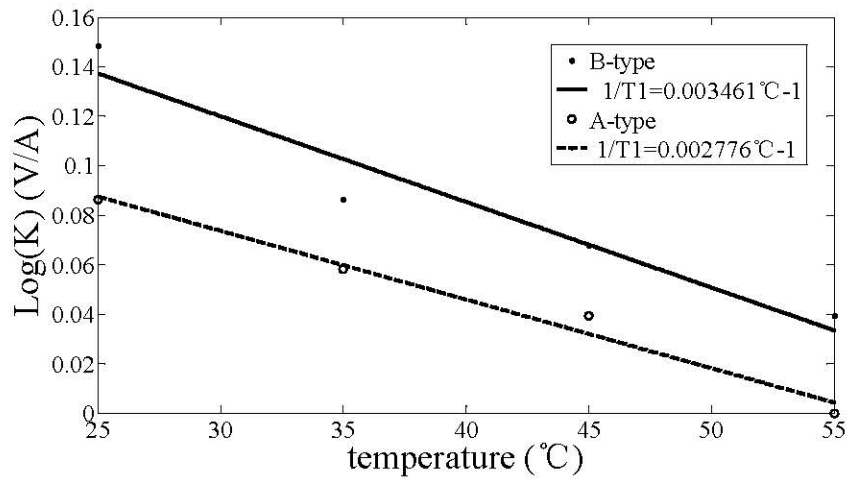


图 4-13 斜率效率的自然对数与温度的拟合曲线

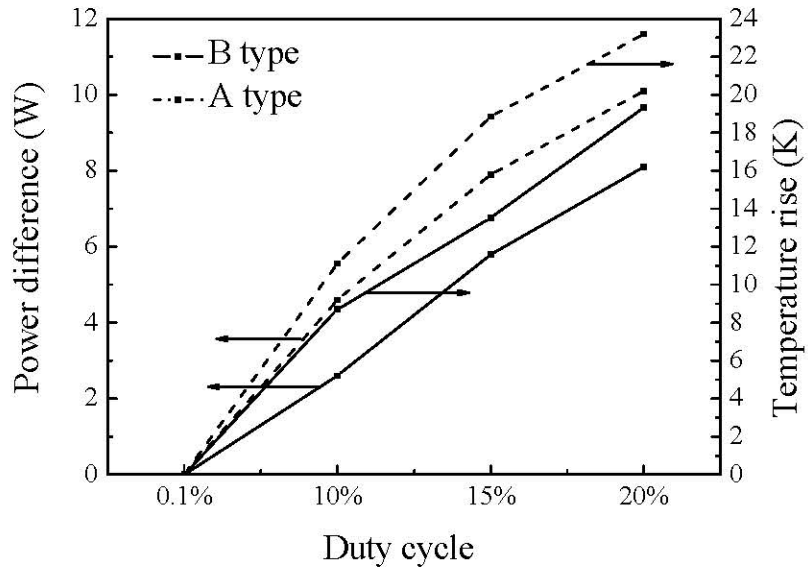


图 4-14 A 型封装激光器（虚线）和 B 型封装激光器（实线）的波长漂移量和有源区温升量

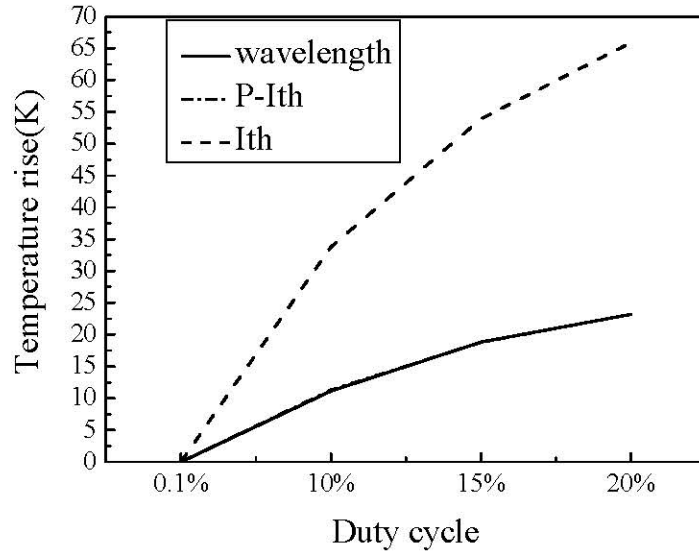


图 4-15 A 型封装激光器在不同占空比下的有源区温度曲线

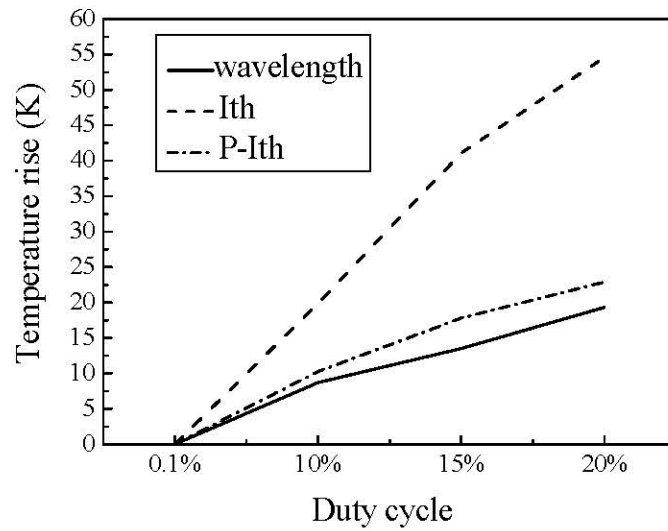


图 4-16 B 型封装激光器在不同占空比下的有源区温度曲线

图 4-15 和图 4-16 是 A 型封装激光器和 B 型封装激光器的有源区温度，虚线、点划线和实线分别是采用阈值电流方法、功率-阈值电流方法、波长漂移方法测量的有源区温度曲线。通常情况下，波长漂移方法测量值能够准确表示出有源区的温度。从图中可以看到，用功率-阈值电流方法的计算结果的最大偏差为 4.2K，而用阈值电流方法的最小偏差也为 9K 以上，说明功率-阈值电流方法的计算结果与波长漂移方法更接近，更能真实的反应有源区的温度变化。

随着占空比增加，进入到有源区的载流子密度增加，导致非辐射复合增加，焦耳热也增加，使得功率减小。B 型封装激光器的有源区温度比 A 型封装激光器的温度低些，这说明 B 型封装激光器的工字型热沉能够对激光器芯片的 P 面和 N 面同时散热，从而散热性能更好。表 4-1 是由图 4-14 的数据和公式 4.19 计算的热沉温度为 25 °C，工作电流为 100 A，不同占空比时两种激光器样品的热阻。激光器的热阻可以表示为：

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{therm}} = \frac{\Delta T}{P_{input} - P_{light}} \quad 4.20$$

表 4-1 计算的两种封装激光器的热阻

占空比	R_{thA} (K/W)	R_{thB} (K/W)
10%	0.0975	0.0718
15%	0.1621	0.1104
20%	0.1980	0.1588

通过表 4-1 中的数据可以看出，B 型封装激光器的热阻比 A 型封装激光器小，也说明双边冷却激光器比单边封装激光器的散热性能更好，所以能够提高输出功率，减小阈值电流。实际上双边封装形式在文献[77]中提到过，不过是采用两个微通道热沉对列阵的 P 面和 n 面进行冷却。

B 型封装这种双边冷却封装方式需要的工作电压比传统 CS 封装激光器大，从而导致器件的电光转换效率只有微弱地增加。因此，需要继续优化制作工艺来降低工作电压，以此提高电光转换效率。B 型封装激光器是通过两次焊接完成的，芯片与工字型热沉通过电镀钢串联使用，工字型热沉和铜块热沉通过焊膏串联使用。电镀的钢焊接层中极易产生缺陷，例如空洞、裂缝或气泡，这些缺陷会造

成激光器的导电能力减弱,整体电阻增加,同时还会使缺陷周围的热阻发生变化,从而在焊接层产生脆弱的区域,会加速激光器寿命的衰减;同时,钎焊接界面层厚度过大时,导致器件的散热性能减弱,热阻增加。因此,我们可以通过蒸镀钎减少空洞,并且焊接前使样品在熔点以下充分预热,同时严格控制焊接温度,焊接时提高夹具压力,以此减少钎焊料的空洞缺陷密度,适当降低钎焊接层的界面厚度,提高导电和散热能力。

4.3 小结

本章首先对 $800\text{nmGaAs}_{0.86}\text{P}_{0.14}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 列阵进行封装测试,激光器在热沉为 25°C 时,占空比为 20%,脉冲电流为 106.5A 时,峰值功率达到 100.9W。阈值电流为 12.3A,斜率效率为 1.08W/A。

随着占空比的增加,进入到有源区的载流子密度增加,导致非辐射复合增加,焦耳热也增加,使得有源区温度增加,阈值电流、斜率效率和输出功率都有所减小,这些参数可以作为测量有源区温度的依据。对阈值电流测量有源区温度方法进行修正,提出了一种测量有源区温度的方法:功率-阈值电流。利用这种方法测量两种封装方式的 $800\text{nmGaAs}_{0.86}\text{P}_{0.14}/\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 列阵的有源区温度,结果表明双边冷却封装激光器的有源区温度比 CS 封装激光器低,输出功率比 CS 封装激光器高,阈值电流比 CS 封装激光器低,说明双边冷却封装的散热性能更优。双边封装激光器在占空比为 20%时,热阻为 0.1588K/W,与传统的 CS 封装激光器相比热阻减小了 0.03K/W。但是双边冷却封装激光器的电光转换效率只有微弱地增加,这是因为其工作电压比较大的缘故。为此可以通过蒸镀钎焊料来减小其缺陷,提高器件的散热性能,减小热阻。

第 5 章 大功率半导体激光器的封装应变研究

器件封装对于大功率半导体激光器列阵来说是非常重要的工艺步骤。从技术上来说,未封装的激光器芯片是不能使用的,封装质量的好坏严重影响了激光器列阵的主要输出特性,例如器件的功率、波长和偏振特性,同时影响半导体激光器的可靠性和寿命^[79]。从经济角度来看,封装过程,包括测试和质量控制测量使激光器生产成本明显提高。由于制定的标准高,比如必须满足的对准精度,器件制作的准备工作,以及焊接过程控制,高度专业化的设备是非常必要的。这导致封装过程超过了激光器列阵生产成本的 50%。

激光器在封装过程中,当热沉和激光器芯片同时从焊接温度降温至室温时,由于激光器芯片与热沉热膨胀系数的不同,芯片被热沉压缩或拉伸,从而产生由封装引起的应变,并被引入到激光器有源区中。这不仅限制了激光器的输出功率、波长稳定性、寿命、温度均匀性和可靠性,同时还将在器件中引入“smile”效应,对半导体激光器准直、光束整形^[78]和光纤耦合造成困难^[79]。因此,测量封装过程引入的应变对于激光器的应用是非常重要的。本章,我们首先研究了产生封装引入应变的原理,其次,基于电致发光谱的方法,在理论上推导了大功率半导体激光器偏振度值与有源区应变值的关系。从实验上测量了激光器列阵封装后的有源区应变值,并采用有限元方法对封装后的有源区应变进行了模拟对比。针对测量结果,提出了减小封装引入的几点措施。

5.1 产生封装应变的原理

5.1.1 激光器封装焊接原理

由于激光器的输出功率高,体积小,导致器件工作过程中产生的废热很多,例如,一个 $10\times 1\text{mm}$ 的激光器列阵的输出功率为 50W,电光转换效率为 50%,

那么器件同时产生 50W 废热, 即热流密度为 $500\text{W}/\text{cm}^2$ 。为了维持器件的高效率和长寿命, 器件的有源区温度应该保持在较低的温度, 因此, 对器件进行封装冷却, 将废热从器件中移除是非常重要的。对于器件的封装, 必须满足下面的要求:

- (1) 机械稳定性好;
- (2) 与器件 p 面和 n 有良好的电接触;
- (3) 能够有效移除器件中的废热。

5.1.2 封装引入应变产生的原因

器件封装过程中, 热沉和激光器芯片需要同时从焊接温度降温至室温。由于激光器芯片和热沉的热膨胀系数不同, GaAs 基激光器芯片的热膨胀系数约为 $6.5 \times 10^{-6}\text{K}^{-1}$, 铜热沉的热膨胀系数为 $16.5 \times 10^{-6}\text{K}^{-1}$, 大量的应变被引入到芯片中, 在芯片和热沉中间形成了一个不牢固的、变形了的焊接层, 所以, 器件封装需要额外的焊接层作为过渡层, 减小被引入到芯片中的应变。大功率激光器常用铟焊料和金锡焊料封装激光器芯片, 铟焊接和金锡焊接也称为非常重要的焊接技术。

铟焊接技术可以尽可能地在器件封装(冷却阶段)时和器件工作状态下补偿热沉材料和激光器阵列 GaAs 材料的热膨胀系数失配, 因为铟非常柔软并具有很好的延展性, 是一种软焊料。焊接材料能够限制作用在激光器阵列上的最大机械载荷, 一般地, 1mm^2 的铟焊料大约产生 1.5N 的应力。铟焊料的延展性非常好, 空洞和裂缝也比较少, 能够补偿由于热膨胀在热沉和阵列之产生的位错, 与阵列金层粘连的铟层的润湿特性也非常好。铟焊料的缺点是当在铟界面发生机械或热机械循环时, 塑性变形速率很高, 焊接温度变低。

同铟焊料相比, 金锡焊料属于硬焊料, 不能补偿应力和应变, 如图 5-1, 由热沉和 GaAs 阵列失配产生的应力完全转移到器件阵列中。金锡焊料的优点是可靠性好, 适用于高温条件下工作, 尤其可在军事上应用; 金锡焊料在弹性变形范围内不会衰减, 并且能够限制高电流注入时发生电迁移, 限制周期应力产生的空隙和裂缝。如果金锡直接用在普通的铜热沉上, 阵列在降温冷却过程中易发生断裂, 因此, 使用金锡焊料时, 需要注意优化热循环过程和减小热阻之间需要均衡。

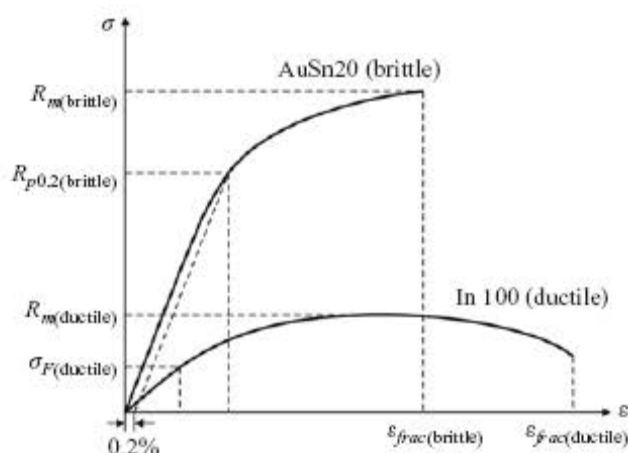


图 5-1 钢焊料和金锡焊料的应力特性

图 5-1 中可以看到，热循环中由于钢焊料通过塑性变形可以补偿部分由于热沉和列阵的热膨胀系数失配引起的封装引入应变，却不能完全消除封装引入应变，因此，激光器列阵的封装引入应变是不可避免的。整个列阵区域内有无穷多个微小应力载荷，这些载荷叠加后产生了应力集中，位置在激光器列阵的中心位置。

5.2 封装引入应变的测量方法

芯片封装工艺作为激光器制作的重要工艺，是大功率半导体激光器应用的重要限制因素。测量封装过程引入的应变对于激光器的应用是非常重要的，也引起了人们的研究兴趣。目前，封装引入应变的测量方法主要有微光致发光谱、傅里叶变换光电流谱、电致发光谱、激光束感生电流技术和电子束感生电流技术等。

5.2.1 已有的测量封装引入应变的方法

(1) 微光致发光谱

图 5-2 是微光致发光谱系统结构图。激励源可以是连续激光或脉冲激光。激光束通过透镜扩束成与物镜入瞳尺寸大小相同的光束，光束经过分光镜反射后，反射光经过显微物镜聚焦在样品表面，再经过样品表面吸收发射后得到了 PL 信号，PL 信号经由显微物镜收集传播，经过分光镜和透镜，成像在显微镜的像面

处，在像面处放置一些不同尺寸的孔径光阑，通过移动孔径光阑，可以检测出样品表面的不同位置的光强。对于连续测量，PL 信号由双光栅单色仪和需要冷却的 CCD 相机记录。对于脉冲测量，PL 信号由快速扫描照相机和能够进行光子计数的 CCD 相机记录^[84]。

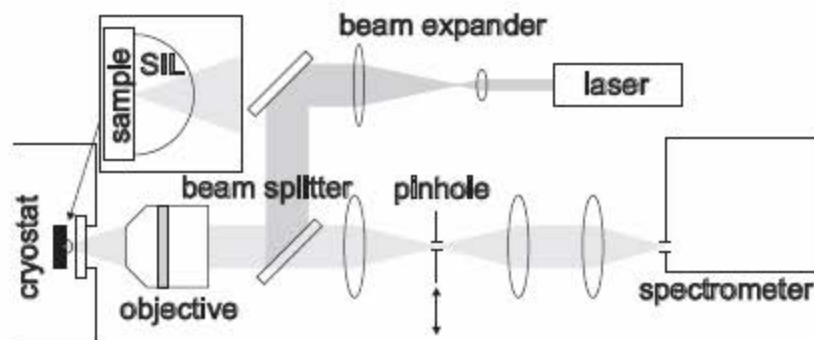


图 5-2 微光致发光谱系统结构图

对于如图 5-3 所示的半导体激光器来说，为了测量激光器有源区内被引入的封装应变值，不需要进行二维扫描，只需沿着 H 线和 V 线进行扫描，H 线沿着激光器阵列方向，V 线垂直于激光器阵列的外延方向。如果需要测量激光器阵列中各个发光单元的封装引入应变值，则应该在 H 线上选择合适的点间隔进行测量 PL 信号。测量时需要测量沿着 H 线上同一材料有应变时和没有应变时的光谱信号，两者的光谱偏移按照实验测得变形电势转换成相应的封装引入应变值^{[81][82][83]}。

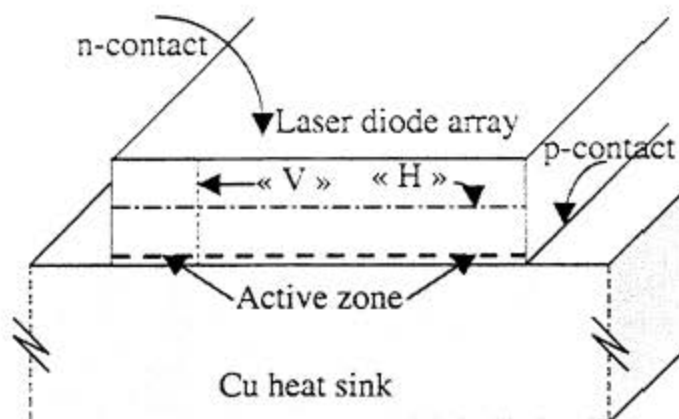


图 5-3 激光器列阵封装结构图。H 线和 V 线为 μ -PL 谱测量的水平方向和垂直方向的扫描线

(2) 傅里叶变换光电流谱

傅里叶变换光电流谱是由光源发出的光经过傅里叶变换红外分光计分光后照射到被测样品上，进而产生光电流谱，被测样品相当于一个外置的探测器。图 5-4 是傅里叶变换光电流谱的装置图^[85]。

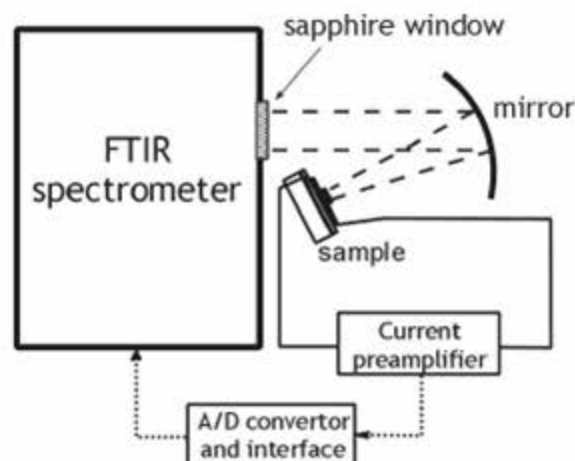


图 5-4 傅里叶变换光电流谱的装置图

测量过程包括三个基本步骤。首先测量照明光源光谱强度的基线。其次，测量对应基准的样品信号。由照明光源发出的光束入射到半导体激光器的前腔面上，反射光经过一个低噪声前置放大器后，其信号传输到分光计中。需要注意的

是样品信号的测量与镜面的移动速度(扫描速度)有关。镜面的移动速度不同,测量结果也不同。一般情况下,高频信号会有所衰减。所以,测量样品信号时需要测量不同镜面移动速度时的样品信号,然后依据样品信号与镜面移动频率的关系对样品信号进行修正。实际上,测量基线信号时也需要修正。最后,样品信号与基线的比值就是光谱响应值,再将数据叠加,从而得出光谱响应值。

对于半导体激光器,为了测量光电流谱,照射光源必须照射到样品上并且产生非平衡载流子。最简单的情况,当激射光子能量高于材料的禁带宽度时,样品表面就会有吸收。对于较小光子能量,还要考虑在波导层之间和包层之间的光吸收,包括波导中光学模式的影响。样品吸收激射光后产生了非平衡载流子,这些载流子可能是自由载流子或被限制在库仑阱内,如由量子阱或缺陷。即使在室温状态下,这些非平衡载流子不稳定,极易进行热电子发射,所以这些非平衡载流子称为准自由载流子。这些产生的准自由载流子在 $p-n$ 结的内电场或外加电场的作用下会发生迁移,准自由载流子迁移用电流表测量得到的数据就是光电流值。

从图 5-5 中可以看到,当小于激射能量时,光电流信号很小,这些信号是由波导层内的缺陷或杂质吸收光子能量产生的。当达到激光器的激射能量时,光电流信号产生锐边,这是因为量子阱内有大量的光跃迁。当光子能量增大时,还有一个边出现,这是由于波导层或量子阱垒层的光吸收产生的。当光子能量更大时,光电流信号减小。这是因为包层开始吸收光子产生非平衡载流子,由于包层内没有电势差,所以这些非平衡载流子不能形成光电流信号,从而导致光电流信号减弱。测量得到的光电流是吸收激射光子的区域产生的,所以测量光电流谱就是测量量子阱或波导层或包层的吸收光谱。半导体激光器的量子阱内,波导层内或包层内吸收光子产生的光电流对应着相应带隙宽度,量子阱的带隙宽度与应变有直接关系,所以测量光电流谱^{[83][86][87][88][89]}可以间接定量测量器件有源区的应变值和封装引入应变值。

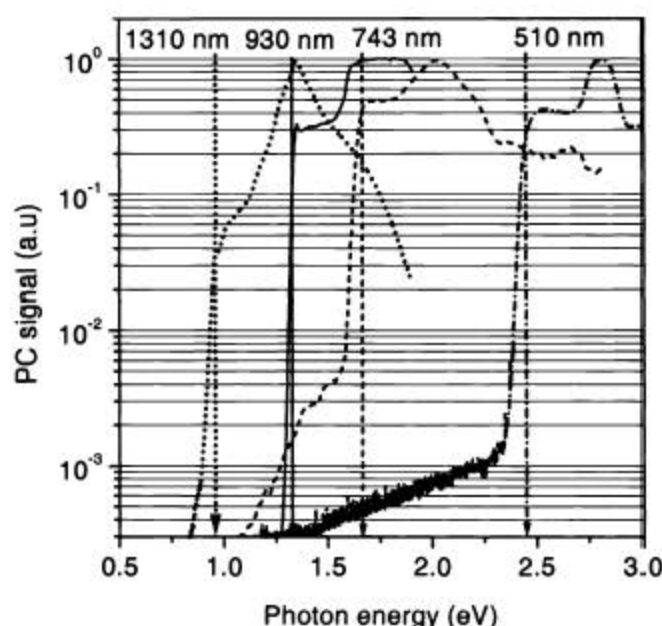


图 5-5 波长分别为 1.3 μm (点线)、930nm(实线)、743nm(划线)、510nm(点划线)激光器的光电流谱。横坐标为光子能量, 纵坐标为光电流信号^[89]

(3) 激光束感生电流技术和电子束感生电流技术

激光束感生电流技术和电子束感生电流技术^[89]也可以用来测量激光器的封装引入应变。其主要测量原理是采用单色光源(激光束)对样品进行扫描, 然后得出光电流扫描图谱。如果激发激光只起到生成有效的非平衡载流子对的作用, 激发波长需要大于样品的材料的结构禁带宽度。

5.2.2 电致发光谱测量封装引入应变

通过对封装引入应变的研究, 提出了电致发光谱可以定性和定量测量封装引入应变。

测量时, 激光器所加工作电流应小于激光器的阈值电流, 这是由于当工作电流大于阈值电流时, 激光器的热分布不一致, 有源区的载流子会重新分布, 因此造成测量结果不准确。并且, 测量样品需要安装在可调整的高精度温度控制器上来严格控制样品温度。样品发出的光通过显微物镜放大后, 在像面处放置一个孔径光阑, 光束经过孔径光阑后经过偏振分光棱镜, 光束分成 TE 偏振光和 TM 偏振光, 然后分别用 Si 光敏二极管接收光强度信号, 并推算出激光器列阵的偏振

度值。通过移动样品，可以检测出样品表面的不同位置的光强度信号，计算不同位置的偏振度值。激光器的偏振度值反映了激光器有源区中量子阱的导带到重空穴带和导带到轻空穴带的禁带宽度变化，因此通过测量激光器输出光的偏振度可以间接测量激光器在封装过程中引入的应变，可以作为一种简单有效的激光器封装引入应变的测量方法。

下面从理论上推导封装引入应变与激光器偏振度之间的关系。激光器的偏振度可以表示为：

$$\rho = \frac{P_{TM} - P_{TE}}{P_{TM} + P_{TE}} = \frac{\frac{P_{TM}}{P_{TE}} - 1}{\frac{P_{TM}}{P_{TE}} + 1} \quad 5.1$$

这里， P_{TE} 和 P_{TM} 分别是横电场(TE)功率和横磁场(TM)功率。半导体激光器在高于阈值电流工作时，激光器的热分布不一致，发光单元的功率也会重新分布，此时测量的激光器偏振度值不能准确代表激光器由封装过程引入的应变。因此，为了避免热和载流子的重新分布，实现对封装引入应变的准确测量，要求测试的半导体激光器在阈值电流之下工作。激光器在阈值电流以下工作时，增益不足以补偿腔体损耗，生成的光子不能得到净放大，激光器只有自发发射现象。光子密度的速率方程可以表示为^[40]：

$$\frac{dN_p}{dt} = \Gamma v_g g N_p + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{N_p}{\tau_p} \quad 5.2$$

其中， Γ 为限制因子， v_g 为群速度， g 为器件材料增益， N_p 为稳态光子密度， β_{sp} 为自发发射因子， R_{sp} 为自发复合速率， τ_p 为光子衰减常数。自发发射因子 β_{sp} 代表总自发发射进入有用模式的部分，其值等于单模自发发射速率(R_{sp})与所有模式的自发发射速率($R_{sptotal}$)的比值，即：

$$\beta_{sp} \equiv \frac{R_{sp}}{R_{sptotal}} \quad 5.3$$

在稳态情况下， $dN/dt=0$ ， $R_{st} \approx 0$ ，因此，有源区内单位体积注入电子速率与

自发复合速率、非辐射复合速率、载流子泄露速率之和相等：

$$\frac{\eta_i I}{qV} = R_{sp} + R_{nr} + R_l \quad 5.4$$

η_i 是内量子效率， I 为工作电流， V 有源区体积， R_{nr} 是非辐射复合速率， R_l 是载流子泄露速率。求解方程 5.4 可以得出 R_{sp} ，但是 $R_{nr}+R_l$ 与 I 之间准确的关系不确定，因此上式只是一个参数方程。由此，定义一个辐射效率 η_r ：

$$\eta_r = \frac{R_{sp}}{R_{sp} + R_{nr} + R_l} \quad 5.5$$

光子衰减常数可以写成：

$$\frac{1}{\tau_p} = v_g (\alpha_i + \alpha_m) \quad 5.6$$

α_i ， α_m 分别表示内部损耗和端面损耗。

激光器在阈值电流以下工作时，在稳态情况下，器件只有自发发射起作用，因此公式 5.2 中的受激发射项可以忽略，可以得到：

$$N_p = \Gamma \beta_{sp} R_{sp} \tau_p, \quad (I < I_{th}) \quad 5.7$$

自发发射功率 P_0 与光子密度成正比：

$$P_0 = v_g \alpha_m N_p h\nu V_p \quad 5.8$$

将公式 5.7 代入到式 5.8 中，可以得到激光器在阈值电流以下工作时，输出功率可以表示为：

$$P(I < I_{th}) = \eta_r \eta_i \left(\frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \right) \frac{h\nu}{q} \beta_{sp} I \quad 5.9$$

依据公式 5.9 可见，激光器输出功率与辐射效率、内量子效率、端面损耗、内部损耗、有源区体积、自发发射速率和工作电流有关，其中，内部损耗和内量子效率与激光器的模式无关^[44]，所以对于同一个激光器，TE 模偏振和 TM 模偏振的内部损耗和内量子效率相同。由于激光器的腔面光学膜的带宽很宽，不同模式的光具有相同的反射率，所以激光器的 TE 模偏振和 TM 模偏振的端面损耗也

相同。因此对于 TE 模偏振和 TM 模偏振的自发发射功率来说, 两者差别主要体现在自发发射速率 R_{sp} 和光子频率不同。在低注入水平下, 自发发射速率可以表示为^[44]:

$$R_{sp} = A \frac{m_r^*}{d \pi \hbar^2} \exp\left(\frac{\Delta F - \hbar \omega}{KT}\right) \quad 5.10$$

ΔF 是费米能级差, m_r^* 是谐振子有效质量:

$$m_r^* = \frac{m_c^* m_v^*}{m_c^* + m_v^*} \quad 5.11$$

d 是有源区厚度, A 是自发发射系数:

$$A = \frac{nq^2 E_q^2}{4\pi \epsilon_0 m_c^* \hbar^2 c^3} \quad 5.12$$

其中,

$$E_q = E_g + E_{c1} + E_{v1}, \quad E_{c1} = \frac{\hbar^2}{2m_c^*} \left(\frac{\pi}{d}\right)^2, \quad E_{v1} = \frac{\hbar^2}{2m_v^*} \left(\frac{\pi}{d}\right)^2 \quad 5.13$$

可见自发发射系数 A 与激光器有源区的禁带宽度有关, 不仅如此, 出光频率也与激光器有源区的禁带宽度有关, 由此可以推出 TM 模和 TE 模的功率比值与禁带宽度的关系。将公式 5.3、5.10、5.11、5.12、5.13 代入到公式 5.9 整理可以得出 TM 偏振和 TE 偏振的功率比 P_{TM}/P_{TE} 为:

$$\frac{P_{TM}}{P_{TE}} = \frac{E_{qTM}^5}{E_{qTE}^5} \cdot \left(\frac{m_{vTM}^* (m_c^* + m_{vTE}^*)}{m_{vTE}^* (m_c^* + m_{vTM}^*)} \right)^2 \cdot \exp\left(2 \frac{E_{qTE} - E_{qTM}}{kT}\right) \quad 5.14$$

其中, E_{qTE} 、 E_{qTM} 分别表示激光器量子阱的导带到重空穴带和导带到轻空穴带的禁带宽度, 依据公式 5.13, E_{qTE} 、 E_{qTM} 可以表示成:

$$E_{qTE} = E_{g0} + \Delta E_{TE} + \frac{\hbar^2}{2m_c^*} (\pi/d)^2 + \frac{\hbar^2}{2m_{LH}^*} (\pi/d)^2 \quad 5.15$$

$$E_{qTM} = E_{g0} + \Delta E_{TM} + \frac{\hbar^2}{2m_c^*} (\pi/d)^2 + \frac{\hbar^2}{2m_{HH}^*} (\pi/d)^2 \quad 5.16$$

由公式 3.7、3.8、5.1、5.14、5.15 和 5.16 可以看出激光器的偏振度和禁

带宽度有关,量子阱的禁带宽度与有源区应变的关系在第三章 3.1.1 中详细介绍过,因此,我们推论出由激光器的 TM 偏振和 TE 偏振的功率比或偏振度值与有源区应变关系式,这说明依据偏振度值即电致发光谱可以定性和定量测量器件的有源区应变和封装引入应变。

5.3 测量结果与分析

我们依据前面推导的激光器偏振度与封装引入应变的关系对激光器列阵进行测量封装引入应变。800nm $\text{GaAs}_{0.86}\text{P}_{0.14}$ 激光器列阵 p 面朝下焊接在铜热沉上,铜热沉上的铜焊接层采用电镀的方法制备。芯片焊接是用 Diomount MKIII 高精度半导体激光器焊接系统完成的。图 5-6 描述了激光器的连续功率电流电压 (P-I-V) 曲线,插图为输出功率为 60 W 时的光谱曲线图。铜热沉 25℃ 时,激光器在工作电流为 72.0A 时,连续输出功率达到 60W,阈值电流是 14A,斜率效率为 1.03W/A,中心波长为 800nm,光谱半高全宽为 2nm。

在测量激光器列阵有源区应变过程中,所加工作电流 $I=4.2\text{A}$,仅为阈值电流 I_{th} 的 0.3 倍,满足激光器的自发发射条件。激光器放置在可调整的高精度温度控制器上,温度控制在 25℃,控温误差 $\pm 0.1^\circ\text{C}$ 。移动器件依次完成单个发光单元的功率测量,移动步长是 200 μm 。

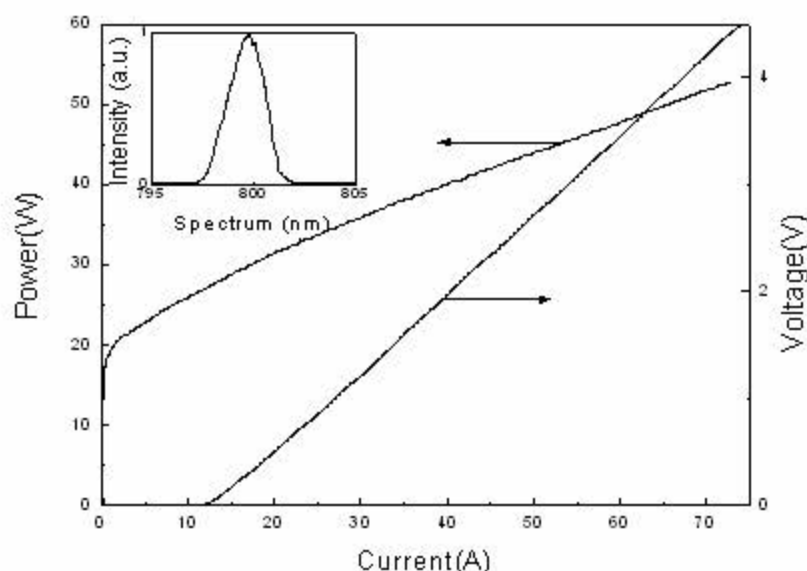


图 5-6 800 nm 激光器阵列的功率-电压-电流特性曲线。插图为激光器输出功率 60W 时的光谱曲线

图 5-7 是铜热沉 25℃ 时沿着 GaAsP/AlGaAs 激光器阵列的 49 个发光单元的 TE 偏振和 TM 偏振的功率曲线。图 5-8 是根据图 5-7 的数据按照公式 5.1 计算得出的激光器 49 个发光单元的偏振度。使用图 5-8 中的数据, 求解出封装后激光器有源区的应变值, 如图 5-9 中的虚线所示。为了比较测量结果的可靠性, 我们采用了有限元的方法对封装后有源区的应变进行了理论模拟。图 5-9 中的实线是理论模拟的有源区应变曲线。

模拟过程中, 铜热沉和激光器芯片采用弹性实体单元模型, 铟焊接层(10 μm)采用塑性实体单元模型。我们采用如下假设:

1) 考虑到激光器剪切应变对有源区带隙变化很小, 同时为了计算晶体沿 x 轴方向的应变, 假设激光器在外延层方向的应变主要是轴向应变^[87], 不考虑剪切应变。实际上剪切应变 ε_{xy} 、 ε_{yz} 、 ε_{zx} ^[87]是存在的。

2) 假设 $x=0$ mm 和 $x=10$ mm 处封装应力完全释放^[87], 即边缘处的封装应变为零。

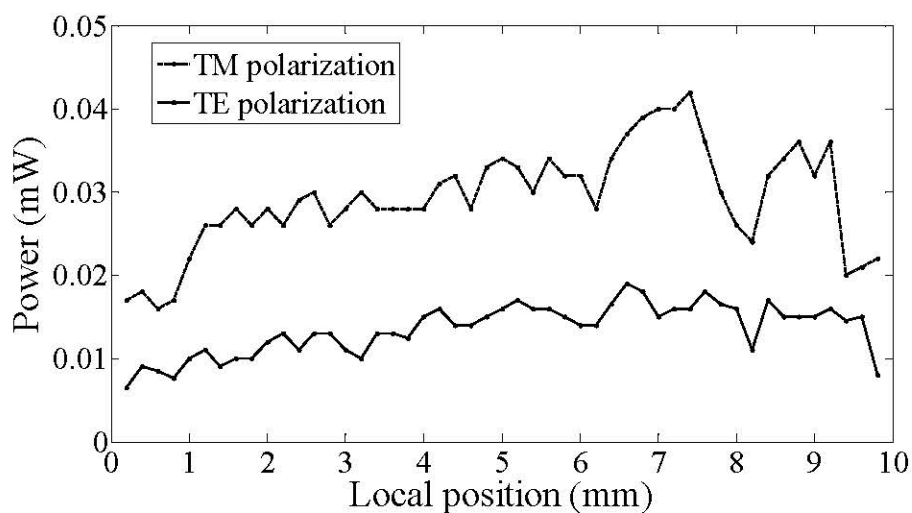


图 5-7 铜热沉 25°C 时沿着封装后 GaAsP/AlGaAs 激光器列阵的 49 个发光点的 TE 偏振(实线)和 TM 偏振(虚线)的功率曲线

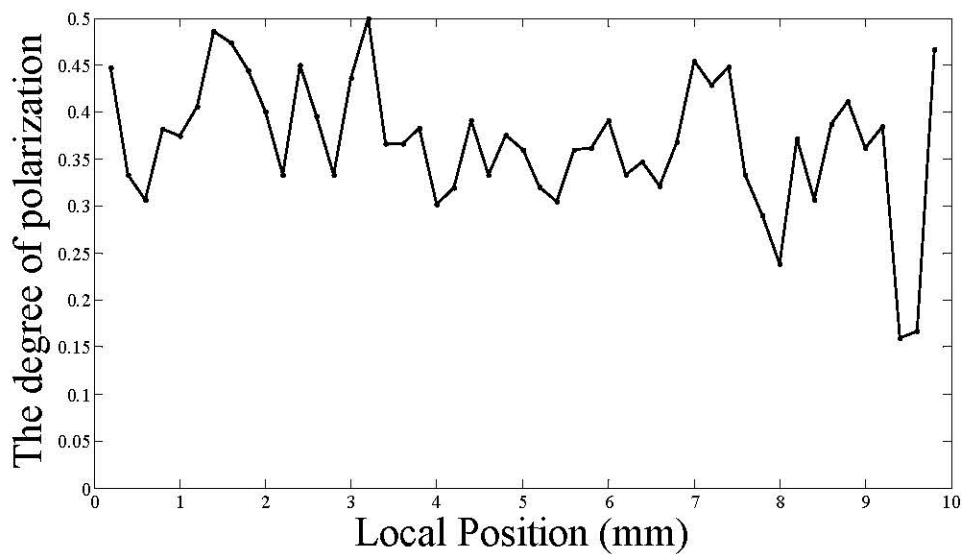


图 5-8 铜热沉 25°C 时横向位置与偏振度的变化曲线。图中的结果由图 5-7 的数据计算得出

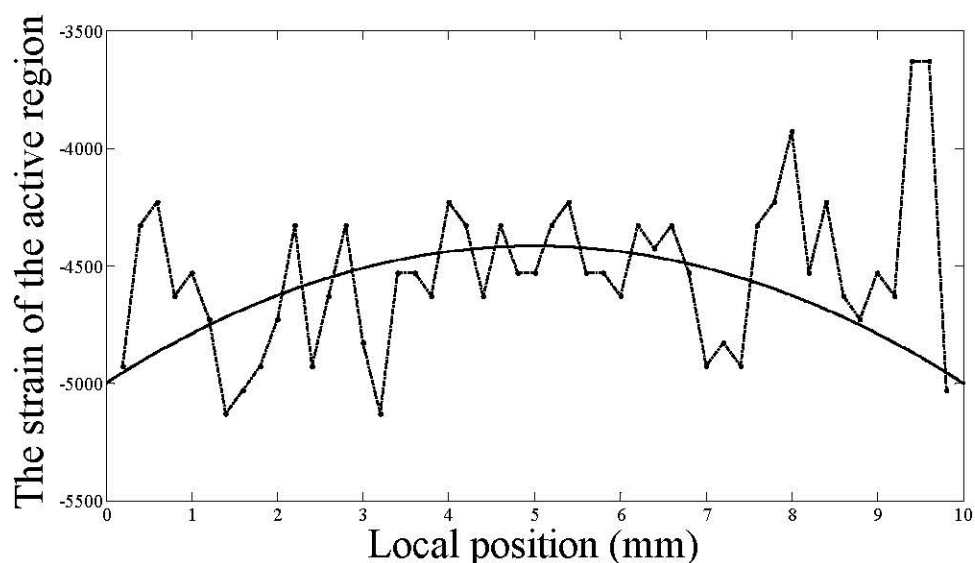


图 5-9 铜热沉 25℃横向位置与激光器有源区应变的变化(虚线)，这些数据与有限元方法模拟的激光器应变曲线(实线)基本一致

从图 5-9 中可以看出，除去波动比较大的发光单元以外，通过偏振度测量计算出的有源区应变与模拟计算出的结果比较吻合。激光器中心的应变绝对值相对较小(即中心的应变较小)，使得激光器中心量子阱的导带到重空穴带和导带到轻空穴带的带隙减小，重空穴带和轻空穴带之间的劈裂减小，从而增加了重空穴带的态密度分布，所以 TE 偏振的功率增加，偏振度减小。因此，偏振度是一个测量有源区应变的有效参数，通过测量偏振度的变化可以测量出有源区应变的变化，从而衡量激光器的封装质量的好坏。

将图 5-9 中虚线的数据与激光器有源区固有应变-5000ppm 相比较，就可以得出激光器在封装过程中引入的应变值。封装过程中由于激光器芯片被铜热沉压缩，所以器件中间部分被引入的封装应变最大。图 5-9 中虚线部分在 $x=0.2\text{mm}$ 和 $x=9.8\text{mm}$ 的应变值接近于有源区固有应变值，说明器件边缘处的封装应变很小，边缘的封装应力释放完全，证实了假设(2)是成立的。

从图 5-9 中看到，还有一些发光单元测量出的有源区应变值(虚线)与模拟结果(实线)存在较大的差距，我们分析这可能是由于在铜热沉上采用电镀方法制备的铜焊接层中存在缺陷的缘故，例如空洞、裂缝或气泡。

为了证实我们的分析，我们又在 10 个铜热沉上采用相同的电镀条件制备了相同的铟焊接层，这些铜热沉经历了与 GaAsP/AlGaAs 激光器列阵封装时相同的升温降温过程，我们对它们进行了扫描电镜测试，在所有的铟焊接层中都发现了缺陷的存在。图 5-10 是存在缺陷较多的四张铜热沉上铟焊接层的扫描电镜照片。从图 5-9 中，我们发现由于铟焊接层存在缺陷，有源区的最大应变值为 -3630ppm ，该值是有源区固有应变和封装引入应变的总和，因此，导致封装引入应变的最大值达到了 $-3630\text{ppm} - (-5000\text{ppm}) = 1370\text{ppm}$ 。从图 5-9 的虚线的数据看出，GaAsP/AlGaAs 激光器列阵有 20 个发光单元受到缺陷的影响，换句话说缺陷密度达到 $20/49 = 40.8\%$ 。同时，铜热沉边缘处出现缺陷的概率相对大些，这可能是由于铟焊料在铜热沉边缘的均匀性更差些。

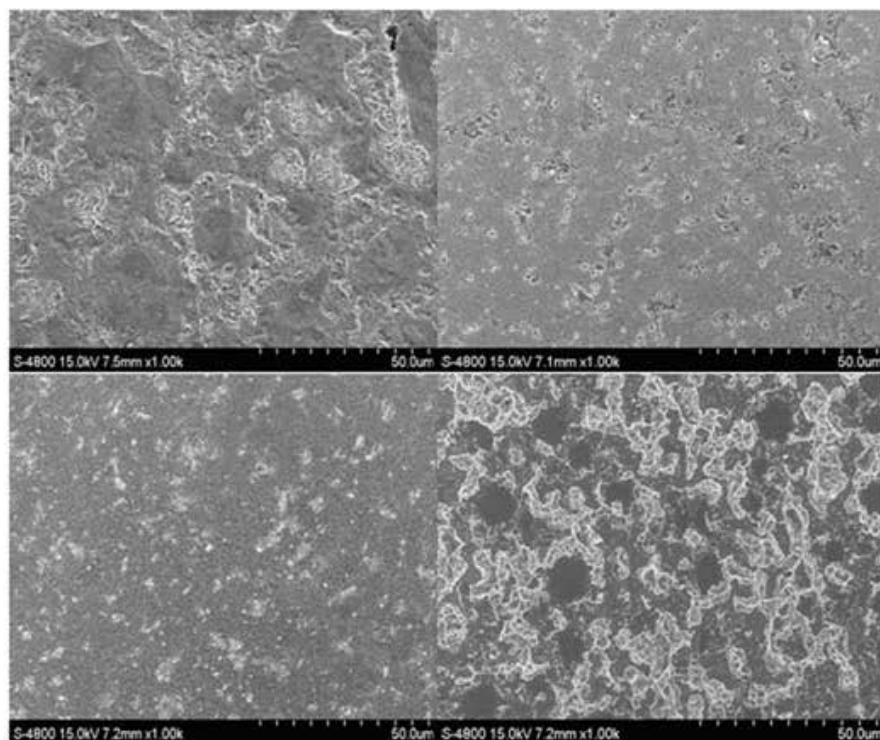


图 5-10 铜热沉上铟焊接层的扫描电镜照片

铟焊料属于软焊料，具有良好的延展性，可以补偿铜热沉材料和 GaAs 材料的热膨胀系数失配，所以铟焊接技术现在已经广泛应用于半导体激光器的焊接工艺中。通过对 GaAsP/AlGaAs 量子阱激光器的应变测量，我们发现铟焊料不能完全消除封装应变，因此，封装引起的应变不可避免的被引入到激光器的有源区内。

封装引入应变越大,激光器在工作状态下,尤其是在高温工作状态下,衰减越快,所以减小封装引入应变是非常必要的。通过增加应力缓解层的厚度即软焊料交界处的厚度可以减小最大封装引入应变。但由于焊料在焊接过程中需要经过液相状态,所以原来的焊接厚度,例如,预成形厚度变得不是最重要了,最重要的是凝固后剩余的焊料界面厚度。在焊接过程中采用的压力会排挤出液体焊料,所以剩余焊料的厚度是采用压力和润湿特性的函数决定的。我们对相同的GaAsP/AlGaAs芯片进行封装,其中铟焊接层界面厚度分别为 $10\mu\text{m}$ 和 $15\mu\text{m}$,然后对器件热沉在 25°C 和 50°C 时进行电致发光谱测量。图5-11,图5-12分别为焊料的界面厚度为 $10\mu\text{m}$ 和 $15\mu\text{m}$ 的有源区应变图,可以看出,焊料的界面厚度增加为原来的1.5倍时,最大封装引入应力减小了30%,说明增加焊料界面厚度能够减小封装引入的应变,但是过厚的铟焊料层会阻碍器件的散热性能,因此,在封装过程中,封装引入的应变和器件热阻之间需要权衡。从图5-11和图5-12中,还可以看出,随着热沉温度升高,最大封装引入的应变减小了40%,这是由两种原因造成的:一是机械应力随着温度升高而释放;二是随着温度的升高,器件载流子重新分布,能带结构也发生变化。

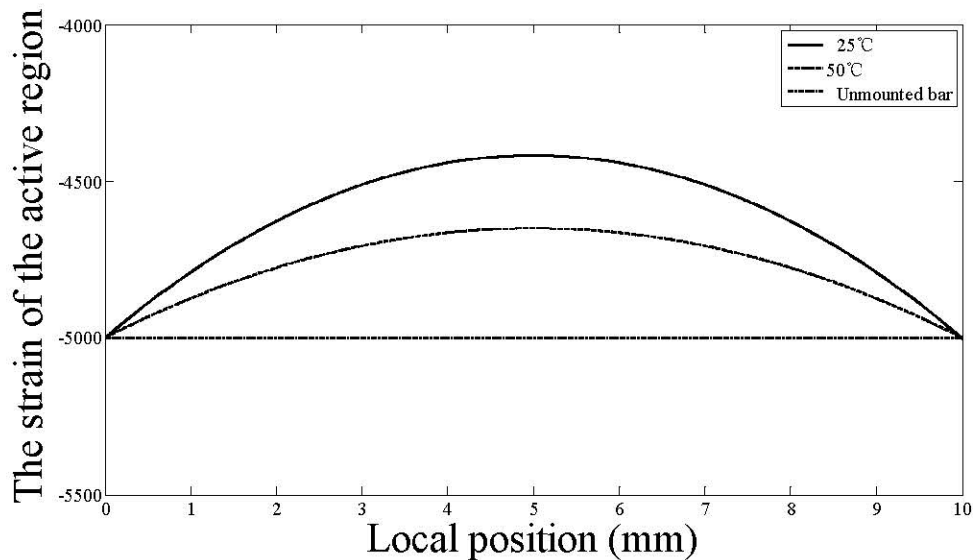
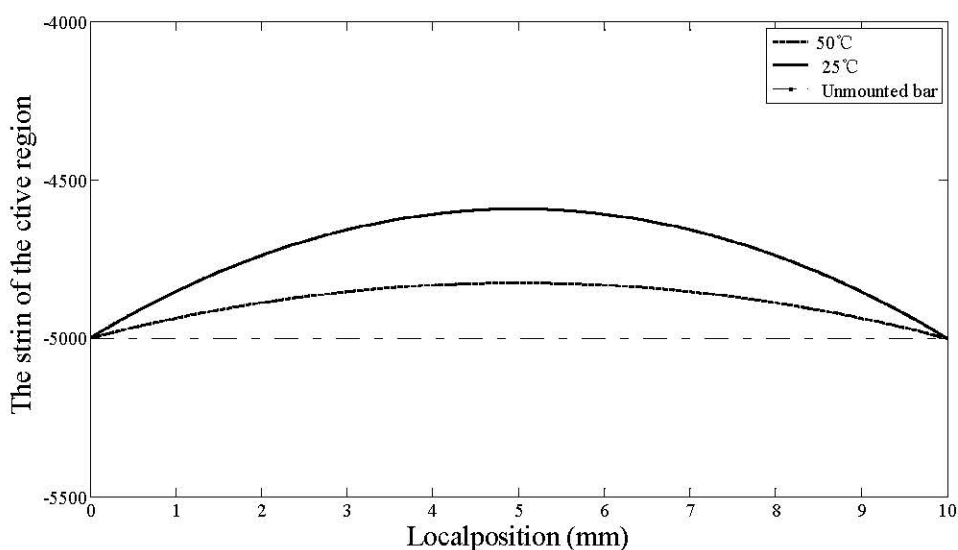


图 5-11 铟焊接层界面厚度为 $10\mu\text{m}$ 时有源区应变图。

图 5-12 铜焊接层界面厚度为 $15\ \mu\text{m}$ 时有源区应变图

激光器封装引入的应变主要由激光器芯片的衬底材料与热沉材料的热膨胀系数差值有关^[90]，因此，使用优化热膨胀系数的材料，可以减小最大封装引入应变。但即使在这种情况下，引入的最大封装引入应变也是不容忽视的。此外，优化热循环过程可以减小最大封装引入应变，因为器件的温度梯度也会产生应变。封装引入的应变与铜焊接层中的缺陷及采用的封装工艺过程有关。采用电镀方法制备的铜焊料容易产生空洞或气泡，或者使激光器列阵和热沉不平行，从而使热阻发生改变，并且在缺陷周围生成较脆弱的区域，加速了器件的衰减。为此，可以采用热蒸发的方法制备铜焊接层，以此减小焊接层中的缺陷密度。

在器件封装过程中，还需要避免在腔面处生成缺陷，例如，在对激光器列阵前腔面进行清洗处理时要避免产生损伤或污染物等缺陷；避免在腔面处残留铜；避免助焊剂在腔面处残留。图 5-13 为前腔面爬铜的照片。图 5-14 为残留助焊剂的腔面照片。



图 5-13 前腔面爬钢的照片

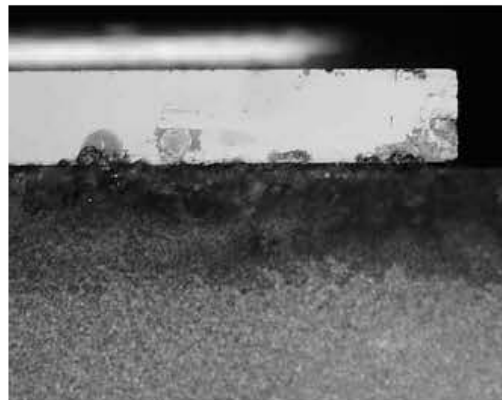


图 5-14 残留助焊剂的腔面照片

5.4 小结

器件封装对于大功率半导体激光器列阵来说是非常重要的工艺步骤。激光器在封装过程中，当热沉和激光器芯片同时从焊接温度降温至室温时，由于激光器芯片与热沉热膨胀系数的不同，芯片被热沉压缩或拉伸，从而产生由封装引起的应变，并被引入到激光器有源区中。这不仅限制了激光器的输出功率、波长稳定性、寿命、温度均匀性和可靠性，同时还将在器件中引入“smile”效应，对半导体激光器准直、光束整形和光纤耦合造成困难。本章首先介绍了封装引入应变的几种测量方法，如微光致发光谱、傅里叶变换光电流谱，激光束感生电流技术和电子束感生电流技术。我们基于电致发光谱的方法，在理论上推导了大功率半导体

激光器偏振度值与有源区应变值的关系,通过测量激光器的偏振度定量计算出半导体激光器的封装引入的应变,证明了电致发光谱可以定性和定量测量封装引入应变。

通过对 800nm GaAsP/GaInP 大功率半导体激光器列阵的有源区应变进行测量后发现,激光器在封装过程中,激光器芯片被铜热沉压缩,导致激光器中间的封装应变比边缘的封装应变大,激光器边缘应力能够完全释放。采用电镀方法制备的铟焊接层极易存在缺陷,导致封装引入应变变化幅度比较大,使最大的封装应变为 1370 ppm,缺陷密度为 40.8%。采用蒸镀铟焊料代替电镀的铟焊料来减小封装缺陷密度,尽量避免热阻分布不均匀性,降低器件的衰减速率。实验制备 10 μm 厚和 15 μm 的铟焊接界面层,发现焊料的界面厚度增加为原来的 1.5 倍时,最大封装引入应力减小了 30%,说明适当增加焊料界面厚度能够减小封装引入的应变。

第 6 章 结论与展望

随着科学技术的不断进步,人类迈进了信息时代,这是微电子技术、光电子技术、计算机技术及自动化技术等科学技术综合发展的结果,其中光电子技术起着非常重要的作用。半导体激光器技术是光电子技术的重要组成部分,已经成为二十世纪发展快、成果多、学科渗透广的综合性高新技术,现已广泛应用于光纤通信、工业材料处理、激光医疗、国防建设等领域。

本文从大功率半导体激光器的热特性出发,研究了 800nm 大功率半导体激光器列阵的结构设计、工艺制作、热特性和封装引入应变特性。在博士论文期间,取得的主要成绩和创新点是:

1. 设计了 800nm 半导体激光器列阵结构。从减小阈值电流,降低热阻出发,采用 $\text{GaAs}_{0.86}\text{P}_{0.14}$ 应变单量子阱做有源区。由于 AlGaAs 材料的热阻比 InGaP 材料的热阻小,传导率比 InGaP 的传导率大,所以波导层和包层材料选择 AlGaAs 材料, $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 作为波导层, $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ 作为包层。采用大光腔波导结构,以此减少进入到包层的光强度,减少光损耗和热阻,近场光强分布近似于高斯分布。提高包层掺杂能级到 $2.0 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$,减小包层厚度,以此减小热阻和串联电阻。为了提高输出功率,列阵的填充因子为 50%。大光腔波导结构的模式增益相比较小,因此我们通过增加腔长为 1mm 来提高外微分量子效率。为了抑制假模的出现,需要对列阵进行横向限制,在激光器各发光单元之间进行深隔离,刻蚀到有源区,并在沟槽上沉积 SiO_2 介质绝缘层,增加沟槽对假模的吸收。

2. 优化刻蚀技术、P、N 面欧姆接触,研制了 800nm 激光器列阵,激光器在热沉为 25℃ 时,占空比为 20%,脉冲电流为 106.5A 时,峰值功率达到 100.9W。阈值电流为 12.3A,斜率效率为 1.08W/A。

3. 随着有源区温度增加,激光器的阈值电流增加,输出功率降低,斜率效率降低,这可以作为测量有源区温度的依据。阈值电流方法测量有源区温度的理论基础是阈值电流随温度呈现指数变化,斜率效率随温度呈现线性变化。实际上,

斜率效率随温度也呈现指数变化。我们对阈值电流测量有源区温度方法进行修正,提出了测量有源区温度的功率-阈值电流方法,其最大偏差为 4.2K,而用阈值电流法计算的偏差值最小也在 9K 以上。

4. 利用功率-阈值电流方法测量两种封装方式的 800nmGaAs_{0.86}P_{0.14}/Al_{0.35}Ga_{0.65}As 列阵的有源区温度,结果表明双边冷却封装激光器的有源区温度比 CS 封装激光器低,输出功率比 CS 封装激光器高,阈值电流比 CS 封装激光器低,说明双边冷却封装的散热性能更优。改进后的 CS 封装激光器在占空比为 20%时,热阻为 0.1588K/W,与传统的 CS 封装激光器相比热阻减小了 0.03K/W。但是双边冷却封装激光器的电光转换效率只有微弱地增加,这是因为其工作电压比较大的缘故。为此可以通过蒸镀铟焊料来减小其缺陷,提高器件的散热性能,减小热阻。

5. 对激光器封装过程产生的应变进行研究,在理论上和实验上证实电致发光谱可以定性和定量测量封装引入应变。大功率半导体激光器偏振度值与有源区应变值有关,因此,通过测量激光器的偏振度定量计算出半导体激光器的封装引入的应变。对 800nm GaAsP/GaInP 大功率半导体激光器列阵的有源区应变进行测量后发现,采用电镀方法制备的铟焊接层极易存在缺陷,导致封装引入应变变化幅度比较大,使最大的封装应变为 1370ppm,缺陷密度为 40.8%。采用蒸镀铟焊料代替电镀的铟焊料来减小封装缺陷密度,尽量避免热阻分布不均匀性,降低器件的衰减速率。此外,实验制备 10 μ m 厚和 15 μ m 的铟焊接界面层,发现焊料的界面厚度增加为原来的 1.5 倍时,最大封装引入应力减小了 30%,说明适当增加焊料界面厚度能够减小封装引入的应变。

现在,电子学、电子器件、电子技术在信息领域中依然占主导地位。随着光子技术在光纤通信系统的应用,人们开始意识到光子时代已经到来,通信和计算机研究发展也将属于光子技术。半导体激光器技术是光子技术的重要组成部分,在光纤通信、工业材料处理、激光医疗、国防建设等领域都具有广泛的应用。半导体激光器的发展方向分为两部分:高光束质量和大功率。高光束质量半导体激光器在通信、工业材料处理等方面具有重要的应用。大功率半导体激光器在工作状态下会产生很多废热,影响激光器的输出特性和可靠性。因此,对于大功率半导体激光器来说,优化封装技术、热沉结构,提高散热性能是提高输出功率和增

强激光器工作可靠性的最关键技术。

参考文献

- [1] B.Mroziwicz, M. Buqajski, W. Nakwaski. Physics of Semiconductor Laser[M], Amsterdam: Noth-holland, 1991.
- [2] H.Kressel, J.K.Butler,Semiconductor Lasers and Heterojunction LED[M], New York: Academic Press 1977.
- [3] T.Fujimoto, High-Power InGaAs/AlGaAs Laser Diodes With Double Heterostructure[J], Proc of SPIE, 1999,3628:38-45.
- [4] L.J.Mawst and D.Botez, High-Power InGaAs(P)/InGa(Al)P/GaAs Semiconductor Diode Laser[J],Proc of SPIE, 1997,3001:7-12.
- [5] Jafprit Singh, Semiconductor Optoelectronics, Physics and Technology[M] .M.C.Graw-Hill Incomp,1995.
- [6] J.Jandeleit, N.Wiedmann, A.Ostlender, et.al, Fabrication and characterization of high power diode lasers[J],Proc of SPIE, 1999,3896:65-70.
- [7] Wegscheider.W, Pfeiffer. L, West.K, Current injection GaAs/AlGaAs quantum wire lasers fabricated by cleaved edge overgrowth[J], Appl. Phys. Lett., 1994, 65(20):2510-2512.
- [8] http://www.ece.rochester.edu/courses/ECE580/docs/Quantum_Dot_Lasers.pdf.
- [9] S.W.Koch,F.Jahnke, W.W.Chow, Physics of semiconductor microcavity lasers[J], Semicond. Sci. Technol.,1995,10(6): 739-751.
- [10]Zhang Yan,Ning Yongqiang, Wang Ye,et.al.,A linear array of 980 nm VCSEL and its high temperature operation characteristics[J], J. of Semicond, 2009,30(11):114008-1-114008-4.
- [11]晏长岭。垂直腔面发射激光器的研制及其特性分析[D]: [博士学位论文]。长春: 中科院长春光学精密机械与物理研究所, 2000.
- [12]杜国同。半导体激光器件物理[M].长春: 吉林大学出版社, 2002 年: 240-245.
- [13]李成明。量子级联激光器材料生长及器件制作[D]: [博士学位论文]。北京: 中科院半导体所, 2004.
- [14]Liu Guangyu, Ning Yongqiang, Li Te,et.al.,Central hole effect on whispering-Gallery-mode of the triangular lattice photonic crystal microcavity[J], Proc. Of SPIE, 7135:71353K-1-71353K-7.
- [15]M.P.Nesnidal, L.J.Mawst, A.Bhattacharya,et.al., Single-frequency, single-spatial-mode ROW-DFB diode laser arrays[J], IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, 1996, 8(2):182-184.
- [16]Hanxuan Li, Frank Reinhardt, Irving Chyr, et.al., High-efficiency, high-power diode laser

- chips,bars,and stacks[J]. Proc of SPIE, 2008,6876:68760G-1-68760G-6.
- [17] E.Deichsel, D.Schröder, J.Meusel, et.al., High reliable qcw laser bars and stacks[J], Proc of SPIE, 2008,6876:68760K-1-68760K-8.
- [18] C.Fiebig, B.Eppich, W.Pittroff, et.al., Stable and compact mounting scheme for >1kW QCW diode laser stacks at 940nm[J], Proc of SPIE, 2008,6876:68760J-1-68760J-10.
- [19] 史全林. 高功率半导体激光器的军事应用及国内外状况[J]. 长春光学精密机械学院学报, 1992, 15(4):71-74.
- [20] Friedrich Bachmann. Present Status and Future Prospects of High Power Diode and Diode-Pumped Solid-State-Laser Technology and Applications in Germany[J]. Proceedings of the Laser Materials Processing Conference, 2001, 53:53-62.
- [21] LI H X, CHYR I, JIN X, et al. >700 W continuous wave output power from single laser diode bar [J]. Electronics Letters, 2007, 43(1): 27-28.
- [22] KANSKAR M, EARLES T, GOODNOUGH T J, et al. 73% CW power conversion efficiency at 50 W from 970 nm diode laser bars[J]. Electronics Letters, 2005, 41(5): 226-227.
- [23] KNIGGE A, ERBERT G, JONSSON J, et al. Passively cooled 940 nm laser bars with 73% wall-plug efficiency at 70 W and 25 °C[J]. Electronics Letters, 2005, 41(5): 246—247.
- [24] Hanxuan Li, Terry Towe, Irving Chyr, et al. Continuous Improvement of High-Efficiency, High-Power 800-980nm Diode Lasers at Spectra-Physics [J]. Proc. of SPIE, 2009, 7198: 719805-1-719805-7.
- [25] David Schleuning, Rajiv Pathak, Calvin Luong, et al. High Brightness kW QCW Diode Laser Stacks with Ultra-low Pitches[J]. Proc. of SPIE, 2009, 7198: 719802-1-719802-8.
- [26] Jihua Du, Hailong Zhou, David Schleuning, et al. 8xxnm kW Conduction Cooled QCW diode arrays with both electrically conductive and insulation submounts[J]. Proc. of SPIE, 2008, 6876: 687605-1-687605-11.
- [27] R. Hülsewede, H. Schulze, J. Sebastian, et al. High Brilliance and High Efficiency: Optimized High Power Diode Laser Bars[J]. Proc. of SPIE, 2008, 6876: 68760F-1- 68760F-9.
- [28] Koechner W, Solid State Laser Engineering[M]. Berlin: Springer-Verlag, 1966.
- [29] Diehl R (ed.), High-Power Diode Lasers[M]. Berlin: Springer-Verlag, 2000.
- [30] Carlsson NW (ed.), Monolithic Diode-Laser Arrays[M]. Berlin: Springer-Verlag, 1994.
- [31] Suhura T, Semiconductor Lasers Fundamentals[M]. New York: Marcel Dekker, Inc., 2004.
- [32] M. J. Adams, A. G. Steventon, W. J. Devlin, et al. Semiconductor Lasers for Long-Wavelength Optical-Fibre Communications Systems[M]. London: Institution of Electrical Engineers, 1987.
- [33] R. Michalzik, M. Grabherr, K. J. Ebeling, High-power VCSELs: modeling and experimental characterization[J], Proc of SPIE, 1998, 3286: 206 – 218.
- [34] D.Z. Gabuzov, N. Ju. Antonishkis, S. N. Zhigulin, et al., High-power buried InGaAsP/GaAs ($\lambda=0.8\mu\text{m}$) laser diodes[J], Appl. Phys. Lett, 1993, 62(10):1062-1064.
- [35] D. Marcuse, Theory of Dielectric Optical Waveguides[M], Boston :Academic, 1991.

-
- [36] H. C. Casey, M. B. Panish, Heterostructure Lasers[M], Florida: Academic Press, 1978.
- [37] C.J.Panchal, S.N.Mistry, K.M.Patel, et. al., Facet coating of diode laser for high power and high reliable operation[J], SPIE, 2003, 4829:18-19.
- [38] T. Ikegami, Reflectivity of mode at facet and oscillation mode in double heterostructure injection lasers[J], IEEE J. QE, 1972, 8, 470-476.
- [39] J. Buus, Analytical approximation for the reflectivity of DH lasers[J], IEEE J. QE, 1981, 17, 2256-2257.
- [40] 拉里·A·科尔德伦, 斯科特·W·科尔津. 二极管激光器与集成光路[M]. 史寒星译. 北京: 北京邮电大学出版社, 2006.
- [41] 新国锋, 陈国鹰, 花吉珍等, 941nm 大功率应变单量子阱激光器的波长设计[J], 物理学报, 2004, 53 (5): 1293-1298.
- [42] Sadao Adachi, GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: material parameters for use in research and device applications[J], J. Appl. Phys. 1985, 58(1): R1-R29.
- [43] Sadao Adachi, Material parameters of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and related binaries[J], J. Appl. Phys. 1982, 53(12): 8775-8792.
- [44] 杜宝勋, 半导体激光器原理[M]. 北京: 兵器工业出版社, 2004.
- [45] Matthew Peters, Victor Rossin, Bruno Acklin, High Efficiency, High Reliability Laser Diodes at JDS Uniphase[J], Proc of SPIE, 2005, 5711: 142 - 151.
- [46] Botez, D., Mawst, L. J., Bhattacharya, et.al. 66% CW wallplug efficiency from Al-free 0.98 μm -emitting diode lasers[J], Electron. Lett. 1996, 32(21): 2012-2013.
- [47] Bour, D. P. and Rosen, A, Optimum cavity length for high conversion efficiency quantum well diode lasers[J], J. Appl. Phys., 1989, 66(7): 2813-2818.
- [48] Manasevit HM, The use of metal-organics in the preparation of semiconductor materials I. Epitaxial gallium-V compounds[J]. Appl. Phys. Lett, 1969, 1725: 116.
- [49] Manasevit HM, The use of metal-organics in the preparation of semiconductor materials: Growth on insulation substrates[J]. J. of Crystal Growth, 1972, 306: 13 - 14.
- [50] 孙俊人, 边拱, 陆崇真, 等. 电子工业生产技术手册半导体与集成电路卷[M], 北京: 国防工业出版社, 1992.
- [51] Grovenor CRM, Microelectronic Materials[M]. Bristol and Philadelphia: Institute of Physics, 1992.
- [52] Thompson LF, Willson CG, Bowden MJ, Introduction to Microlithography, 2nd Edition[M]. American Chemical Society, 1994.
- [53] S.M.Sze, Kwok K. Ng, Physics of Semiconductor Devices[M]. John Wiley & Sons, 2007.
- [54] Roland Diehl, High-Power Diode Lasers[M]. Berlin: Springer-Verlag, 2000.
- [55] W. C. Tsang, H. J. Rosen, P. Vettiger, et.al. Evidence for current density-induced heating of AlGaAs single-quantum well laser facets[J], Appl. Phys. Lett. 1991, 59: 1005 - 1007.
- [56] A. Valster, A. T. Meney, J. R. Downes, et.al. Strain-overcompensated GaInP-AlGaInP quantum well laser structures for improved reliability at high-output powers[J], IEEE J. Sel.

- Topics Quantum Electron,1997,3:180 – 187.
- [57] L. W. Tu, E. F. Schubert, M. Hong, et.al: In-vacuum cleaving and coating of semiconductor laser facets using thin silicon and a dielectric[J], J. Appl. Phys,1996, 80:6448.
- [58] V. N. Bessolov, M. V. Lebedev, B. V. Tsarenko,et.al. Increase in the degree of catastrophic optical degradation of InGaAs/AlGaAs (977 nm) laser diodes after sulfidization in solutions based on isopropyl alcohol[J], Tech.Phys. Lett.,1995, 21:561 – 562.
- [59] A. J. Howard, C. I. H. Ashby, J. A. Lott, et.al. Electrochemical sulfur passivation of visible (670 nm) AlGaInP lasers[J], J. Vac.Sci. Technol. A 1994,12: 1063 – 1067.
- [60] P. Tihany, D. R. Scifres, R. S. Bauer, Reactive outdiffusion of contaminants from (AlGa)As laser facets[J], Appl. Phys. Lett.,1983, 42: 313 – 315.
- [61] M. Ohkubo, T. Ijichi, A. Iketani, et.al. Aluminium-free In-GaAs/GaAs/InGaAsP/InGaP GRINSCH SL-SQW lasers at 0.98 μm [J], Electron.Lett.1992,28: 1149 – 1150.
- [62] D. F. Welch, B. Chan, W. Streifer, et.al., High power 8W CW single quantum well laser-diode array[J], Electron. Lett. 1988, 24: 113 – 115.
- [63] T. Fujimoto, Yu. Yamada, Yo. Yamada, et.al., High-power InGaAs/AlGaAs laser diodes with decoupled confinement heterostructures[J], Proc of SPIE, 1999, 3628:38 – 45.
- [64] Christian Scholz, Konstantin Boucke, Reinhart Poprawe, et.al., Investigation of indium solder interfaces for igh-power diode lasers[J],Proc of SPIE,2003,4973:60-67.
- [65] High power diode lasers[M], Berlin: Springer-Verlag,2000.
- [66] D.C. Liu,C.P.Lee, C.M.Tsai, et al., Role of cladding layer thickness on trained—layer InGaAs/GaAs sigle and multiple quantum well lasers[J]. J.Appl.Phy.,1993,73(12): 8027-8034.
- [67] Todoroki S, Sawai M, Aiki K, Temperature distribution along the striped active region in hig-power GaAlAs visible lasers[J]. Journal of Appl Phys, 1985,58(3):1124-1128.
- [68] Brugger H, Epperlein PW, Mapping of local temperature distributions on mirrors of GaAs/AlGaAs laser diodes[J]. Appl Phys Lett, 1990, 56: 1049-1051.
- [69] Tang WC, Rosen HH, Vettinger P,et.al., Raman microprobe study of the time development of AlGaAs single quantum well laser facet temperature on route to catastrophic breakdown[J]. Appl Phys Lett,1991, 58(6): 557-559.
- [70] Kranz MC, Rosen HJ, Lenth W, Localised temperature dynamics of GaAlAs laser facets investigated by Raman microprobe measurements[J]. El. Lett,1990, 26(14): 990-992.
- [71] Tomm JW, Thamm E, Bawolff A, et.al.,Facet degradation of high power diode laser arrays[J]. Appl Phys A,2000, 70:1-5.
- [72] H. I. Abdelkader, H. H. Hausien, and J. D. Martin. Temperature rise and thermal rise-time measurements of a semiconductor laser diode [J]. Rev. Sci. Instrum, 1992, 63(3): 2004-2007.
- [73] P.W.Epperlein, G.L.Bona, Influence of the vertical structure on the mirror facet temperatures of visible GaInP quantum well lasers[J], Appl.Phys.Lett,1993,62(24):3074-3076.
- [74] 罗丹, 郭伟玲, 徐晨等. 半导体激光器结温测试研究[J]. 半导体光电, 2007, 28(2):

- 183-190。
- [75] Han-Youl Ryu, Kyoung Ho Ha, Jung-Hye Chae, et al., Measurement of junction temperature in GaN-based laser diodes using voltage-temperature characteristics[J]. Proc of SPIE, 2005, 5738: 238-244.
- [76] Sheng-Hui Yang, Xiaoguang He, Manoj kanskar et al., Optimization of high-power broad-area semiconductor lasers [J]. Proc of SPIE, 2000, 3944: 366~375.
- [77] H. Li, I. Chyr, D. Brown, et al., Next-generation high-power, high-efficiency diode lasers at spectra-physics[J]. Proc of SPIE, 2008, 6824: 68240S-1– 68240S-12.
- [78] Andreas Schilling, Hans Peter Herzig, Laurent Stauffer, et.al., Efficient beam shaping of linear, high-power diode lasers by use of micro-optics[J], APPLIED OPTICS, 2001, 40(32):5852-5859.
- [79] MA X Y, LI Z. Advances in high power semiconductor diode lasers[J]. Proc.of SPIE, 2007, 6824: 682402-1- 682402-16.
- [80] Nemes G, Correlation between geometrical and intrinsic classification of general astigmatic laser beams[J], Proc of SPIE, 2006, 6101: 610118-1-610118-12.
- [81] MARTIN P, LANDESMAN J P, MARTIN E, et al.. Micro-photoluminescence mapping of packaging-induced stress distribution in high-power AlGaAs laser diodes [J]. Proc.of SPIE, 2000, 3945: 308-316.
- [82] XIA R, LARKINS E C, HARRISON I, et al.. Mounting-induced strain threshold for the degradation of high-power AlGaAs laser bars[J]. IEEE Photon. Technol. Lett, 2002, 14 (7):893-895.
- [83] TOMM J W, GERHARDT A, MÜLLER R, et al.. Spatially resolved spectroscopic strain measurements on high-power laser diode bar[J]. J. Appl. Phys, 2003, 93(3): 1354-1362.
- [84] <http://arxiv.org/abs/physics/0207045v1>.
- [85] Purkrt.A, Poruba.P, Vaněček.M, et.al., Photoelectric study of P3HT:PCBM solar cell annealing with varying composition of the active layer[J].
- [86] J.W.Tomm, A.Jaeger, A.Bärwolff, et.al., Aging properties of high power laser diode arrays analyzed by Fourier-transform photocurrent measurements[J], Appl.Phys.Lett, 1997, 71(16):2233-2235.
- [87] TOMM J W, GERHARDT A, ELSAESSER T, et al.. Simultaneous quantification of strain and defects in high-power diode laser devices[J]. Appl. Phys. Lett, 2002, 81(17): 3269-3271.
- [88] TOMM J W, MÜLLER R, BÄRWOLFF A, et al.. Direct spectroscopic measurement of mounting-induced strain in high-power optoelectronic devices[J]. Appl. Phys. Lett, 1998, 73(26): 3908-3910.
- [89] TOMM J W, GERHARDT A, LORENZEN D, et al.. Diode laser testing by taking advantage of its photoelectric properties[J]. Proc.of SPIE, 2002, 4648: 9-21.
- [90] TOMM J W, MÜLLER R, BÄRWOLFF A, et al., Spectroscopic measurement of packaging-induced strains in quantum well laser diodes[J]. J. Appl. Phys, 1999, 86(3):

1196-1201.

在学期间学术成果情况

发表文章:

1. WANG Ye, QIN Li, ZHANG Yan, et.al.. Packaging-induced Strain Measurement Based on the Degree of Polarization in GaAsP-GaInP High Power Diode Laser Bars[J], IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS,2009,21(14):963-965.
2. WANG Ye, Yang Ye, QIN Li, et.al.. 808nm high-power high-efficiency GaAsP/GaInP laser bars[J], Proc.of SPIE, 2008, 7135:71350N-1-71350N-8.
3. WANG Ye, LIANG Xuemei, LI Zaijin, et.al.. Design consideration and performance of 810nm high-power high-efficiency GaAsP/AlGaAs diode lasers [J]. 发光学报, (已录用拟发表在 2010 年第 5 期).
4. 王烨, 张岩, 秦莉等, 高功率半导体激光器列阵封装引入应变测量[J]. 光学精密工程, (已录用拟发表在 2010 年 9 期).
5. 梁雪梅, 王烨, 秦莉等, 980nm 垂直腔面发射激光器的变温输出特性[J]. 中国激光, 2010, 37(1):87-91.
6. Zhang Yan, Ning Yongqiang, Wang Ye, et al., A linear array of 980 nm VCSEL and its high temperature operation characteristics[J]. 半导体学报, 2009,30(11):114008.
7. 张岩, 宁永强, 王烨等, 高功率高光束质量 980nm 底面发射垂直腔面发射激光器[J]. 红外与毫米波学报, (已录用拟发表在 2010 年第 5 期).
8. Yan Zhang, Yongqiang Ning, Ye Wang, et al., High power nonuniform linear vertical-cavity surface-emitting laser array with a Gaussian far-field distribution [J]. Optics Communications 2010,283:2719-2723.
9. 李再金, 胡黎明, 王烨,等.808nm 高占空比大功率半导体激光器阵列[J].强激光与粒子束.2009, 21 (11): 1615-1618.
10. 李再金, 胡黎明, 王烨,等.808nm 含铝半导体激光器腔面镀膜技术[J]. 光学精密工程, (已录用拟发表在 2010 年 6 期).
11. Li Zaijin, Hu Liming, Wang Ye et.al.. GaAs surface wet cleaning by a novel treatment in revolving ultrasonic atomization solution[J]. Journal of Semiconductors. (已接收)
12. 李再金, 胡黎明, 王烨等.808nm 含铝半导体激光高损伤阈值腔面膜制备[J]. 红外与激光工程. (已接收)

指导教师及个人简介

指导教师简介

王立军(1946-): 男, 吉林舒兰人, 硕士, 研究员, 博士生导师。主持国家自然科学基金项目、国家自然科学基金重点项目, 吉林省科技发展项目及国防科研项目多项。主要研究方向: 大功率半导体激光器。

作者简介

王 焱(1981-): 女, 吉林长春人, 2005年毕业于长春理工大学测控仪器与技术专业, 获得学士学位, 同年考入中国科学院长春光学精密机械与物理研究所攻读博士学位(硕博连读), 师从王立军研究员和秦莉研究员, 主要研究方向为大功率半导体激光器的热特性分析。

致 谢

本论文是在王立军研究员的指导下完成的。王老师是我博士期间的导师。他严谨求实的学风、精益求精的工作态度、无私忘我的工作精神永远是我效仿的榜样。同时，他对我不倦的教诲、关心与帮助也使我受益终生。王老师把我带入到半导体光电子学这个充满生机和活力的研究领域，使我从对半导体光电子学的一无所知，到今天取得了一定的成绩。我的每一个进步都与王老师的指导密不可分。在此，对我的恩师王立军研究员致以衷心的感谢。

在我学习期间，宁永强研究员、刘星元研究员、秦丽研究员、刘云老师，张金龙老师、单肖楠老师、套格套博士后，对我的学习和生活给予了大力支持和帮助。特别是秦莉老师，从立题调研到实验进展，最后到论文定稿，都给予莫大的帮助，在此表示衷心的感谢。

凝聚态物理开放实验室的赵海峰老师在扫描电镜测试方面也给予了很大的帮助，在此表示谢意。

本论文的许多分析和实验，以及测量工作得到了张岩博士、李再金博士、何春风博士、刘光裕博士、梁雪梅博士、顾媛媛博士、彭航宇博士、胡黎明博士，田振华博士、杨晔博士、史晶晶博士、张星博士、王贞福博士、王鹏程博士、王超、姚迪、尹宏赫等人的通力合作，在此表示感谢。

研究生部蒋大鹏主任、李海老师、魏洪老师、陈方老师、王静轩老师、方秀军老师对我学习和生活都给予了极大的关怀，在此向他们表示衷心的感谢。

谨以此文献给我的爱人、父母及所有的亲人，以表达我对他们的爱。

王 焯

2010-05-22