

密级: _____

中国科学院研究生院

博士学位论文

高功率垂直腔面发射激光器的热行为特性

作者姓名: _____ 刘迪 _____

指导教师: _____ 宁永强 研究员 _____

_____ 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所 _____

学位类别: _____ 理学博士 _____

学科专业: _____ 凝聚态物理 _____

培养单位: _____ 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所 _____

2012年5月

Thermal Characteristics of High Power

Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser

By

Liu Di

A Dissertation Submitted to

Graduate University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

Doctor of Science

Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,

Chinese Academy of Sciences, China

May, 2012

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：_____

高功率垂直腔面发射激光器的热行为特性

刘迪(凝聚态物理)

导师：宁永强 研究员

摘 要

垂直腔面发射激光器(VCSEL)是在 20 世纪 70 年代出现的一种新型结构的半导体激光器,这种激光器以量子阱为增益介质,从垂直于衬底的方向出光,并且谐振腔长很短。由于其独特的结构特点,使得它与传统的边发射半导体激光器相比有很多优点,例如较易实现二维阵列集成,可以进行动态单纵模运转,输出低发散角、圆对称光斑,光纤耦合效率高等。这些特征使得 VCSEL 已经成为光纤通信、光互连等许多光电子技术领域中的重要器件。但是,VCSEL 激光器在发展过程中仍然存在很多问题,尤其在发展低阈值、高功率和温度稳定运行的器件方面,其内部严重的热效应就是一个主要的限制因素。由于热效应的存在,使器件温度升高,最终导致其很多特性都发生了改变。另外,由于横向热流扩散与叠加效应的存在,使得二维 VCSEL 列阵器件的热行为特性表现的更为严重。本文围绕高功率 980nm VCSEL,对单管和列阵器件的热行为特性进行了理论分析、实验测量和器件优化方面的研究。

理论上首先对 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 量子阱的温度特性进行了研究,主要从能带和增益两方面入手。计算了温度对量子阱禁带宽度和能带带阶的影响;模拟了不同温度下的材料增益,计算得到了增益峰值波长和峰值增益随温度的变化速率。然后基于特征矩阵法,分别计算了 P-DBR 和 N-DBR 在不同温度下的反射率,分析了反射率随温度的变化趋势并计算了变化速率。以上对分析 VCSEL 器件激光波长、阈值电流和输出功率的温度特性提供了理论上的依据,对优化 VCSEL 的热特性具有重要的指导意义。最后对近场分布的温度特性进行了理论模拟,定性的分析了载流子分布、模式以及温度之间的相互关系。

在理论分析计算的基础上，对 VCSEL 的热行为特性进行了实验测量。利用光致发光谱和电致发光谱两种方法来表征增益谱波长随温度的变化情况，实际测得的变化速率分别为 0.3643nm/K 和 0.3873nm/K ，数值相差不大，并且与理论模拟结果符合的很好。另外，利用基于 VCSEL 芯片制作的边发射器件，通过测量纳秒脉冲工作时电致发光谱随温度的漂移情况，以及测量连续工作时电致发光谱随电流的漂移情况，研究了自热效应引起的有源区的温升情况。得到当连续注入电流为 500mA 时，有源区的平均温度大约为 353K 左右。实验研究了氧化孔径对 VCSEL 单管器件热特性的影响，以此可以作为制作高功率器件时选择合适的氧化孔径尺寸的依据。通过控制氧化时间，制作了氧化孔径分别为 $415\text{ }\mu\text{m}$ 、 $386\text{ }\mu\text{m}$ 和 $316\text{ }\mu\text{m}$ 的单管器件，台面直径和 P 型接触电极直径均为 $450\text{ }\mu\text{m}$ 和 $400\text{ }\mu\text{m}$ 。针对三种器件在室温连续工作条件下不同的输出特性，对它们的热阻进行了实验测量，发现氧化孔径越小时器件热阻越大。通过对比电流、波长及温度的关系，得到了当连续注入电流为 1A 时，氧化孔径为 $415\text{ }\mu\text{m}$ 的器件温度为 $32.4\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，氧化孔径为 $386\text{ }\mu\text{m}$ 的器件温度为 $35.2\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，氧化孔径为 $316\text{ }\mu\text{m}$ 时，器件的温度高达 $76.4\text{ }^{\circ}\text{C}$ 。利用 4f 系统对近场分布进行了测量，通过对比连续工作条件下和纳秒脉冲工作条件下的近场强度分布和模式尺寸变化，在实验上进一步验证了载流子分布、横模分布和热效应之间的相互作用和影响。实验测量结果与理论研究相结合为深入研究高功率 VCSEL 器件的热行为特性提供了重要依据。

利用基于有限元分析的 COMSOL 软件对单元间距分别为 0.5 倍、1 倍、1.5 倍和 2 倍有源区直径的 4×4 VCSEL 列阵器件的温度分布进行了模拟。从模拟结果可以看出，单元间距越大，各个单元之间的热耦合越小，每个列阵单元的温度也越低。当单元间距达到 1.5 倍时，不同耦合位置处的温度与 0.5 倍有源区直径时的相比，降低达 25K 以上。设计了新的列阵结构，通过改变单元的排布方式，减少了单元之间的热耦合。通过模拟得到，在不影响器件远场分布的情况下，器件的整体温度明显降低，并且列阵温度达到均匀分布。

关键词：垂直腔面发射激光器；高功率； 980nm ；温度；热特性

Thermal Characteristics of High Power Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser

Liu Di (Condensed Matter Physics)

Directed by Prof. Ning Yongqiang

Abstract

Vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL) is a new type structure of the semiconductor lasers emerging in the 1970s. Because of the unique structural features, such as using quantum wells as the gain medium, emitting light perpendicular to the direction of the substrate and very short resonant cavity length, VCSEL has a large of advantages compared to the conventional edge-emitting lasers (EEL): easy two-dimensional array integration, operating on dynamic single longitudinal mode, circular output beam with small divergence angle, highly fiber coupling efficiency and so on. Above advantages had made VCSEL devices become very important in photoelectronics applications for optical fiber communication and optical interconnection. However, there are still some critical problems in developing lower threshold current, high power and stable temperature operation. One key constraint is the more serious thermal effect in VCSEL compared to the EEL. Due to the thermal effect, temperature rise in VCSEL leads to many changes of the performance of devices. Besides, the thermal characteristics in two-dimensional array VCSEL are more severe owing to horizontal current spread and the superimposed effect. In this paper, theoretical analysis, experimental measurement and device optimization are investigated on the thermal characteristics of high power 980nm single and array VCSEL.

The temperature properties of $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ quantum well are

studied theoretically mainly from two aspects of the band and the gain. The influence of temperature on the bandgap width and band offset are calculated. Change rates of the gain peak wavelength and the peak gain with temperature are obtained through simulating material gain spectrums at different temperatures. Based on the characteristic matrix method, reflectivities of P-DBR and N-DBR at various temperatures are calculated and the relationship between reflectivities and temperature is analyzed. Above discussions provide a theoretical basis for studying temperature characteristics of emitting wavelength, threshold current and output power of VCSEL device and are instructive to optimize the thermal performance of VCSEL. The temperature characteristics of the near field are modeled theoretically, from which interaction of carriers, transverse modes and thermal effect is discussed qualitatively.

Experiment measurements of thermal characteristics of VCSEL are carried out on the basis of theoretical simulations. Two methods of photoluminescence spectrum and electroluminescent spectrum are used to represent the change of the gain spectrum wavelength with temperature. Change rates of two methods are 0.3643nm/K and 0.3873nm/K, respectively, which are almost equal and agree well with theory values. In addition, the average temperature rise in active region is achieved through measuring central wavelength shift of the electroluminescent spectrum at different temperatures in pulsed operation and central wavelength shift of the electroluminescent spectrum at various CW injection current using VCSEL wafer with EEL structure. When CW injection current is 500mA, the average temperature reaches about 353K. Thermal characteristics of single VCSEL devices with different oxide apertures are studied experimentally in order to get better beam quality and higher output power by choosing appropriate size of the oxide aperture. Single devices with oxide apertures of 415 μm 、386 μm and 316 μm are made through controlling the oxidation time. Diameters of the mesa and the P type contact are 450 μm and 400 μm , respectively. Thermal resistances of three devices are measured based on their different output characteristics under continuous-wave (CW) operation at room temperature. It is found that the smaller the oxide aperture is, the larger the

thermal resistance of the device becomes. Temperature rise caused by self heating of injection current is obtained by comparing the relationship of the current, the wavelength and the temperature. At a CW injection current of 1A, the temperature of devices with oxide aperture of 415 μm , 386 μm and 316 μm are 32.4 $^{\circ}\text{C}$, 35.2 $^{\circ}\text{C}$ and 76.4 $^{\circ}\text{C}$, respectively. Near field patterns are measured using a 4f optical system based on the optical system imaging mechanism. In order to demonstrate interaction of carriers, multi transverse modes and thermal effect, intensity distribution of the near field and changes of mode size under CW and pulsed operation are compared. Combination of experimental results and theory investigations offers important basis for further study on the thermal characteristics of high power VCSEL.

Temperature distributions of 4×4 VCSEL array with 0.5 times, 1 times, 1.5 times and 2 times the active region are simulated using COMSOL software based on finite element analysis. From simulated results we can see that the larger the unit spacing is, the less the thermal coupling between individual elements gets and the lower the temperature of every element becomes. When unit spacing reaches 1.5 times the active diameter, temperatures between elements at different positions decrease more than 25K comparing with 50 μm unit spacing which is close to room temperature. A new array formation is designed through altering the configuration of elements so that thermal coupling between elements can be reduced. It is found that the whole temperature of the array greatly decreased without influencing the distribution of the far field and even distribution of the temperature is reached.

Key words: Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser; Highpower; 980nm;
Temperature; Thermal characteristics

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	III
目 录.....	VII
第 1 章 绪论	1
1.1 垂直腔面发射激光器(VCSEL)简介	2
1.1.1 VCSEL 的基本结构	2
1.1.2 VCSEL 的特点及优势	7
1.2 VCSEL 的研究进展及主要应用	8
1.3 高功率 980nmVCSEL 的研究背景及意义	12
1.4 VCSEL 的热问题	13
1.5 本论文的研究工作	14
第 2 章 VCSEL 热特性的理论分析.....	17
2.1 温度对 InGaAs/GaAsP 量子阱的影响.....	18
2.1.1 能带随温度的变化.....	18
2.1.2 增益随温度的变化.....	25
2.2 温度对布拉格反射镜(DBR)的影响	28
2.2.1 反射率随温度的变化.....	28
2.2.2 腔模随温度的变化.....	32
2.3 温度对漏电流的影响	34
2.4 输出功率的温度特性	36
2.5 温度对近场分布的影响	39
2.6 本章小结	44
第 3 章 高功率 VCSEL 热行为特性的实验研究.....	45

3.1 器件结构及制作	45
3.2 能带带阶对输出功率的影响	46
3.3 单管器件热阻的测量	49
3.4 增益谱的变温测试	50
3.4.1 光致发光谱随温度的变化.....	50
3.4.2 电致发光谱随温度的变化.....	51
3.5 有源区温升的测量	52
3.6 氧化孔径对单管器件热特性的影响	53
3.6.1 氧化孔径的作用.....	54
3.6.2 氧化层位置及厚度.....	54
3.6.3 侧氧化方法.....	54
3.6.4 氧化孔径不同时单管器件的温升.....	56
3.7 单管器件近场分布温度特性的实验结果	62
3.7.1 温度对近场强度的影响.....	62
3.7.2 模式尺寸随温度的变化.....	65
3.8 本章小结	66
第 4 章 高功率 VCSEL 列阵器件的热效应及新结构的设计	69
4.1 列阵单元间距对热串扰的影响	69
4.1.1 列阵器件的热串扰问题.....	69
4.1.2 模型几何.....	70
4.1.3 求解域.....	71
4.1.4 模型数据.....	73
4.1.5 模拟结果.....	77
4.2 新结构的设计及模拟结果	85
4.3 本章小结	87
第 5 章 总结与展望	89
参考文献.....	93

在学期间学术成果情况	103
指导教师及作者简介	105
致 谢.....	107

第 1 章 绪论

上世纪七十年代以来,随着量子结构外延生长技术的逐渐成熟,涌现了大量基于量子阱(Quantum Wells, QWs)的光电器件。将有源区制作成量子阱结构,给信息光电子技术核心元件的机理和性能带来了许多新的特点。首先,不同于体材料的能带,量子阱的能带结构发生分裂;其次,态密度分布在量子结构中被量子化;第三,量子阱结构对载流子的限制作用大大增强,使得载流子的注入效率提高,从而能够获得较高的增益。基于以上特点,以量子阱为有源区的激光器应运而生。可以说,量子阱半导体激光器的诞生是半导体光电子学一次引人注目的飞跃,它已成为光纤通信、光学数据存储、泵浦固体激光器以及半导体光电子集成等应用中的理想光源。

传统的边发射激光器(Edge Emitting Laser, 简称 EEL)是半导体光电子领域中的重要器件。尽管经过多年的研究发展,边发射激光器在器件结构优化、制作工艺、提高输出功率、改善器件寿命等方面都取得了巨大的进展,但是仍然存在一些劣势和不足。例如,不能在芯片解理之前对单个器件进行初步的性能测试;同时,边发射激光器的输出光斑呈椭圆状并且具有较大的光束发散角,这使得器件与光纤之间的耦合难度增加,因此需要通过外加光学准直系统来实现。另外随着信息社会的不断发展进步,加快信息传输速度、增加信息传输容量、电子计算机芯片并行光互联、并行传送信息的超并行光传输系统以及光并行信息处理等技术的发展对光电子器件提出了高度二维集成化的要求。但是,由于边发射激光器是从平行于衬底的方向出光,这种结构特点使其很难实现高密度的二维阵列集成,从而限制了边发射激光器在高速光互连、光交换等领域的发展。因此随着半导体外延技术的发展以及光电子集成方面应用的需要,一种新型的、不同于边发射激光器的半导体激光器-垂直腔面发射激光器(Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers, 简称为 VCSEL)诞生了。这种激光器从垂直衬底的方向输出激光,具有阈值低、输出光束发散角小、寿命长、稳定性好、调制速率高、成本低等众多优点

[1][2]。另外，由于 VCSEL 器件输出圆型光斑使得其具有较高的光纤耦合效率；同时，在同一衬底上可以集成很多这样的激光器形成二维阵列。从诞生之日起，VCSEL 已经发展成为一种独立的半导体发光器件，并且成为光纤通信，高速光局域网，高密度存储器，激光打印机，激光显示以及并行光互连，光信息处理等光电子技术领域中不可缺少的重要器件之一[3][4][5][6]。

1.1 垂直腔面发射激光器(VCSEL)简介

1.1.1 VCSEL 的基本结构

VCSEL 外延片采用金属氧化物化学气相沉积法(MOCVD)或者分子束外延方法(MBE)生长而成。图 1.1 是 VCSEL 的典型结构，激光从垂直于腔镜表面的方向出射。其核心主要由两部分构成，分别是两个具有高反射率的腔镜以及夹在中间的一层或多层具有高光增益、厚度较薄的半导体发光层，例如量子阱有源层。两个腔镜可以由多层介质膜构成，通常上层是 $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ 多层结构，下层是 $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{Au}$ 结构；或者由分布布拉格反射器(DBR)的外延生长层构成。由于其谐振腔长度很短，以致腔内往返增益长度非常短，所以 P 面和 N 面腔镜的反射率必须非常高才能满足阈值增益条件，通常都在 99.9%以上。有源区中典型的量子阱数是 1~4 个，而且为了获得最大的受激辐射效率，量子阱通常被置于驻波图形的波峰附近。在有源区的两侧是限制层，主要功能是限制载流子以及调节谐振腔长度，使其谐振波长正好是所需要的激光波长。在衬底和 P 型反射镜的外表面制作金属接触层，以形成良好的欧姆接触。另外，在衬底或 P 型反射镜的外表面制作出光窗口，形成底发射或顶发射 VCSEL 器件。

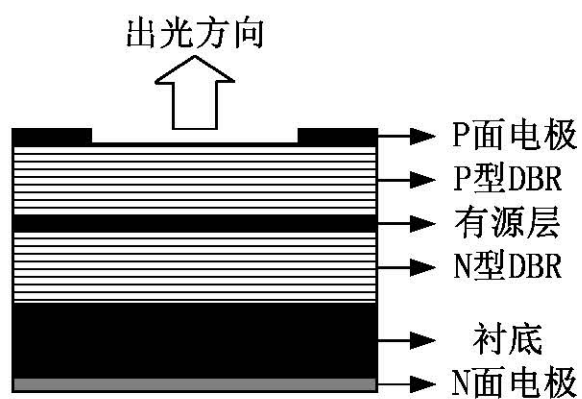


图 1.1 典型的 VCSEL 结构

为了制作高效率、低阈值的 VCSEL 器件，除了需要具有大于 99.9%的高腔面反射率以及小的有源区体积外，在有源区内对光模式和电流进行有效的限制也是至关重要的。好的光和电流限制可以提高器件的电-光转换效率，实现光和电流限制的侧向结构主要有增益导引和折射率导引两种^{[7][8][9]}。

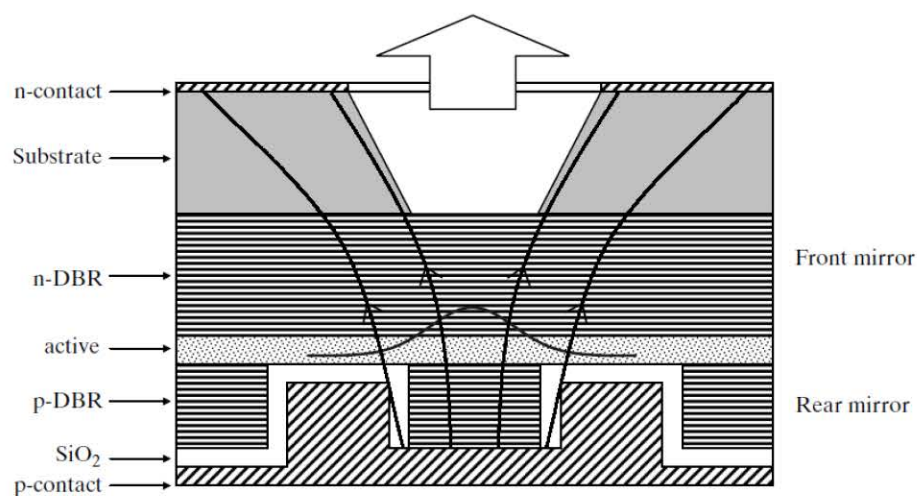


图 1.2 圆形电极增益导引 VCSEL 结构图

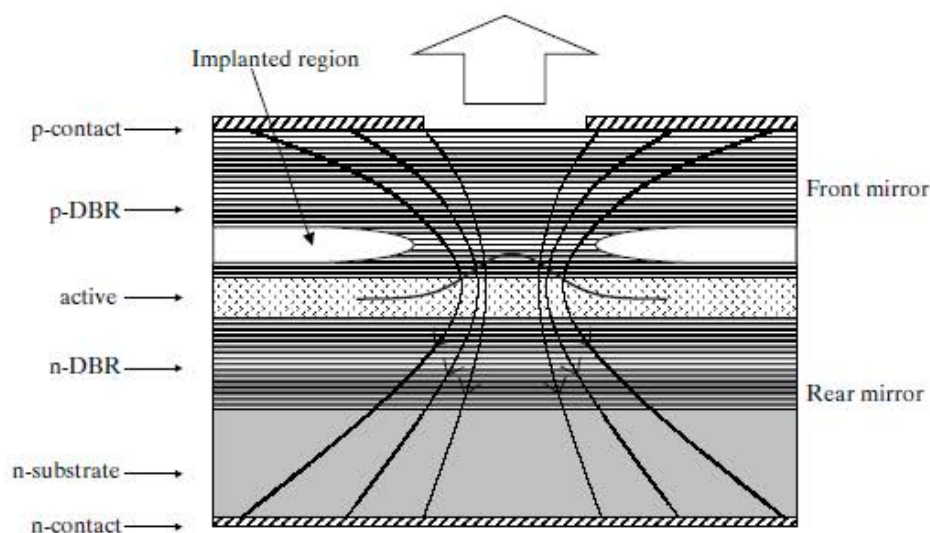


图 1.3 离子注入增益导引 VCSEL 的结构图

在早期 VCSEL 的研究中，增益导引器件的制造技术主要基于已有的面发射激光器的简单制造技术。增益导引机制可以通过在靠近有源区的位置形成一个圆形的金属接触来实现，由注入的载流子浓度来决定增益区域，从而实现对横模的限制。图 1.2 是利用圆形电极来限制载流子的增益导引 VCSEL 器件的结构图，这种结构的主要优势是制造工艺简单，但是对光场和注入电流密度的横向限制很弱，导致器件相应的阈值电流会很高。减小横向的电流泄漏可以降低器件的阈值电流，这可以通过在 P-DBR 中进行离子注入从而增加注入区的电阻率来实现^[10]。图 1.3 是离子注入增益导引 VCSEL 器件的结构图。从图中可以看到，离子注入区域可以实现对有源区电流的限制。但是，这种结构不能限制载流子沿有源区横向的扩散。因此，当离子注入增益导引 VCSEL 器件在高功率工作时，由于热透镜和载流子空间烧孔的影响，很多高阶横模就会激射。另外，DBR 腔镜的高电阻率会加剧激光腔内热的产生。这种结构的唯一优点是制造工艺和封装都很简单，制造成本低，因此在早期的研究发展中，很多制造商都使用离子注入的方法来制造 VCSEL 器件。

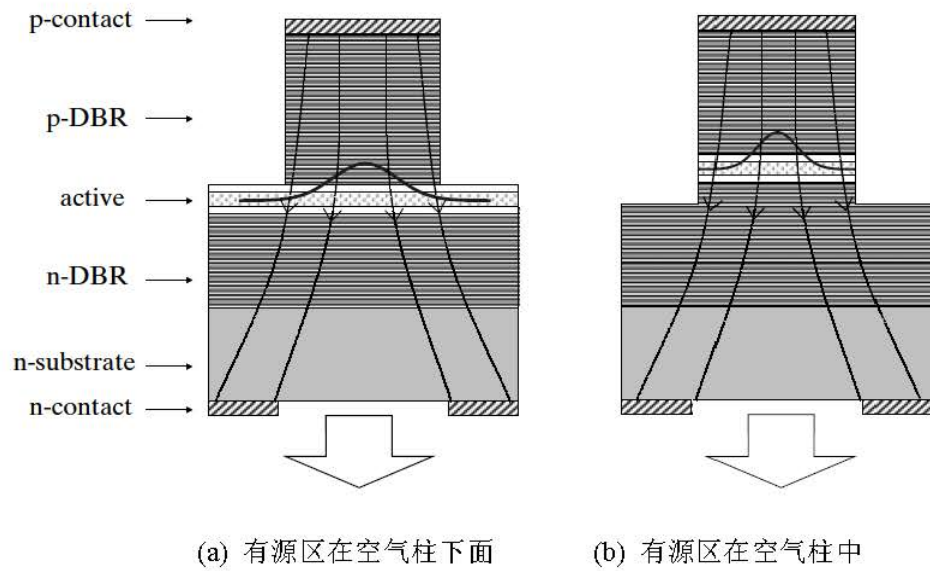


图 1.4 空气柱折射率导引 VCSEL 的结构图

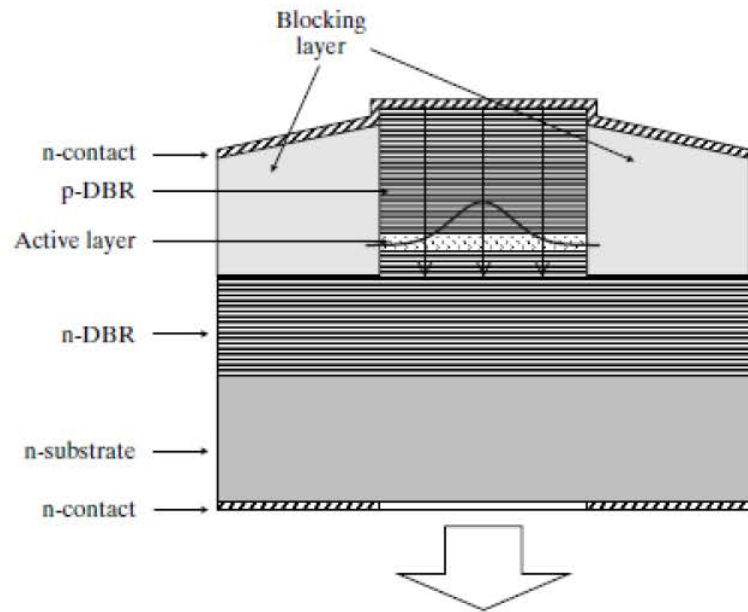


图 1.5 掩埋异质结折射率导引 VCSEL 的结构图

与增益导引 VCSEL 器件相比，折射率导引结构能够对光场实现更好的横向限制。图 1.4 是空气柱折射率导引 VCSEL 的两种结构图^{[11][12]}。在含有空气柱结

构的 VCSEL 中, P-DBR 腔镜的边缘直接和空气接触, 半导体材料和空气之间较大的折射率差可以实现对光场的横向限制。但是, 这种结构的 VCSEL 器件有很多缺点。首先, 折射和散射损耗随着有源层直径的减小而增加。其次, 在空气柱结构中不能进行稳定的单模工作, 尤其是在高电流注入下。再次, 载流子在表面的复合很严重。最后, 空气柱 VCSEL 器件较低的电导率和热导率在高偏压和散热不足的工作情况下会产生严重的问题。图 1.5 是掩埋异质结折射率导引 VCSEL 的结构图^[13], 从图中可以看到, VCSEL 的整个核心区域都被掩埋在一个电流阻挡区域内, 通过选择其折射率来阻止高阶模式振荡。这个电流阻挡区域可以对光场和注入电流提供足够的横向限制, 同时也能保证器件在高电流注入水平下进行稳定的单模运转。但是, 在这种结构的器件制造中, 需要通过刻蚀和二次外延生长来形成电流阻挡区域, 因此不适合进行大规模的生产, 并且单个器件的生产成本也非常高。

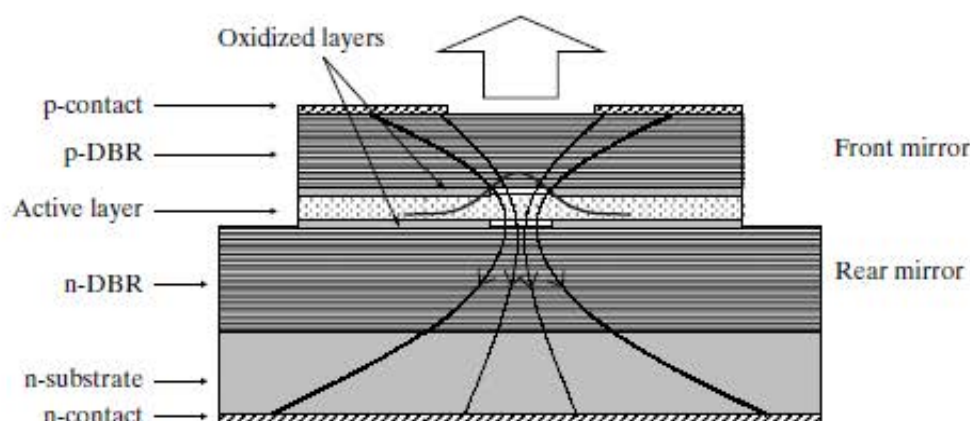


图 1.6 具有双氧化孔径的折射率导引 VCSEL 结构图

在折射率导引结构中, 氧化孔径 VCSEL 已经大规模生产并投入市场。图 1.6 是具有双氧化孔径的 VCSEL 器件结构图。具有一个氧化孔径的 VCSEL 结构与图 1.6 相似, 只有一个氧化孔径在有源层上方^[14]。由于氧化层的折射率比周围材料的折射率低, 所以通过选择氧化层的厚度和其相对于光腔的位置来控制腔和周围区域之间的有效折射率差。结果, 沿着横向的光场就被严格限制在了氧化孔径

里。此外，由于被氧化部分的绝缘性使得注入的电流只能经过氧化孔径流入有源区，所以有利于提高器件的电-光转换效率^{[15][16]}。必须指出的是，氧化孔径的形成工艺可以在 GaAs 基材料体系的整体外延生长之后完成，因此氧化孔径 VCSEL 器件的制造成本很低，适合应用于商业并投入市场。

1.1.2 VCSEL 的特点及优势

和传统的边发射激光器相比，VCSEL 具有沿垂直方向的谐振腔^{[17][18][19]}，这种结构显著的改善了半导体激光器的输出性能和生产灵活性^[20]，其主要优势可以概括为以下几点：

1、VCSEL 器件具有较小的有源区体积、较高的腔面反射率、较好的光模式和电流限制机制，阈值电流可以达到 μA 量级^[21]。

2、VCSEL 器件的谐振腔长很短，一般为一个波长，从而使得纵模间距较大，因此可以在较宽温度范围内得到单纵模输出。

3、由于 VCSEL 具有较大的输出面积，所以其输出光束呈圆形并且具有较小的光束发散角。由此可以有效的提高 VCSEL 器件和光纤及其他光学元件的耦合效率^[22]。从单模光纤到 1mm 左右的塑料光纤都可以使用，耦合效率高达 90% 以上。

4、由于 VCSEL 的光子寿命短，使得其具有很高的弛豫振荡频率 ($>70\text{GHz}$)，因此器件可以得到较宽的调制带宽^[23]。

5、由于 VCSEL 的谐振腔及出光方向都是沿着垂直方向，因此在 VCSEL 一次外延生长，工艺完成后就可以在片上进行测试，这样就可以大大的降低器件制造成本以及减少质量检测的步骤。

6、VCSEL 不受腔面光学灾变损伤(COD)的影响，具有较好的可靠性，其寿命可达 10^7 小时。

7、VCSEL 器件可以采用类似微处理器的方式进行封装，使得焊接和封装较容易，因此模块与组件的价格都比较便宜。同时采用这种封装方式时，热量输运过程效率很高，能够对器件进行很好的散热。

8、可以使用微机械等技术，将 VCSEL 器件应用到层叠式集成光路上。

9、由于 VCSEL 的出光方向垂直于衬底，所以较易制成单片集成的二维列

阵，用于高功率输出。图 1.7 是一个由数十个面发射激光器排列而成的激光器阵列器件。相信通过所有 VCSEL 科研机构和工作人员的努力，单个列阵集成 100 万到 1000 万个激光器也会在不远的将来实现。

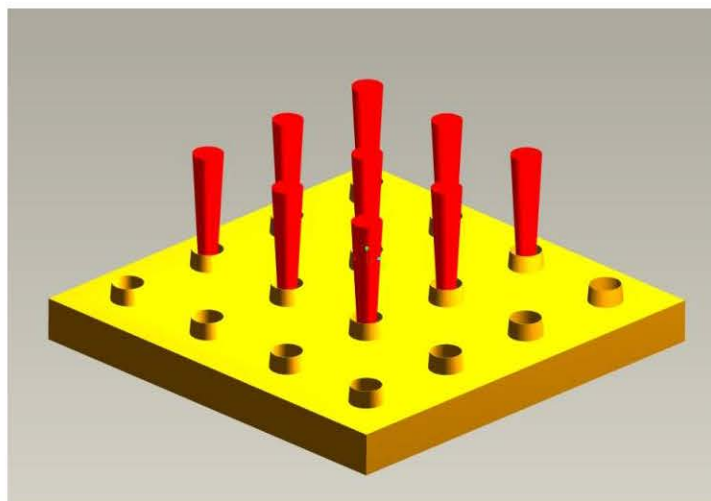


图 1.7 VCSEL 阵列示意图

1.2 VCSEL 的研究进展及主要应用

20 世纪 70 年代，VCSEL 由日本东京工业大学 K.Iga 教授的团队首次提出。他们指出为了实现低阈值电流工作，VCSEL 应该满足具有小的有源区体积、高的光增益以及极高反射率的腔镜^[24]。当时在体材料中获得高光增益比较困难，并且制造具有如此高反射率的腔镜也是一项挑战。尽管存在这些困难，他们仍然在 1979 年首次成功研制出了电泵浦的 InGaAsP/InPVCSEL 器件，它可以在 77K 的温度下进行脉冲工作^[25]。几年后，他们成功研制出能够在室温下脉冲工作的电泵浦 GaAs/AlGaAsVCSEL 器件^{[26][27]}。在 K.Iga 教授的团队早期对 VCSEL 器件的研究中，利用金制成 P 面反射镜，N 面反射镜主要由 SiO₂/Si 多层介质膜构成。之后他们的研究重点主要集中在研制具有低阈值的 GaAs 基 VCSEL 器件上。1987 年，他们报道了在 20.5℃ 下连续工作的 GaAsVCSEL 器件，其阈值电流为 6mA^[28]。1989 年，他们首次实现了 850nmGaAsVCSEL 器件室温下的连续激射^[29]。K.Iga 教授的团队取得的成就激发起了世界各个研究机构对于不同波段、低阈值、高功

率 VCSEL 器件进行研制的热情。到目前为止，已经成功研制出可见光、850nm、980nm 以及长波段的 VCSEL 器件，这几乎涵盖了半导体激光器所能实现的所有波段。

1、可见光 VCSEL

短波长可见光 VCSEL 是近年研究的一个热点，这是因为可见光 VCSEL 的应用范围非常广，例如可以应用于激光打印和扫描，基于塑料光纤的光学通讯，CD/DVD 的光数据存储以及照明显示等方面。

红光 VCSEL 的波长为 650nm~670nm，由于该波段恰好位于塑料光纤(POF)的一个低损窗口(650nm)，如图 1.8 所示，因此为了实现低成本、每秒种几比特的光数据链接，对此波段高速 VCSEL 器件的研制是非常必要的。已经研制出的红光 VCSEL 中最大输出功率和电光转换效率分别为 8mW 和 11%^[30]。利用氧化孔径结构还可以获得具有高调制带宽的红光 VCSEL。通常，一种可以实现红光氧化孔径 VCSEL 的结构包括：InGaP/InGaAlP QWs 为有源介质，P-DBR 反射镜为 44 对 P 掺杂的 $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ ，N-DBR 为 72 对 N 掺杂的 $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ ，氧化孔径可以通过侧氧化 N-DBR 中的高 Al 掺杂层来实现^[31]。由于有源区的带隙较宽、P 型掺杂实现起来有困难以及有 Al 材料体系器件的可靠性很难保证，使得红光 VCSEL 实现大范围的商业化进程还在努力中。

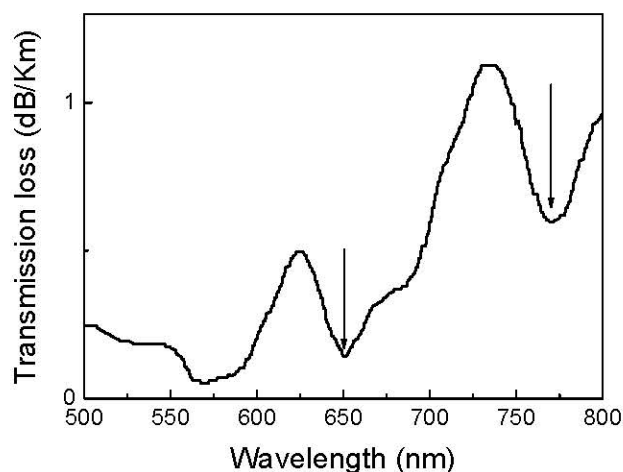


图 1.8 塑料光纤传输损耗谱

ZnSe 材料体系可以使绿/蓝半导体激光器实现连续工作。据报道，室温下工

作的光泵浦、电泵浦蓝-绿 VCSEL^{[32][33]}的器件结构包括：三个 $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ 量子阱为有源介质，量子阱两侧是 ZnSe 限制层，在有源区上下两侧沉积低损耗的多层 $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ 介质膜堆作为腔镜。将 GaN 及其材料体系作为有源区可以实现从绿光到紫外光的 VCSEL^[34]。但是，实现蓝光/紫光 GaN 基 VCSEL 的难点在于高反射率腔镜的制备。用作制备蓝光/紫光 VCSEL 的 DBR 材料可以用 $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ 和多层介质膜腔镜，例如 $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ 膜堆。其中， $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ DBR 的高、低折射率差很小，所以需要很多对 $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ 来达到所需的反射率，这无疑给 DBR 的外延生长造成困难。已经报道的 10 对 $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ 介质层可以为 400nm 到 450nm 波段提供超过 99% 的反射率^{[35][36]}。实现蓝光/紫光 VCSEL 的另一个难点在于材料体系的透明载流子浓度太大，导致器件阈值电流密度高，以上限制因素使得蓝光/紫光 VCSEL 离商业化还有一定的距离。

2、近红外波段 VCSEL

由于 GaAs 和 AlGaAs 材料体系的外延生长技术比较成熟，材料的光增益大以及可以采用单片外延生长的方式来制作 DBR 高反射镜，所以 GaAs 基的近红外 VCSEL 器件一直是所有波段中发展较快的。从 VCSEL 诞生至今，这一波段的器件一直代表着 VCSEL 研究的最高水平，下面对其中一些重要的波长加以介绍。

除了 650nm 以外，780nm 波段是塑料光纤中的另一个低损窗口，如图 1.8 所示。波长在 780nm 附近的 VCSEL 主要应用在短距离、高速光通讯和光互连方面。另外，780nm 的 VCSEL 列阵还可以应用于高速激光打印机。目前可以实现 780nm VCSEL 的有源区介质为 $\text{Al}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 多量子阱，DBR 由 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ 高低反射率膜层周期重复构成，P-DBR 和 N-DBR 分别为 24 对和 40.5 对^[37]。Hiromi Otoma 等人研制出具有 32 个发光单元的 780nm 单模 VCSEL 列阵器件，在 0℃ 到 60℃ 的温度范围内，其单膜光输出功率为 1.2mW。将此单模 VCSEL 列阵作为彩色激光打印机的光源，打印速度和分辨率分别可达 80ppm 和 2400DPI^[38]。由于激光打印系统中含有对偏振敏感的光学元件，因此要求作为光源的 780nm VCSEL 具有比较稳定的偏振特性。目前，人们研究了很多方法来控制 780nm VCSEL 的偏振角度^{[39][40]}。

850nm 波段的 VCSEL 器件也在光电子领域中占有重要地位，并且已经实现

商业化。此波段作为石英系光纤的第一个低损窗口，广泛应用于中短距离高速数据通讯以及光互连领域。众所周知，应用于通讯领域的激光器需要具有较好的模式特性。但是，由于 VCSEL 器件具有比较大的横向尺寸，因此其空间模式特性较差，表现为具有高阶横模。近些年来，人们研制了多种获得单模、高输出功率 850nm VCSEL 的方法^[41]。李特等人利用 surface relief 的方法制备了氧化孔径为 12 μm 的 850nm VCSEL，在 19mA 的连续注入电流下获得了 10mW 的单模最大输出功率，同时大大减小了器件的串联电阻^[42]。

980nm 是近红外 VCSEL 中的另一个重要波段，能够实现 980nm 工作的有源区介质有 InGaAs/GaAs 应变量子阱(QWs)和 InAs/GaAs 量子点(QDs)。利用 InGaAs/GaAs 量子阱的应变效应，可以使器件具有较高的微分量子效率和张弛振荡频率，并且有阈值低，谱线窄、偏振比高、可调谐、衬底对激射波长透明等优点。经过多年的研究，高功率的 980nm VCSEL 单管和列阵器件取得了很大的进展。2001 年，M. Miller 等人研制出由 19 个单元组成的列阵器件，其在室温下连续输出功率达到 1W，并且在脉冲宽度为 15ns 的泵浦条件下，峰值功率达到 10W^[43]。2004 年，德国 Ulm 大学的一个研究小组制备出了具有 224 个单元的 VCSEL 列阵器件，获得了 10W 的连续输出功率。2007 年，李特等人制备的氧化孔径为 500 μm 的 VCSEL 单管器件在室温连续电流注入下得到了 1.95W 的最大输出功率，他们制备的 4 $\times$ 4 VCSEL 列阵器件在室温连续注入电流为 6A 时，输出功率达到 1.21W 左右^[44]。2008 年，J. F. Seurin 等人实现了器件尺寸为 5mm $\times$ 5mm、出光面积为 0.22cm² 的 VCSEL 列阵，利用高热导率金刚石热沉对列阵器件进行封装；在 320A 的连续电流注入下，热沉温度为 15 $^{\circ}\text{C}$ 时，其输出功率达到 231W^[45]。

3、长波段 VCSEL

因为 1310nm 和 1550nm 是硅基光纤的两个最小损耗窗口，所以长波段 VCSEL 引起了中、远距离光纤通讯系统应用领域的广泛关注。

能用来实现 1310nm 波长的 GaAs 基有源区材料主要有 GaInNAs、GaAsSb 量子阱以及 InAs/GaAs 量子点；InP 基的主要有 InGaAsP、InGaAlP 量子阱。能用来实现 1550nm 波长的 GaAs 基有源区材料主要有 GaInNAsSb 量子阱和 InAs/GaInNAs 量子点；InP 基的主要有 InGaAsP 和 InGaAlAs 量子阱。目前利用上述材料可以实现 1.3 μm 和 1.5 μm 激射，但是还不能进行大规模商业化生产。制

作长波长 VCSEL 器件的主要瓶颈之一是 DBR 反射镜的制作。由于构成 DBR 材料的折射率差较小，所以需要较多的对数来达到高反射率，这就使得厚度较厚的 DBR 具有较高的内部吸收损耗和较低的热导率。针对这种不利因素，研究者们通过开发新材料，新工艺以及引入技术来努力提升长波长 VCSEL 器件的性能。德国 Walter Schottky 研究所的 Gerhard Boehm 等人利用掩埋隧道结 (BTJ) 技术，将 AlGaInAs 作为有源介质，AlInAs/AlGaInAs DBR 和介质 DBR (CaF_2/ZnS) 混合作为腔镜，制成的 $1.3\mu\text{m}$ InP 基器件的最大功率为 0.43mW， $1.55\mu\text{m}$ 器件的最大功率达到 7mW。2008 年，A.Syrbu 等人获得 1310nm 波段的单模输出功率在 80°C 和室温下分别为 2.5mW 和 6mW，1550nm 波段的单模输出功率在 80°C 和室温下分别为 1.5mW 和 4mW。

1.3 高功率 980nmVCSEL 的研究背景及意义

近些年来，高功率 VCSEL 由于其独特的优势引起了高速数据传输、高分辨率打印、泵浦固体激光器和光纤激光器等应用领域的广泛关注^[46]。为了提高总的输出功率，一种方法是增大 VCSEL 单管器件的有效面积。另一种方法是在单个芯片上将各个单管单元集成为一个二维列阵，较高的集成度和适当的散热能够使这种二维列阵更容易获得高功率输出。

在高功率 VCSEL 中，980nm 激光仍然是一个非常重要的波段。由于 VCSEL 输出圆对称、低发散角的激光光束，因此可以和固体激光器的模式进行更好的匹配；又因为 VCSEL 可以以单纵模方式工作，尽管输出的是多横模，其光谱宽度也比传统的边发射激光器窄很多。和边发射半导体激光器相比，这些特性提高了固体激光器泵浦源的光束质量，有利于制作高转换效率的全固态激光器。另外，980nm 还是掺铒光纤放大器的理想泵浦源，解决了长距离特别是跨洋通讯中光纤通信的能量补充问题，在光通信中有极为重要的应用；同样，980nm 还处于掺镱光纤激光器的泵浦吸收带中，随着光纤激光器在工业、医疗、通讯和军事等领域的应用不断扩大，它显得更加重要。因此，研制具有较大的输出功率、较好的光束质量以及较稳定工作特性的 980nmVCSEL 器件是非常有必要的。

1.4 VCSEL 的热问题

虽然 VCSEL 具有很多边发射半导体激光器无法比拟的优点而在光电子领域中引起人们的广泛关注,但是热效应问题仍然是限制其发展的主要瓶颈之一。由于 VCSEL 器件具有更加复杂的热源和二维电流扩展效应,使得其有源区内产生的平均热流密度会非常高。对于氧化孔径为 $10\mu\text{m}$ 的 VCSEL,其有源区内的平均热流密度约为 $300\text{W}/\text{mm}^2$ ^[47],而对于条宽为 $15\mu\text{m}$ 的边发射激光器,其有源区内的平均热流密度仅有 $30\text{W}/\text{mm}^2$ ^[48]。当电流通过 DBR 注入到有源区时,VCSEL 器件的温度可以升高到 $100\sim 200^\circ\text{C}$ 。引起器件温度升高的原因主要有:电流引起的自热效应、列阵器件中的热串扰和环境温度的改变。对于半导体激光器,热效应对器件的输出特性、可靠性及寿命有很多影响。在面发射激光器早期的研究中,器件的阈值电流很高,发热更严重,这是导致其不能实现室温下连续工作的因素之一。随着对器件结构不断的改进以及应变量子阱有源区的出现,面发射激光器的阈值电流逐渐降低。但是,当 VCSEL 器件在室温连续下工作时,由注入电流引起的自热效应使得器件内部的温度升高,尤其是有源区结温的升高将引起禁带宽度变窄,折射率增加,材料增益降低,输出波长漂移,以上影响最终还会导致阈值电流密度的升高并且将会严重限制输出功率的提高。由于半导体激光器的寿命随温度的升高按指数下降,所以对于某些结构的 VCSEL 器件,虽然具有很好的性能参数,但是寿命问题仍然无法很好的解决。另外,在二维 VCSEL 列阵器件中,由于单元之间具有很强的热串扰,因此为了改善列阵器件的热效应获得高功率输出,实现有效的散热显得尤其重要。

近些年来,出现了很多关于 VCSEL 热效应问题研究的报道。Hasnain 等人^[49]和 Tell 等人^[50]利用激光输出波长随温度的变化推导出了器件在工作中有源区的温升情况。Nakwaski 和 Osinski^[51]利用电模拟方法分析了刻蚀量子阱 (etched-well)VCSEL 中的电流分布和温升情况。Michalzik 和 Ebeling^[52]开发了一种电阻网络方法,对布拉格反射镜内的热产生进行了模拟,模型计算得到的温度升高值和实验结果符合的很好。Chen 和其研究团队^[53]开发出了一种有效的电导率模型,在模拟过程中考虑了有源区尺寸对电、热和光辐射方面的影响,其模拟结果和外腔面发射激光器的实验结果得到了很好的一致性。Piprek 和其研究团队

[54][55]对增益波导 VCSEL 器件的热效应进行了研究并且利用有限元分析法比较了长波长($1.3\mu\text{m}\sim 1.5\mu\text{m}$)VCSEL 的热特性。Vakhshoori 等人^[56]假设 VCSEL 器件内具有一致分布的热流,在此基础上求解了激光器内的温度场。利用等效热阻可以对激光腔内的平均温度分布进行简单的计算,但是这种计算方法不能对自热效应影响下相应的调制响应进行评估。Bewtra 等人^[57]利用等效热阻的概念建立了一种简单的热速率方程,根据这个模型分析了 VCSEL 器件功率-电流曲线的热饱和及调制响应等稳态特性。总之,自从面发射激光器诞生以来,人们就一直不断的对其热问题进行研究。由于 VCSEL 的热特性对器件的输出性能具有非常大的影响,尤其在发展高功率 VCSEL 单管和列阵器件方面,热效应能否获得改善是主要因素。因此,对 VCSEL 的热行为特性进行深入的理论和实验研究是非常必要的。

1.5 本论文的研究工作

本论文针对 980nm 波段高功率 VCSEL,开展了器件热行为特性的理论模拟、实验测量和热特性优化等多方面的工作,主要包括以下研究内容:

- 1、计算了温度对量子阱禁带宽度和能带带阶的影响;模拟了不同温度下的材料增益,计算得到了增益峰值波长和峰值增益随温度的变化速率。
- 2、基于特征矩阵法,分别计算了 P-DBR 和 N-DBR 在不同温度下的反射率,分析了反射率随温度的变化趋势并计算了变化速率。
- 3、采用光致发光谱中心波长和电致发光谱中心波长两种方法来表征增益谱波长随温度的变化,实际测得了其变化速率。
- 4、利用基于 VCSEL 芯片制成的边发射器件,通过测量纳秒脉冲工作时不同温度下的电致发光谱中心波长漂移情况,以及测量连续工作时不同电流下电致发光谱的漂移,研究得到了自热效应引起的有源区平均温升情况。
- 5、实验测量了氧化孔径对 VCSEL 单管器件热特性的影响。通过对比电流、波长及温度的关系,得到了由电流引起的自热效应给三种器件带来的温升情况。
- 6、根据理论分析结果,对不同连续注入电流和脉冲注入电流下的近场分布进行了实验测量,通过分析近场强度分布和模式尺寸随注入电流的变化,得到了

载流子分布、横模和热效应之间的相互影响关系。

7、利用 COMSOL 软件模拟分析了单元间距对 VCSEL 列阵器件热耦合的影响。

8、优化列阵器件的排布方式，达到改善单元之间热串扰，降低器件温度的目的。

第 2 章 VCSEL 热特性的理论分析

九十年代中期,垂直腔面发射激光器(VCSEL)由于较易实现二维列阵集成,可以进行动态单纵模运转,输出低发散角、圆对称光斑,光纤耦合效率高等特点引起了人们的广泛关注。这些特点使得 VCSEL 已经成为光纤通信、光互连等许多光电子领域中的重要器件。但是,在发展低阈值、高功率和温度稳定运行的 VCSEL 激光器方面仍然存在一些关键的问题,其中一个主要瓶颈就是激光腔内产生的热对器件性能的限制^[58]。由于掺杂半导体布拉格反射镜(DBR)具有很高的串联电阻,所以和边发射激光器相比,VCSEL 器件具有更加复杂的热源^[59]。另一方面,由于 VCSEL 器件具有高的电流密度,高热阻以及本身集成的多层结构,使得其和边发射激光器相比,热量从激光腔内到热沉的扩散相对要慢,由此不可避免的导致了激光腔内产生严重的热积累。因此,复杂的热源和激光腔内严重的热积累是 VCSEL 器件产生自热的原因,也是引起其工作温度比边发射器件工作温度高的原因。器件温度的升高使得阈值电流密度增加,输出光功率降低并且振荡频率向长波长方向漂移。此外,由于存在横向热流扩散与叠加效应,使得二维列阵 VCSEL 激光器的热问题表现的更为严重。

本章主要针对 VCSEL 的热特性进行了理论分析和研究,共分为 5 小节。2.1 节介绍温度对 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 量子阱的影响,主要从能带和增益的温度特性两方面分析,并且对量子阱结构进行了优化;2.2 节介绍 DBR 的温度特性,包括 DBR 的反射率、谐振腔模随温度的变化;2.3 节主要对漏电流随温度的变化进行了分析;2.4 节分析了输出功率的温度特性;2.5 节主要模拟了温度对近场分布的影响。

2.1 温度对 InGaAs/GaAsP 量子阱的影响

2.1.1 能带随温度的变化

制备 VCSEL 的关键之一就是要保证增益谱峰值波长和谐振腔模式波长极好的匹配，可是在热效应的影响下，增益谱和腔模都会发生漂移^{[60][61][62]}，但原因不相同。增益谱峰值波长发生漂移的主要原因是自热效应引起的温度升高导致有源区量子阱材料的禁带宽度发生了改变。另外，能带带阶的大小决定了量子阱对载流子的限制能力，而温度对能带带阶也有一定的影响。因此有必要从禁带宽度和能带带阶两方面入手，对量子阱能带的温度特性进行研究。

2.1.1.1 量子阱禁带宽度与温度的关系

材料禁带宽度和温度有如下关系^[63]：

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2-1)$$

$E_g(0)$ 为 $T=0K$ 时材料的禁带宽度； α 和 β 为禁带宽度温度系数。GaAs 和 InAs 的参数如表 2.1。

表 2.1 GaAs、InAs 在公式(2-1)中的参数取值

Material	$E_g(0)/eV$	$\alpha/(10^{-4}eV/K)$	β/K
GaAs	1.517	5.5	225
InAs	0.417	3.07	191

由于量子阱的禁带宽度由势阱的禁带宽度决定，因此根据差值公式^[64]：

$P(AB_xC_{1-x}) = xP(AB) + (1-x)P(AC)$ 计算得到：

对于 $In_{0.2}GaAs$: $E_g(0) = 1.297eV$;

$$\alpha = 5.014 \times 10^{-4} \text{ eV/K};$$

$$\beta = 218.2 \text{ K}$$

将以上结果代入公式(2-1)中得到了势阱为 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 时，量子阱禁带宽度随温度的变化为：

$$E_{g\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}}(T) = 1.297 - \frac{5.014 \times 10^{-4} T^2}{T + 218.2} \quad (2-2)$$

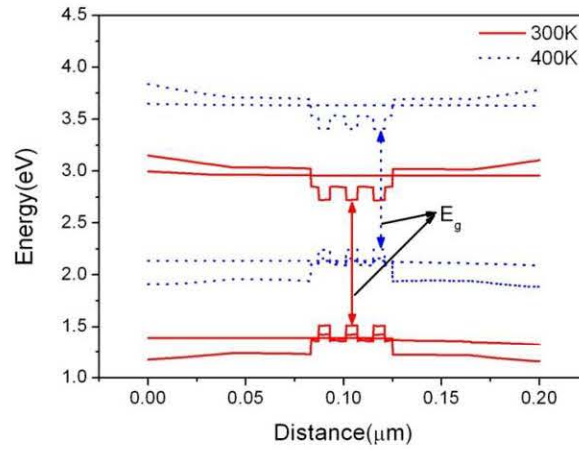


图 2.1 不同温度下的能带结构

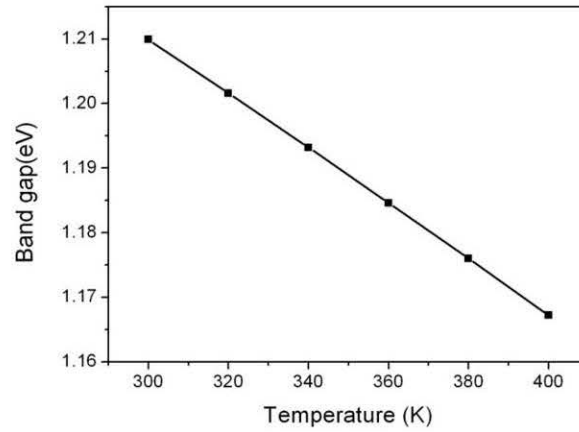


图 2.2 量子阱的禁带宽度随温度的变化

图 2.1 是模拟得到的 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 量子阱在 300K 和 400K 时的能带结构图。从图中可以看出在 400K 时，量子阱的导带和价带都上移，但禁带宽

度比300K时的小。图 2.2 是模拟得到的禁带宽度随温度的变化情况。从图中可以看出随着温度的升高，量子阱的禁带宽度逐渐减小，经过拟合得到禁带宽度随温度的变化速率为 $-0.4meV/K$ 。

2.1.1.2 导带带阶与温度的关系

能带带阶表示量子阱中半导体材料能带边缘的相对位置，它由材料组成成分和晶格失配引入的应变决定。导带带阶和价带带阶分别定义为：

$$\Delta E_c = E_c^b - E_c^w \quad (2-3)$$

$$\Delta E_v = E_v^w - E_v^b \quad (2-4)$$

其中上标 b 和 w 分别代表势垒和势阱材料， ΔE_c 和 ΔE_v 分别对应能量势阱对电子和空穴的限制。对于具有压应变的量子阱，在其价带中重空穴位于轻空穴上方，因此有 $E_v = E_{hh}$ 。

测量量子阱能带带阶的方法有很多，例如电容-电压法或者电流-电压法、光致发光激发谱测量法、深能级传输光谱法等。但是，很多具有不同组分的半导体化合物的能带带阶都不能通过实验测量得到，所以利用理论模型计算能带带阶的方法在进行量子阱设计和模拟的时候就变得非常重要。我们主要采用固体模型理论(Model-solid theory)^{[64][65]}对 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 压应变量子阱的能带带阶与温度的关系进行了理论计算。

公式(2-3)和(2-4)中各分量可由以下各式计算得到^{[66][67]}。

$$E_c = E_{av} + \frac{1}{3}\Delta + E_g + E_{hc} \quad (2-5)$$

$$E_{hh} = E_{av} + E_{hv} + \frac{1}{2}E_t + \frac{1}{3}\Delta \quad (2-6)$$

$$E_{hv} = 2a_v(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}})\varepsilon \quad (2-7)$$

$$E_t = -2b(1 + 2\frac{C_{12}}{C_{11}})\varepsilon \quad (2-8)$$

$$E_{hc} = 2a_c(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}})\varepsilon \quad (2-9)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a_s - a}{a} \quad (2-10)$$

其中， E_{av} 是平均价带子带能量， Δ 是自旋轨道分立能量， E_g 是材料的禁带宽度， a_c 和 a_v 分别是导带和价带的静形变势， b 是剪切形变势， C_{11} 和 C_{12} 是弹性劲度常量， a_s 和 a 分别是衬底和外延层的晶格常数，以上各参数取值列于表 2.2 [65][68][69][70] 中。

表2.2 GaAs、InAs、GaP 在公式(2-5)~公式(2-10)中的参数取值

Parameter	Symblo(unit)	InAs	GaAs	GaP
Average valence band position	$E_{av}(eV)$	-6.67	-6.92	-7.40
Spin-orbit split-off energy	$\Delta(eV)$	0.39	0.34	0.08
Bandgap energy	$E_g(eV)$	0.354	1.42	2.26
Shear deformation potential	$b(eV)$	-1.8	-2.0	-1.8
Hydrostatic deformation potential	$a_c(eV)$	-5.08	-7.71	-8.20
	$a_v(eV)$	1.00	1.16	1.70
Elastic stiffness constant	$C_{11}(10^{11}dyn/cm^2)$	8.329	12.21	14.05
	$C_{12}(10^{11}dyn/cm^2)$	4.526	5.66	6.203
Lattice constant	$a(\text{\AA})$	6.0583	5.65325	5.4505

根据差值公式： $P(AB_xC_{1-x}) = xP(AB) + (1-x)P(AC)$ ，利用表 2.2 中的参数计算得到 $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs_{0.92}P_{0.08}$ 量子阱材料的各参数如表 2.3。

表 2.3 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 量子阱材料参数计算结果

Parameter	Symblo(unit)	$\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$	$\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$
Average valence band position	$E_{av}(eV)$	-6.865	-6.9544
Spin-orbit split-off energy	$\Delta(eV)$	0.326	0.3192
Shear deformation potential	$b(eV)$	-1.96	-1.968
Hydrostatic deformation potential	$a_c(eV)$	-7.6016	-7.7492
	$a_v(eV)$	1.128	1.2032
Elastic stiffness constant	C_{11}	11.4338	12.3572
	C_{12}	5.4332	5.7034
Lattice constant	$a(\text{\AA})$	5.73426	5.63703

将表 2.3 中势阱和势垒的各参数值代入公式(2-7)~公式(2-10)中，计算得到：

对于势阱 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$: $E_{av}^w = -6.87eV$

$$\Delta^w = 0.35eV$$

$$E_{hc}^w = 0.062eV$$

$$E_{hv}^w = -0.0122eV$$

$$E_t^w = -0.1006eV$$

对于势垒 $\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$: $E_{av}^b = -6.9584eV$

$$\Delta^b = 0.3192eV$$

$$E_{hc}^b = -0.0242eV$$

$$E_{hv}^b = 0.0038eV$$

$$E_t^b = 0.022eV$$

根据公式(2-1)可以得到 $\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 的禁带宽度与温度有如下的关系公式：

$$E_g^b(T) = 1.625 - \frac{5.556 \times 10^{-4} T^2}{T + 222.2}$$

将以上数值和式(2-2)代入公式(2-5)、公式(2-6)中计算得到

$\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 压应变量子阱中势阱和势垒的导带能级和价带重空穴能级分别为:

$$E_c^w = E_{av}^w + \frac{1}{3}\Delta + E_g^w + E_{hc}^w = -5.394 - \frac{5.014 \times 10^{-4} T^2}{T + 218.2} \text{eV} \quad (2-11)$$

$$E_v^w = E_{hh}^w = E_{av}^w + E_{hv}^w + \frac{1}{2}E_t + \frac{1}{3}\Delta = -6.8158 \text{eV} \quad (2-12)$$

$$E_c^b = E_{av}^b + \frac{1}{3}\Delta + E_g^b + E_{hc}^b = -5.2512 - \frac{5.556 \times 10^{-4} T^2}{T + 222.2} \text{eV} \quad (2-13)$$

$$E_v^b = E_{hh}^b = E_{av}^b + E_{hv}^b + \frac{1}{2}E_t + \frac{1}{3}\Delta = -6.8372 \text{eV} \quad (2-14)$$

将式(2-11)~式(2-14)代入公式(2-3)和公式(2-4)中, 得到导带带阶和价带带阶分别为:

$$\Delta E_c = E_c^b - E_c^w = 0.1428 - \frac{5.556 \times 10^{-4} T^2}{T + 222.2} + \frac{5.014 \times 10^{-4} T^2}{T + 218.2} \text{(eV)}$$

$$\Delta E_v = E_v^w - E_v^b = 0.0214 \text{(eV)}$$

根据以上的计算结果可以看出温度对于导带带阶的影响较大, 而价带带阶几乎不受温度的影响, 是常量。图 2.3 是计算得到的 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 量子阱导带带阶随温度的变化情况。从图中可以看出导带带阶随着温度的升高而减小, 从而会导致量子阱对电子的限制能力减弱。

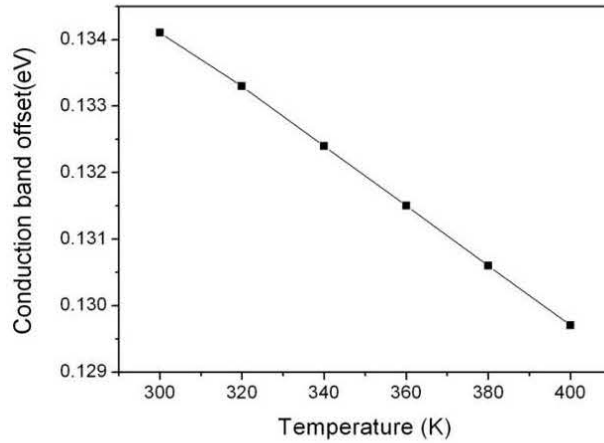


图 2.3 量子阱导带带阶随温度的变化

然后根据公式(2-15)得到了导带带阶比率随温度的变化情况, 如图 2.4 所示。

$$Q_c = \frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} = \frac{\Delta E_c}{\Delta E_c + \Delta E_v} \quad (2-15)$$

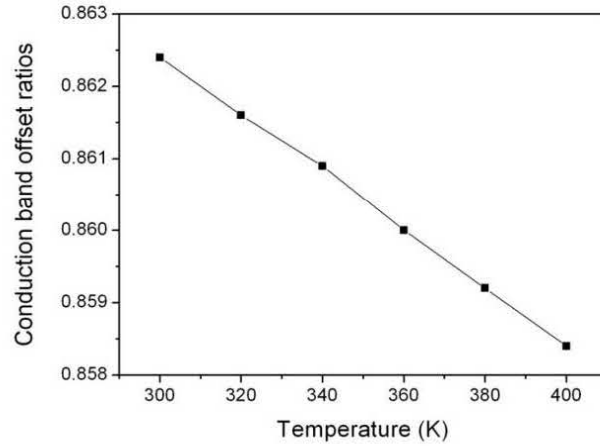


图 2.4 导带带阶比率随温度的变化

2.1.1.3 有源区量子阱结构的优化

由于量子阱的能带带阶随温度的升高而减小,所以在优化量子阱结构时考虑了选择具有更宽带隙结构的 $\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 材料代替传统的 GaAs 材料作为量子阱的势垒,这样可以更好的限制量子阱中的载流子,从而改善由于有源区温度升高而导致的器件输出性能变差等问题^[71]。

为了研究不同势垒材料对器件输出功率的影响,基于 2.1.1.2 节的分析研究,比较了 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 和 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 两种量子阱的能带结构。利用公式(2-1)~(2-8) 计算得到, 300K 时 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 量子阱的导带带阶 $\Delta E_c = 254\text{meV}$, 价带带阶 $\Delta E_v = 44\text{meV}$ 。对于 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 量子阱, 300K 时其导带带阶 $\Delta E_c = 313\text{meV}$, 比势垒材料为 GaAs 时大了 23%, 而价带带阶 $\Delta E_v = 92\text{meV}$, 几乎是 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 价带带阶的两倍。众所周知, 导带带阶和价带带阶决定了量子阱对电子和空穴的限制能力。与 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 量子阱相比, 当势垒材料是 $\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 时, 能带带阶值的明显提高不仅能够很好的限制电子, 在激光器工作过程中更能够显著的防止空穴的泄露, 这将有利于提高

器件的输出功率。图 2.5 是氧化孔径均为 $200\mu\text{m}$ ， $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 和 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 两种量子阱结构器件输出功率的理论模拟结果。可以看出，当势垒材料为 $\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 时，理论上室温下器件的最大输出功率提高了 11 %。

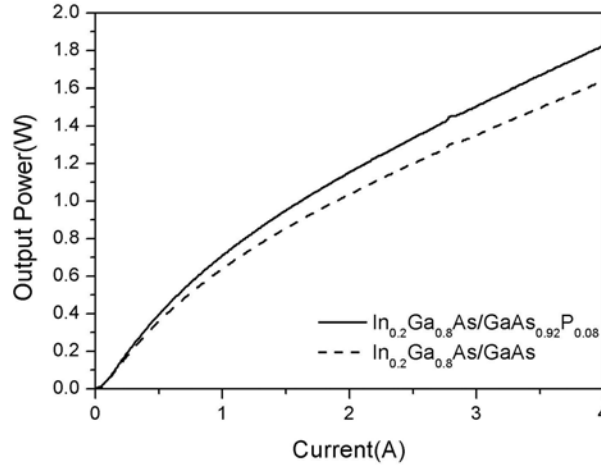


图 2.5 室温下 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ (实线) 和 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ (虚线) 量子阱结构器件的输出功率

2.1.2 增益随温度的变化

从带间跃迁分析应变量子阱激光器的增益，根据跃迁矩阵元计算激光器的增益谱。对于量子阱，求和只需对 $k_{//}$ 方向进行，增益谱公式为^{[72][73]}：

$$g(E_{cv}) = \frac{\pi e^2 \hbar}{\epsilon_0 c m_0^2 n} \sum (1/E_{cv}) |M_T|^2 \rho_{red} [f_c(E_{cjk //}) + f_h(E_{vjk //}) - 1] \quad (2-16)$$

在这个模型中，忽略了多体效应；假定量子阱中的电子只与电磁场相互作用；假定在光子辐射和吸收过程中保留波矢 k ；光子能量 $\hbar\omega = E_{cv}$ 。

在公式(2-16)中， $\sum$ 是能量为 E_{cv} 的所有子带跃迁对的总和， e 是电子电荷， ϵ_0 是真空介电常数， c 是光速， m_0 是电子剩余质量， $\bar{n}$ 量子阱材料的背景折射率，

$|M_T|^2$ 是传输矩阵单元， $|\bar{M}_T|^2$ 是平均传输矩阵单元， ρ_{red} 是减少的状态密度， f_c

是导带电子的费米-狄拉克函数， $f_h \equiv 1 - f_v$ 是价带空穴的费米-狄拉克函数。

传输矩阵单元 $|M_T|^2$ 可以表示为：

$$\frac{|M_T|^2}{|M|^2} = \begin{cases} \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos^2 \theta_j \\ 1 - \cos^2 \theta_j \\ \frac{5}{6} - \frac{1}{2} \cos^2 \theta_j \\ \frac{1}{3} + \cos^2 \theta_j \end{cases} \quad (2-17)$$

上式中的第一项和第二项对应重空穴的 TE 模增益和 TM 模增益，第三项和第四项分别对应轻空穴的 TE 模增益和 TM 模增益。因为量子阱中有双向压力，所以和 TM 模增益相比，TE 模增益占主导地位。

式(2-17)中的各量可以由以下表达式求得，分别为：

对于 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料^[74]， $|M|^2 = \frac{1}{2}(28.8 - 6.6x)(em_0)$

$$\cos^2 \theta_j = \frac{(E_{cj} + E_{vj}) \frac{m_{rj\perp}}{m_{rj\parallel}}}{(E_{cv} - E_g - E_{cj} - E_{vj}) + (E_{cj} + E_{vj}) \frac{m_{rj\perp}}{m_{rj\parallel}}} \quad (2-18)$$

参数 $m_{rj\perp}$ 和 $m_{rj\parallel}$ 分别代表垂直于生长平面和平行于生长平面内减少的有效质量，表达式为：

$$m_{rj\perp} = \frac{1}{m_{cj\perp}} + \frac{1}{m_{vj\perp}} \quad (2-19)$$

$$m_{rj\parallel} = \frac{1}{m_{cj\parallel}} + \frac{1}{m_{vj\parallel}} \quad (2-20)$$

对于重空穴和轻空穴的自发辐射，平均传输矩阵单元 $\left| \bar{M}_T \right|^2$ 为： $\frac{\bar{M}_T^2}{M^2} = \frac{2}{3}$

减少的状态密度 ρ_{red} 可以由下式求得：

$$\rho_{red} = \frac{m_{rj//}}{2\pi\hbar^2} \left(\frac{1}{d_z} \right) \quad (2-21)$$

费米-狄拉克函数 f_c 和 f_h 的表达式为：

$$f_c(E_{cjk//}) = \frac{1}{1 + \exp[(E_{cjk//} - E_{fc})/k_B T]} \quad (2-22)$$

$$f_h(E_{ujk//}) = \frac{1}{1 + \exp[(E_{ujk//} - E_{fv})/k_B T]} \quad (2-23)$$

其中 $E_{fc, fv}$ 分别是导带和价带的准费米能级，具体数值是准费米能级到导带边和价带边的能量值。 k_B 是波尔兹曼常数， T 是结构的温度。由于在导带中只有一个子带，所以有两种跃迁形式，分别是导带子带 C_1 到价带重空穴 HH_1 的跃迁和导带子带 C_1 到价带第一个轻空穴 LH_1 的跃迁。

从以上可以看出， $\cos^2 \theta_j$ 、 $f_c(E_{cjk//})$ 、 $f_h(E_{ujk//})$ 几项均与温度有关系，利用 PICS3D(Photonic Integrated Circuit Simulator in 3D)^[75] 对不同温度下的材料增益进行了模拟。

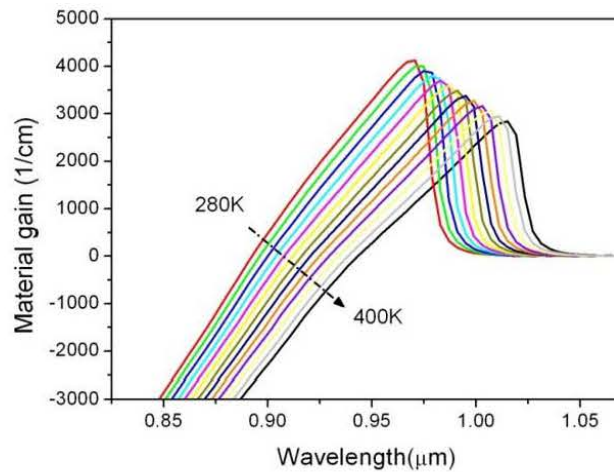


图 2.6 不同温度下的材料增益谱

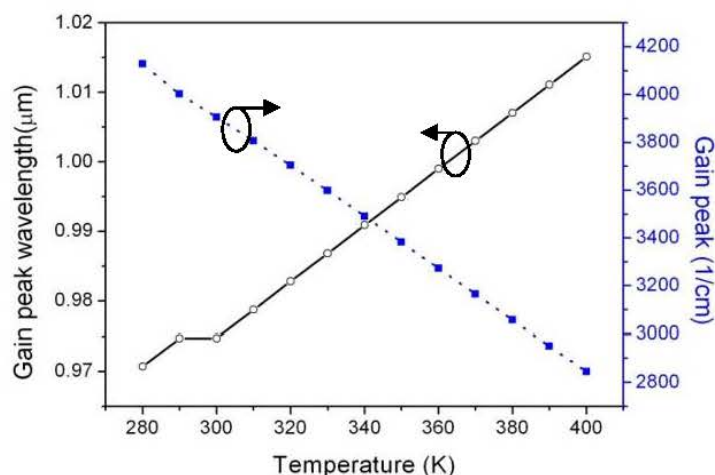


图 2.7 峰值材料增益和增益峰值波长随温度的变化

图 2.6 是经过模拟得到的不同温度下的材料增益谱，从图中可以看出随着温度的增加，增益谱发生红移。图 2.7 是峰值材料增益和增益峰值波长随温度的变化，经过计算得到峰值增益随着温度的增加而减小，变化速率为 $-10.5982 \text{ cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ；增益峰值波长随温度的变化速率为 0.404 nm/K 。

2.2 温度对布拉格反射镜(DBR)的影响

2.2.1 反射率随温度的变化

VCSEL 的反射镜是器件能否实现激射的关键，由于 VCSEL 器件的腔长很短，所以必须使反射镜的反射率达到 99% 以上^{[76][77][78]}。在 VCSEL 早期的研制中，限制层表面使用金属膜做为反射镜。但是，由于这种金属反射膜具有不可避免的较大的光吸收，因此现在已很少使用。半导体 DBR 反射镜由于其高反射率、低光吸收率以及低制作成本等优越性而得到广泛应用^{[79][80]}，现在商用化的器件绝大多数采用的都是半导体 DBR 反射镜。它们在 VCSEL 结构中主要起光反馈的作用，光在其内部传播会发生干涉而形成驻波，并多次被增益介质吸收，直到总的增益大于损耗而发生粒子数反转，即可实现激射。一般 P-DBR 的反射率要达到 99.9%，N-DBR 也要达到 99.3% 才能为有源区提供足够的增益。同时反射镜的反

射率还直接影响着器件的阈值电流、微分量子效率及输出功率。

DBR 腔镜可以通过一系列高、低折射率的电介质层或半导体层周期重复排列构成，每一层的光学厚度均为四分之一波长。谐振腔内的驻波与其反射波在所设计的波长处发生干涉并且产生最高反射，相应的相位为 0 或 π 。图 2.8 是 300K 时 DBR 腔镜的反射谱，对应的反射中心波长为 980nm。

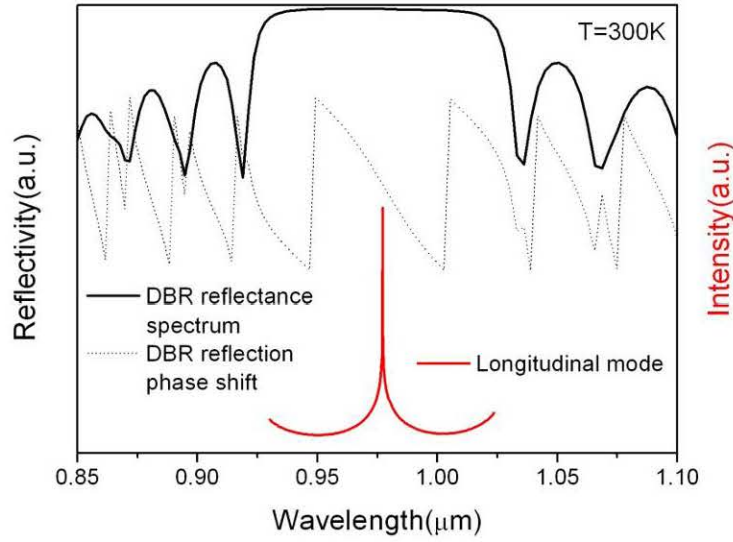


图 2.8 300K 时 DBR 腔镜的反射谱、反射相移以及纵模

利用传输矩阵法^{[81][82][83][84]}可以对 DBR 反射镜的反射率、透过率进行简单有效的计算，这种方法主要是用矩阵来表示薄膜的特征，用矩阵乘积的形式求出反射率的数值。考虑厚度为 h_j 的第 j 层光学薄膜层，它可以用下面的特征矩阵来表示^[85]：

$$\begin{bmatrix} \cos \delta_j & \frac{i \sin \delta_j}{\eta_j} \\ i \eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \quad (2-24)$$

其中， $\delta_j = (2\pi N_j h_j \cos \theta_j) / \lambda_0$ ， λ_0 是波长， θ_j 是对应入射角 θ_0 的折射角， η_j 是修正导纳，其对应于 TM 模和 TE 模的表达式分别为：

$$\eta_j = \frac{N_j}{\cos \theta_j} \text{ 和 } \eta_j = N_j \cos \theta_j$$

在上面两式中， N_j 是膜层材料的特征光学导纳，即复折射率。

由此可以将生长在衬底上的 n 层膜系的特征矩阵表示为：

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{j=1}^n \begin{bmatrix} \cos \delta_j & \frac{i \sin \delta_j}{\eta_j} \\ i \eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_s \end{bmatrix} \quad (2-25)$$

其中 η_s 是衬底的导纳。由衬底和 n 层膜系组成的组合导纳为：

$$Y = C / B \quad (2-26)$$

由此得到 DBR 的反射率 R 、透射率 T 以及反射相移 ϕ 分别为：

$$R = \left(\frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right) \left(\frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right)^* \quad (2-27)$$

$$T = \frac{4\eta_s \eta_0}{(\eta_0 B + C)(\eta_0 B + C)^*} \quad (2-28)$$

$$\phi = \arctg \left\{ \frac{i\eta_0 (CB^* - BC^*)}{\eta_0^2 BB^* - CC^*} \right\} \quad (2-29)$$

其中 η_0 是入射材料的导纳。

对于 k 对光学厚度为 $\lambda/4$ 的 DBR 反射镜，当光垂直入射时，其中心波长 λ 对应的反射率为：

$$R = \left[\frac{1 - (n_H/n_L)^{2N} (n_H^2/n_s)}{1 + (n_H/n_L)^{2N} (n_H^2/n_s)} \right]^2 \approx 1 - \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{2N} \left(\frac{n_s}{n_H^2} \right), \quad (2-30)$$

其中 n_s 为衬底的折射率，组成一对 DBR 的介质中，高折射率为 n_H ，低折射率为 n_L ，上式未计损耗的影响。

对于实际的 VCSEL 器件来说, n_H 层为 $\text{Al}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}$ 层, n_L 层为 $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ 层, 它们的折射率都是随着温度的变化而变化的^[86], 因此也会使 DBR 的反射率发生变化。

GaAs 和 AlAs 材料的折射率和温度具有线性关系^[87]:

$$n(T) = n_{300} + C_T(T - 300) \quad (2-31)$$

其中 n_{300} 是温度为 300K 时材料的折射率, C_T 是温度系数, 参数取值列于表 2.4。

表 2.4 GaAs、AlAs 在 300K 时的折射率及温度系数取值

Material	Index($\lambda=980\text{nm}; T=300\text{K}$)	Temperature coefficient, $C_T(10^{-4}\text{K}^{-1})$
GaAs	3.521	2.67 ± 0.07
AlAs	2.86	1.43 ± 0.07

利用线性差值的方法可以得到不同 Al 组分的 AlGaAs 材料在 300K 时的折射率和温度系数, 列于表 2.5 中。

表 2.5 不同组分 AlGaAs 材料 300K 时的折射率和温度系数

Material	Index($\lambda=980\text{nm}; T=300\text{K}$)	Temperature coefficient, $C_T(10^{-4}\text{K}^{-1})$
$\text{Al}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}$	3.438	2.52 ± 0.07
$\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$	2.997	1.55 ± 0.07

将以上参数代入公式(2-30)和公式(2-31)中, 得到未考虑损耗时, 30.5 对 P-DBR 和 22.5 对 N-DBR 的反射率随温度的变化情况。图 2.9 是经过计算得到的不同温度下 P-DBR 和 N-DBR 的反射率, 计算中没有考虑损耗的影响。从图中可以看出两者的反射率都随温度的升高而增加, 经过拟合得到变化速率分别为: $0.0002\%/K$ 和 $0.0014\%/K$, N-DBR 的反射率随温度的变化速率是 P-DBR 的 7 倍。对于底发射 VCSEL 器件, 输出端腔镜的反射率即 N-DBR 的反射率随温度的这种变化会对器件的阈值和输出功率产生一定的影响。

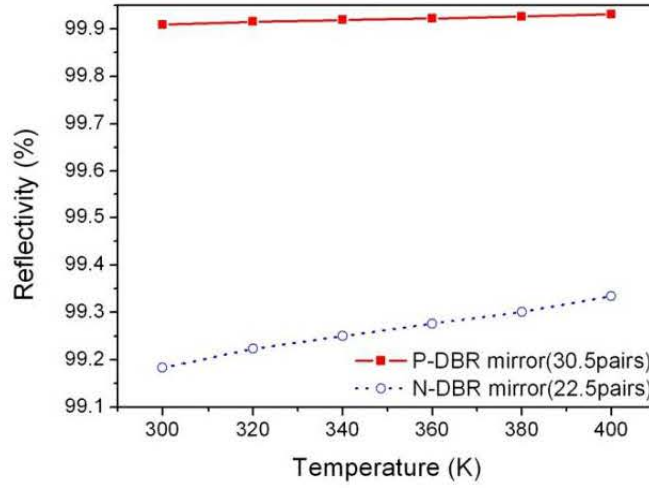


图 2.9 不考虑损耗时不同温度下 P-DBR 和 N-DBR 的反射率

2.2.2 腔模随温度的变化

典型的 VCSEL 结构包括两个 DBR 反射镜，被含有有源层的空间结构隔开。如果将 VCSEL 的激射波长设计为 λ_R ，那么可以表示为：

$$\lambda_R = n_{spacer} h_{spacer} \quad (2-32)$$

其中假设 n_{spacer} 是包含有源层的空间部分的有效折射率， h_{spacer} 是此空间部分的物理厚度。

利用高低折射率重复排列组成的多对 DBR 作为反射镜，从而构成 VCSEL 的谐振腔，会形成具有一定宽度的两个高反带，中心波长相同并且会在中心波长 λ_0 处出现一个谐振腔模。

设两个 DBR 的反射率分别为 R_1 和 R_2 ，透射率分别为 T_1 和 T_2 ，反射相移分别为 ϕ_1 和 ϕ_2 。则谐振腔模波长 λ_0 满足如下关系：

$$\lambda_0 = \frac{2n_{spacer} h_{spacer}}{i + (\phi_1 + \phi_2)/2\pi} = \frac{2n_{spacer} h_{spacer}}{m} \quad (2-33)$$

其中 $i=0, 1, 2, 3, \dots$ ， $m = i + (\phi_1 + \phi_2)/2\pi$ ，称为干涉级次。

如果谐振腔之间介质的光学厚度是半波长的整数倍, 那么两个 DBR 反射镜就会形成一个滤波片, 具有谐振的腔模, 它只允许腔模附近的光透过。因此制备 VCSEL 器件的关键之一就是要保证谐振腔模和激光波长以及增益谱峰值波长相匹配, 这样才能使光都输出而不被封闭在谐振腔内。

由于构成谐振腔每层材料的有效折射率和物理厚度都受到温度的影响^{[88][89]}, 使得谐振腔模中心波长 λ_0 会随温度的变化而发生漂移, 从而导致器件的激光波长 λ_r 也随温度发生漂移。因此在利用数值方法计算谐振腔模中心波长 λ_0 的确切值时需要考虑所有膜层介质的折射率受温度影响的变化量 Δn 和物理厚度受温度影响的变化量 Δh 。

一般情况下, 用下面的式子近似地表示 Δn 和 Δh :

$$\Delta n \cong \left. \frac{\partial n}{\partial T} \right|_{\lambda} \Delta T + \left. \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right|_T \Delta \lambda_0 \quad (2-34)$$

$$\Delta h \cong \lambda_0 \left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_{\lambda} \Delta T \quad (2-35)$$

其中 ΔT 和 $\Delta \lambda_0$ 分别是温度的变化量和谐振腔模中心波长的变化量, 偏导数

$\left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_{\lambda}$ 是线性热膨胀系数。为了计算折射率的变化量, 分别在固定波长和温度下

评估偏导数 $\left. \frac{\partial n}{\partial T} \right|_{\lambda}$ 和 $\left. \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right|_T$ 的值。

谐振腔模中心波长 λ_0 随温度的变化速率可以通过 DBR 之间空间部分的折射率和热膨胀的温度灵敏度来确定, 表示为:

$$\frac{\partial \lambda_0}{\partial T} = \frac{\lambda_0}{n_{gspacer}} \left[\left. \frac{\partial n_{spacer}}{\partial T} \right|_{\lambda} + n_{spacer} \left. \frac{\partial h_{spacer}}{\partial T} \right|_{\lambda} \right] \quad (2-36)$$

其中, $n_{gspacer}$ 是空间层的群折射率, 表示为:

$$n_{gspacer} = n_{spacer} - \lambda_0 \left. \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right|_T \quad (2-37)$$

对于实际器件，空间层材料为 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ，其相关参数列于表 2.6。

表 2.6 空间层 $\text{Al}_{0.3}\text{GaAs}$ 的相关参数

Material	$\partial h / \partial T (10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1})$	$\partial n / \partial T (10^{-4} \text{ } K^{-1})$	$n_{spacer} (\mu\text{m})$	$n_{gspacer} (\mu\text{m})$
$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$	6.04	2.298	~ 3.5 at 0.95	4.3 at 0.95

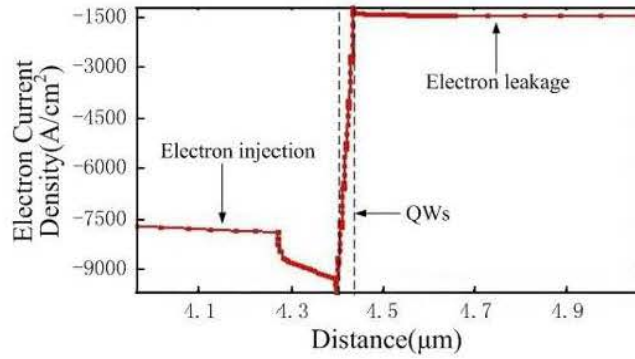
经过计算得到： $\frac{\partial \lambda_0}{\partial T} = 0.0571 \text{ nm} / K$ 。因为激射波长主要由腔模中心波长决定，所以激射波长 λ_r 的温度特性与腔模波长的温度特性一致。

2.3 温度对漏电流的影响

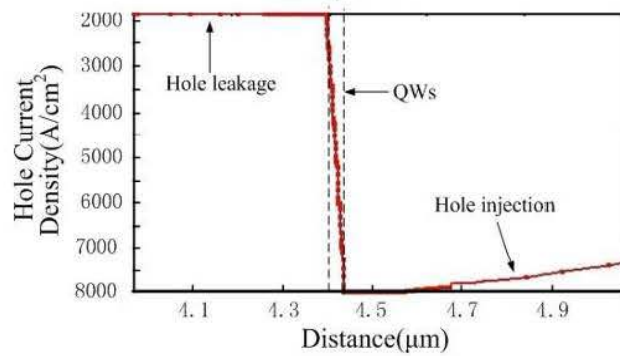
在理想条件下，量子阱中的电子和空穴发生完全复合。但是在实际中，量子阱并不能对载流子实行完全的限制，一些电子从量子阱中逃逸出进入 P 面一侧，同样，一些空穴从量子阱中逃逸出进入 N 面一侧，分别形成电子漏电流和空穴漏电流。图 2.10 所示为在不考虑温度影响时器件内部的载流子泄露情况。图中左侧代表 N 型掺杂的一面，右侧代表 P 型掺杂的一面，中间画虚线的位置代表有源区。图中纵坐标的正负号仅代表电流的方向，与值的大小无关。从图中可以看出，电子和空穴并没有在量子阱中发生完全复合，而是分别在 P 面和 N 面都存在一部分的电子漏电流和空穴漏电流。漏电流的大小与量子阱材料对电子和空穴的限制能力有关，即 ΔE_c 和 ΔE_v 不同。根据 2.1.1.2 节和 2.1.1.3 节，可以计算得

到 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 量子阱在 300K 时， $\Delta E_c / \Delta E_g = 77.3\%$ ，

$\Delta E_v / \Delta E_g = 22.7\%$ 。



(a) 电子漏电流



(b) 空穴漏电流

图 2.10 不考虑温度影响时的漏电流分布

根据下面的公式^[90]可以看出漏电流和温度是成正比的,即随着温度的升高漏电流会增大。

$$J_{leak} = J_0 \exp\{-(E_a / k_b T)\} \quad (2-38)$$

其中 J_0 经过拟合后的值为 $80 \text{ mA} / \mu\text{m}^2$, E_a 是泄露过程中的激发能, k_b 是波尔兹曼常数。

从 2.1.1.2 节的分析得到, 温度对 ΔE_c 的影响大一些。 ΔE_c 随着温度的升高而减小, 使得量子阱对于电子的限制能力减弱, 导致电子漏电流增大, 如图 2.11 所示。

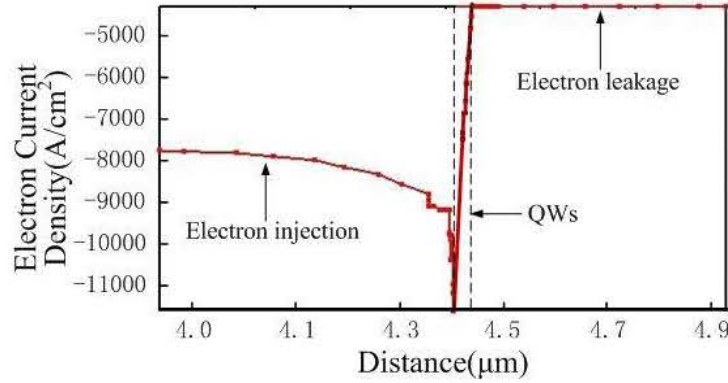


图 2.11 温度对电子泄露的影响

2.4 输出功率的温度特性

在考虑器件内部由于自热效应引起的温度升高的影响时，器件的输出功率可以表示为：

$$P = \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}) \eta_d \left(1 - \frac{\Delta T}{T_{off}} \right) \quad (2-39)$$

其中 h 是普朗克常量， ν 是光子频率， q 是电子电量， I 是注入电流， I_{th} 是阈值电流， T_{off} 是截止温度，数值为 170K。 ΔT 是器件内部温升，可以表示为：

$$\Delta T = R_{therm} ((V_k - I \cdot R_s) \cdot I - P) \quad (2-40)$$

其中 V_k 是 VCSEL 器件的导通电压， R_s 是器件的串联电阻， R_{therm} 是器件的热阻。

实际中制备的器件具有台面结构以及限制载流子和注入电流的氧化层结构，另外，N-DBR、P-DBR 和有源区都是具有不同热导率的多层结构，因此热流在这三部分发生扩展。所以在这种结构的 VCSEL 中，总热阻应该分为两部分：具有一致热流的热阻 $R_{T,unif}$ 和具有不一致热流的热阻 $R_{T,non}$ 。在计算中，假设各层材料具有各向同性热导率；假设各部分热源大小与电流限制孔径大小近似相等。

在衬底热源中产生具有一致分布的热流，其热阻 $R_{T,unif}$ 可以表示为：

$$R_{T,unif} = \frac{4}{\pi W_H^2} \frac{h_{sub}}{\kappa_{sub}} \quad (2-41)$$

其中， W_H 为热源直径； h_{sub} 为衬底厚度； κ_{sub} 为衬底的热导率。计算中各参数取值分别为： $\kappa_{sub} = 0.44(W \cdot cm^{-1} \cdot K^{-1})$ ， $h_{sub} = 150 \mu m$ ， $W_H = 650 \mu m$ 。

在 P-DBR、N-DBR 和有源区三部分多层结构中，产生不一致热流分布的热阻可以由下式表示：

$$R_{T,non} = \frac{4h_{eff}}{\pi\kappa_{eff}W_S^2} + \frac{1}{2\kappa_{eff}W_{HS}} \left(1 - \frac{W_{HS}}{W_S}\right)^{3/2} \quad (2-42)$$

其中 W_{HS} 是台面直径， W_S 是器件台面下总的直径。

由于这三部分均为多层结构，并且高折射率层和低折射率层的热导率不同，所以引入有效热导率来表示各部分的热导率，表达式为：

$$\kappa_{eff} = \frac{\sum_i h_i}{\sum_i h_i / \kappa_i} \quad (2-43)$$

其中 h_i 是第 i 层的厚度， κ_i 是第 i 层的热导率。

另外，在公式(2-42)中 h_{eff} 是三部分多层结构的有效厚度，其表达式为：

$$h_{eff} = \kappa_{eff} \sum_i \left(\frac{h_i}{\kappa_i}\right) \quad (2-44)$$

因此，总的非一致性热流应是 P-DBR、N-DBR 及有源区三部分的和。基于叠加原理，选择合适的权重将各部分多层结构的热阻相加即得到总的非一致性热阻，为：

$$R_{T,non} = \frac{(R_{T,P-DBR}Q_J + R_{T,\alpha}Q_{ac}) + h_{eff,\alpha} \frac{R_{T,N-DBR}Q_J}{h_{eff,N-DBR}}}{2Q_J} \quad (2-45)$$

所以总的有效热阻为： $R_{therm} = R_{T,unif} + R_{T,non}$

在公式(2-39)中， η_d 是微分量子效率，可以表示为：

$$\eta_d = \eta_i \frac{\ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right)}{\alpha + \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right)} \quad (2-46)$$

其中 η_i 为内量子效率。

由于器件尺寸小、热源复杂以及散热困难导致的内部温度的升高对垂直腔面发射激光器的输出功率有很大的影响。

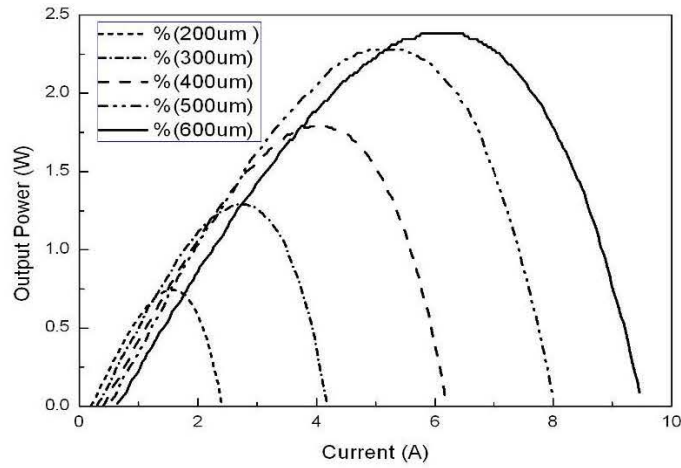


图 2.12 考虑温升时不同有源区直径 VCSEL 器件的输出功率随注入电流的变化

图 2.12 是经计算得到的在考虑器件内部温升时，有源区直径从 200μm 到 600μm VCSEL 器件的输出功率与注入电流的关系曲线。从图中可以看到，VCSEL 器件的输出功率先随注入电流的增加而增大；由于自热效应的存在使得器件内部

温度升高，导致输出功率达到最大值，出现功率热饱和现象；随着注入电流的进一步增加，输出功率下降。另外，还可以看出输出功率的热饱和值随着有源区直径的增大而升高，但是升高幅度逐渐变缓。

通过 2.2.1 节的分析得到，P-DBR 和 N-DBR 的反射率都随器件温度的升高而增大，因此在自热效应的影响下，两者乘积的变化将对微分量子效率产生影响，从而影响器件的输出功率。

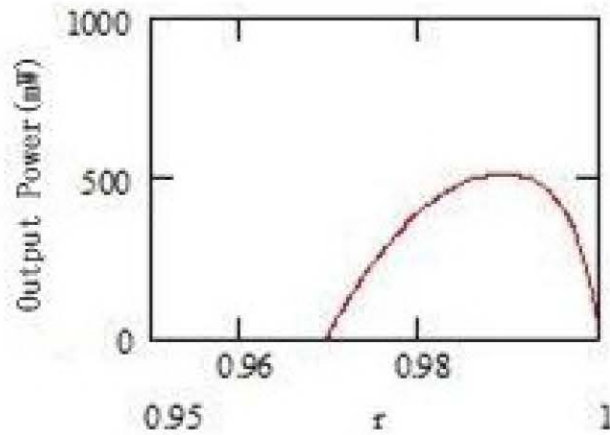


图 2.13 器件的光输出功率随 DBR 反射镜的反射率的变化关系

图 2.13 是有源区直径为 $150\mu\text{m}$ 的 3 量子阱 VCSEL 器件的输出功率随 DBR 反射率变化的关系曲线。在模拟中选取注入电流为 1A，并且其中一个 DBR 的反射率为 1。从图中可以看出，器件输出功率与 DBR 反射率不是完全的线性关系，当反射率超过某一值时，随着反射率的继续增大，输出功率反而下降。

2.5 温度对近场分布的影响

当 VCSEL 器件在阈值以上工作时，有源区内的载流子密度和光子密度与温度之间的相互作用比较复杂，可以用下式表示：

$$(J - J_{leak}) / (qD) - N(r) / \tau_n - g(r)P[E(r)]^2 / (h\nu) + D_n[\partial^2 N / \partial r^2 + (1/r)\partial N / \partial r] = 0 \quad (2-47)$$

其中 $N(r)$ 是载流子密度， J 是有源区的注入电流密度， J_{leak} 是漏电流密度，

q 是电子电荷， D 是有源区厚度， τ_n 是电子寿命， h 是普朗克常数， ν 是激光频率， D_n 是双极扩散系数， $g(r)$ 是增益，其定义式为：

$$g(r) = g_0(N(r) - N_{tr}) \quad (2-48)$$

其中， g_0 是增益系数， N_{tr} 是透明载流子浓度。

$|E(r)|^2$ 代表归一化的近场强度分布，其定义式为：

$$|E(r)|^2 = a|\psi(r)|^2 / \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(r)|^2 dr \quad (2-49)$$

P 是激光腔内的光功率密度：

$$P = 2/(\pi a^2) \iint_{act} cn\epsilon_0 |\psi(r)|^2 d\sigma \quad (2-50)$$

其中 c 是光速， n 是有源区的折射率， ϵ_0 是真空电介质常数， a 是氧化孔径的直径， $\psi(r)$ 是总的横模场。

为了描述横模场分布，需要求解亥姆赫兹标量方程：

$$\nabla^2 E + \omega\mu_0\epsilon E = 0 \quad (2-51)$$

其中 E 是激光模式电场， μ_0 是真空介电常数， ϵ 电介质常数。

电场 $E(r, \theta, z)$ 可以表示为：

$$E(r, \theta, z) = \psi(r)\phi(\theta)\exp(-i\beta_z z) \quad (2-52)$$

其中 β_z 是传输常数。因此，根据公式(2-51)和公式(2-52)可以得到以下的方程：

$$\partial^2 \psi / \partial r^2 + (1/r)\partial \psi / \partial r + (\beta_0^2 \epsilon / \epsilon_0 - m^2 / r^2 - \beta_z^2)\psi = 0 \quad (2-53)$$

其中 $\phi(\theta) = (1/\sqrt{2m})\exp^{im\theta}$ ， $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$

具有如下的边界条件：

$\partial\psi/\partial r|_{r=0} = 0$ ，对应奇数阶模式

$\psi|_{r=0} = 0$ ，对应偶数阶模式

为了简化，在考虑热效应的影响时，假定在任意两层之间界面处的温度分布是连续的，并且没有热量从器件中散出。温度分布可以通过求解热传导方程得到：

$$(1/\kappa_i)(\partial T/\partial t) = (1/r)(r\partial^2 T/\partial r^2 + \partial T/\partial r) + (1/f_i)Q_i(r,t) \quad (2-54)$$

相应的边界条件为

$$T|_{z=0} = T_0 \quad (2-55)$$

以及

$$\partial T/\partial z|_{z=H} = \partial T/\partial r|_{r=0} = \partial T/\partial r|_{z=s} \quad (2-56)$$

其中 T_0 是初始温度， κ_i 和 f_i 分别是第 i 层材料的热传导率和扩散率， H 是 VCSEL 的高度， $Q_i(r,t)$ 是第 i 层的热密度。

在上述的模型中，体现了载流子密度、光场和温度之间的关系。通过这些模型，可以研究出温度对大口径 VCSEL 器件载流子分布和多横模的影响。由于载流子分布和光场分布通过公式(2-47)中的受激复合项 $g(r)P|E(r)|^2/h\nu$ 相互耦合，温度升高将改变折射率和漏电流，因此也将影响横模场的分布，所以求解自洽方程(2-47)、(2-53)和(2-54)是非常有必要的。为了简化，假定公式(2-53)中的 $m=0$ ，并且只考虑少数几个低阶模式。计算中使用到的基本参数列于表 2.7 中。基于漂移扩散方程、薛定谔方程、光子速率方程和热传导方程的自洽解，利用商业激光模拟软件 PICS3D 对载流子分布、低阶模式分布以及总的近场强度分布进行了模拟。

表 2.7 近场温度特性模拟中使用的参数

Parameter	Symbol	Value
Electron diffusion coefficient	D_n	$50\text{cm}^2/\text{s}$
Electron lifetime	τ_n	$2\times 10^{-9}\text{s}$
Gain coefficient	g_0	$2.5\times 10^{-16}\text{cm}^2$
Carrier density for transparence	N_{tr}	$2\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$
$\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ refractive index for 300K	/	3.382
GaAs refractive index for 300K	/	3.299
GaP refractive index for 300K	/	3.02
Thickness of active region	D	$0.042\mu\text{m}$
Diameter of the oxide aperture	a	$300\mu\text{m}$
Highness of the VCSEL	H	$159.182\mu\text{m}$

从 2.3 节的分析中得出随着温度的升高载流子的泄露程度会增大, 这将对载流子的空间分布有很大的影响。另外, 影响载流子空间分布的另一个因素是受激辐射复合。图 2.14 所示为连续工作下不同注入电流时的载流子分布。从图中可以看出在载流子泄露和受激辐射复合的共同影响下, 随着注入电流的增大, 载流子的空间烧孔效应变的越来越严重。

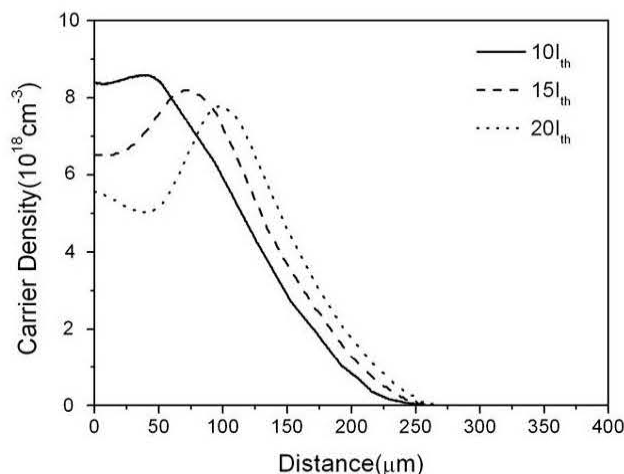
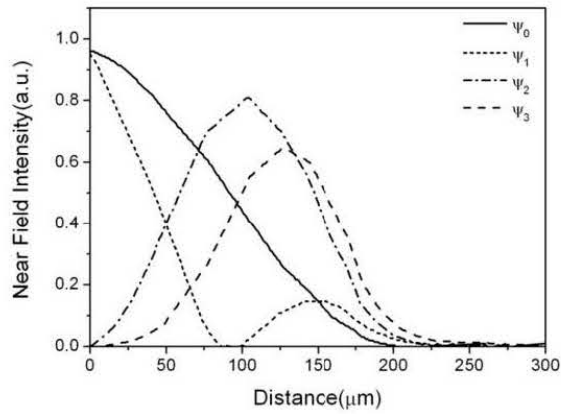


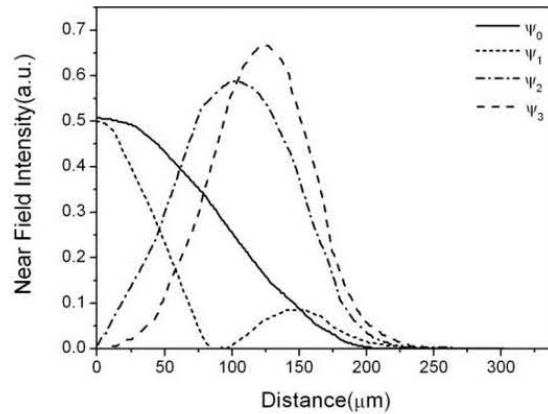
图 2.14 不同连续注入电流时的载流子分布

然后模拟了考虑温度和不考虑温度的影响时几个低阶模式的分布情况, 以及

整个横模场在不同注入电流下的分布情况。图 2.15 所示为考虑温度和不考虑温度影响时，前 4 个低阶模式的分布情况。从这个图中可以看出在有热效应的影响时，器件温度升高，低阶模式强度逐渐降低。图 2.16 所示为在不同连续注入电流下整个横模场的变化情况，可以看到注入电流增大时，整个横模场的中心出现一个凹陷，并且凹陷随着电流的增大而变深。这是由于空间烧孔效应和热效应的增强，使得高阶模在产生的同时低阶模逐渐被抑制。对于高功率 VCSEL 器件来说，由于孔径较大，所以整个横模场是很多个模式叠加起来的结果，因此在强度分布的中心会出现一个凹陷，并且随着低阶模被抑制的越来越严重，横模场中心的凹陷会越来越深。



(a) 不考虑温度的影响



(b) 考虑温度的影响

图 2.15 4 个低阶模式的近场强度分布

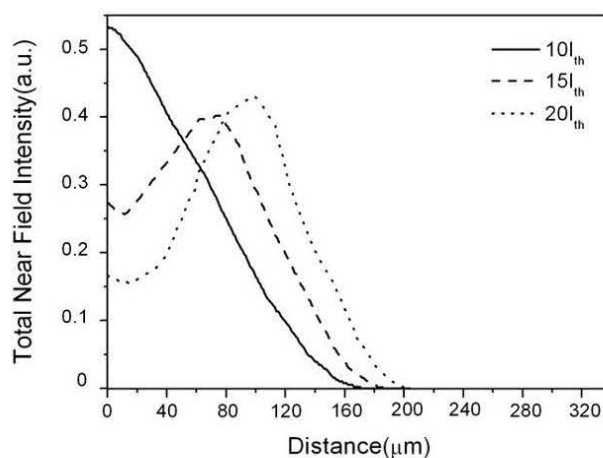


图 2.16 不同连续注入电流下大口径 VCSEL 器件的近场强度分布

2.6 本章小结

本章针对 VCSEL 器件的热行为特性进行了理论分析研究。通过分析温度对 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 量子阱的影响，得到禁带宽度随温度的变化速率为 $-0.4\text{meV}/K$ ；又得到温度对导带带阶的影响较大，随着温度的升高导带带阶逐渐减小，以上的分析为量子阱结构的优化奠定了理论基础。同时，对增益谱中心波长和峰值增益随温度的变化规律进行了定量的计算，得到两者的变化速率分别为 $0.404\text{nm}/K$ 和 $-10.5982\text{cm}^{-1}K$ 。讨论了 DBR 反射率随温度的变化规律，计算得到 P-DBR 和 N-DBR 的反射率都随温度的升高而增大，且 N-DBR 的反射率随温度的变化速率是 P-DBR 的 7 倍，在此基础上分析了温升以及 DBR 反射率随温度发生变化对器件输出功率的影响。另外，模拟得到随着温度的升高腔模波长发生红移，计算得到其漂移速率为 $0.0571\text{nm}/K$ 。对近场分布进行了理论模拟，定性的分析了载流子分布、模式以及温度之间的相互关系。

第3章 高功率 VCSEL 热行为特性的实验研究

采用常规工艺制备了高功率 980nm 底发射 VCSEL 单管及列阵器件，并且针对器件的热行为特性进行了详细的实验测试和分析。

本章主要分为 7 个小节，3.1 节介绍高功率 980nm 底发射 VCSEL 器件的结构及主要制备流程；3.2 节实验测量并且比较了不同能带带阶对输出功率的影响；3.3 节介绍器件热阻的实验测量方法；3.4 节利用两种方法对增益谱随温度的变化速率进行了实验测量及比较分析；3.5 节介绍了由于自热效应引起的器件有源区温升的实验测量方法；3.6 节对氧化孔径大小与 VCSEL 单管器件热特性的关系进行了深入的实验研究，并且得到了相同连续工作电流下各器件的工作温度；3.7 节从强度和模式尺寸两方面对近场分布的温度特性进行了实验测量与研究。

3.1 器件结构及制作

图 3.1 是氧化限制型的底发射 VCSEL 单管结构示意图。为了减小串联电阻，器件底部和顶部的 DBR 都由具有渐变层的 $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{Al}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}$ 周期重复性结构组成。其中 N 型 DBR 掺杂硅($2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)，周期为 22.5 对；P 型 DBR 掺杂碳($2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)，周期为 30.5 对。在空间层与 P 型 DBR 之间是厚度为 30 nm 的 $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ 层，经过选择氧化后这一层形成一个由低折射率的高阻氧化物所包围的氧化孔径，从而对电流和光场提供有效的限制^[91]。在有源区中，包含 3 个厚度为 8 nm 的 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 势阱，但是与传统的 GaAs 势垒材料不同，选择了 4 个厚度为 10 nm 的 $\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 材料作为势垒，分布在顶部和底部 DBR 之间。有源区与两侧的 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 空间层构成一个波长的谐振腔。

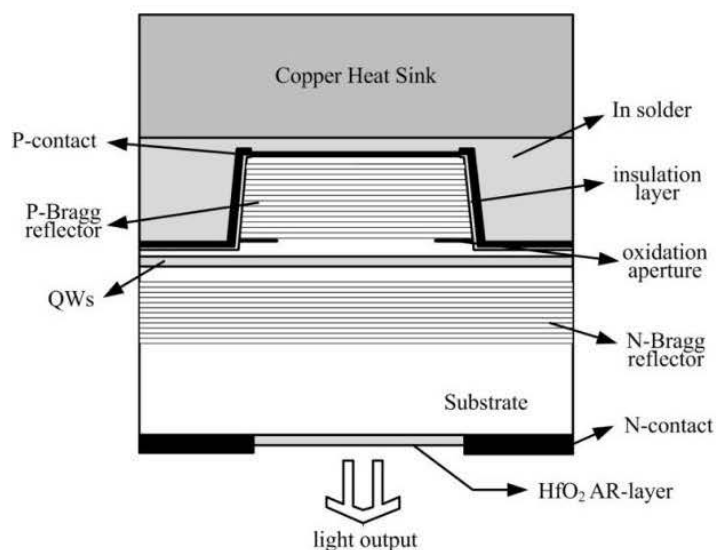


图 3.1 底发射 VCSEL 单管结构示意图

在 VCSEL 芯片 P 面光刻出图形后,利用化学湿法腐蚀的方法制作圆形台面,腐蚀深度刚刚到达上空间层,保证露出氧化层即可。然后将样品放入温度为 420 °C,通有由氮气携带的 95 °C 水蒸气的石英炉内进行湿法选择氧化。为了防止焊接芯片时短路,在台面上溅射厚度为 200 nm 的 SiO_2 钝化层后利用光刻和化学方法对 SiO_2 膜进行选择腐蚀,然后再蒸镀一层 TiPtAu 作为 P 面电极。为了减小吸收损耗并能够更好的散热,将 N 型 GaAs 衬底减薄、抛光至 150 μm 。对于底发射 VCSEL 器件,需要在 N 面出光窗口上镀 HfO_2 增透膜来进一步增大输出功率^[92]。制作 AuGeNi/Au 作为 N 面电极,经过合金后进行出光窗口剥离。最后对芯片进行解理,然后利用 In 焊料将单个的管芯焊在热沉上。

3.2 能带带阶对输出功率的影响

从 2.1.1.2 节温度对能带带阶影响的理论分析中可知,量子阱导带带阶随着温度的升高而减小,使得量子阱对载流子的限制能力减弱,最终导致器件的阈值电流增大,输出功率减小。采用宽带隙材料作为有源区的势垒可以更好的限制量子阱中的载流子,从而改善由于有源区温度升高而导致的阈值电流密度增加和效率下降等问题^[71]。在 2.1.1.2 节和 2.1.1.3 节理论计算的基础上,对采用

$\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 和 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 两种量子阱结构的器件的输出功率进行了实验测量和分析。

实验所用器件是包含 16 个单元的二维 VCSEL 列阵, 每个单元的氧化孔径为 $200\mu\text{m}$, 单元间距为 $250\mu\text{m}$, 相应的有效发光面积约为 0.005cm^2 。二维 VCSEL 列阵器件的制造工艺和上述单管器件的制造工艺相同, 图 3.2 是底发射 4×4 VCSEL 列阵的横截面示意图。

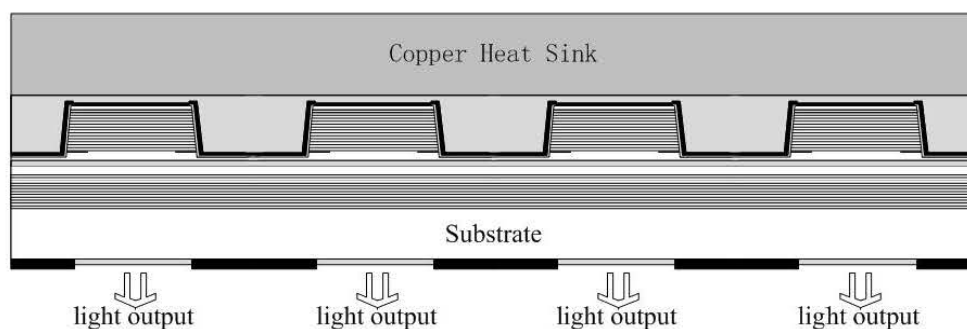


图 3.2 4×4 VCSEL 列阵的横截面示意图

在脉冲宽度为 60 ns , 占空比为 0.06% 的工作条件下, 分别测量了量子阱为 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 和 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 结构的 VCSEL 列阵器件的脉冲峰值功率。由于实际测量和 2.1.1.3 节理论模拟中所使用的工作条件以及注入电流范围都不同, 所以两者的功率-电流曲线的斜率变化有所不同。实际测量结果如图 3.3 所示。可以看到在 110 A 的注入电流下, 量子阱为 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 的列阵器件得到了 123 W 的脉冲峰值功率, 而量子阱为 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 的器件的脉冲峰值功率为 109 W , 前者比后者大 13% 。此外, 前者的功率密度达到 $24.6\text{ KW}/\text{cm}^2$, 斜率效率达到 $1.11\text{ W}/\text{A}$ 。此功率密度和斜率效率是目前已报道的 4×4 VCSEL 列阵中所达到的最高水平, 已经在 Applied Physics Express 期刊 2011 年第 4 期中发表。

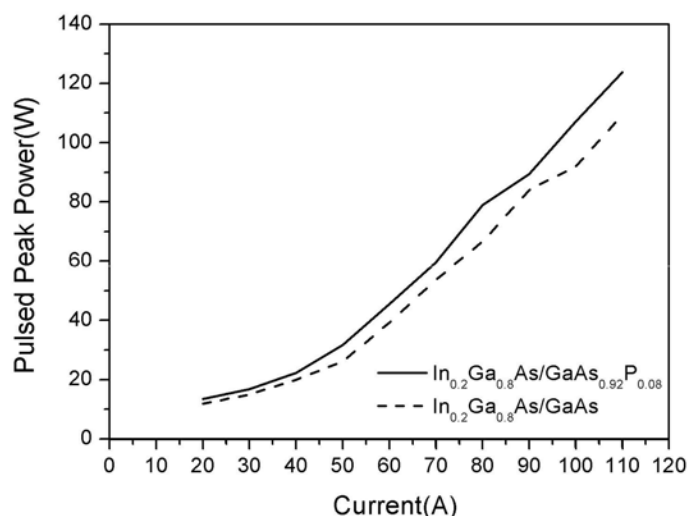


图 3.3 室温 60 ns 脉宽、0.06 % 占空比的脉冲工作条件下, $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ (实线)和 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ (虚线)量子阱结构的器件的峰值输出功率

图 3.4 是在室温连续和脉冲工作条件下, 高功率 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 4×4 VCSEL 列阵器件的激光光谱和功率-电流-电压(L-I-V)曲线。由于所使用的泵浦电源在最大驱动电流上的限制, 列阵器件在连续工作下的注入电流不能加的太高。在室温连续工作条件下, 注入电流为 4 A 时器件的输出功率就达到 1.51 W, 这个测量结果几乎是文献^[44]中所报道结果的两倍。列阵器件的发光峰值波长为 977.13 nm, 光谱的半峰全宽为 1.0 nm, 如图 3.4 中插图所示。

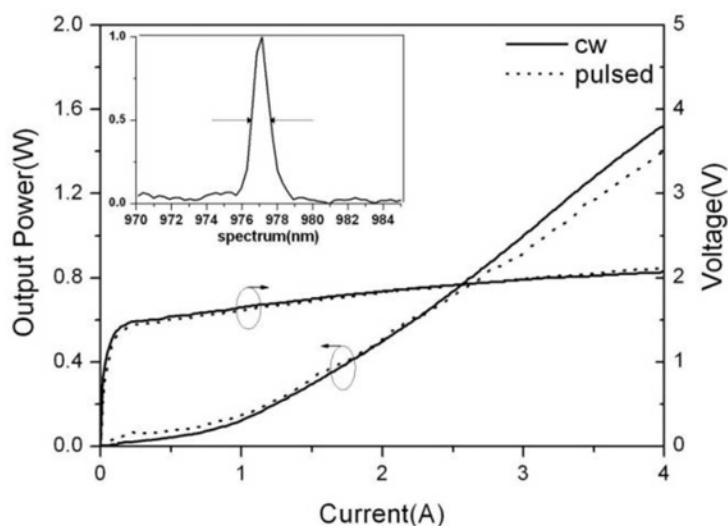


图 3.4 高功率 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 4×4 VCSEL 列阵的 L-I-V 特性和光谱特性

列阵器件在室温连续工作下的阈值电流和微分串联电阻分别为 0.98A 和 0.1 Ω ；在室温脉冲工作下的阈值电流，微分串联电阻分别为 0.82 A 和 0.14 Ω 。从图 3.4 中我们可以看到，器件在室温连续工作下的阈值电流要比在脉冲工作下的高，这与小孔径 VCSEL 器件中观察到的现象相反。但是，器件在室温连续工作时的斜率效率还是比脉冲工作下的高。连续电流的注入引起器件温度的升高，使得增益谱和腔模都向长波方向漂移。但是，由于增益谱的漂移速度比腔模的漂移速度快很多，由此导致它们的中心波长发生了严重的不匹配，这是器件在连续工作下阈值电流增大的主要原因。此外，对于大孔径 VCSEL 器件，由于氧化孔径结构具有很强的光限制能力，在未达到阈值时热效应引起的增益抑制导致了越来越多的高阶横模开始振荡，这是引起连续工作下器件阈值电流变大的另一个原因。随着连续注入电流的继续增大，热透镜效应也逐渐增强，对多横模起到了一定的限制作用，又使得模式边缘散射等损耗减小，因此当注入电流大于阈值但并未达到热饱和以前，器件的斜率效率高于脉冲工作下的斜率效率。以上测试分析结果拟在 2012 年《光学精密工程》期刊中发表。

3.3 单管器件热阻的测量

根据半导体激光器的热效应理论，激光器的热特性可以用热阻来描述。器件的热阻通常定义为器件温升和耗散功率的比值，有如下公式^[93]：

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{\Delta P_{diss}} \quad (3-1)$$

由于直接监测器件的温度比较困难，所以利用

$$\frac{\Delta T}{\Delta P_{diss}} = \frac{\Delta \lambda}{\Delta P_{diss}} / \frac{\Delta \lambda}{\Delta T} \quad (3-2)$$

将实验测得的出射波长随耗散功率变化的速率以及出射波长随温度变化的速率带入 (3-2) 式中，就可以计算得到各个单管器件的热阻。其中，

$$\Delta P_{diss} = I^2 \times R_d \text{ (串联电阻)}。$$

3.4 增益谱的变温测试

通过两种方法在实验上测量了增益谱中心波长随温度的变化。

3.4.1 光致发光谱随温度的变化

第一种方法是针对只具有有源区的芯片，采用 532nm 的绿光作为泵浦光源，测量不同温度下的光致发光谱，芯片的温度由 TEC 控制。图 3.5 是实验测得的不同温度下的光致发光谱，得到光致发光谱中心波长随温度的变化速率为 0.3643nm/K，如图 3.6 所示，实验结果与理论模拟结果基本符合的很好。

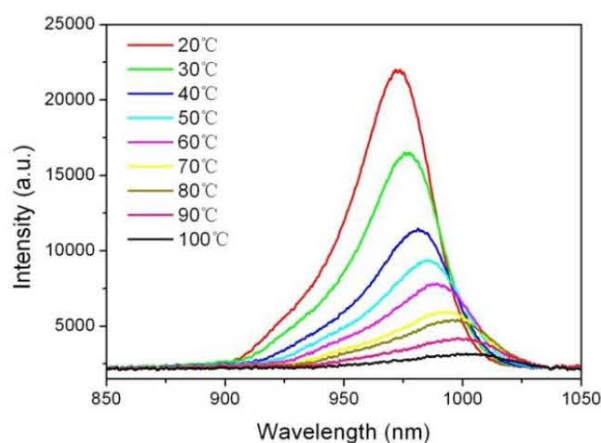


图 3.5 不同温度下的有源区光致发光谱

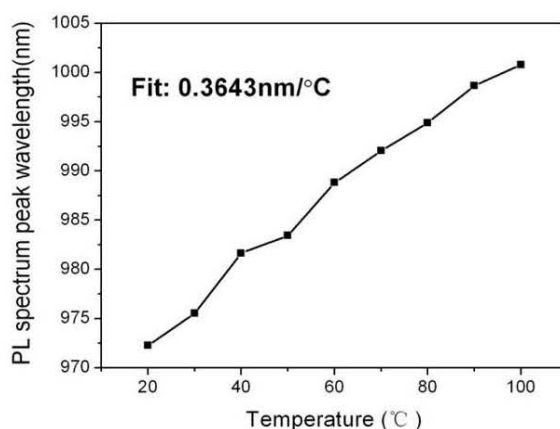


图 3.6 光致发光谱中心波长随温度的变化

3.4.2 电致发光谱随温度的变化

第二种方法是利用电致发光谱来表征增益谱。将具有 3 个 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 应变量子阱的 VCSEL 芯片按照边发射激光器的结构制作，目的是让 VCSEL 芯片从平行于衬底的方向出光，用这样得到的电致发光谱中心波长来表征有源区增益谱的中心波长。在脉宽为 240ns，频率为 100Hz 的脉冲泵浦条件下对器件进行变温测试，器件的温度由 TEC 控制。图 3.7 是脉冲工作条件下，不同温度时的电致发光谱。测得电致发光谱中心波长随温度的变化速率为 0.3873nm/K，如图 3.8 所示。从实验结果来看，用 VCSEL 芯片制作成边发射器件得到的电致发光谱随温度的变化速率和直接测得的有源区光致发光谱随温度的变化速率基本相等，与理论模拟结果也基本符合的很好。

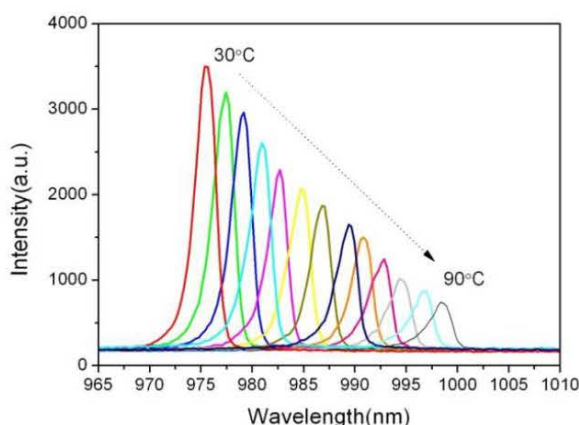


图 3.7 脉冲工作条件下不同温度时的电致发光谱图

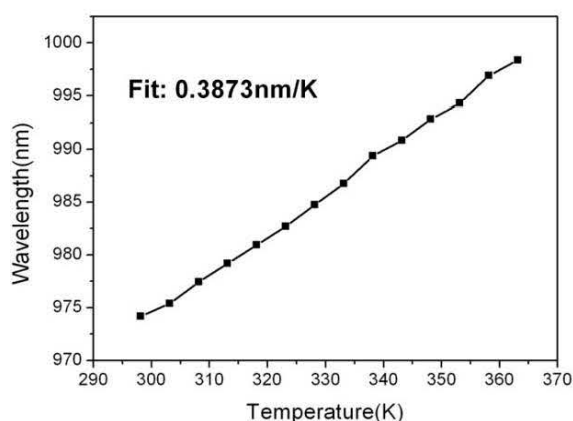


图 3.8 电致发光谱中心波长随温度的变化

3.5 有源区温升的测量

研究有源区的温升时所使用的依然是基于 VCSEL 芯片制作的边发射器件。图 3.9 是室温连续工作条件下，不同电流时的电致发光谱，以及电致发光谱中心波长随电流的变化，如图 3.10 所示。根据 3.4.2 节测量得到的纳秒脉冲工作时电致发光谱随温度的漂移情况，以及本节中测得的连续工作时电致发光谱随电流的漂移情况，研究了随着电流的增加有源区的平均温升。通过比较电流-波长-温度之间的关系，得到当电流为 500mA 时，有源区的平均温度大约为 353K 左右，如图 3.11 所示。

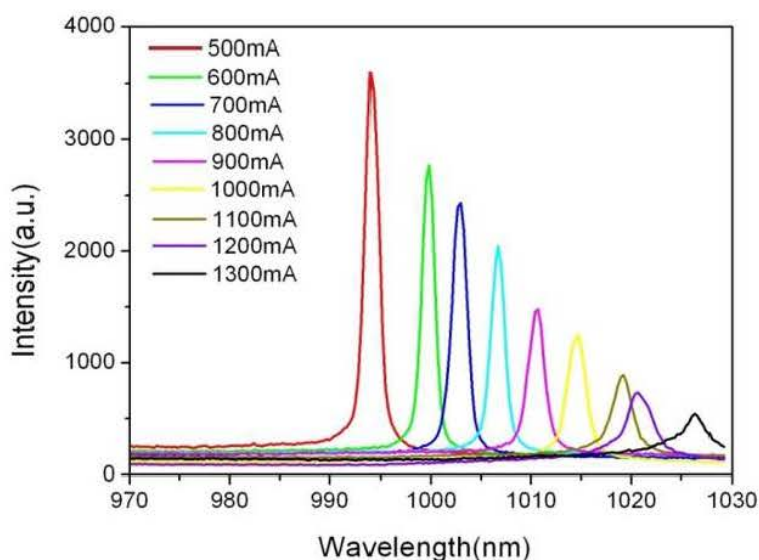


图 3.9 不同连续工作电流下的电致发光谱

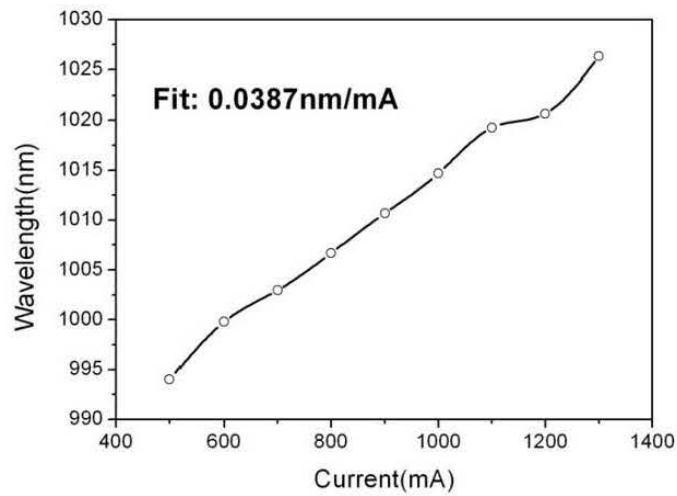


图3.10 电致发光谱中心波长随电流的变化

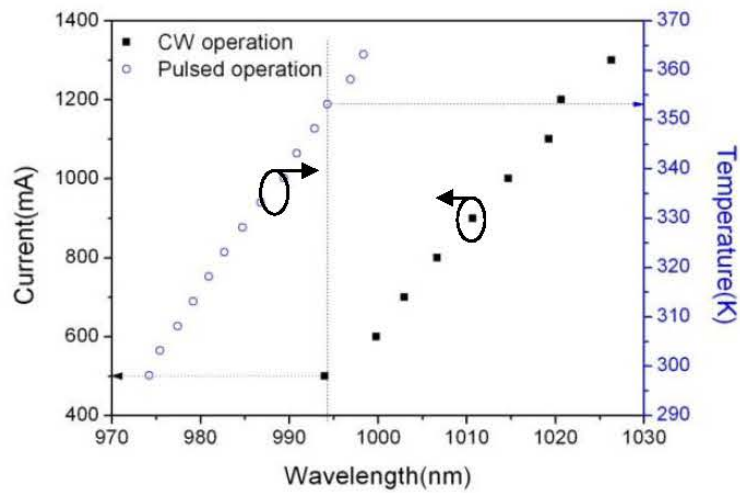


图 3.11 有源区电流-波长-温度曲线

3.6 氧化孔径对单管器件热特性的影响

在 VCSEL 器件中，氧化孔径可以实现对光和电流的限制。减小氧化孔径可以降低阈值，但是同时也会加剧由氧化孔径引起的散射损耗，并且影响有源区内的电流分布。为了在制作 VCSEL 时选择合适的氧化孔径尺寸，以获得较好的光束质量和较高的输出功率，对具有不同氧化孔径的单管器件的热特性进行了实验研究。

3.6.1 氧化孔径的作用

VCSEL 能够正常工作的条件之一就是源区的电流密度要达到阈值，这就需要器件结构中有特殊的电流限制结构。目前，离子注入和选择氧化是两种应用较多的电流限制结构，二者各有优缺点。离子注入是通过注入离子的方式在谐振腔中产生绝缘的区域，从而达到限制电流的目的。离子注入形成的 VCSEL 是增益型波导结构，其优点是可以保持芯片的完整，电极及电极与热沉的接触面积大，散热较好；其缺点是离子注入条件需精确控制，结构本身对光场的限制不够，影响器件的模式。选择氧化型 VCSEL 在做外延生长时，在靠近有源区的区域生长了一层高 Al 组分材料，通过氧化产生高阻铝氧化物，从而在谐振腔中形成绝缘区。由于铝氧化物的折射率较低，使得形成的氧化层不仅能起到限制电流的作用，更能起到限制光场的作用。选择氧化型 VCSEL 是折射率波导结构⁰。其缺点就是电极面积较小，不利于散热。

3.6.2 氧化层的材料、位置及厚度

出于氧化控制考虑，常用 $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ 作为氧化层，因为其氧化速率要比 AlAs 层小一个数量级左右。另外， $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的氧化产物是非晶态的 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_2\text{O}_3$ ，氧化后该层的厚度有变薄趋势，实际中 $\text{Al}_{0.92}\text{Ga}_{0.08}\text{As}$ 氧化层的体积收缩约为 6.7%。体积的收缩会产生应力，但对于 $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ TEM 研究^[95]并未发现有应力现象。

氧化层放置于谐振腔内驻波的波腹处还是波节处，会产生不同的影响。氧化层放在波节处有利于模式稳定，放在波腹处可以降低基模阈值增益。VCSEL 中氧化孔径的存在会产生衍射损耗，氧化层不能太厚也不能太薄。当氧化孔径尺寸相同时，氧化层较厚会产生更大的衍射损耗；氧化层较薄会引起阈值增益增加，同时也会使得侧氧化难以进行。因此，氧化层的厚度一般选取为 30nm 左右。

3.6.3 侧氧化方法

侧氧化装置如图 3.12 所示，流量为 1.5L/min 的高纯氮气通过约 95℃ 的水，携带一定量水蒸气进入 420℃ 的恒温氧化室。氧化室的中间位置放有待氧化的芯片样品，样品经过光刻腐蚀出台面后露出要氧化的 $\text{Al}_{0.92}\text{Ga}_{0.08}\text{As}$ 层。水蒸气在气压作用下侧向扩散进 $\text{Al}_{0.92}\text{Ga}_{0.08}\text{As}$ 层形成一个由低折射率(≈ 1.6)的高阻氧化物所

包围的氧化孔径,从而对电流和光场提供有效的限制。高纯氮气是水蒸气的载体,这种载体也可以是高纯氩气或一定比例的 H_2 和 N_2 的混合气体。但不可以是氧气,这主要是因为氧化反应发生的关键在于 O^{2-} 的存在,而不是氧分子。要保证氧化的重复性和均匀性,必须保证氧化时温度和进气流量的稳定性。

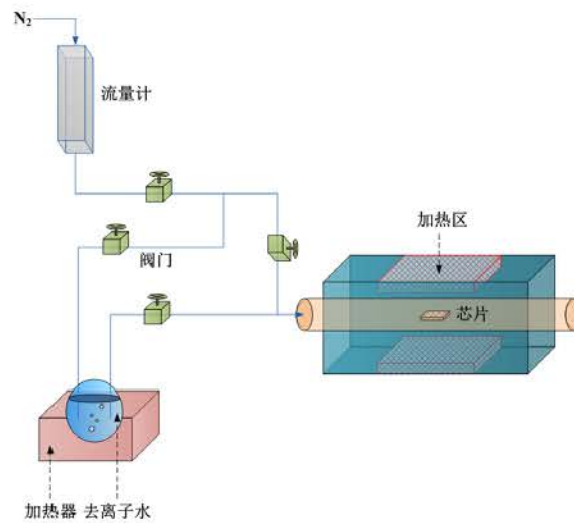


图 3.12 侧氧化装置

侧氧化的时间不同,氧化深度也不同。为了观察选择氧化情况,氧化后利用磷酸过氧化氢腐蚀液将氧化层以上的结构腐蚀掉,从而直接观察氧化层。图 3.13 是氧化时间为 10 分钟时氧化层的平面图,图中的蓝色圆环即为低折射率的 $(Al_xGa_{1-x})_2O_3$ 绝缘氧化物,氧化深度约为 $17.5\mu m$ 。

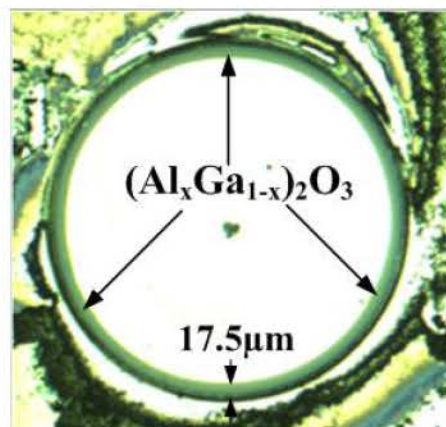


图 3.13 氧化 10 分钟的氧化层平面图

3.6.4 氧化孔径不同时单管器件的温升

利用不同的氧化时间，按 3.6.3 节方法制作了具有不同氧化孔径的 VCSEL 单管器件。不同的氧化时间所形成的氧化孔径大小如表 3.1 所示，三个单管器件的台面直径和 P 型接触电极直径都相等，分别为 450 μm 和 400 μm 。

表 3.1 不同氧化时间对应的氧化孔径直径

Oxidizing time/ minute	Oxide aperture/ μm
10	415
24	386
50	316

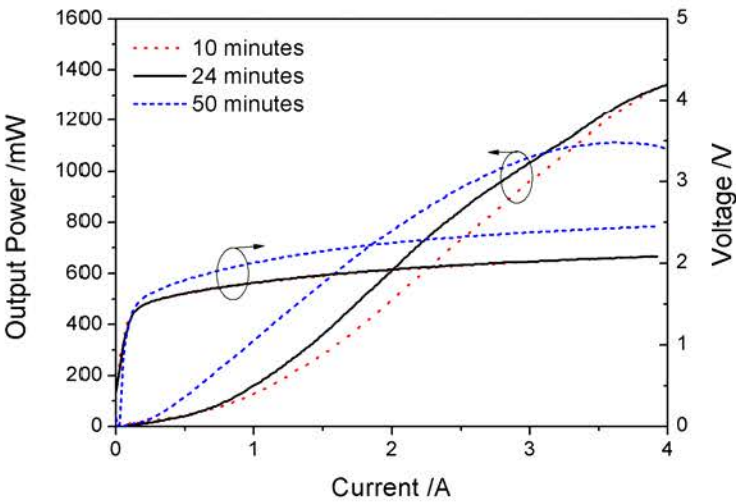


图 3.14 不同氧化孔径单管器件的 L-I-V 特性

表 3.2 不同氧化孔径单管器件的输出特性参数

Oxide aperture	Threshold current	Differential resistance	Electronic-optic efficiency
415 μm	0.92A	0.09 Ω	16.2%
386 μm	0.66A	0.08 Ω	16.2%
316 μm	0.2A	0.1 Ω	11.1%

图 3.14 是在不同的室温连续工作电流下，三个 VCSEL 单管器件所表现出的

伏安特性曲线和输出功率特性曲线。测得各特性参数如表 3.2 所示, 从中可以看出当氧化孔径大于 P 型接触电极时, 器件的阈值电流较大, 接近 1A。当氧化孔径小于 P 型接触电极时, 器件的阈值电流明显降低, 并且氧化孔径越小阈值也越低。这是因为随着氧化孔径的减小, 对注入电流和光模式的限制作用越来越强, 使得由电流横向扩展、散射、衍射等引起的损耗减小, 因此阈值电流随之降低。另外还可以看出, 氧化孔径最小的器件最先出现功率热饱和现象, 在注入电流为 3.6 A 时得到 1.08 W 的最大输出功率, 电-光转换效率为 11.1%。然而, 其他两个器件在 4 A 的注入电流下尚未出现热饱和现象, 此时的功率均为 1.35 W, 电-光转换效率均为 16.2%。这是因为在同样的注入电流下, 氧化孔径小的器件有源区内的电流密度越大, 使得器件温升较快, 电-光转换效率降低, 并且输出功率更容易达到热饱和。

按照 3.3 节的方法对三个单管器件的热阻进行了实验测量, 图 3.15、图 3.16、图 3.17 是对应的测量结果。在阈值以上时, 测量了不同耗散功率下器件的输出波长, 得到波长随耗散功率的变化速率(nm/W)。为了得到波长随温度变化的速率(nm/°C), 在脉宽为 240 ns, 占空比为 0.2%的脉冲工作条件下测量不同温度时器件的输出波长, 器件的温度由热电制冷器(TEC)来控制。对于直径为 400 μm 的 P 型接触电极, 当氧化孔径为 415 μm 和 386 μm 时, 两个单管器件的波长随温度的变化相差不大。而当氧化孔径与电极直径相比过小时, 例如氧化孔径为 316 μm 的器件, 其波长随温度的变化速率比前两者都要大。另外, 从测量结果可以看到氧化孔径越小的器件, 其波长随耗散功率的变化速率越大。由此推断在连续工作条件下, 随着注入电流的增大, 氧化孔径越小的器件温升越高。利用公式(3-1)和公式(3-2), 经过计算得到了三个单管器件的热阻, 如表 3.3 所示。通过比较结果得出, 氧化孔径越小, 器件的热阻越大, 热特性越差。

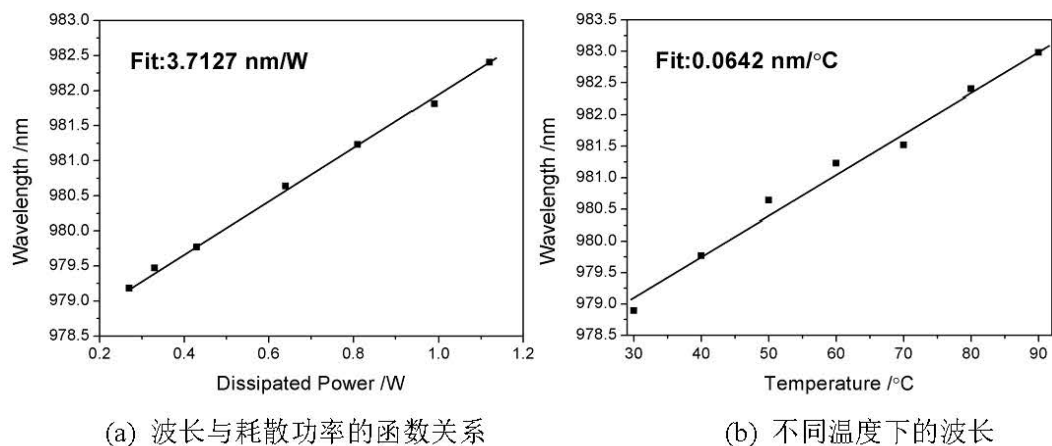


图 3.15 氧化孔径为 415 μm 的垂直腔面发射激光器热阻的测量结果

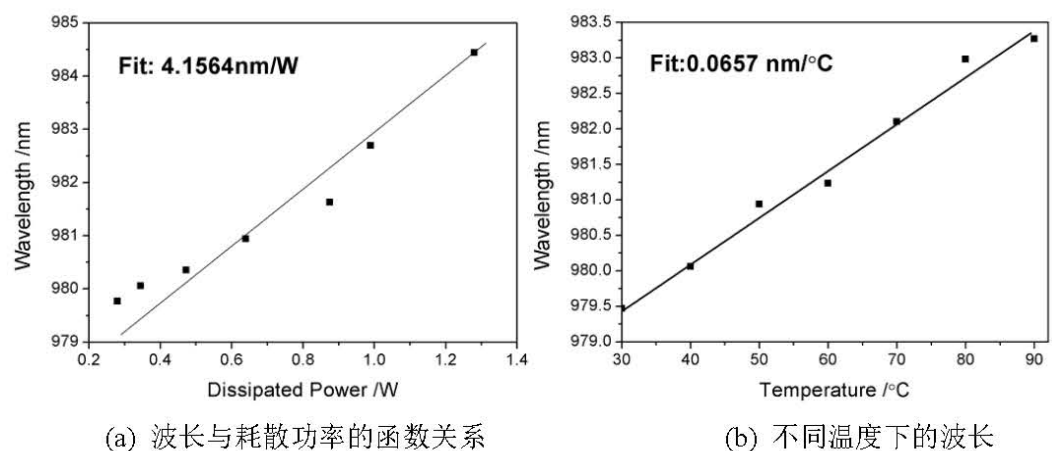


图 3.16 氧化孔径为 386 μm 的垂直腔面发射激光器热阻的测量结果

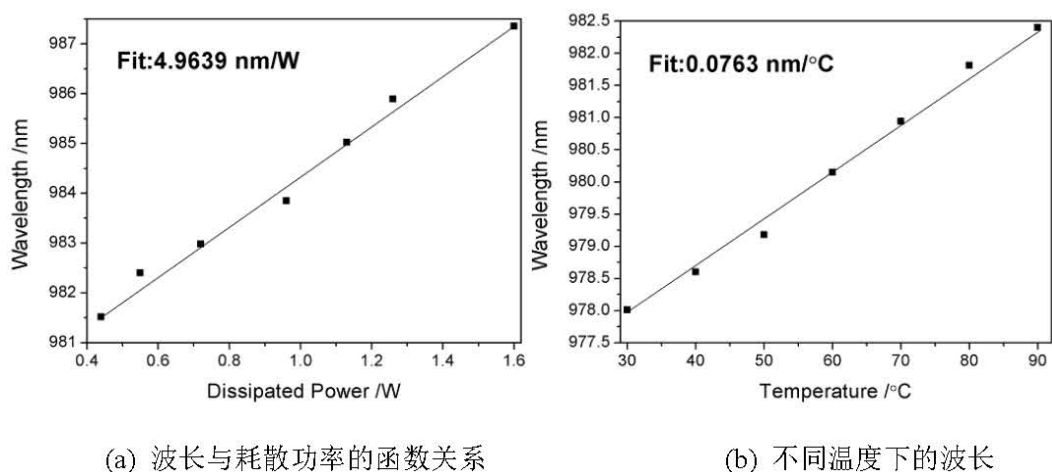
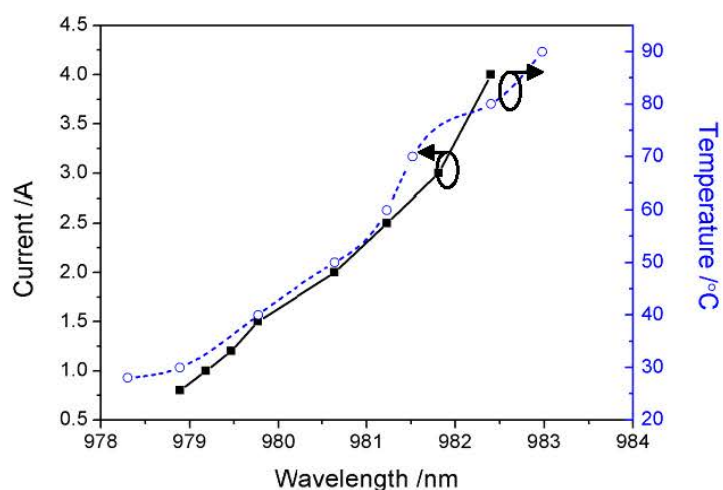
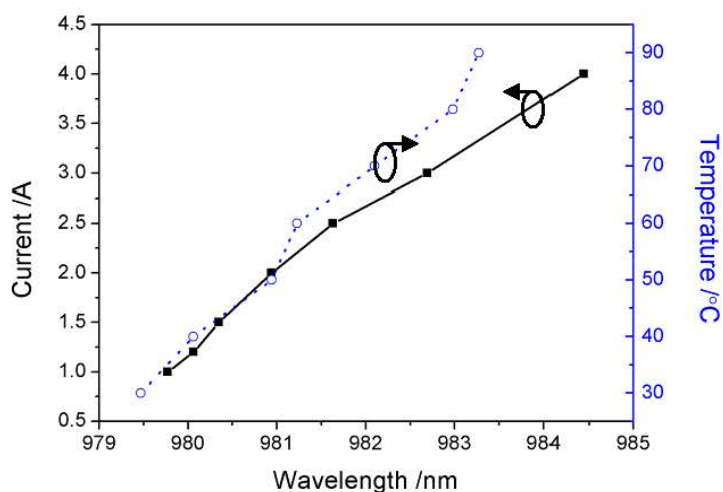


图 3.17 氧化孔径为 316 μm 的垂直腔面发射激光器热阻的测量结果

表 3.3 不同氧化孔径单管器件的热阻

Oxide aperture/ μm	Thermal resistance/ $^{\circ}\text{C}/\text{W}$
415	57.83
386	63.26
316	65.06

图 3.18 是三个氧化孔径单管器件的电流-波长和温度-波长曲线。由此得到了室温下不同连续工作电流时，三个器件的温升情况，如图 3.19 所示。

(a) 415 μm (b) 386 μm

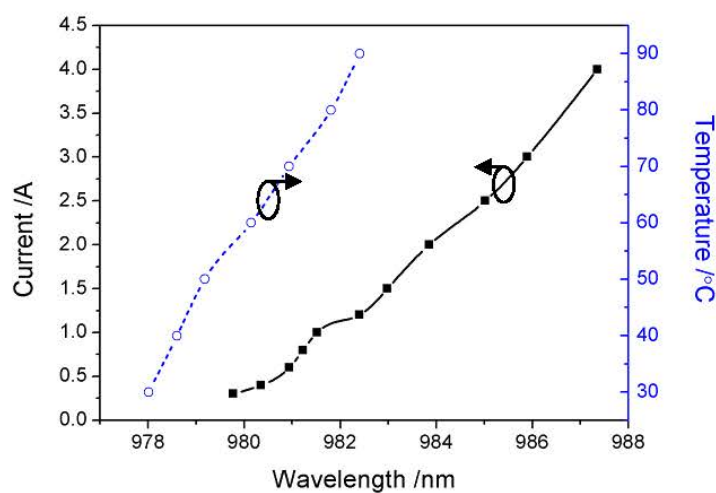
(c) 316 μm

图 3.18 不同氧化孔径单管器件的电流-波长-温度曲线

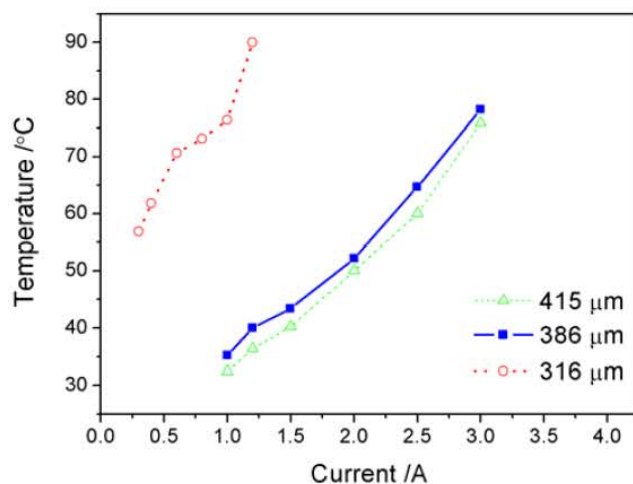


图 3.19 不同氧化孔径的单管器件在各连续工作电流下的温度

可见在相同的连续工作电流下，氧化孔径越小，由自热效应引起的器件温度越高。对于直径为 $400\mu\text{m}$ 的 P 型接触电极，当氧化孔径为 $415\mu\text{m}$ (稍大于 P 型电极) 和 $386\mu\text{m}$ (稍小于 P 型电极) 时，器件的温度相差不大。连续注入电流为 1A 时，前者的温度为 32.4°C ，后者的温度为 35.2°C 。当氧化孔径为 $316\mu\text{m}$ 时，同样在 1A 的连续注入电流下，器件的温度高达 76.4°C 。这是因为有源区中的电流密度

分布由氧化孔径大小决定，当注入电流相同时，氧化孔径越小使得有源区激活区域内的电流密度越大。VCSEL 器件的热源之一量子阱的发热可以用下面的公式来近似^[96]：

$$Q_{QW} = \frac{1 - \eta_{sp} f_{sp}}{d_{QW} \beta} \ln\left(\frac{j(r)}{j_s}\right) [j_{th} + (j(r) - j_{th})(1 - \eta_i)] \quad (3-3)$$

其中， η_{sp} 和 η_i 分别是自发发射和受激发射的内量子效率， f_{sp} 是自发发射光子从有源区逃逸的因子， j_{th} 是阈值电流密度， $j(r)$ 是有源区的电流密度， d_{QW} 是有源区的厚度， j_s 是 pn 结上的反向饱和电流密度。另外，空间层、衬底和 DBR 的发热主要是焦耳热，可以表示为：

$$Q = j^2(r) \rho \quad (3-4)$$

其中， ρ 是各部分的电阻率。由公式(3-3)、(3-4)可以看出，当电流密度增大时，热源发热越严重，从而导致器件温度越高。

对于高功率 VCSEL 器件来说，氧化孔径可以很好的对电流和光模式进行限制。但是，氧化孔径的大小直接决定了有源区激活区域的直径尺寸。在同一工作电流下，激活区直径越小，器件的温度越高，当电流增加时，器件的温度上升也越快；反之，在同一工作电流下，激活区直径越大，器件的温度越低，当电流增加时，器件的温度上升也越小。这就意味着，激活区直径越大即氧化孔径越大越有利于器件的散热，从而有利于提高高功率 VCSEL 器件的效率。但是，氧化孔径越大也会使得器件的阈值电流增大。因此，在制作器件时选择合适的氧化孔径大小对保证获得较好的器件输出性能以及提高器件效率是至关重要的。以上研究结果对 VCSEL 单管器件热特性的优化具有指导意义，目前已在《中国激光》期刊 2012 年第 39 卷第 5 期中发表。

3.7 单管器件近场分布温度特性的实验结果

3.7.1 温度对近场强度的影响

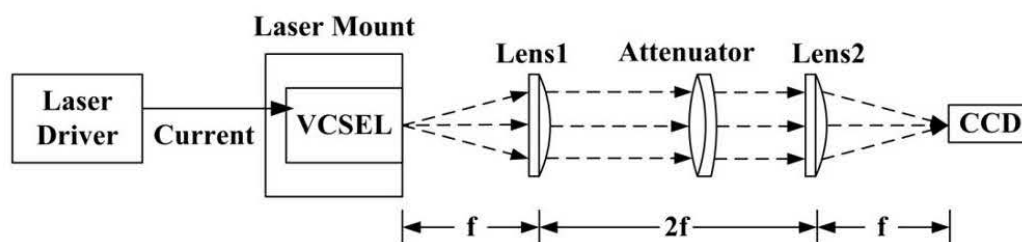


图 3.20 近场强度测量装置

近场强度测量装置如图 3.20 所示。利用两个具有相同焦距和口径的平凸透镜组成的光学系统对器件输出面上的信息进行成像，成像端由 CCD 进行接收。透镜的焦距为 80mm，口径为 30mm。为了避免 CCD 饱和，在测试中使用了不同衰减倍数的衰减片，其放置位置任意。为了研究热效应的影响，分别在连续工作条件下和脉冲工作条件下对近场进行了测量，测量时的电流范围均为 1A~5A。另外，待测器件在不同工作方式下两个方向上的发散角分别为：16.5° 和 16.2°(电流为 5A 时的连续工作条件下)；14.7° 和 14.4°(电流为 5A 时的脉冲工作条件下)，由此保证在测量范围内，第一个透镜可以接收到器件发出光的全部信息。在进行脉冲测量时，脉宽为 200ns，占空比为 0.2%，这样的泵浦条件可以保证在脉冲测量中消除热效应的影响，以便与连续测量的结果进行比较。从图 3.21 中可以看到激光光谱在脉冲测量电流范围内几乎没有发生漂移，而在连续工作条件下发生了明显的漂移，由此也可以证明所使用的脉冲工作条件可以消除热效应的影响。

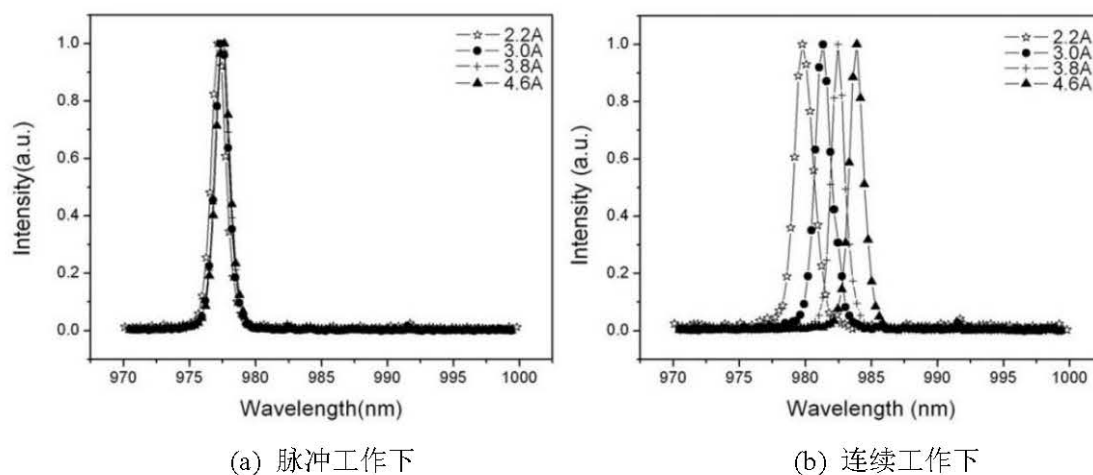
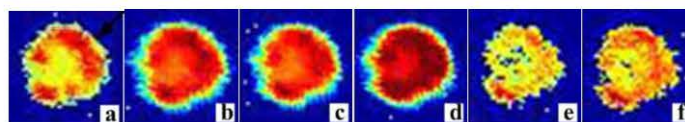


图 3.21 两种工作方式下、不同注入电流时的光谱

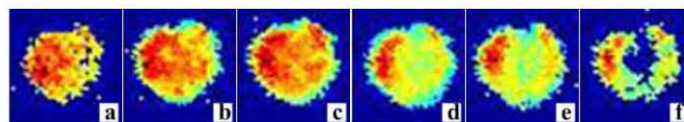
图 3.22 室温脉冲工作条件下氧化孔径为 $350\mu\text{m}$ 的单管器件的近场二维分布。

(从 a 到 f 的电流依次为 1.4A, 2.2A, 2.8A, 3.4A, 4.0A, 4.6A)

图 3.22 是室温脉冲工作条件下、氧化孔径为 $350\mu\text{m}$ 的单管器件的近场二维分布。图中 a-d 在测试时使用了 40dB 的衰减片，e 和 f 在测试时使用了 50dB 的衰减片。从图中可以看到以下现象：

1、外侧一圈的强度明显比中心的要强，说明在脉冲工作时氧化孔径附近的载流子浓度较大，即在此处电流拥挤比较明显。

2、随着电流的增大，近场强度一直在增强。即使在使用了更大衰减倍数的衰减片时，依然可以看到强度随电流增大而增强的趋势。这是因为在脉冲工作下由于不存在热效应，使得载流子泄露没有那么严重，随着电流的增大，注入的越来越多的载流子在有源区中发生复合而产生受激辐射，因此，强度随着电流的增大而增强。

图 3.23 室温连续工作条件下氧化孔径为 $350\mu\text{m}$ 的单管器件的近场二维分布。

(从 a 到 f 的电流依次为 1.4A, 2.2A, 2.8A, 3.4A, 4.0A, 4.6A)

图 3.23 是室温连续工作条件下器件的近场二维分布图。在测试中仅使用了衰减倍数为 40dB 的衰减片。从图中可以看到以下现象：

1、在注入电流不太高时，没有出现非常明显的高强度外环，这说明虽然对于具有氧化孔径结构的 VCSEL 都有电流拥挤，但连续工作时的电流拥挤要比脉冲工作时的弱，电流分布更均匀些。

2、当电流从 1.4A 增大到 2.8A 时，如图中 a-c 所示，强度是逐渐增强的。这是因为在这个电流范围内热效应不是非常严重，载流子的辐射复合仍然占主导作用，因此强度是随电流的增大而增强的。但是当电流继续增大时，强度不增强反而减弱，如图中 d-f 所示。这是因为当电流大于某一值时，由电流产生的热效应明显增强，导致载流子泄露变的严重并且逐渐占主导地位，使得进行辐射复合的载流子数目减少，因此输出光强度减弱。

3、从图中还可以明显的看到在近场强度整体减弱的同时，中心区域的强度要比边缘位置减弱的快。这需要从热效应对横模的影响来解释。对于大口径单管器件来说，整个横模场的强度应是各个横模强度叠加的结果。从 2.5 节的理论分析中可以得知，随着电流的增大，空间烧孔效应和热效应都增强，这对横模的影响是高阶模产生而低阶模逐渐被抑制，因此在强度整体减弱的同时中心区域的强度减弱的要快一些。

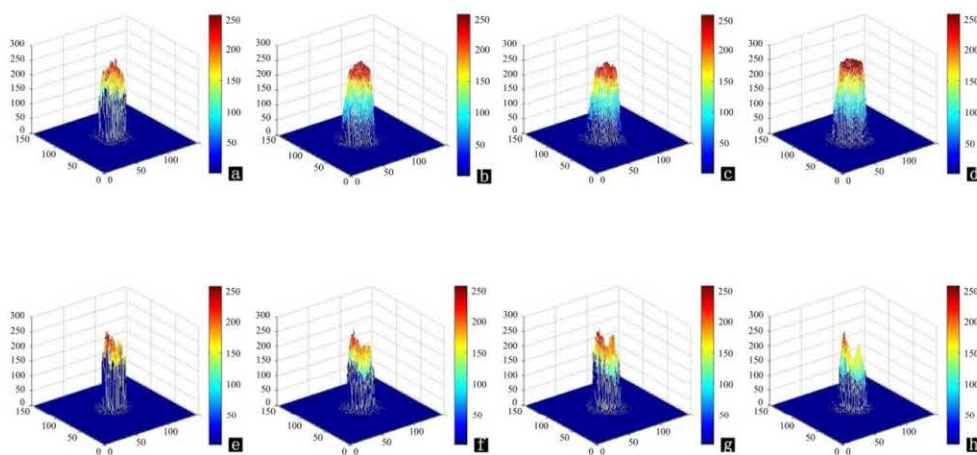


图 3.24 脉冲工作条件下(从 a 到 d 电流依次为 1.4A, 2.2A, 2.8A, 3.4A)和连续工作条件下(从 e 到 h 电流依次为 1.4A, 2.2A, 2.8A, 3.4A)的三维近场分布

图 3.24 是脉冲工作条件和连续工作条件相应电流下的三维近场分布图。从

图 a-图 d 中可以更清楚的看到脉冲工作条件下强度随电流增大而增强的变化趋势。从图 e 到图 h 中可以看到在连续工作条件下强度先增大后减小的变化，以及中心明显的凹陷。

3.7.2 模式尺寸随温度的变化

为了研究由自热效应引起的器件温度升高对模式尺寸的影响，选用具有 28 对 N-DBR 的底发射 VCSEL 芯片，制作成出光口径和台面直径都为 $350\mu\text{m}$ 的单管器件，为了忽略氧化孔径对模式的限制作用，在器件制作过程中没有进行侧氧化。

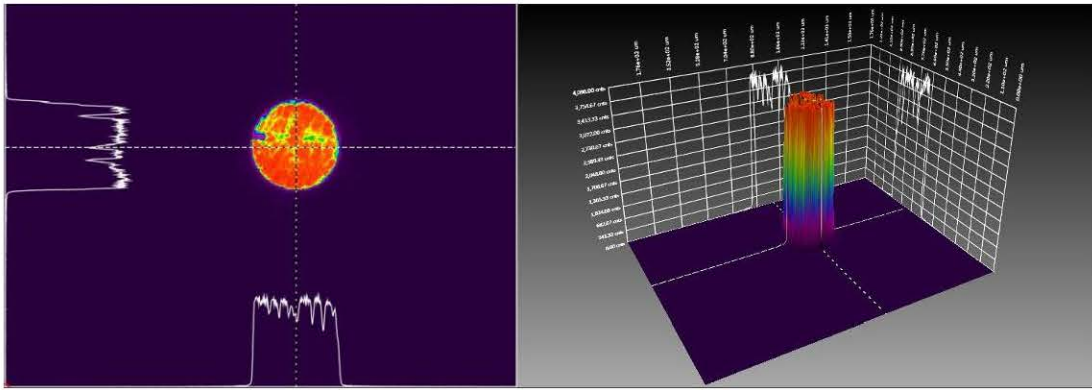


图 3.25 室温 3A 连续电流下，台面直径为 $350\mu\text{m}$ VCSEL 的近场二维、三维分布图

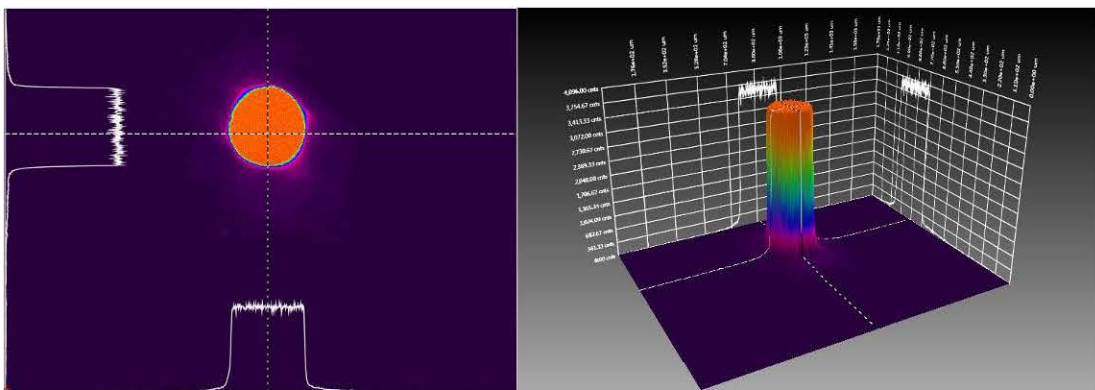


图 3.26 室温 3A 脉冲电流下，台面直径为 $350\mu\text{m}$ VCSEL 的近场二维、三维分布图

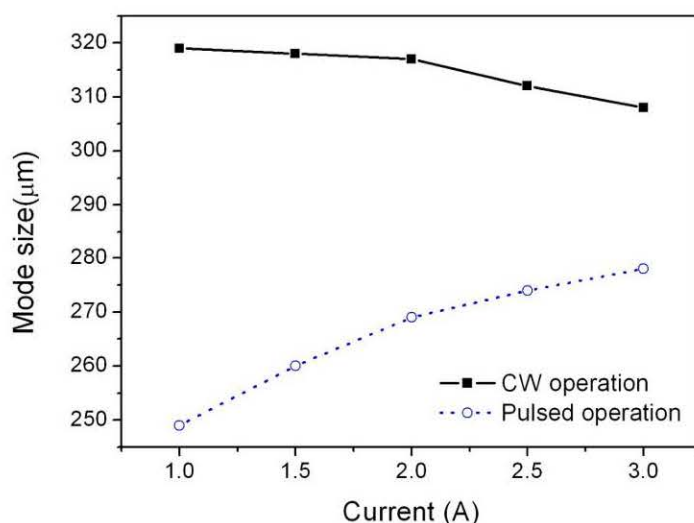


图 3.27 不同电流下的近场尺寸

图 3.25 和图 3.26 是器件分别在连续和脉冲两种工作条件下的近场二维、三维分布图。图 3.27 是实验测得的模式尺寸随注入电流的变化。从图中可以看到，在室温连续工作下，模式尺寸随着注入电流的增大一直在减小，但是在电流超过 2A 后的减小程度要比电流低于 2A 时的大。这是因为当注入电流大于 2A 时，自热效应的作用更加明显，对模式的限制作用增强，使得模式尺寸的减小程度增大。在室温脉冲工作下，模式尺寸随着注入电流的增大一直在增大，这是因为在脉宽为 200ns，占空比为 0.2% 的脉冲泵浦条件下，消除了注入电流引起的自热效应，因此随着电流的增大，越来越多的高阶模式开始振荡，使得模式尺寸逐渐增大。

3.8 本章小结

本章基于第二章的理论研究结果，针对利用常规工艺制备的高功率 980nm 底发射 VCSEL 器件的热行为特性进行了详细的实验测量和分析，实验测试结果与理论模拟结果基本符合的很好。

通过测量 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 和 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 两种量子阱结构的 4×4 VCSEL 器件的输出功率，在 110 A 的注入电流下，量子阱为 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 的列阵器件得到了 123 W 的脉冲峰值功率，而量子阱为

$\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 的器件的脉冲峰值功率为 109 W，前者比后者大 13%。采用光致发光谱中心波长和电致发光谱中心波长两种方法来表征增益谱波长随温度的变化，实际测得的变化速率分别为 0.3643nm/K 和 0.3873nm/K，两种方法测得的结果数值相差不大。利用基于 VCSEL 芯片制成的边发射器件，通过测量纳秒脉冲工作时不同温度下的电致发光谱中心波长漂移情况，以及测量连续工作时不同电流下电致发光谱的漂移，得到当电流为 500mA 时，有源区的平均温度大约为 353K 左右。通过实验测量三种氧化孔径单管器件的热阻，得到氧化孔径越小，器件的热阻越大，热特性越差。通过对比电流、波长及温度的关系，得到注入电流为 1 A 时，氧化孔径为 415 μm 的器件温度为 32.4 $^{\circ}\text{C}$ ，氧化孔径为 386 μm 的器件温度为 35.2 $^{\circ}\text{C}$ ，氧化孔径为 316 μm 时，器件的温度高达 76.4 $^{\circ}\text{C}$ 。通过实验测量不同注入电流下的近场分布，得到由于热效应对载流子分布和横模分布的影响，使得近场强度随连续工作电流的增大是先增强后减弱的变化趋势，并且在近场强度整体减弱的同时，中心区域的强度要比边缘位置减弱的快。另外，由于热效应的影响使得模式尺寸随着连续工作电流的增大一直减小。

第4章 高功率 VCSEL 列阵器件的热效应及新结构的设计

由于高功率 VCSEL 列阵器件具有小尺寸、低发散角、非像散圆输出光斑以及相干动态单纵模运转等优点而在打印、传感器以及自由空间数据传输等方面得到了广泛的应用^{[97][98][99]}。但是, 由于 VCSEL 列阵器件的氧化孔径较小, 衬底热导率低、DBR 串联电阻较大以及列阵单元之间存在热串扰, 使得 VCSEL 列阵器件的热效应比单管器件的更加严重^{[100][101]}。这就导致 VCSEL 列阵器件的温度升高, 伴随而来的是阈值电流密度的增加和输出功率的降低。另外, 由于半导体激光器的工作寿命是随温度线性减小的, 因此严重的热效应会影响 VCSEL 列阵器件的寿命和可靠性。此外, 热效应问题也是导致列阵器件线宽明显加宽以及在直接调制中产生啁啾的一个重要原因^{[102][103]}。因此对 VCSEL 列阵器件的热效应进行分析是非常有必要的。

4.1 列阵单元间距对热串扰的影响

4.1.1 列阵器件的热串扰问题

在 VCSEL 列阵器件中, 由于电流具有横向扩展效应, 在列阵单元之间会产生电流的叠加, 使得器件的热效应加剧、输出性能变差。尤其在排布较密集的 VCSEL 列阵器件中, 由于单元间距较小使得单元之间的热耦合问题更为严重。在本章中, 利用基于有限元(FEM)方法的 COMSOL 软件对 VCSEL 列阵的温度分布进行了准确的分析描述^{[104][105][106][107][108]}。COMSOL 软件在模拟过程中考虑材料特性, 不同位置的网格密度以及多面体和多边界等不规则结构, 同时灵活控制建模的准确性、计算内存以及计算时间。

4.1.2 模型几何

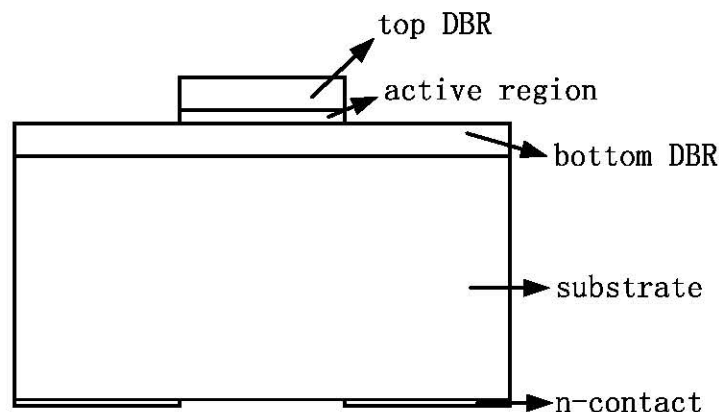


图 4.1 4×4 VCSEL 阵列单元的几何结构图

由于列阵的尺寸直接决定了产生热量的多少和热分布情况，又因为 VCSEL 列阵器件由不同材料的多膜层结构构成，所以利用基于有限元的 3-D 模型进行模拟。在列阵器件中，单元间距的大小对单元之间的热耦合有很大的影响，从而影响着列阵器件的整体温度，因此利用 COMSOL 软件对具有不同单元间距的 4×4 列阵器件的温度分布进行了模拟。在模拟中所使用的每个列阵单元的模型几何如图 4.1 所示，各个单元几何结构主要包括 4 个部分，分别为顶部 DBR，有源区，底部 DBR 和衬底。这四部分也是器件的四个主要热源：有源区主要是由非辐射复合、俄歇复合等产生热；其它部分主要产生的是焦耳热。考虑到实际情况，在衬底一侧加了电极作为出光口。另外，在几何结构中做了两部分忽略。第一个是忽略了氧化层的影响，认为被氧化部分是完全绝热的，所以认为有源区的尺寸与氧化孔径尺寸一致；又因为氧化层很薄，对整个温度分布的影响不是很大，所以在几何结构中没有包括有源区上方那部分氧化孔径。第二个是忽略了空间层的影响，空间层产生的主要是焦耳热，但由于空间层是不掺杂的，它的本征载流子浓度比其它掺杂部分的载流子浓度要低，所以忽略了这部分产生的焦耳热。又因为空间层的厚度也相对薄一些，对整个温度分布的影响不是很大，所以在几何结构中也没有考虑空间层。

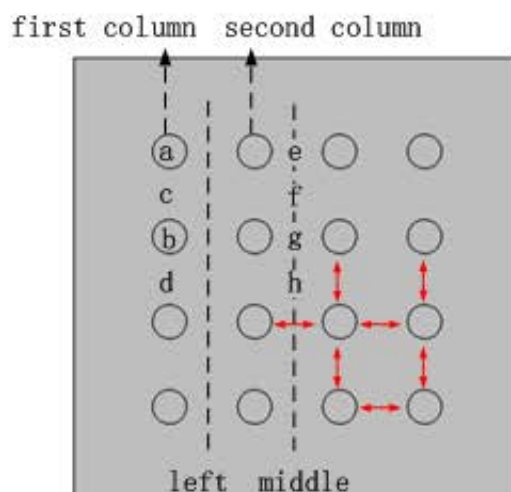


图 4.2 4×4VCSEL 阵列器件的平面图

图 4.2 中所示为 4×4VCSEL 阵列器件表面的平面图。对于列阵器件来说，根据单元间热耦合程度的不同，所有单元可分为三种类型，一种单元与周围四个单元之间都有热耦合，一种单元与周围三个单元之间有热耦合，还有一种仅与周围的两个单元之间有热耦合。所以推断这三种单元之间耦合处的温度以及三种单元本身的温度分布是不同的。由于列阵具有对称性，因此仅讨论左侧第一列(first column)和左侧第二列(second column)的单元，耦合位置仅讨论左侧第一列和第二列之间的耦合(left)，以及第二列和第三列之间的耦合(middle)。讨论的位置具体如图 4.2 中所示。

4.1.3 求解域

在进行热模拟时，利用 COMSOL 软件求解稳态热流方程：

$$C_p \rho \nabla T = \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + Q_{vt} \quad (4-1)$$

其中， C_p 是常压热容， ρ 是材料密度， κ 是热导率， Q_{vt} 是总的热功率密度。

在公式(4-1)中，

$$\kappa \nabla T = q_0 + h(T_{\text{ref}} - T) + \varepsilon \sigma (T_{\text{amb}}^4 - T^4) \quad (4-2)$$

其中， T 是初始温度(假设为 293.15K)， q_0 是向内热流， h 是热传系数， ε 是

表面发射率， σ 是玻尔兹曼常数， T_{inf} 是体积环境温度， T_{amb} 是辐射环境温度。

根据不同热源产生的热功率密度不同，总的热功率密度可以表示为：

$$Q_{tot} = Q_J + Q_{Aug} + Q_{nrad} \quad (4-3)$$

其中， Q_J 是焦耳热，主要由顶部 DBR、底部 DBR 和衬底产生； Q_{Aug} 和 Q_{nrad} 分别是由俄歇复合和非辐射复合产生的热，主要来自有源区。各部分热源的表达式为：

$$Q_J = J_n^2 / (q\mu_n n) + J_p^2 / (q\mu_p p) \quad (4-4)$$

其中， J_n 和 J_p 分别是电子电流密度和空穴电流密度， μ_n 是电子迁移率， μ_p 是空穴迁移率， n 和 p 分别是电子密度和空穴密度。

$$Q_{Aug} = R_{Aug} \cdot (E_{Fn} - E_{Fp}) \quad (4-5)$$

其中 R_{Aug} 是俄歇复合速率，其可以由下式求得：

$$R_{Aug} = C_n \cdot n^2 \cdot p + C_p \cdot n \cdot p^2 \quad (4-6)$$

其中， C_n 和 C_p 分别对应电子和空穴的俄歇复合系数，假设 $C = C_n = C_p = 3.5 \times 10^{-30} \text{ cm}^6 / \text{s}$ 。

$$Q_{nrad} = qV_{act}AN \quad (4-7)$$

其中， V_{act} 是有源区的电压降， A 是非辐射复合系数，其值等于 $2 \times 10^8 / \text{s}$ 。

为了方便模拟，采用了单一热源近似的方法，即将所有热源产生的热都置于有源区中。对于底发射 VCSEL 列阵器件，有源区位置的热量主要通过两种方式传输到环境中：一种是经由顶部 DBR 反射镜传导到铜热沉，另一种方式是通过 GaAs 衬底及 N 面电极产生与空气的对流和热辐射将热量传递到器件外部环境中。由于器件 P 面与铜热沉直接接触，并且假设热沉另一侧的温度为室温

(293.15K)，因此大部分热量会通过热传导的方式散去，对流和辐射的作用可以忽略^[106]。

4.1.4 模型数据

利用 COMSOL 软件中的热传模块对 VCSEL 列阵器件的温度分布进行模拟时，需要用到材料的四个参数，分别为常压热容，密度，热导率和电子、空穴迁移率。

关于载流子迁移率 μ 的解析表达式是设计和分析半导体器件的重要工具，在模拟中利用 Sotoodeh 等人^[109]的低场模型计算各层材料的电子、空穴迁移率。N 型半导体材料和 P 型半导体材料的迁移率可以分别表示为：

$$\mu(T, n) = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} \times \left(\frac{300}{T}\right)^{\theta_1} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{n}{n_{\text{ref}} \times (T/300)^{\theta_2}}\right)^{\alpha}} \quad (4-8)$$

$$\mu(T, p) = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} \times \left(\frac{300}{T}\right)^{\theta_1} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{p}{p_{\text{ref}} \times (T/300)^{\theta_2}}\right)^{\alpha}} \quad (4-9)$$

表 4.1 总结了 300K 时各二元材料在公式(4-8)中的参数取值。

表 4.1 300K 时 N 型半导体二元材料在公式(4-8)中的参数

Material	$\mu_{\min} (cm^2/V \cdot S)$	$\mu_{\max} (cm^2/V \cdot S)$	$n_{\text{ref}} (cm^{-3})$	α
AlAs	10	400	5.46×10^{17}	1.0
GaP	10	152	4.4×10^{18}	0.8
GaAs	500	9400	6.0×10^{16}	0.394
InAs	1000	34000	1.1×10^{18}	0.32

利用插值公式 $p(AB_xC_{1-x}) = xP(AB) + (1-x)P(AC)$ 计算得到 N 型三元材料的

各拟合参数值，列于表 4.2。

表 4.2 300K 时 N 型半导体三元材料的各拟合参数

Material	$\mu_{\min}(cm^2/V \cdot S)$	$\mu_{\max}(cm^2/V \cdot S)$	$n_{ref}(cm^{-3})$	α
Al _{0.9} GaAs	59	1300	4.97×10^{17}	0.94
Al _{0.1} GaAs	451	8500	1.09×10^{17}	0.45
Al _{0.5} GaAs	255	4900	3.03×10^{17}	0.697
GaAs _{0.92} P	460.8	8660.16	4.072×10^{17}	0.43
In _{0.2} GaAs	600	1.43×10^4	2.68×10^{17}	0.38
Al _{0.3} GaAs	353	6700	2.06×10^{17}	0.58

将表 4.2 中的各参数值带入公式(4-8)中，计算得到 300K 时各 N 型材料的电子迁移率，列于表 4.3。

表 4.3 300K 时 N 型半导体材料的电子迁移率

Material	$\mu(cm^2/V \cdot S)$
Al _{0.9} GaAs	323
Al _{0.1} GaAs	2162
Al _{0.5} GaAs	1238
GaAs _{0.92} P	4380
In _{0.2} GaAs	6642
Al _{0.3} GaAs	2728
GaAs	2287

表 4.4 总结了公式(4-9)中各 P 型半导体二元材料在 300K 时的参数取值。利用插值法计算得到 P 型三元材料的各拟合参数值，列于表 4.5。

表 4.4 300K 时 P 型半导体二元材料在公式(4-9)中的参数

Material	$\mu_{\min}(cm^2/V \cdot S)$	$\mu_{\max}(cm^2/V \cdot S)$	$p_{ref}(cm^{-3})$	α
AlAs	10	200	3.84×10^{17}	0.488
GaP	10	147	1.0×10^{18}	0.85
GaAs	20	491.5	1.48×10^{17}	0.38
InAs	20	530	1.1×10^{17}	0.46

表 4.5 300K 时 P 型半导体三元材料的各拟合参数

Material	$\mu_{\min}(cm^2/V \cdot S)$	$\mu_{\max}(cm^2/V \cdot S)$	$p_{ref}(cm^{-3})$	α
Al _{0.9} GaAs	11	229.15	3.604×10^{17}	0.477
Al _{0.1} GaAs	19	462.35	1.716×10^{17}	0.391
Al _{0.5} GaAs	15	345.75	2.66×10^{17}	0.434
GaAs _{0.92} P	19.2	463.94	2.162×10^{17}	0.418
In _{0.2} GaAs	20	499.2	1.404×10^{17}	0.396
Al _{0.3} GaAs	17	404.05	2.188×10^{17}	0.412

同样将表 4.5 中的各参数值带入公式(4-9)中，计算得到 300K 下各 P 型材料的空穴迁移率，列于表 4.6。

表 4.6 300K 时 P 型半导体材料的空穴迁移率

Material	$\mu(cm^2/V \cdot S)$
Al _{0.9} GaAs	72.99
Al _{0.1} GaAs	134.15
Al _{0.5} GaAs	105.76
GaAs _{0.92} P	203
In _{0.2} GaAs	200.58
Al _{0.3} GaAs	177.89
GaAs	2287

实际的 VCSEL 器件是由多膜层构成的，这就使得结构中具有很多的内部和

外部边界界面，这些界面产生的热边界阻值降低了材料的热导率^[110]，产生的界面声子使得 VCSEL 器件的散射增加并且热阻减小^[111]。另外，针对上、下 DBR 反射镜和 QW 部分的多层薄膜结构^{[112][113]}，为了增强模拟的准确性，在这三部分区域考虑材料的各向异性热导率，公式(4-10)、(4-11)^[114]分别对应横向、纵向热导率的表达式。

$$\kappa_L = \frac{d_1 \kappa_1 + d_2 \kappa_2}{d_1 + d_2} \quad (4-10)$$

$$\kappa_V = \frac{d_1 + d_2}{d_1 / \kappa_2 + d_2 / \kappa_1} \quad (4-11)$$

其中， κ_1 (κ_2) 和 d_1 (d_2) 分别为第 1 层(第 2 层)材料的热导率和厚度。

VCSEL 结构中其它部分的热导率假定为各项同性热导率($\kappa = \kappa_L = \kappa_V$)，各部分的热导率、常压热容和材料密度的数值分别列于表 4-7 中。

表 4.7 VCSEL 器件各部分的热导率、常压热容和材料密度

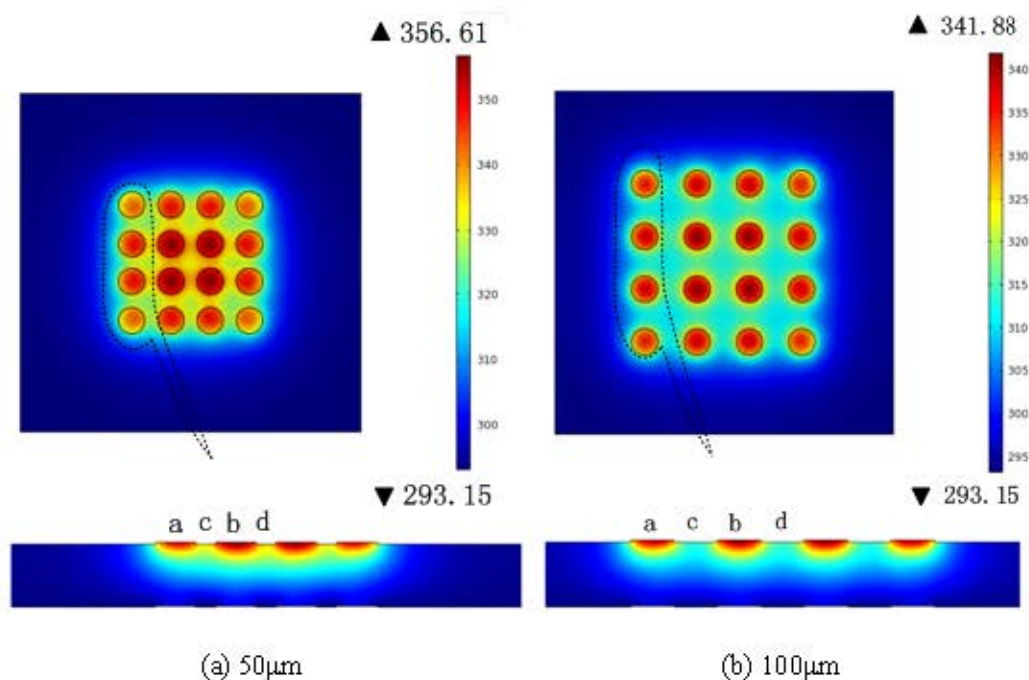
Layer	Material	$\kappa(W/m \cdot K)$	$C_p(J/kg \cdot K)$	$\rho(kg/m^3)$
Top DBR	Al _{0.9} GaAs/ Al _{0.1} GaAs	$\kappa_L = 69.21$ $\kappa_V = 54.29$	375.5	4.53×10^3
3 MQW	In _{0.2} GaAs(well)/ GaAs _{0.92} P(barrier)	$\kappa_L = 45.81$ $\kappa_V = 43.75$	332	5.39×10^3
Bottom DBR	Al _{0.9} GaAs/ Al _{0.1} GaAs	$\kappa_L = 69.21$ $\kappa_V = 54.29$	375.5	4.53×10^3
Substrate	GaAs	45	327	5.32×10^3
n type contact metal	Au	315	132.3	19.32×10^3

另外，在模拟中考虑了热导率随温度的变化^[115]：

$$\kappa(T) = \kappa(300)(300/T)^{5/4} \quad (4-12)$$

4.1.5 模拟结果

在模拟中, 4×4 VCSEL 列阵单元的有源区直径为 $100\mu\text{m}$, 选取四个单元间距为 $50\mu\text{m}$ 、 $100\mu\text{m}$ 、 $150\mu\text{m}$ 和 $200\mu\text{m}$, 分别是有源区直径的 0.5 倍、1 倍、1.5 倍和 2 倍。上述四种单元间距的 VCSEL 列阵的温度分布如图 4.3 所示, 并且在图中直观的标示了各列阵中第一列单元的纵向温度分布情况。在实际中, 底发射 VCSEL 列阵是 P 面朝下焊在铜热沉上, 从热源产生的热迅速通过 P-DBR 传导至热沉, 因此在模拟中将 N 型接触电极一侧的温度边界设为室温, 即 293.15K 。从模拟的结果来看, 当单元间距越小时, 列阵器件的整体温度越高, 并且单元间热耦合越严重。当单元间距是有源区直径的 0.5 倍时, 列阵的温度比 2 倍有源区直径列阵的温度高 26K 。然后根据图 4.3 的模拟结果, 按照图 4.2 中选取的位置对不同单元间距的 4×4 VCSEL 列阵的温度分布进行了具体的比较分析。



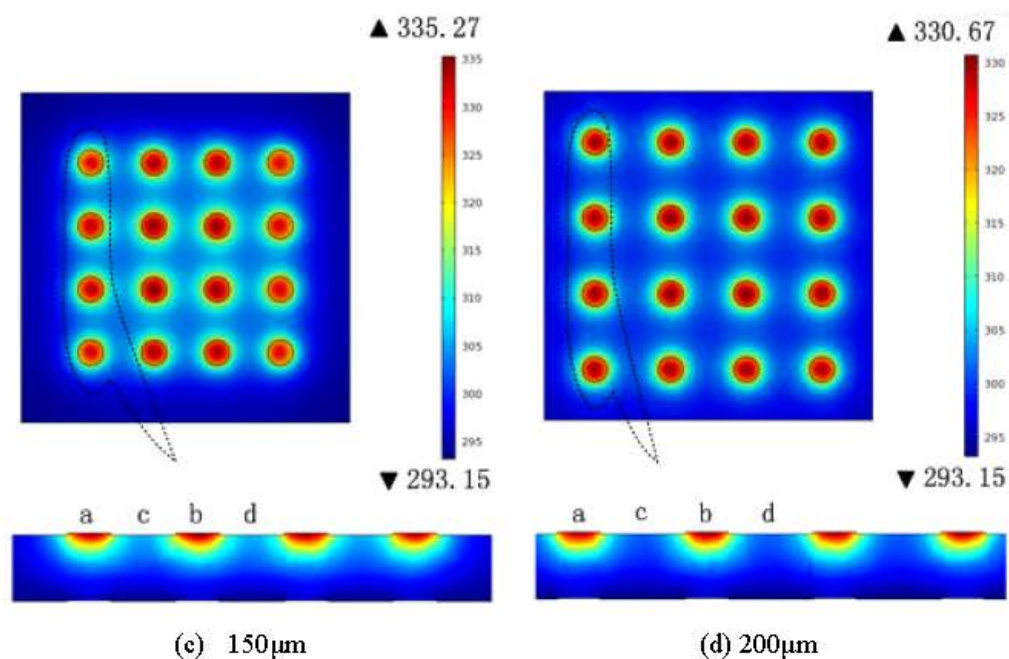


图 4.3 不同单元间距 VCSEL 列阵的温度分布

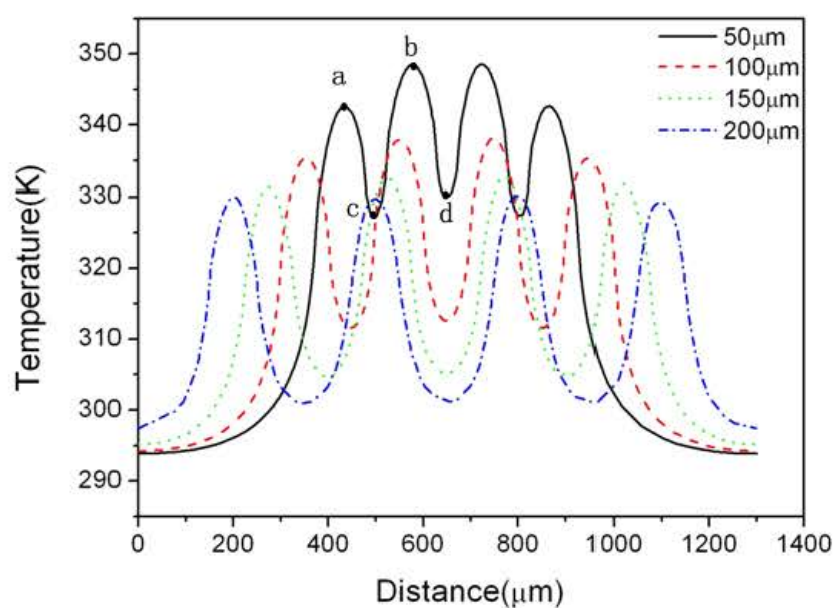


图 4.4 不同单元间距的列阵器件中第一列单元的温度分布

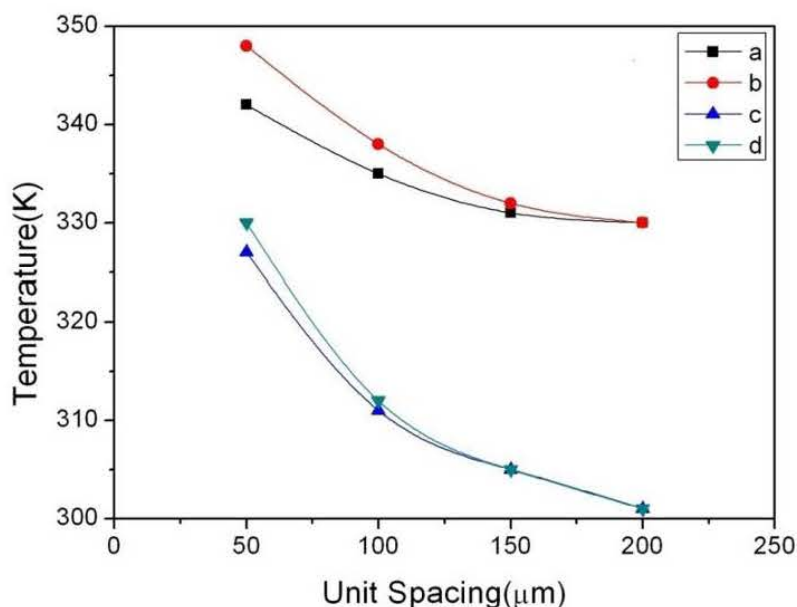


图 4.5 列阵第一列中不同位置处的温度随单元间距的变化

图 4.4 是第一列单元在不同单元间距的列阵中的温度分布。从图中可以看出，单元间距对列阵单元的温度分布有很大影响。当单元间距较小时，列阵各个单元的温度差较大，而当单元间距增大时，各个单元的温度分布趋于均匀。例如在图 4.4 中，单元间距是有源区直径的 0.5 倍时，单元 b 的温度比单元 a 的温度高 6K 左右；同时，中心耦合处(d 处)的温度比单元 a 和单元 b 之间耦合处(c 处)的温度高 3K 左右。图 4.5 是列阵第一列中不同位置的温度随单元间距的变化情况。从图中可以看出，当单元间距达到 2 倍有源区直径时，第一列中各个单元的温度达到一致，并且与 0.5 倍有源区直径时单元 a、b 的温度相比，分别降低 12K 和 18K。另外，单元间距达到 1.5 倍有源区直径时，耦合位置 c 处和 d 处的温度达到一致，并且与 0.5 倍有源区直径时的温度相比，分别降低 26K 和 29K。

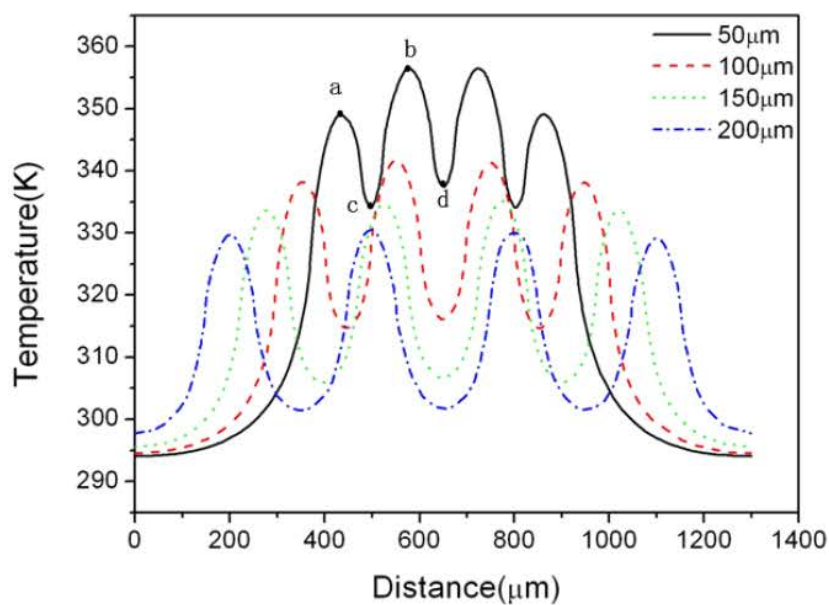


图 4.6 不同单元间距的列阵器件中第二列单元的温度分布

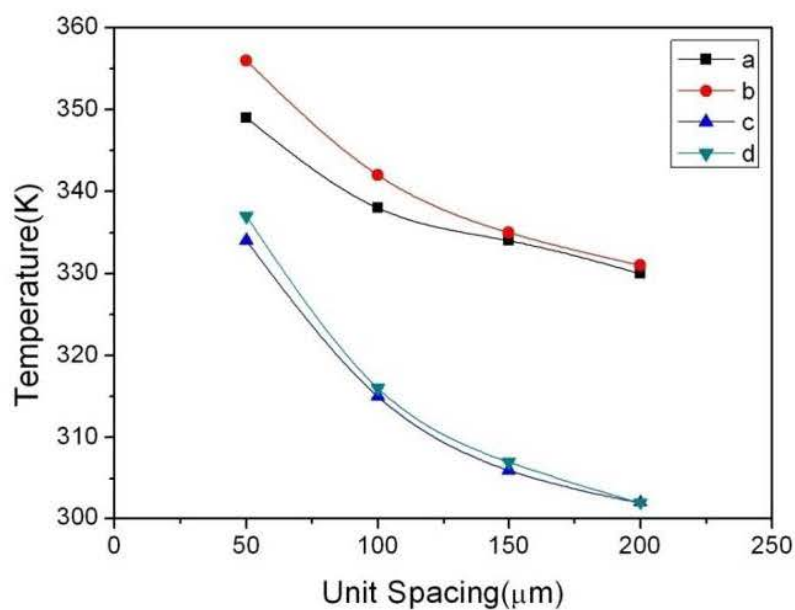


图 4.7 列阵第二列中不同位置处的温度分布随单元间距的变化

从图 4.6 中可以看出第二列中单元 b 的温度同样高于单元 a 的温度，并且两者的温度随着单元间距的增大都在减小，在单元间距达到 1.5 倍有源区直径时，两者温度相差的很小，基本一致。另外，单元 a 和单元 b 的温度比 0.5 倍有源区

直径时的单元温度分别降低 15K 和 21K。从图 4.7 中可以看出, 单元 a 和单元 b 之间的耦合温度(c 处)要比两个单元 b 之间的耦合温度(d 处)低一些, 两者的温度同样随着单元间距的增大而减小, 在单元间距为 1.5 倍有源区直径时, 两者相等, 并且比 0.5 倍有源区直径时的分别低 28K 和 30K。

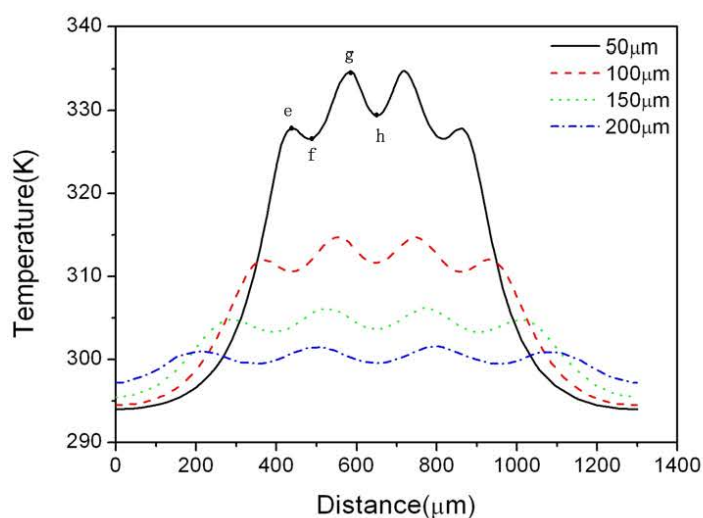


图 4.8 不同单元间距列阵中 left 处的不同耦合温度分布

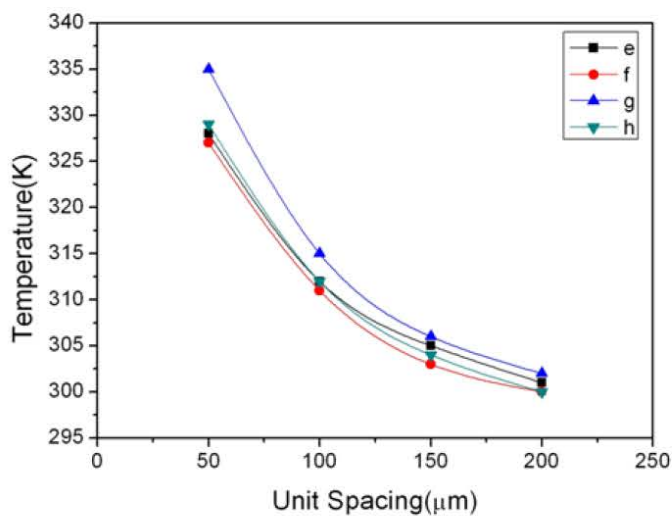


图 4.9 left 中不同位置的耦合温度随单元间距的变化

图 4.8 所示为左侧第一列和第二列之间耦合处(即 left 处), 在单元间距不同时的温度分布。从图中可以看出, 当单元间距为 0.5 倍有源区直径时, left 处各

耦合位置的温度分布存在差异，其中 first column 单元 b 和 second column 单元 b 之间(即 g 处)的热耦合温度最高，比其它三个位置大 6~8K。但是，当单元间距达到 1.5 倍有源区直径时，各耦合位置温度分布较均匀。图 4.9 所示为 left 处不同耦合位置的温度随单元间距的变化，从图中可以看出，各位置的温度随单元间距的增大而减小，当单元间距达到 1.5 倍有源区直径时，各处耦合温度比 0.5 倍有源区直径时减小 23~29K 左右。

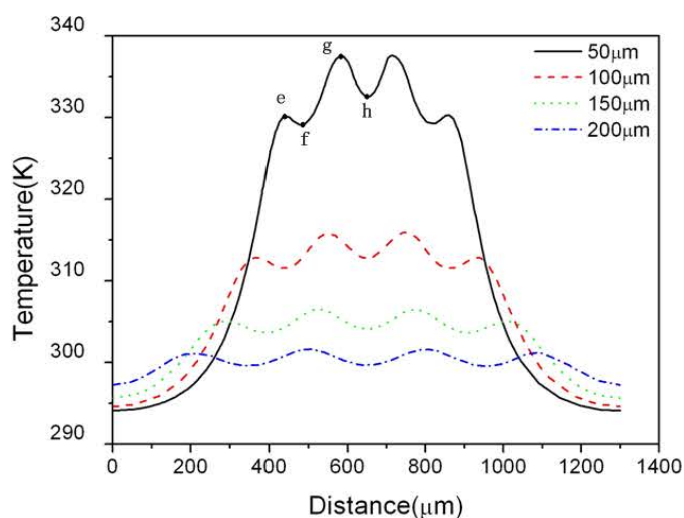


图 4.10 不同单元间距列阵中 middle 处的耦合温度分布

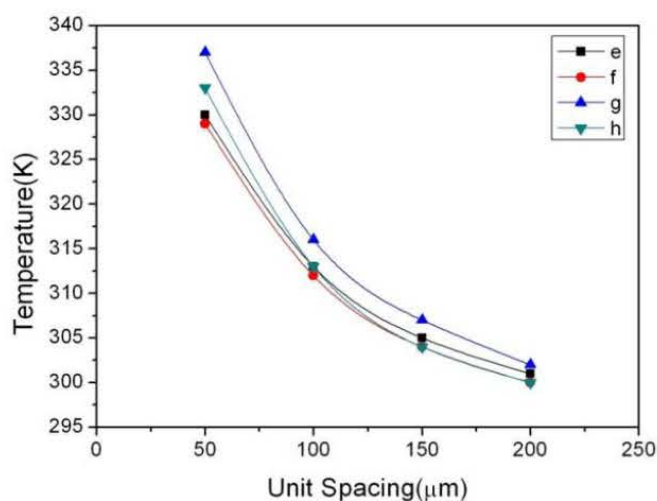


图 4.11 middle 中不同位置的耦合温度随单元间距的变化

图 4.10 所示为单元间距不同时 middle 处的温度分布。图 4.11 所示为 middle 中不同位置的温度随单元间距的变化。从图中可以看出两个 second column 单元 b 之间(即 g 处)的热耦合温度最高, 其它位置的温度相差不大, 并且它们也都随着单元间距的增大而减小。在单元间距为 $200\mu\text{m}$ (2 倍有源区直径)时, 各耦合位置温度相差的很小, 基本一致, 并且此时各处耦合温度比 0.5 倍有源区直径时的减小 29~35K 左右。

通过以上的分析, 将 4×4 列阵的 16 个单元在单元间距不同时的温度分布进行了比较, 如图 4.12 所示。通过比较可以得到, 与周围四个单元之间有热耦合的列阵单元(如 second column-b)温度最高, 有两个热耦合的单元(如 first column-a)温度最低。当单元间距为 0.5 倍有源区直径时, 前者的温度比后者高 14K。另外, 从图中可以看出三种类型单元的温度都随单元间距的增大而减小。在单元间距为 $200\mu\text{m}$ (2 倍有源区直径)时, 三者温度相差的很小, 基本一致。图 4.13 所示为 4×4 列阵中不同耦合位置处的温度分布随单元间距的变化, 从图中可以看出, 具有较高温度的单元之间(如 second column-d)的耦合温度也最高。当单元间距为 0.5 倍有源区直径时, 4×4 列阵中各耦合位置的最高温度和最低温度之间相差 3~10K。另外, 列阵中各耦合位置处的温度都随单元间距的增大而减小。在单元间距为 $200\mu\text{m}$ (2 倍有源区直径)时, 各处温度基本达到均匀分布。

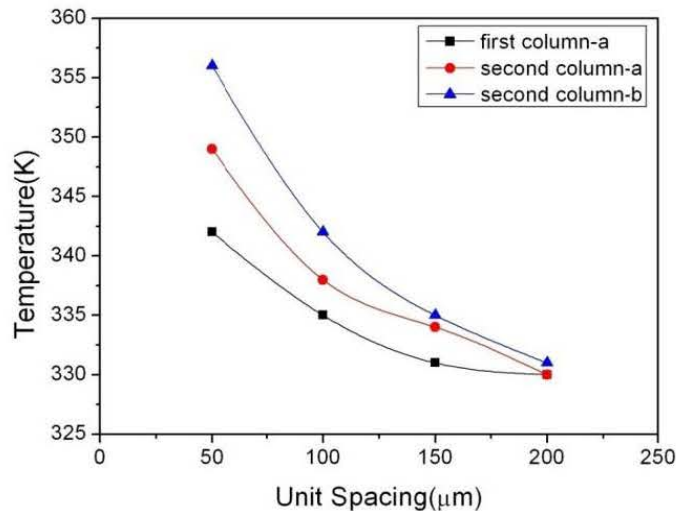


图 4.12 4×4 列阵中各单元温度分布随单元间距的变化

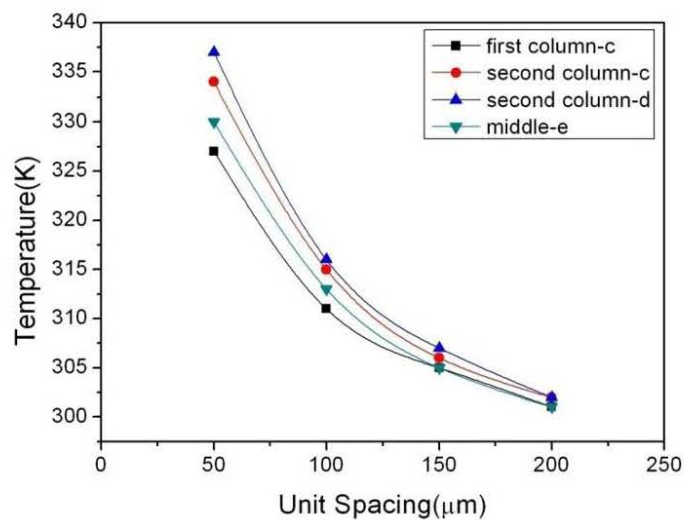


图 4.13 不同耦合位置的温度分布随单元间距的变化

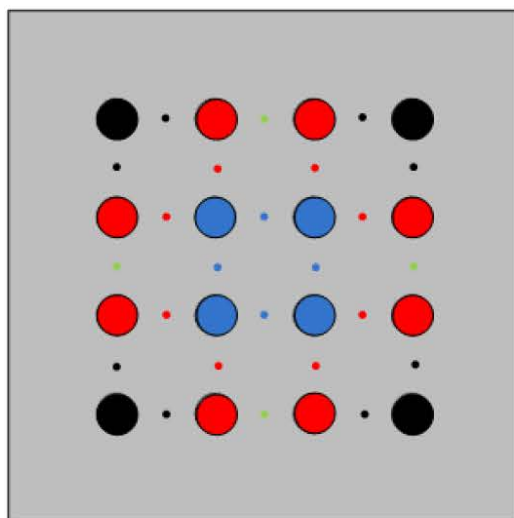


图 4.14 4×4 列阵中的温度分布

图 4.14 所示为 4×4 列阵中温度分布的总体情况，所标示颜色与图 4.12 和图 4.13 中的单元和耦合位置相对应。标示为蓝色处的温度在整个列阵中最高，黑色处的温度最低，红色处的温度居于前两者之间。

4.2 新结构的设计及模拟结果

从 4.1 节的分析中可以得出, 对于具有 16 个单元的 4×4 列阵, 单元间距对列阵单元及单元间耦合位置处的温度分布有很大的影响。二者都随单元间距的增大而减小, 并且当单元间距增大到 1.5 倍~2 倍有源区直径时, 各个列阵单元的温度及单元耦合处的温度逐渐达到均匀。但是, 对于方形排布的 VCSEL 列阵来说, 随着单元间距的增大使得整个列阵的尺寸也会增大, 从而限制了 VCSEL 列阵在高密度集成方面的应用。因此, 为了改善列阵器件的热效应, 降低器件的温度, 考虑基于 4.1 节单元间距影响列阵热耦合的分析结果来设计具有 16 个单元、非方形排布的 VCSEL 列阵。

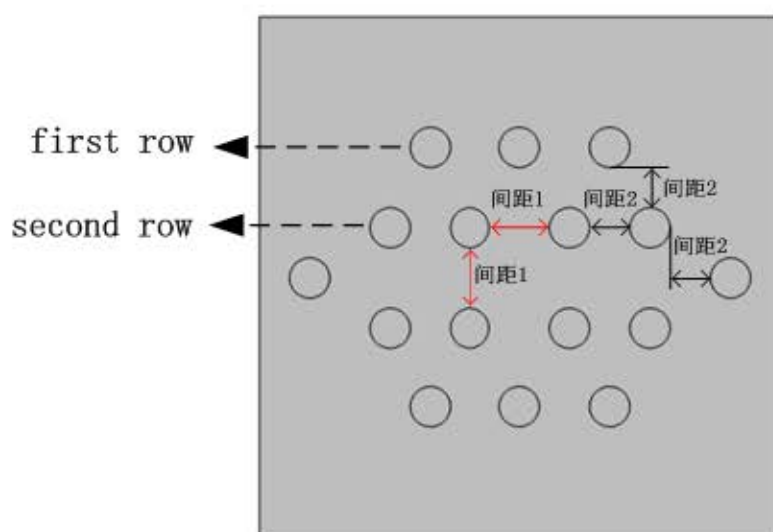


图 4.15 优化后 VCSEL 阵列器件的平面图

图 4.15 是优化后的列阵单元排布情况。此 VCSEL 列阵共有 16 个单元, 每个单元的有源区直径均为 $100\mu\text{m}$ 。基于通过增大单元间距来减少单元间的热耦合从而降低列阵整体温度的原则, 同时兼顾 VCSEL 列阵器件在高密度集成方面的应用, 考虑设计具有不同单元间距的列阵排布方式。从 4.1 节的研究可知, 在 4×4 方形排布 VCSEL 列阵中, 位于中心的四个单元及其周围位置, 由于热耦合最多而导致温度最高, 因此在优化排布时选取列阵中心处的单元间距为 1.5 倍的有源区直径, 如图 4.15 中的间距 1 所示。为了尽量减少整个列阵尺寸的增加, 其它

位置的单元间距选择为 1 倍的有源区直径，如图 4.15 中的间距 2 所示。另外，通过改变外围单元的摆放位置来达到减小与中心单元之间热耦合，从而降低整个列阵温度的目的。

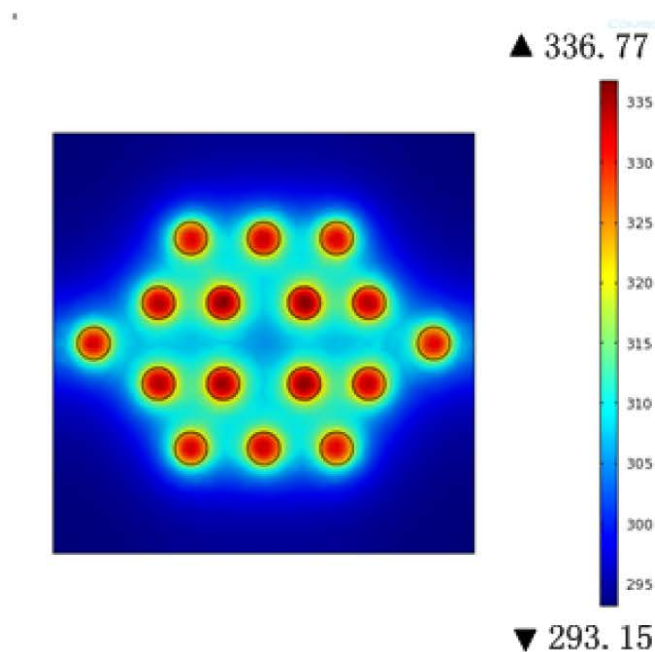


图 4.16 优化后 VCSEL 阵列器件的温度分布

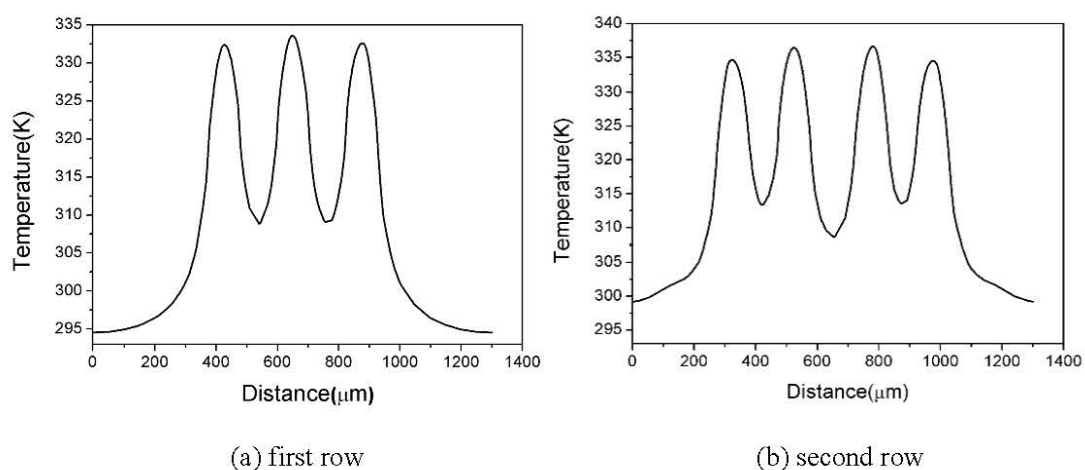


图 4.17 优化后 VCSEL 阵列不同位置的温度分布

图 4.16 是优化后 16 单元列阵的温度分布。从模拟结果可以看出, 优化后的温度与图 4.3(a)中单元间距为 0.5 倍有源区直径的 4×4 列阵的温度相比, 降低了近 20K; 与图 4.3(b)中单元间距为 1 倍有源区直径的 4×4 列阵的温度相比, 降低了 5K 以上; 与图 4.3(c)中单元间距为 1.5 倍有源区直径的 4×4 列阵的温度值差不多, 但是在散热方面, 优化后的排布方式要比图 4.3(c)中的 4×4 列阵有优势。图 4.17 是优化后列阵中不同位置的温度分布。由于优化后的列阵也具有一定的对称性, 因此选取第一排和第二排作为研究对象, 如图 4.15 中的 first row 和 second row。从图 4.17 中可以看出, 经过排布优化后, 各个单元的温度分布以及列阵不同耦合位置的温度分布都比较一致。另外, 与原 4×4 列阵不同, 优化后列阵中心耦合位置的温度低于其它耦合处的温度, 达 5K 以上, 以上的温度分布情况将都有利于 VCSEL 列阵器件的散热。

目前, 对于 VCSEL 列阵器件的优化是从降低器件温度、减小器件的热效应并且能够实现高密度集成等方面考虑, 还处于理论模拟阶段。不久将来, 将会按照理论优化结果制作成实际的器件, 并对其各输出性能参数进行详细的实验测量验证。

4.3 本章小结

利用基于有限元的 COMSOL 软件分析了单元间距对 VCSEL 列阵器件热耦合的影响。首先对几何模型和热源分布进行了分析, 然后对模拟中的各个参数进行了计算, 进而对单元间距分别为 0.5 倍、1 倍、1.5 倍和 2 倍有源区直径的 VCSEL 列阵器件的温度分布进行了模拟。从模拟结果可以看出, 单元间距越大, 各个单元之间的热耦合越小, 每个列阵单元的温度也越低。此外, 可以明显看出 4×4 列阵的 16 个单元根据热耦合程度的不同可以分为三种类型, 其中和周围四个单元有热耦合的列阵单元温度最高, 和周围两个单元之间有热耦合的列阵单元温度最低, 另一种类型的单元和周围三个单元之间有热耦合, 其温度居于前两者之间, 并且当单元间距达到 1.5 倍~2 倍有源区直径时, 以上三种类型的单元温度与 0.5 倍有源区直径时的温度相比, 分别降低为 21K、11K 和 15K。另外, 当单元间距达到 1.5 倍有源区直径时, 不同耦合位置处的温度与 0.5 倍有源区直径时的相比,

降低达 25K 以上。

基于以上的分析，又考虑到密集排布 VCSEL 列阵器件的应用前景，设计了具有 16 个单元、非方形排布的 VCSEL 列阵。经过优化后，此 VCSEL 列阵的整体温度明显降低，并且各列阵单元的温度以及不同耦合位置的温度基本达到均匀分布。

第 5 章 总结与展望

本文围绕应用前景广阔的 980nm 高功率 VCSEL 器件, 针对单管和列阵器件的热行为特性开展了定量的理论模拟计算、实际特性测量与分析、器件热特性优化等多方面的工作, 主要包括以下内容:

1、计算了温度对 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 量子阱能带禁带宽度和能带带阶的影响, 以此作为优化量子阱结构的理论依据; 模拟了不同温度下的材料增益, 计算得到了增益峰值波长和峰值增益随温度的变化速率分别为 $0.404\text{nm}/K$ 和 $-10.5982\text{cm}^{-1}K$ 。

2、基于特征矩阵法, 分别计算了 30.5 对 $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{Al}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}$ P-DBR 和 22.5 对 $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{Al}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}$ N-DBR 在不同温度下的反射率。通过分析得到两者的反射率都随温度的升高而增大, 且 N-DBR 反射率随温度的变化速率是 P-DBR 的 7 倍, 以此为基础分析了自热效应引起的器件温度升高以及 DBR 反射率随温度发生变化对器件输出功率的影响。

3、利用两种方法对增益谱的温度特性进行了实验测量及比较分析。一种是针对只具有有源区的芯片, 采用 532nm 的绿光作为泵浦光源, 测量不同温度下的光致发光谱, 得到光致发光谱中心波长随温度的变化速率为 $0.3643\text{nm}/K$ 。另外一种方法是将具有 3 个 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}_{0.92}\text{P}_{0.08}$ 应变量子阱的 VCSEL 芯片按照边发射激光器的结构制作, 目的是让 VCSEL 芯片从平行于衬底的方向出光, 用这样得到的电致发光谱中心波长来表征有源区增益谱的中心波长, 然后在脉冲泵浦条件下对器件进行变温测试, 得到电致发光谱中心波长随温度的变化速率为 $0.3873\text{nm}/K$ 。从实验结果来看, 利用两种方法测量得到的数值基本相等, 并且与理论模拟结果也符合的很好。

4、利用基于 VCSEL 芯片制成的边发射器件, 通过测量纳秒脉冲工作时不同温度下的电致发光谱中心波长漂移情况, 以及测量连续工作时不同电流下电致发

光谱的漂移研究了随着电流的增加有源区的平均温升情况。得到当电流为 500mA 时，有源区的平均温度大约为 353K 左右。

5、实验研究了氧化孔径对 VCSEL 单管器件热特性的影响。通过实验测量各器件的热阻，得到氧化孔径越小，器件的热阻越大，热特性越差。通过对比电流、波长及温度的关系，得到注入电流为 1 A 时，氧化孔径为 415 μm 的器件温度为 32.4 $^{\circ}\text{C}$ ，氧化孔径为 386 μm 的器件温度为 35.2 $^{\circ}\text{C}$ ，氧化孔径为 316 μm 时，器件的温度高达 76.4 $^{\circ}\text{C}$ 。

6、根据理论模拟和实验测量对近场的温度特性进行了分析，研究表明由于热效应对载流子分布和横模分布的影响，使得近场强度随连续工作电流的增大是先增强后减弱的变化趋势，并且在近场强度整体减弱的同时，中心区域的强度要比边缘位置的减弱的快。另外，测量得到由于热效应的影响使得模式尺寸随着连续工作电流的增大一直减小。

7、利用 COMSOL 软件模拟分析了单元间距对 VCSEL 列阵器件热效应的影响。采用单一热源近似方法对具有不同单元间距的 4×4 列阵器件的温度分布进行了模拟。为了使模拟结果更接近实际情况，在模拟中考虑了各向异性的材料热导率，以及热导率和温度的关系。在模拟中有源区直径为 100 μm ，选取了四个单元间距，分别为 50 μm 、100 μm 、150 μm 和 200 μm 。分析了列阵器件各单元之间的不同耦合方式，通过对比不同位置处的温度得到了列阵器件各单元的温度分布情况。通过对比 4 种单元间距列阵器件的温度，得到了单元间距与热耦合之间的关系，当单元间距至少为单元有源区直径的 1.5 倍时，各耦合位置温度差以及器件整体温度减小。

8、优化列阵器件的排布方式，设计了具有 16 个单元、非方形排布的 VCSEL 列阵。经过优化后，此 VCSEL 列阵的整体温度明显降低，同时各单元以及各耦合处的温度达到均匀分布，有利于散热，从而有利于改善高功率 VCSEL 列阵器件的热效应和温度稳定性。

面发射激光器是光电子领域中最具魅力和发展前景的器件之一，其中 980nm 更成为近红外、高功率 VCSEL 器件中具有广泛应用前景和代表性的波长。此类器件不仅可以在极低的阈值下以及动态单纵模方式工作，输出圆形对称窄光束，从而获得较高的光纤耦合效率，而且，独特的结构特点以及出光方式使得 VCSEL

器件在二维列阵集成应用领域中具有超强的发展潜力。如果能够对热效应进行有效的改善, 获得更高功率以及更佳性能的 980nm VCSEL 单管和列阵器件, 必将在光通信、泵浦源、光记录及光并行等应用领域得到极大的发展, 从而对整个光电子领域的发展都将有所促进。

参考文献

- [1] M. C. Amann, M. Ortsiefer, R. Shau et al. Vertical-cavity surface-emitting laser diodes for telecommunication wavelengths[J]. Proc. SPIE, 2002, 4871: 123-129
- [2] I. G. A. Kenichi. Vertical-cavity surface-emitting laser: its conception and evolution[J]. Jpn. J. Appl. Phys., 2008, 47(1): 1-10
- [3] D. M. Kuchta, Y. H. Kwark, C. Schuster, et al. 120-Gbps VCSEL-Based Parallel-Optical Interconnect and Custom 120-Gb/s Testing Station[J]. Journal of Lightwave Technology, 2004, 22(9):2200-2212
- [4] J. A. Hudging, S. F. Lim, G. S. Li, et al. Compact integrated optical disk readout head using a novel bistable vertical cavity surface emitting lasers[J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1999, 11(2): 245-247
- [5] H. Kosaka. Smart integration and packaging of 2D VCSEL's of high speed parallel links[J]. IEEE Select. Topics Quantum Electron., 1999, 5(2): 184-192
- [6] K. Kasahara. VSTEP based smart pixels[J]. IEEE J. Quantum Electron., 1993, 29(2): 757-768
- [7] Tell B, Lee Y h, Brown-Goebeler K F, et al. High-power cw vertical-cavity top surface-emitting GaAs quantum well lasers[J]. Appl Phys Lett, 1990, 57: 1855-1857
- [8] Huffaker D L, Deppe D G, Kumar K, et al. Native-oxide defined ring contact for low threshold vertical-cavity lasers[J]. Appl Phys Lett, 1994, 65: 97-99
- [9] Choquette K D, Hou H Q, Vertical-cavity surface emitting laser: Moving from research to manufacturing[J]. Proc IEEE, 1997, 85: 1730-1739
- [10] Y. J. Yang, T. G. Dziura, T. Bardin, et al. Continuous wave single transverse mode vertical cavity surface emitting lasers fabricated by Helium implantation and zinc diffusion[J]. Electron. Lett., 1992, 28(3): 274-275
- [11] H. Saito, K. Nishi, I. Ogura, et al. Room temperature lasing operation of a quantum dot vertical cavity surface emitting lasers[J]. Appl. Phys. Lett., 1996, 69(21): 3140-3142
- [12] P. Blixt, D. I. Babic, N. M. Margalit, et al. Multimode fiber transmission using room temperature double fused 1.54 μm vertical cavity lasers[J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1996, 8(11): 1564-1567
- [13] Y. Kohama, Y. Ohiso, K. Tateno, T. Kurokawa. 0.85 μm vertical cavity surface

- emitting laser diode arrays grown on p-type GaAs substrate[J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1997, 9(3): 280-282
- [14] T. H. Oh, D. L. Huffaker, D. G. Deppe. Comparison of vertical cavity surface emitting lasers with half-wave cavity confined by single- or double oxide apertures[J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1997, 9(7): 875-877
- [15] P. W. Evans, J. J. Wierer, N. Holonyak. Al_xGa_{1-x}As native oxide based distributed bragg reflectors for vertical cavity surface emitting lasers[J]. J. Appl. Phys., 1998, 84(10): 5436-5440
- [16] G. M. Yang, M. MacDougall, P. D. Dupkus. Ultralow threshold current vertical cavity surface emitting laser obtained with selective oxidation[J]. Electron. Lett., 1995, 31(11): 886-888
- [17] Y. Suematsu, K. Iga, S. Arai. Advanced semiconductor lasers[J]. Proc. of IEEE, 1992, 80(3): 383-396
- [18] T. P. Lee. Recent advances in long-wavelength semiconductor lasers for optical fiber communication[J]. Proc. IEEE, 1991, 79(3): 253-276
- [19] N. Jr. Holonyak. The semiconductor lasers: A thirty-five years perspective[J]. Proc. IEEE, 1997, 85(3): 1678-1693
- [20] K. D. Choquette, H. Q. Hou. Vertical cavity surface emitting lasers: Moving from research to manufacturing[J]. Proc. IEEE, 1997, 85(11): 1730-1739
- [21] 伊贺建一, 小山二山夫. 《面发射激光器的基础与应用》, 北京: 科学出版社, 2002, 7
- [22] W. W. Chow, K. D. Choquette, M. H. Crawford, et al. Design, fabrication and performance of infrared and visible vertical cavity surface emitting lasers[J]. IEEE J. Quantum Electron., 1997, 33(10): 1810-1823
- [23] D. Tauber, G. Wang, R. S. Geels, et al. Large and small signal dynamics of vertical cavity surface emitting lasers[J]. Appl. Phys. Lett., 1993, 62: 325-327
- [24] K. Iga. Surface emitting laser—its birth and generation of new optoelectronics field[J]. IEEE J Select. Topics Quantum Electron., 2000, 6(6): 1201-1215
- [25] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, et al. GaInAsP/InP surface emitting injection lasers[J]. Jpn. J. Appl. Phys., 1979, 18: 2329-2330
- [26] K. Iga, S. Ishikawa, S. Ohkouchi, et al. Room temperature pulsed oscillation of GaAlAs/GaAs surface emitting injection laser[J]. Appl. Phys. Lett., 1984, 45: 348-350
- [27] F. Koyama, S. Kinoshita, K. Iga. Room temperature continuous wave vertical cavity surface emitting laser and high-power 2D laser arrays[J]. in Tech. Digest, Conf. Lasers and Electro-Optics, 1989, 380-381
- [28] K. Iga, S. Kinoshita, F. Koyama. Microcavity GaAlAs/GaAs surface emitting

- laser with $I_{th} = 6$ mA[J]. *Electron. Lett.*, 1987, 23(3): 134-136
- [29] F. Koyama, S. Kinoshita, K. Iga. Room temperature continuous wave lasing characteristics of GaAs vertical cavity surface emitting laser[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1989, 55(3): 221-222
- [30] M. H. Crawford, K. D. Choquette, R. J. Hickman, et al. Performance of selectively oxidized AlGaInP based visible VCSELs[J]. *OSA Trends Optics Photon. Series*, 1998, 15: 104-105
- [31] C. Carlsson, H. Martinsson, J. Vukusic, et al. Nonlinear distortion and dynamic range of red (670 nm) oxide confined VCSELs[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2001, 13(4): 358-360
- [32] H. Jeon, V. Kozlov, P. Kelkar, et al. Room temperature optically pumped blue green vertical cavity surface emitting lasers[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, 67(12): 1668-1670
- [33] K. Iga. Possibility of Green/blue/UV surface emitting lasers[J]. in *Int. Symp. Blue Laser Light Emitting Diodes*, 1996, 11: 263-266
- [34] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, et al. High power, long lifetime InGaIn/GaN/AlGaIn based laser diodes grown on pure GaN substrates[J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1998, 37: 309-312
- [35] Y. K. Song, H. Zhou, M. Diagne, et al. A vertical cavity light emitting InGaIn quantum well heterostructure[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, 74(23): 3441-3443
- [36] Y. K. Song, H. Zhou, M. Diagne, et al. A quasicontinuous wave, optically pumped violet vertical cavity surface emitting lasers[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2000, 76(13): 1662-1664
- [37] Hideo Nakayama, Takeshi Nakamura, Masao Funada. 780nm VCSELs for Home Networks and Printers[J]. *IEEE Electronic Components and Technology Conference*, 2004, 1371-1375
- [38] H. Otoma, A. Murakami, Y. Kuwata. Single-Mode Oxide-Confined VCSEL for Printers and Sensors[J]. *IEEE Electronics Systemintegration Technology Conference*, 2006, 80-85
- [39] N. Mukoyama, H. Otoma, J. Sakurai, et al. VCSEL array-based light exposure system for laser printing[J]. *Proc. of SPIE*, 2008, 6908: 69080H-1-69080H-11
- [40] K. Harasaka, H. Motomura, K. Hara, et al. Low thermal resistance 780nm GaInP As/GaInP 40ch VCSEL array for laser printers[J]. *17th Microoptics Conference of the Japan Society of Applied Physics*, 2011: 1-2
- [41] S. Shinada, F. Koyama, N. Nishiyama, et al. Single high-order transverse mode 850 nm VCSEL with micromachined surface relief[J]. *Lasers and Electro-Optics*,

2001: 106-107

[42] T. Li, E.J. Hao. High performance 850nm VCSELs with surface relief[J]. 10th Russian-Chinese Symposium on Laser Physics and Laser Technologies and Academic Symposium on Optoelectronics Technology, 2010: 103-105

[43] M. Miller, M. Grabherr, R. Jäger, et al. High-power VCSEL arrays for emission in the Watt regime at room temperature[J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 2001, 13 (5): 173-175.

[44] T. Li, Y. Q. NING, Y. F. SUN, et al. High-power InGaAs VCSEL's single devices and 2-D arrays[J]. J. Lumin., 2007, 122-123: 571-573

[45] J. F. Seurin, C. L. Ghosh, V. Khalfin, et al. High-power high-efficiency 2D VCSEL arrays[J]. SPIE, 2008, 6908: 690808-1-690808-14

[46] M. C. Amann, M. Ortsiefer, R. Shau, et al. Vertical-cavity surface-emitting laser diodes for telecommunication wavelengths[J]. SPIE, 2002, 4871:123-129

[47] W. Nakwaski, M. Osinski. Thermal analysis of etched-well surfaceemitting diode lasers[J]. Microwave Opt. Technol. Lett., 1991, 4: 541-543

[48] W. Nakwaski. Dynamical thermal properties of stripe-geometry laser diodes[J]. Solid-State and Electron Devices of IEE Proceedings I, 1984, 131(3): 94-102

[49] G. Hasnain, K. Tai, L. Yang, et al. Performance of gain-guided surface emitting lasers with semiconductor distributed Bragg reflectors[J]. IEEE J. Quantum Electron., 1991, 27(6): 1377-1385

[50] B. Tell, K. F. Brown-Goebeler, R. E. Leibenguth. Thermal characteristics of deep red(0.77 μm) vertical-cavity surface-emitting lasers[J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1992, 4(6): 521-523

[51] W. Nakwaski, M. Osinski. Thermal properties of etched-well surface-emitting semiconductor lasers. IEEE J. Quantum Electron., 1991, 27(6): 1391-1401

[52] R. Michalzik, K. J. Ebeling. Modeling and design of proton-implanted ultralow-threshold vertical-cavity laser diodes[J]. IEEE J. Quantum Electron., 1993, 29(6): 1963-1974

[53] G. Chen, M. A. Hadley, J. S. Smith. Pulsed and continuous-wave thermal characteristics of external - cavity surface - emitting laser diodes[J]. J. Appl. Phys., 1994, 76(6): 3261-3271

[54] J Piprek, H. Wenzel, G. Sztefka. Modeling thermal effects on the light vs. current characteristic of gain-guided vertical-cavity surface-emitting lasers[J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1994, 6(2):139-142

[55] J. Piprek, S. J. B. Yoo. Thermal comparison of long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser diodes[J]. Electron. Lett., 1994, 30(11): 866-868

- [56] D. Vakhshoori, J. D. Wynn, G. J. Zydzik, et al. Top - surface emitting lasers with 1.9 V threshold voltage and the effect of spatial hole burning on their transverse mode operation and efficiencies[J]. Appl. Phys. Lett., 1993, 62(13): 1448-1450
- [57] N. Bewtra, D. A. Suda, G. L. Tan, et al. Modeling of quantum well lasers with electro-opto-thermal interaction[J]. IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., 1995, 1(2): 331-340
- [58] M. Osinski, W. Nakwaski. Thermal effects in vertical cavity surface emitting lasers[J]. Selected Topics in Electronics and Systems, 1994, 5(4): 667-730
- [59] G. P. Agrawal, N. K. Dutta. Long Wavelength Semiconductor Lasers[M]. Van Nostrand Reinhold, New York, 1986.
- [60] G. W. Taylor, P. A. Evaldsson. Temperature dependent operation of the vertical cavity surface emitting lasers[J]. IEEE J. Quantum Electron., 1994, 30(10): 2262-2270
- [61] J. W. Scott, R. S. Geels, S. W. Corine, et al. Modeling temperature effects and spatial hole burning to optimize vertical cavity surface emitting laser performance[J]. IEEE J. Quantum Electron., 1993, 29(5): 1295-1308
- [62] M. H. Crawford, R. P. Jr.Schneider, K. D. Choquette, et al. Temperature dependent characteristics and single mode performance of AlGaInP-based 670-690 nm vertical cavity surface emitting lasers[J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1995, 7(7): 724-726
- [63] Y. Liu; Wei-Choon Ng; K.D.Choquette, et al. Numerical Investigation of Self-Heating Effects of Oxide-Confined Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers[J]. IEEE J. Quantum Elect., 41(1): 15-25
- [64] J. Minch, S. H. Park, T. Keating, et al. Theory and experiment of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$ long-wavelength strained quantum-well lasers[J]. IEEE J. Quantum Elect., 1999, 35: 771-782
- [65] C. G. Van de Walle. Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory[J]. Phys. Rev. B, 1989, 39: 1871-1883
- [66] P. Zhang, Y. R. Song, J. R. Tian, et al. Gain characteristics of the InGaAs strained quantum wells with GaAs, AlGaAs, and GaAsP barriers in vertical-external-cavity surface-emitting lasers[J]. J. Appl. Phys., 2009, 105 (053103): 053103-1-053103-8.
- [67] C. Chih-Sheng, C. Shun Lien. Modeling of strained quantum-well lasers with spin-orbit coupling[J]. IEEE J. Sel. Top. Quant., 1995, 1: 218-229
- [68] S. Adachi. Properties of semiconductor alloys: group-IV, III-V and II-VI semiconductors[M]. Wiley, Chichester, West Sussex, 2009
- [69] J. Piprek. Semiconductor Optoelectronic Devices[M]. Academic, San Diego, CA,

2003

- [70] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan. J. Appl. Phys., 2001, 89(11): 5815-5876
- [71] 张岩, 宁永强, 王焱等. 高功率低发散角垂直腔面发射激光器阵列[J]. 中国激光, 2010, 37(9): 2428-2432
- [72] H.Chia-Fu, P. S. Zory, W. Chih-Hung, et al. Coulomb Enhancement in InGaAs-GaAs Quantum-Well Lasers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1997, 3(2): 158-165
- [73] 张益. InGaAs 垂直腔面发射激光器的研制分析和制备工艺研究 [D]: [博士学位论文]. 中科院半导体所, 1998
- [74] S. W. Corzine, R. H. Yan, L. A. Coldren. Quantum Well Lasers[M]. New York: Academic, 1993
- [75] PICS3D by Crosslight Software, Inc., Burnaby, Canada, 2005
- [76] R. S. Geels, S. W. Corzine, L. A. Coldren. InGaAs vertical cavity surface emitting lasers[J]. IEEE J. Quantum Electron., 1991, 27(6): 1359-1367
- [77] H. Shoji, K. Otsubo, T. Fujii, et al. Calculated performances of 1.3 μ m vertical cavity surface emitting lasers on InGaAs ternary substrates[J]. IEEE J. Quantum Electron., 1997, 33(2): 238-244
- [78] M. H. Macdougall, P. D. Dapkus, A. E. Bond, et al. Design and Fabrication of VCSELs with Al_xO_y-GaAs DBR's[J]. IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., 1997, 3(3): 905-915
- [79] D. W. Winston, R. E. Hayes. Optoelectronic Device Simulation of Bragg Reflectors and Their Influence on Surface-Emitting Laser Characteristics[J]. IEEE J. Quantum electronics. 1998, 34(4): 707-715
- [80] J. Piprek, T. Tröger, B. Schröter, et al. Thermal Conductivity Reduction in GaAs-AlAs Distributed Bragg Reflectors[J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1998, 10(1):81-83
- [81] 唐晋发. 应用薄膜光学[M]. 上海:上海科学技术出版社, 1984.
- [82] 张益. InGaAs 垂直腔面发射激光器的研制分析和制备工艺研究 [D]: [博士学位论文].中科院半导体所, 1998
- [83] 潘钟. GaAs、InGaAs 垂直腔面发射激光器的研制及理论分析 [D]: [博士学位论文].中科院半导体所, 1995
- [84] 梁琨. GaAs 基垂直腔型表面发射和接收光电子器件 [D]: [博士学位论文].中科院半导体所, 2003
- [85] H.A.麦克劳德著,周九林,尹树百译. 光学薄膜技术[M]. 北京: 国防工业出版社, 1974

- [86] A. A. Dyomin, V. V. Lysak, S. I. Petrov, et al. Temperature behaviour of top mirror reflection spectrum in intra-cavity-contacted oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2008, 46: 211-216
- [87] J. L. Shen, C. Y. Chang, W. C. Chou, et al. Temperature dependence of the reflectivity in absorbing Bragg reflectors[J]. *Opt Express*, 2001, 287: 9-16
- [88] S. Rapp, J. Piprek, K. Streubel, et al. Temperature sensitivity of 1.54 μm vertical cavity surface emitting lasers with an InP-based Bragg reflector[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, 33(10): 1839-1845
- [89] N. Bewtra, D. A. Suda, G. L. Tan, et al. Modeling of quantum well lasers with electro-opto-thermal interaction[J]. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 1995, 1(2): 331-340
- [90] G. Knowles, S. J. Sweeney, T. Sale. Influence of leakage and gain-cavity alignment on the performance of Al(GaInP) visible vertical-cavity surface emitting lasers[J]. *IEE Proc. Optoelectron.*, 2001, 148(1): 55-59
- [91] 侯立峰, 钟景昌, 赵英杰 等. 垂直腔面发射激光器的湿法氧化速率规律[J]. *中国激光*, 2009, 36 (4): 790-793
- [92] 李再金, 胡黎明, 王 焯 等. 808 nm 含铝半导体激光器的腔面镀膜[J]. *光学精密工程*, 2010, 18(6): 1258-1262
- [93] M. H. MacDougal, J. Geske, C. K. Lin et al.. Thermal Impedance of VCSEL's with AlO_x -GaAs DBR's[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1998, 10(1): 15-17
- [94] B. Weigl, M. Grabherr, C. Jung, et al. High-performance oxide-confined GaAs VCSELs[J]. *IEEE J. Selected Topics Quant. Electron.*, 1997, 3: 409-412
- [95] C. I. H. Ashby, J. P. Sullivan, K. D. Choquette, et al. Wet oxidation of AlGaAs: The role of hydrogen[J]. *Appl Phys*, 1997, 82: 3134
- [96] Y. G. Zhao, J. G. Mconerney. Transient temperature response of vertical-cavity surface-emitting semiconductor lasers[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1995, 3(9): 1668-1673
- [97] W. Hofmann, M. Gorblich, M. Ortsiefer, et al. Long-wave- length $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ monolithic VCSEL array with 43W CW output power[J]. *Electronics Letters*, 2007, 43(19): 1025-1026
- [98] F. Lemmi, C. L. Chua, Jeng-Ping Lu. Hybrid integration of GaAs-based VCSEL array with amorphous silicon sensor[J]. *IEEE Electron Device Letters*, 2004, 25(6): 378-380
- [99] L. Piskorski, M. Wasiak, R.P. Sarza, et al. Tuning effects in optimisation of GaAs-based InGaAs/GaAs quantum-dot VCSELs[J]. *Optics Communications*, 2008, 28: 3163-3170

- [100] D. L. Boiko, G. Guerrero, E. Kapon. Thermo-electrical model for vertical cavity surface emitting lasers and arrays[J]. *Journal of Applied Physics*, 2006, 100: 103102-1-103102-9
- [101] F. Monti di Sopra, M. Brunner, H.P. Gauggel, et al. Continuous-wave operation of phase-coupled VCSEL arrays[J]. *Applied Physics Letters*, 2000, 77: 2283-2285
- [102] C. J. Chang-Hasnain, C. E. Zah, G. Hasnain, et al. Effect of operating electric power on the dynamic behavior of quantum well vertical-cavity surface-emitting lasers[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, 58: 1247-1249
- [103] G. Du, J. Lin, J. K. Gamelin, et al. Ohmic heating and series resistance of a vertical-microcavity surface-emitting laser[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, 59: 265-267
- [104] C. Prott, F. Romer, E. Ataro, et al. Modeling of ultrawidely tunable vertical cavity air-gap filters and VCSELs[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2003, 9 (3): 918-928
- [105] N. Mahmood, B.M.Azizur Rahman, Kenneth T.V. Grattan. Accurate three-dimensional modal solutions for optical resonators with periodic layered structure by using the finite element method[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1998, 16 (1): 156-161
- [106] H. K. Lee, Y. M. Song, Y. T. Lee, et al. Thermal analysis of asymmetric intra-cavity-contacted oxide-aperture VCSELs for efficient heat dissipation[J]. *Solid- State Electronics*, 2009, 53: 1086-1091
- [107] T. Ouchi. Thermal analysis of thin-film vertical-cavity surface-emitting lasers using finite element method[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2002, 41: 5181-5186
- [108] P. S. Ivanov, M. Dragas, M. Cryan, et al. Theoretical investigation of transverse optical modes in photonic-crystal waveguides imbedded into proton-implanted and oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2005, 22 (10): 2270-2276
- [109] M.Sotoodeh, A. H. Khalid, and A. A. Rezazadeh. Empirical low-field mobility model for III-V compounds applicable in device simulation codes[J]. *J. Appl. Phys.*, 2000, 87(6): 2890-2901
- [110] A. Sarua, H. Ji, K. P. Hilton, et al. Thermal boundary resistance between GaN and substrate in AlGaIn/GaN electronic devices[J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2007, 54 (12): 3152-3158
- [111] R. Mackenzie, J. J. Lim, S. Bull, et al. Inclusion of thermal boundary resistance in the simulation of high-power 980nm ridge waveguide lasers[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2008, 40: 373-377

- [112] A. Balandin, K. L. Wang. Significant decrease of the lattice thermal conductivity due to phonon confinement in a free-standing semiconductor quantum well[J]. Physical Review B, 1998, 58: 1544-1549
- [113] A. Khitun, A. Balandin, J. L. Liu, et al. In-plane lattice thermal conductivity of a quantum-dot super lattice[J]. Journal of Applied Physics, 2000, 88: 696-699
- [114] M. Osinski, W. Nakwaski. Effective thermal conductivity analysis of 1.55 μm InGaAsP/InP vertical-cavitytop-surface-emitting micro lasers[J]. Electron Letters, 1993, 29: 1015-1016
- [115] W. Nakwaski, A. M. Kontkiewicz. Thermal Resistance of Light-Emitting Diodes[J]. IEEE Transactions on Electron Devices, 1985, 32(11): 2282-2291

在学期间学术成果情况

发表文章:

1. Di Liu, Yongqiang Ning, Yugang Zeng, Li Qin, Yun Liu, Xing Zhang, Lisen Zhang, Jinsheng Zhang, Cunzhu Tong, Lijun Wang. High-Power-Density High-Efficiency Bottom-Emitting Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Array[J]. Applied Physics Express, 2011, 4 (052104).
2. 刘迪, 宁永强, 秦莉, 张金龙, 张星, 刘云, 王立军. 氧化孔径对高功率垂直腔面发射激光器温升的影响[J]. 中国激光, 2012, 39(5).
3. 刘迪, 宁永强, 张金龙, 张星, 王立军. 大功率 InGaAs/GaAsP 应变量子阱垂直腔面发射激光器列阵[J]. 光学精密工程, 2012. (已录用)
4. Zhenfu Wang, Yongqiang Ning, Yan Zhang, Jingjing Shi, Xing Zhang, Lisen Zhang, Wei Wang, Di Liu, Yongsheng Hu, Haibing Cong, Li Qin, Yun Liu, Lijun Wang. High power and good beam quality of 2D VCSEL array with integrated GaAs microlens array[J]. Optics Express, 2010, 18(23).
5. Lisen Zhang, Yongqiang Ning, Yugang Zeng, Li Qin, Yun Liu, Xing Zhang, Di liu, Huawei Xu, Jinsheng Zhang, Lijun Wang. High-Power Bottom-Emitting Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Under Continuous-Wave, Quasi-Continuous-Wave and Pulsed Operation[J]. Applied Physics Express, 2011, 4 (052102).
6. 史晶晶, 秦莉, 刘迪, 彭航宇, 杨晔, 曹军胜, 宁永强, 刘云, 王立军. 大功率垂直腔面发射激光器列阵的串接结构, 光学精密工程, 2011, 19(10).
7. 张艳, 宁永强, 张金胜, 张立森, 张建伟, 王贞福, 刘迪, 秦莉, 刘云, 王立军. 808 nm InGaAlAs 垂直腔面发射激光器的结构设计, 中国激光, 2011, 38 (9).
8. 张立森, 宁永强, 张星, 刘迪, 秦莉, 张金龙, 刘云, 王立军. 高功率窄脉冲垂

直腔面发射激光器 n-DBR 反射率的优化[J]. 中国激光, 2012, 39(5).

指导教师及作者简介

指导教师简介

宁永强(1965-): 男, 吉林图们人, 博士, 研究员, 博士生导师。近年来主要开展高功率垂直腔面发射激光器和半导体微腔激光器、量子点激光器研究。主持多项国家自然科学基金、中科院重大项目、吉林省科技厅项目及长春光机所知识创新项目等工作。曾获 2006 年吉林省科技进步一等奖, 2007 年国家科技进步二等奖, 2007 年世界华商创新奖等。

作者简介

刘迪(1984-): 女, 1984 年生于内蒙古根河市, 2006 年毕业于长春理工大学理学院, 获得理学学士学位, 2009 年毕业于长春理工大学光学专业, 获得理学硕士学位, 并于同年考入中国科学院长春光学精密机械与物理研究所凝聚态物理专业, 师从宁永强研究员攻读博士学位。在读期间对垂直腔面发射激光器在理论模型, 材料分析, 器件结构设计, 制作工艺, 器件性能测试等方面开展了大量工作, 还参与了导师的多项研究课题, 主要的国家基金项目有: 垂直腔面发射大功率激光器的研究、高功率垂直腔面发射激光器基模问题的理论和实验研究、电泵浦激励垂直外腔面发射半导体激光器列阵、大功率垂直腔面发射激光器的偏振控制; 吉林省科技厅重点项目: 高峰值功率、窄脉冲垂直腔面发射激光器。

Email: liudi840424@163.com

致 谢

本论文是在我的导师**宁永强**研究员的悉心指导下完成的。三年来，无论在论文的选题、最新研究信息的获得和下一步的发展方向都凝聚着宁老师大量的心血。宁老师渊博的知识、宽厚的胸怀、严谨的治学态度，活跃的学术思想是我学习的榜样，是您带我进入了科学的殿堂，您朴实无华、平易近人的人格魅力时刻感染着我，借此机会，我对宁老师表示衷心的感谢和深深的敬意！

同时，还要特别感谢**王立军**研究员，感谢您给我们创造了完备、舒适的科研条件，也要感谢大功率半导体激光器组的各位老师，**刘云、秦莉、张金龙、曹军胜、王彪、付喜宏、曾玉刚**等老师们在平日的工作学习等方面总是给我提供最大的便利和帮助。感谢**王超、姚迪、尹红贺**给我工作提供的莫大的帮助。感谢研究生部的**蒋大鹏、王静轩、魏洪、陈方**等老师几年来周到细致的工作和帮助。

在半导体激光器组 3 年来的学习和生活中，得到了许多师兄弟，师姐妹在各个方面的关心和帮助。尤其要感谢**梁雪梅**博士、**张星**博士、**史晶晶**博士、**杨烨**博士、**田振华**博士、**胡黎明**博士、**张立森**博士、**王伟**博士、**徐华伟**博士、**张建伟**博士、**张建**博士、**张翔伟**博士、**张金胜**博士、**胡永生**博士、**从海兵**硕士、**张艳**硕士以及所有亲爱的师弟师妹们在学术上所给予的无私的指导和莫大帮助，感谢**于金影**博士陪我一起度过的三年美好时光。

我还要感谢我的父母和**张晓雷**硕士，感谢你们在生活工作上对我的关心和支持。

在此，向所有直接或间接帮助过我的老师、同学、同事、工作人员，以及本文的评阅老师表示感谢！并向你们送上我最美好的祝福！

刘迪

2012-4-1