分类号_____ 密级_____

UDC _____ 编号_____

中国科学院研究生院

博士学位论文

高功率低发散角垂直腔面发射激光器

张　岩

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

申请学位级别　博士　学科专业名称　凝聚态物理

论文提交日期 2010 年 4 月　论文答辩日期　2010 年 5 月

培养单位　中国科学院长春光学精密机械与物理研究所

学位授予单位　中国科学院研究生院

答辩委员会主席_____

Classified Index_____ Confidengtial Grade_____

UDC_____ Number_____

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

Chinese Academy of Sciences

High Power Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with Small Divergence Angle

Zhang Yan

Directed by Prof. Ning Yongqiang

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

2010

独 创 性 声 明

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

学位论文作者签名：_____日期：_____

学位论文使用授权书

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

（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名：_____　　指导教师签名：_____

日　　期：_____　　日　　期：_____

学位论文作者毕业后去向：

工作单位：_____　　电话：_____

通讯地址：_____　　邮编：_____

高功率低发散角垂直腔面发射激光器

张 岩（凝聚态物理）

导师：宁永强 研究员

摘 要

垂直腔面发射激光器(VCSELs)是通过半导体材料外延生长构成谐振腔，激光在垂直表面方向出射的一种新型半导体激光器。得益于器件设计、外延技术和半导体工艺技术的发展，应用于光通讯、光互连、光存贮等领域的 VCSELs 器件有了很大的发展，输出功率不断提高，使 VCSELs 成为可以提供高功率输出的激光光源之一。VCSELs 具有的圆形输出光斑，发散角小，易于整形和耦合，不易发生光学灾变损伤，可以二维集成等特点使它在高功率输出方面有许多独特的优势，已成为研究的热点。本文围绕高功率 980nm VCSELs 器件，开展了高功率低发散角 VCSELs 器件设计与制作研究。

VCSELs 器件要实现激射必须具有高的光增益和高反射率，介绍了量子阱增益的计算方法，对 InGaAs/GaAs 量子阱的增益进行了计算，采用特征矩阵法计算了半导体 DBR 反射镜的反射率、吸收、高反射带宽及穿透深度，分析了降低半导体 DBR 反射镜中同型异质结电阻的方法，为外延生长高反射率低阻半导体 DBR 提供了理论指导。

理论推导了器件的限制因子，阈值电流，微分量子效率，电光转换效率及它们对输出功率的影响。分析了温度对 VCSELs 器件激射波长，阈值电流和输出功率的影响，为高功率 VCSELs 器件的设计提供了理论依据。

制定了一套可行的制作顶发射结构 VCSELs 器件的工艺。对高功率 VCSELs 制作的关键工艺进行了优化，完善了底发射 VCSELs 的制作工艺流程。采用脉冲阳极氧化工艺制作绝缘膜替代传统的 SiO_2 膜来降低器件的阈值电流密度。

根据理论分析及对器件测试结果的分析对外延片结构和器件的结构进行了优化设计。使用具有更宽带隙的 GaAsP 代替传统的 GaAs 作为势垒，避免有源区

温度升高而导致的阈值电流密度增加和效率下降等问题，保证高功率的输出。将N型DBR的反射率降低到99.3%来提高微分量子效率，同时优化工艺降低内部损耗，提高输出功率。增大了4×4列阵单元的间距以减小器件的热阻。制作出了底发射高功率VCSELs单管和4×4列阵器件，单管器件室温连续最高输出功率达到2.3W，4×4列阵室温连续最高输出功率达到1.81W，为国内领先水平。

计算了大孔径单管器件的电流密度分布，采用优化的P面电极结构实现了有源区中电流密度的均匀分布，制作的器件的远场发散角由30°减小到15°，优化后器件的功率略有提高。在4×4列阵中采用额外镀制金属层的方法将高阶横模过滤掉，改善了器件的远场分布，发散角由30°减小到10°左右。设计了非均匀排列的一维列阵结构，通过调整列阵中单元的大小和间距，实现了列阵器件近似高斯型的远场分布，远场发散角小于20°，器件具有良好的高温工作特性。

采用高温加速老化的方法推算出4×4列阵器件室温下的寿命可达5000小时。

关键词：垂直腔面发射激光器；高功率；发散角；980nm

High Power Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with Small Divergence Angle

Zhang Yan (condensed matter physics)

Directed by Prof. Ning Yongqiang

Abstract

Vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs) are a new type of semiconductor laser which have an optical resonant cavity made by epitaxial growth of semiconductor materials, and the light is emitted orthogonal from the surface. Due to advances in the design and epitaxial growth, as well as fabrication techniques, the performances of the VCSELs, which are used in optical communication, optical connection, optical storage and so on, have progressed steadily. As the output powers improving continuously, the high-power VCSELs are becoming one of the high power laser sources. The VCSELs show many unique advantages in high power applications due to advantages such as circular output beam, low divergence angle, easy shaping and coupling, not subject to COD, convenience in 2D array integration. This paper focuses on high-power 980nm VCSELs devices; study on the design and fabrication of high power VCSELs with small divergence angle.

In order to realize lasing, the VCSELs should have high opticak gain and extremely high reflectivity mirrors. We described a calculation method of quantum well gain and calculated the optical gain of the InGaAs/GaAs quantum well. We calculated the reflectivity, absorption, high reflectivity bandwith and the penetration depth of the distributed Bragg reflector (DBR) using the characteristic matrix method, and analysed the way to reduce the heterojunction resistance of the semiconductor

DBR mirrors. These analyses are instructive to epitaxial growth of high reflectivity low resistance DBR mirrors.

We deduced the expression of the confinement factor, threshold current density, differential quantum efficiency and conversion efficiency, and their impact on the output power. The lasing wavelength, threshold current and the output power of the VCSELs devices under the influence of temperature are discussed.

An appropriate fabrication process is designed to produce top-emitting VCSELs devices. The key process was optimized and the pulse anodic oxidation technology is applied to reduce the threshold current density.

According to the theoretical analysis and the test results of the devices, we improved the the wafer structure and device structure. We used a wider band gap material of GaAsP instead of the traditional GaAs as a barrier, and the N-type DBR reflectivity is decreased to 99.3%. The highest output power of a single device and 4 × 4 array device is 2.3W and 1.81W, respectively.

The homogeneous current density of the VCSELs can realize by optimized the p-contact diameter and the far-field divergence angle is suppressed from more than 30° to 15°. By using an extra Au layer, the far-field divergence angle of a 4 × 4 array device is suppressed from 30° to 10°. A linear array with a nonuniform arrangement is designed to realize high power with an approximately Gaussian far-field distribution. The far field divergence angle less than 20° and the device is more suitable for high temperature operation.

We reckoned the lifetime of the 4 × 4 array device at room temperature is up to 5000 hours based on the accelerated aging test results.

Key words: Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers; high power; Divergence Angle; 980nm.

目 录

摘 要 I

Abstract III

目 录 V

第 1 章 绪论 1

1.1 垂直腔面发射激光器（VCSELs）简介 1

1.1.1 VCSELs 的概念 2

1.1.2 VCSELs 的结构 3

1.1.3 VCSELs 的特点 4

1.2 VCSELs 的研究现状 6

1.2.1 可见光 VCSELs 7

1.2.2 长波长 VCSELs 10

1.2.3 近红外波段 VCSELs 12

1.3 高功率 VCSELs 的研究背景及意义 15

1.4 本论文的研究工作 17

第 2 章 VCSELs 理论分析 19

2.1 VCSELs 量子阱的理论计算 19

2.1.1 应变对量子阱能带的影响 20

2.1.2 器件发光波长计算 21

2.1.3 电子、空穴状态密度计算 21

2.1.4 量子阱的增益计算 22

2.2 VCSELs 反射镜的设计 23

2.2.1 DBR 的反射率 24

2.2.2 DBR 的吸收 26

2.2.3 DBR 的高反射带宽和穿透深度 27

2.2.4 VCSELs 的谐振腔 29

2.2.5 低阻半导体 DBR 设计 30
2.3 VCSELs 参数设计 33
2.3.1 参数设计基础 33
2.3.2 相对限制因子 34
2.3.3 阈值电流密度 35
2.3.4 微分量子效率 39
2.3.5 电光转换效率 40
2.4 VCSELs 的热特性 45
2.4.1 激射波长随温度的变化 46
2.4.2 阈值电流随温度的变化 48
2.4.3 内部温升对输出功率的影响 54
2.5 本章小结 57
第 3 章 VCSELs 制作工艺 59
3.1 外延生长技术介绍 59
3.2 外延片清洗 60
3.3 光刻技术 61
3.3 湿法刻蚀工艺 63
3.4 湿法选择氧化技术 64
3.4.1 原理 65
3.4.2 实验装置 66
3.4.3 湿法选择氧化工艺条件 67
3.5 增透膜 67
3.6 工艺流程 68
3.6.1 底发射 VCSELs 工艺流程 68
3.6.2 顶发射 VCSELs 工艺流程 69
3.7 本章小结 70
第 4 章 高功率低发散角 VCSELs 的制作及测试分析 73
4.1 高功率低发散角 VCSELs 单管器件 73
4.1.1 现有的实验结果 74

4.1.2 脉冲阳极氧化方法改善器件性能.....76
4.1.3 提高微分量子效率改善器件性能.....79
4.1.4 器件远场发散角的改善.....83
4.1.5 850nmVCSELs 器件.....88
4.2 高功率低发散角 VCSELs 列阵器件 88
4.2.1 现有的实验结果.....88
4.2.2 非均匀排列分布一维列阵.....89
4.2.3 高功率高光束质量二维列阵.....96
4.2.4 列阵寿命测试.....101
4.3 本章小结 104
第 5 章 总 结 105
参考文献 107
在学期间学术成果情况 117
指导教师及作者简介 119
致 谢 120

第 1 章 绪论

光电子技术在网络、存储器等方面的应用，与信息社会的发展息息相关，光电子技术对信息社会的发展始终起着十分重要的作用。光纤通信是当前光电子技术取得的最重大成就，它将继续向密集波分复用发展，以提高单光纤的传输容量。随着信息社会的不断进步，高速大容量信息传输、并行传送信息的超并行光传输系统、电子计算机芯片并行光互联、光并行信息处理以及以全息存储为代表的三维立体存储技术等对光电子器件提出了二维集成化的要求。目前，半导体光电子集成的研究与应用已成为国际发展的热点。

传统的边发射激光器[1]一直是光电子技术中的重要器件，经过多年的发展，边发射激光器在器件结构优化、器件制造技术，集成封装以及应用等方面取得了很大发展，但是由于其属于水平腔结构，发射的光束平行于衬底表面，这种激光器在进行光互连时就需要借助光纤来实现，很难实现面对面的自由空间光互连、光通信及各种高速并行光处理网络，更加难以实现激光器的密集二维集成。同时边发射激光器在芯片解理之前，不能对单一器件进行测试等固有缺点也难以满足信息社会的需要。因此针对光电子集成方面的应用，一种新型半导体激光器——垂直腔面发射激光器[2]（Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers, 简称为 VCSELs）应运而生了。这种激光束垂直于半导体衬底表面出射的半导体激光器，具有阈值低、波长稳定性好、调制速率高、发散角小、与光纤耦合效率高、可高密度集成、制作成本低、寿命长等很多优势。经过三十多年的发展，VCSELs 不仅发展成为一种独立的发光器件，而且已经成为光纤通讯，光计算机网络，高密度存储器，激光打印机，激光显示以及并行光互连，光信息处理等许多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（VCSELs）简介

1.1.1 VCSELs 的概念

二十世纪七十年代，人们相继发现了光纤的传输损耗在波长大于 1μm 时随波长增大损耗减小，同时发现 InGaAsP 系列激光器可以在 1.3μm 附近实现激射并在一些研究机构中首次获得了 1.3μm 波长下的室温连续工作数据[7]。半导体激光器实现了室温连续激射以及可以用于光信号传输的光纤的发现，宣告了人类从此进入信息时代。但是在对半导体激光器器件进行研究时，人们对当时的激光器感到很不满意，其原因是制造激光器时需要将半导体芯片解理开，不能大批量的制作出相同的器件。同时，一种叫做分布反馈型(distributed feedback, DFB)激光器的方案被提出了，它是使用衍射光栅来制作谐振腔，因而不需要解理就可以制作器件。但此种激光器制作复杂，成本高，成品率低，且器件的调制速率远不能满足信息增长的需要。为了解决这些困难，人们开始寻求新的器件结构。1977 年 3 月 22 日，日本东京工业大学的 K. Iga 教授提出了 VCSELs 的设想[8]，如图 1-1。



图 1-1 垂直腔面发射激光器的设想图(1977)

与传统的边发射激光器的结构不同，VCSELs 是一种光学谐振腔垂直于半导体外延片，发出的激光束与衬底表面垂直的半导体激光器。要制作这种结构的激光器并实现激射，需要解决三个重要问题：(1)具有极其小的谐振腔体积，(2)高的光增益，(3)反射镜具有极高的反射率(>95%)[9]。虽然当时使用的体材料还无法获得很高的光增益，制作具有如此高反射率的反射镜也十分困难，但 K.Iga 和他的同事们还是于 1979 年采用 InGaAsP/InP 材料成功制作出世界上第一个

VCSELs[10]。图 1-2 是器件的结构图，器件是在液氮的冷却下脉冲工作的，器件的光谱半宽比普通的 LED 窄，可以确定是激光发射。但是由于器件的阈值电流高达 800mA，器件很快就损坏了。

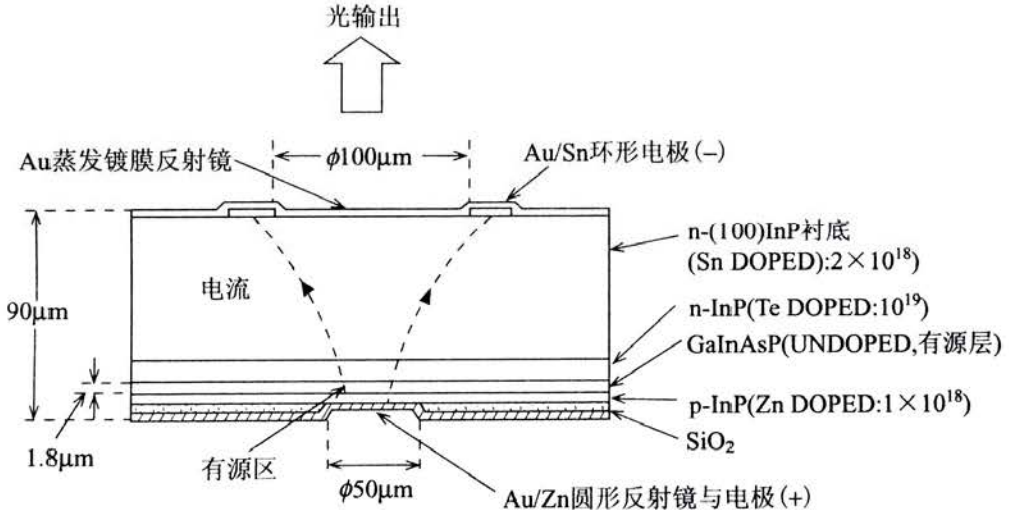


图 1-2 最初的面发射激光器

由于 InGaAsP/InP 材料较大的俄歇复合和其他非辐射复合效应，K.Iga 等人将研究转向了 GaAs 系材料，几年后，他们相继实现了 GaAs/AlGaAsVCSELs 的 77K 脉冲及室温脉冲激射[11]，1988 年实现 860nm AlGaAs/GaAs VCSELs 的室温连续激射[12]。K. Iga 等人的成功在全世界范围内掀起了 VCSELs 的研究热潮，各研究机构在各个波段开展了低阈值，高性能 VCSELs 的研究竞赛。

1.1.2 VCSELs 的结构

VCSELs 有许多种结构，其主要结构分为两部分：位于中心的有源区和夹在有源区两侧的上下反射镜。有源区现已广泛使用量子阱(Quantum Wells，QWs)结构来获得高的光增益，其侧向结构有增益导引和折射率导引两种[13][14][15]。早期使用的单一金属反射镜由于反射率低吸收系数大而被淘汰，现在一般使用多层介质膜反射镜或者采用由金属有机物化学气相沉积法(MOCVD)或者分子束外延方法（MBE）生长的半导体材料的分布布拉格反射镜（DBR），构成的谐振腔垂直于外延层表面。为了得到较低的阈值电流，有源区直径可以小到几个微米[16]，此时腔截面积只有十几平方微米到几十平方微米，比传统半导体激光器的谐振腔小许多，属于微腔范围。同时也可以将有源区直径做到一百至几百微米，来获得高的

功率输出[17]。

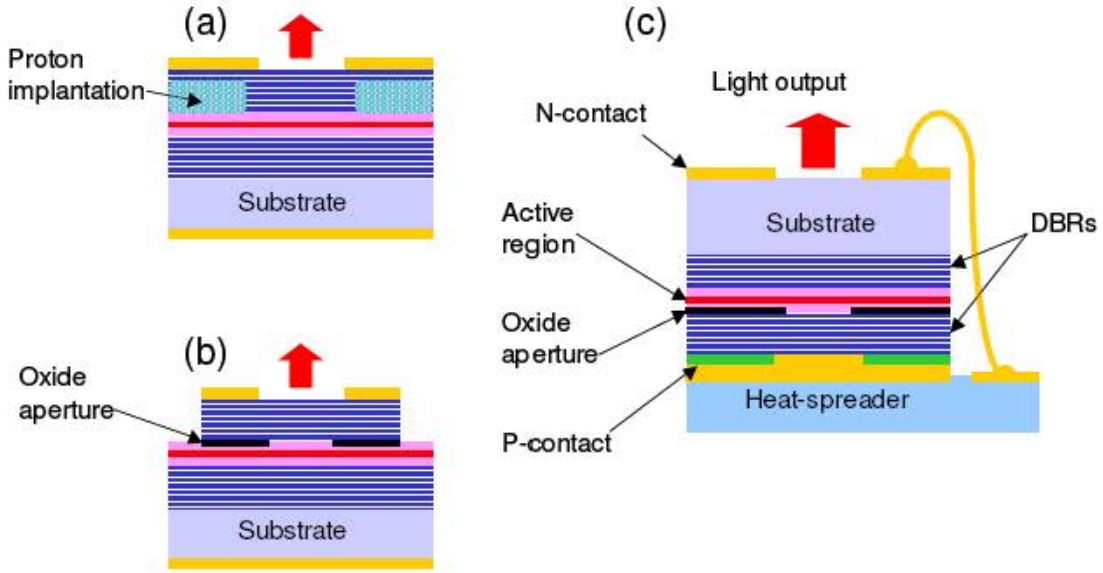


图 1-3 三种典型的垂直腔面发射激光器结构图。

图 1-3 是常见的三种典型结构的 VCSELs 器件示意图。(a)质子轰击型顶发射 VCSELs。(b)选择氧化型顶发射 VCSELs。(c)选择氧化型底发射 VCSELs。如图所示，由量子阱组成的有源区夹在两个 DBR 之间，DBR 由光学厚度为 $\lambda/4$ 的两种折射率差别较大的半导体材料交替生长而成，为了获得较低的阈值，DBR 的反射率一般在 99%以上。在衬底和 P 型外延层的外表面需要制作欧姆电极，并在衬底或者外延层表面留出圆形出光窗口制作成底面发射或者顶面发射 VCSELs 器件，输出圆形的激光束。三种典型结构最大的不同在于如何对电流进行有效侧向限制。质子轰击型 VCSELs 通过在轰击区域形成高阻实现对电流的限制，形成增益导引波导结构，而选择氧化型 VCSELs 通过将 DBR 中含 Al 组分高的 AlAs 层氧化成具有较低折射率的高阻材料 Al_2O_3 形成对电流的限制，属于折射率导引波导结构。

1.1.3 VCSELs 的特点

如今的半导体激光器都是使用 MOCVD 或者 MBE 在半导体衬底上外延不同材料的功能层制成的，然后将生长好的外延片经过相应的生产工序制作成单一的激光

器器件。图 1-4 VCSELs 与边发射激光器比较。

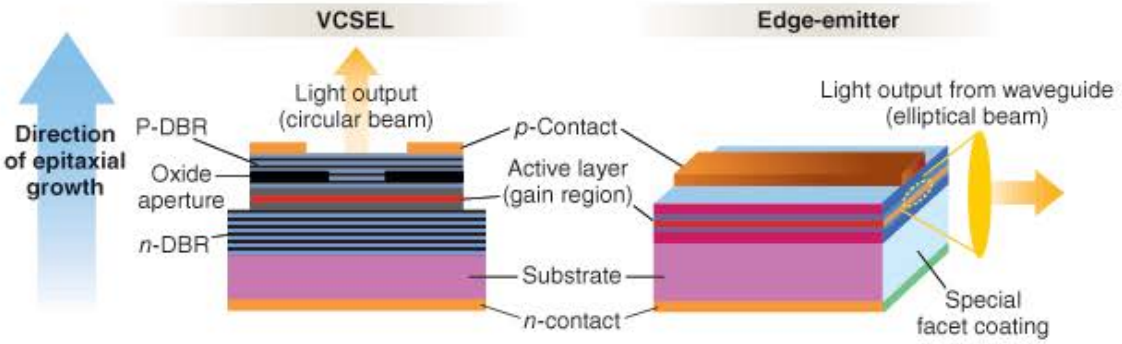


图 1-4 VCSELs 与边发射激光器比较

VCSELs 与传统的边发射激光器有着不同的结构和生产工序，使得 VCSELs 具有很多独有的优点，归纳为以下几个方面：

1. 波长稳定性：VCSELs 激射波长非常稳定。与边发射激光器不同，VCSELs 腔长短，纵模间距大，器件容易实现在单纵模下工作。同时 VCSEL 的谐振腔很短，可以得到较大的弛豫振荡频率，因此调制带宽较宽。

2. 器件的波长均匀性和光谱线宽：得益于高质量的外延生长技术，如今 3 英寸的 VCSELs 外延片谐振腔波长的标准偏差可以小于 2nm，使得制作出的 VCSELs 二维列阵的光谱半高全宽（FWHM）小于 1nm。相比之下，由于缺少波长稳定机制，边发射激光器列阵的光谱 FWHM 一般为 3～5nm。

3. 波长的温度稳定性：VCSELs 激射波长随温度的变化率只有边发射激光器的 1/5。VCSELs 的激射波长是由谐振腔的光学厚度决定的，由于材料的折射率和热膨胀系数随温度的变化很弱，使得温度对光学厚度的影响很小，进而波长随温度变化很小。而对边发射激光器，器件的激射波长是由材料的增益谱峰值决定的，材料的增益随温度的变化很大，因而波长随温度变化较大。VCSELs 激射波长随温度的漂移率只有 0.07nm/K，而边发射激光器的波长漂移速率为 0.2nm/K。

4. 光束质量：VCSELs 发射出圆形光斑，通过适当结构设计的 VCSELs 可以发出单横模光束。与边发射激光相比，这种优异的光束质量大大降低了光束耦合和光束整形系统的复杂性和成本，与光纤耦合效率高。

5. 易于制作二维集成器件：VCSELs 的一个关键优势是可以制作单片集成的二维阵列，用于高功率输出，而这对边发射激光器来说是不可能的。

6.可靠性：VCSELs 不受光学灾变损伤(COD)的影响，其可靠性远高于边发射激光器。VCSELs 的寿命可达 10^7 小时。

7.可大批量生产：VCSELs 的生产工艺基本上可采用常规的硅片工艺，良品率高。同时一片 3 英寸外延片可以生产出 4000 只边发射激光器管芯，而相同大小的外延片则可以生产出 15000 只 VCSELs 器件，材料利用率高。

8.封装及散热：可以采用类似微处理器的封装方式对 VCSELs 器件进行封装，焊接和封装较容易，模块与组件的价格比较便宜。同时采用此种封装方式热量输运过程效率很高。

10.生产成本：将现有的硅片生产及封装工艺应用在 VCSELs 的制作与封装工艺中，大大降低了器件的成产成本。同时可以在生产过程中进行早期检测，减少了不必要的浪费。

11.可集成性好：可以使用微机械等技术，将 VCSELs 器件应用到层叠式集成光路上。

1.2 VCSELs 的研究现状

1988 年 AlGaAs/GaAs VCSELs 器件实现室温连续激射[12]以来，世界各国的各个研究机构开始了针对不同波段 VCSELs 器件的研制工作。1991 年，加利福尼亚大学的R.S.Geel 等人成功实现980nm InGaAs/GaAs VCSELs室温连续激射[18]。东京工业大学 T. BaBa 等人于 1993 年实现 1310nm InGaAsP/InP VCSELs 室温连续激射[19]，同年美国桑迪亚国家实验室实现 GaInP/GaAs 红光 VCSELs 室温连续激射[20]。1550nm InGaAsP/InP VCSEls 器件[21]和 1300nm GaInNAs/GaAs 量子阱 VCSELs 器件[22]分别于 1995 年和 2000 年成功实现室温连续激射。2003 年，3.8μm PbSe/PbSrSe 中红外波段 VCSELs 实现室温高功率激射[23]，同年实现 1.46μm GaInNAsSb/GaAs VCSELs 室温连续激射[24]。2.36μm 光泵浦 GaInAsSb/AlGaAsSb VCSELs 在 2004 年实现室温连续激射[25]。2008 年 77K 下电注入连续激射的 GaN 基蓝光 VCSELs 研制成功[26]。

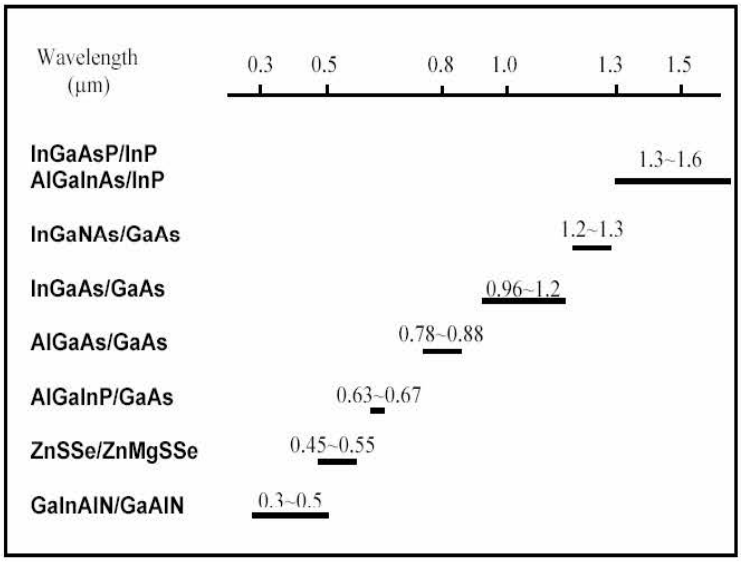


图 1-5 VCSELs 所用材料及其对应的波长范围

图 1-5 VCSELs 所用材料及其对应的波长范围。可以看到 VCSELs 几乎涵盖了所有半导体激光器所能实现的波段。VCSELs 的应用与其波长密切相关，下面就对几个较常见波段的 VCSELs 进行简单介绍。

1.2.1 可见光 VCSELs

（1）红光 VCSELs

红光 VCSEL 由于有广泛的应用前景而成为研究重点之一。如图 1-6 所示，塑料光纤的低损耗窗口在 650nm 附近，加上 VCSELs 在光通讯领域的固有优势，使得红光 VCSELs 成为短距离光通讯和光互连的理想光源，同时红光 VCSELs 还可以用于光学存储，激光打印、扫描，激光显示，以及取代 He-Ne 激光器作为指示光源[27]。

人们最早使用 AlGaAs 作为红光 VCSELs 的有源区材料，并且实现了最短 685nm 的红光 VCSELs 室温连续工作[28]。但是由于 AlGaAs 材料的限制，无法获得更短的波长，于是人们开始使用 InGaP/InGaAlP 作为有源区。InGaP/InGaAlP 体系的能量势垒相对较低，载流子容易从量子阱有源区中泄出，减少注入效率和输出功率，此外，为了获得高的反射率而制作的更多层的 AlGaAs DBR 反射镜增大了热阻，不利于 VCSELs 器件性能的提高。尽管如此，人们还是通过各种办法提高器件性能，目前 650nm 红光 VCSELs 最高输出功率达到 8mW[29]，最高使用温度达到 65℃

[30]，激射波长为 670nm 的器件最高输出功率为 11.5mW，最高单模工作温度为 70℃[31]。

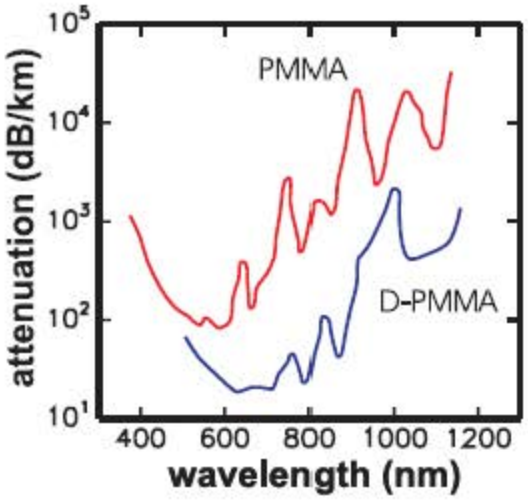


图 1-6 塑料光纤损耗与波长的关系

（2）绿光 VCSELs

尽管使用半导体材料可以很容易的制作红光和蓝光半导体激光器，但是制作绿光半导体激光器一直十分困难。使用Ⅱ-Ⅵ化合物可以获得绿色激光，人们也于 1995 年实现了波长为 496.2nm 蓝绿光的光泵浦 VCSELs 器件[32]。但是Ⅱ-Ⅵ化合物在高电流下很不稳定，限制了其应用。于是人们转而求助于 InGaN 体系来获得绿光，经过多年的不懈努力，到 2009 年，日本的 ROHM 半导体，德国的欧司朗光电半导体及日本的日亚，住友等先后实现了采用 InGaN/GaN 量子阱的绿光边发射激光器[33]。我们可以相信，不久以后就能看到绿色 VCSELs 器件的报道。

尽管不能直接获得绿色 VCSELs 半导体激光器，人们却可以使用倍频的方法来获得绿色激光，这样就可以制作拥有全色彩的激光显示系统。在国际上最早开展电泵浦扩展腔面发射激光器（VECSELs，结构如图 1-7 所示）研究的 Novalux 公司通过采用不同的有源区材料及在芯片与外腔镜中加入非线性倍频晶体的方法，研制出了输出功率分别为 1.2 W，7W 和 4W 的红、绿、蓝三基色激光器[34]。

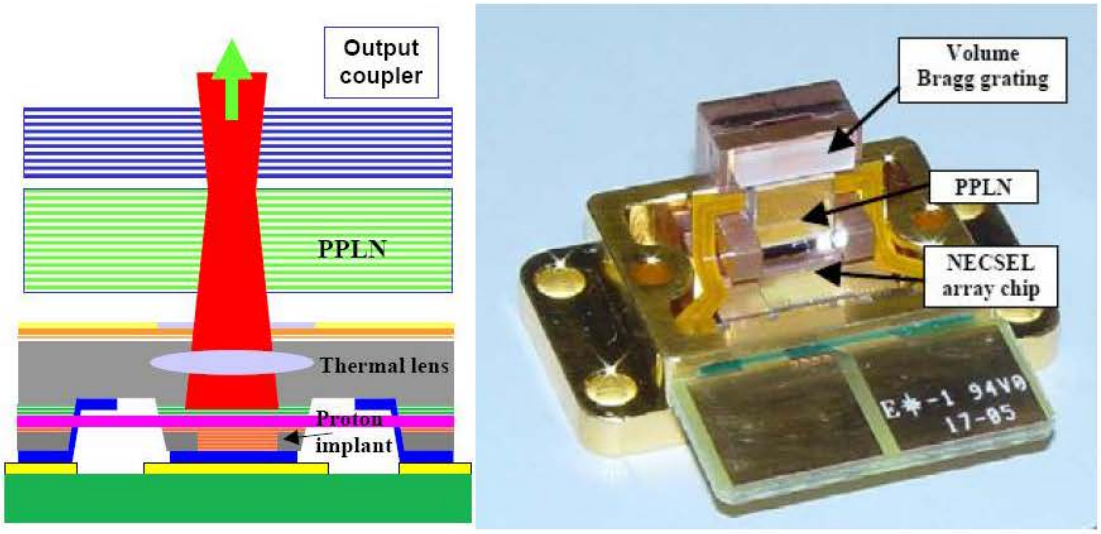


图 1-7 VECSELs 结构示意图（左）及 VECSELs 列阵实物照片（右）

(3)蓝光 VCSELs

蓝光是激光显示的三基色光源之一，在医学检测，照明，高密度存储等方面有重要应用。得益于蓝色 LED 的快速发展，随着对 InGaN/GaN 量子阱的研究逐渐深入，人们开始尝试制作蓝光 VCSELs 器件。但是要制作 VCSELs，就需要制作高反射率的 DBR 反射镜，但无论是采用电介质 DBR 反射镜，AlGaN/GaN 的半导体 DBR 反射镜还是两者结合的反射镜，都难以获得高质量和高反射率，其次也缺少合适的 P 型欧姆接触电极材料。因此人们首先尝试了制作光泵浦蓝光 VCSELs，并于 1999 年首次实现了室温的脉冲激射[35]，2005 年实现了室温光泵浦连续激射[36]。

2008 年台湾交通大学的 Tien-Chang Lu 等人在 AlGaN/GaN 半导体 DBR 反射镜中引入超晶格结构，并使用氧化铟锡（ITO）作为 P 型欧姆接触电极，有效的解决了困扰器件制作的难题，实现了电泵浦蓝光 VCSELs 的激射。图 1-8 电泵浦蓝光 VCSELs 结构示意图及 SEM 照片。N 型 DBR 反射镜由 MOCVD 外延生长而成，在 AlN/GaN 界面引入了 AlN/GaN 超晶格结构，有源区由 10 对 $In_{0.2}Ga_{0.8}N$(2.5nm)/GaN(7.5nm)多量子阱组成，谐振腔长为 5λ。P 型欧姆接触使用 ITO 透明导电膜，P 面 DBR 反射镜由 8 对 Ta_2O_5/SiO2 组成。在 77K 条件，VCSELs 器件的激射波长为 462.8nm，阈值电流为 1.4mA。

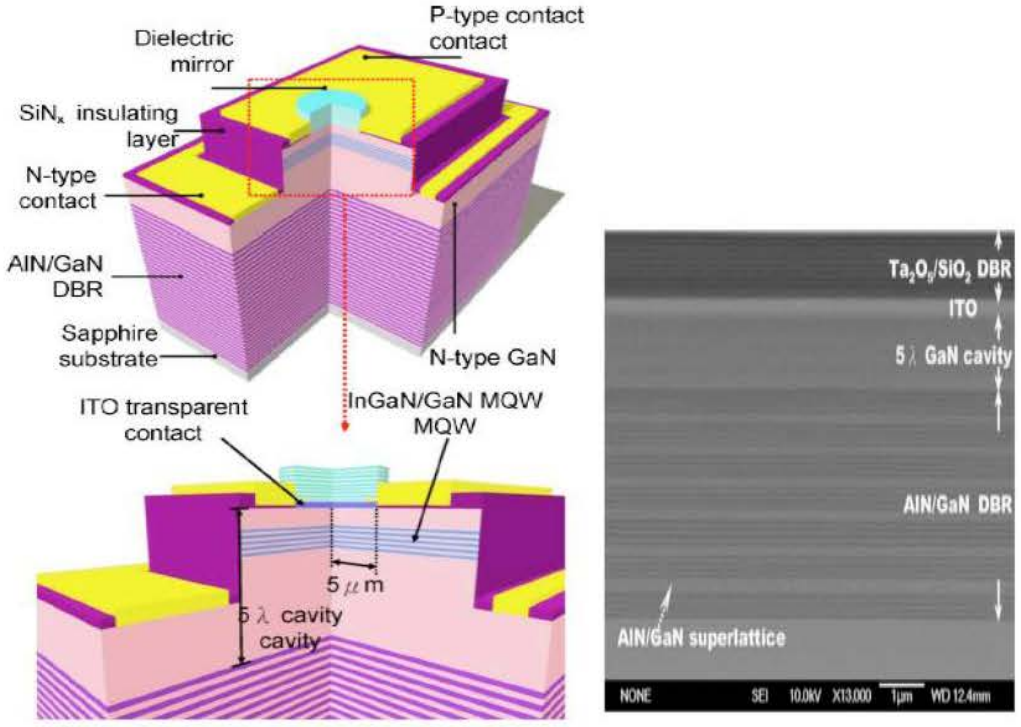


图 1-8 电泵浦蓝光 VCSELs 结构示意图及 SEM 照片

1.2.2 长波长 VCSELs

1300nm 和 1550nm 分别对应于硅基光纤中最小色散窗口和最小损耗窗口，因此成为远距离光纤通信的首选波长。加上 VCSELs 在光通讯领域的固有优势，使得 1300nm 成为人们最早研究的 VCSELs 器件的波长。使用 InP 材料制作长波长 VCSELs 器件存在以下的难点，如难以获得高反射率的 DBR 反射镜，材料中较大的俄歇复合和带间吸收及较小的导带差值（conduction band offset）。此外，使用 InGaAsP/InP 制作的 DBR 反射镜具有很大的吸收和较低的热导率。尽管有这些不利因素，人们还是使用 N 型 InGaAsP/InP 反射镜和 SiO_2/Si 反射镜实现了 1300nm VCSELs 室温脉冲激射，但阈值电流高达 500mA[37]。使用适当的掺杂也可以使 InGaAsP/InP DBR 反射镜在 1500nm 波长处维持高反射率及具有更高的导电率[38]，制作出的 1500nm VCSELs 器件的室温连续输出功率达到 1mW[39]。由半导体和介质组成的反射镜也可以作为长波长 VCSELs 器件中 P 面的反射镜，如早期 1300nm 和 1550nm VCSELs 器件使用的 MgO/Si 和 Al_2O_3/Si 反射镜[40]，以及用于

1500nm 光泵浦 VCSELs 器件的低损耗 GaAs/AlxOy 反射镜[41]。尽管这些反射镜具有优良的热导率和高的反射率，但由于它们具有极高的电阻，因此需要特殊的电极制作方法。

另外一种制作长波长 VCSELs 器件的方法是使用芯片融合焊接技术(fusion bonding)将 AlGaInAs/InP 或 InGaAsP/InP 量子阱有源区与 GaAs 基 DBR 融焊在一起形成单一器件。例如将两个 AlGaAs/GaAsDBR 反射镜和 InGaAsP/InP 量子阱融焊在一起可以很容易的制作出室温连续工作的 1550nm VCSELs 器件[42]。将 AlGaInAs/InP 量子阱和两个 GaAs/AlAs DBR 反射镜融焊在一起也可以制作 1300nm VCSELs 器件[43]。或是使用单一 AlGaAs/GaAsDBR 反射镜与带有外延生长的 InGaAsP/InP 反射镜的 InGaAsP/InP 量子阱融焊在一起制作 1550nm VCSELs 器件[44]。但是使用融合焊接技术制作工艺复杂，成本高，不适合批量生产。

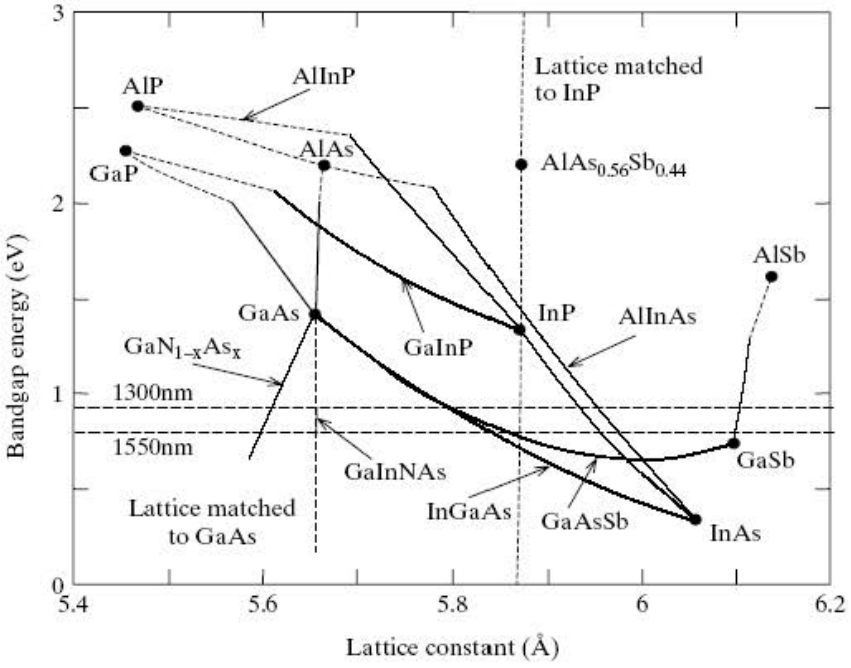


图 1-9 半导体材料晶格常数与能带

由于以上两种方法都存在不足，人们开始寻求可以通过一次单片外延生长制作长波长 VCSELs 器件的材料和技术，与其他技术相比，外延生长晶格匹配的单片芯片不仅能提高器件的可靠性更能大幅度的降低生产成本。从图 1-9 可以看到，如果使用与 InP 衬底晶格匹配的 AlGaInAs/InAlAs DBR 反射镜，我们就可以

使用一次单片外延生长来制作长波长 VCSELs 器件。使用 AlInGaAs 应变补偿量子阱和 AlGaInAs/InAlAs DBR 反射镜制作的 25 微米 1550nm VCSELs 室温阈值电流和输出功率分别为 6mA 和 8mW，相应的微分量子效率约为 42%[45]。使用 AlGaInAs/InAlAs DBR 反射镜的优势是二种材料具有较大的折射率差和较低的温度敏感性。从图 1-9 还可以看到，AlGaAsSb/AlAsSb 也与 InP 晶格匹配。与 AlGaInAs/InAlAs 材料相比拥有更高的折射率差使 AlGaAsSb/AlAsSb DBR 具有更好的电导率和热特性。使用 AlGaAsSb/AlAsSb DBR 和 AlInGaAs 应变补偿量子阱制作的 25 微米的 1550nm VCSELs 器件的阈值电流和最高脉冲输出功率分别为 7mA 和 2mW[46]。

从图 1-9 我们还可以看到，与 GaAs 衬底匹配的 GaInNAs 的能带位于长波长区，这个材料的优势是我们可以使用成熟的 GaAs 基 DBR 与之结合来制作长波长 VCSELs 器件。使用$(Ga_{0.7}In_{0.3})(N_{0.004}As_{0.996})$/GaAs 量子阱有源区和 AlAs/GaAs DBR 制作的 VCSELs 器件获得了 1180nm 室温脉冲激射[47]。使用$(Ga_{0.64}In_{0.36})(N_{0.003}As_{0.997})$/GaAs 量子阱有源区和 $Al_{0.7}Ga_{0.3}As$/GaAs DBR 制作的 VCSELs 器件的最大输出功率和阈值电流分别为 1mW 和 2mA，激射波长为 1200nm[48]。同样的使用与 GaAs 衬底匹配的 $GaAs_{0.665}Sb_{0.335}$/GaAs 量子阱有源区制作的长波长 VCSELs 器件也实现了 1230nm 室温激射[49]。更长的波长可以通过增加锑的含量得到。此外，使用 InGaAs/GaAs 量子点(quantum dot)作为有源区也可以获得长波长 VCSELs 器件[50]。

经过人们的不断努力，2005 年，德国慕尼黑大学的科研人员使用 33.5 对 InGaAlAs/InAlAs 和 3.5 对 CaF2/ZnS DBR 制作出了 1550nm 的 VCSELs 列阵，最大输出功率达到 30mW[51]。2007 年，研究人员又使用掩埋隧道结与介质反射镜相结合的方式将 1550nm VCSELs 列阵的最高室温输出功率提高到 2W[52]。

1.2.3 近红外波段 VCSELs

与其他波段的器件相比，采用 GaAs 衬底的近红外波段的 VCSELs 器件的发展很快，这可以归因为材料生长的高质量，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。使用 GaAs 基材料制作 DBR 反射镜的优势包括 AlAs 和 GaAs 晶格完全匹配，材料间的折射率差较大，可以使用较少的对

数就获得很高的反射率，同时可以通过掺杂的方式来获得较低的电阻值。从VCSELs 诞生至今，这一波段的器件始终代表着 VCSELs 研究的最高水平，下面对其中一些重要的波长加以介绍。

(1)780nm

780nm 同样是塑料光纤中的一个低损耗窗口，因此 780nm 的 VCSELs 主要应用是用于短距离高速通讯与光互连，如高速家庭多媒体网络，此外，780nm VCSELs 列阵可用于激光打印机。2004 年有文献报道了采用 780nm VCSELs 获得了 5Gbps 的传输速率，使用寿命可达 20 万小时，使用于激光打印机中得到了 2400DPI 的高分辨率输出[53]。

(3)808nm

808nm 是半导体激光器中非常重要的一个波长，其主要做为固体激光器中的泵浦光源，进而用于激光切割，激光焊接，激光表面处理及激光打标等工业应用中。此外，高功率 808nm 半导体激光器也用于泵浦 Nd:YVO4 来获得 1064nm 的激光，然后就可以使用倍频晶体(如 PPLN 等)采用腔内倍频技术来得到绿光输出。GaAs 在 808nm 附近有强烈的吸收，而顶面发射结构的 VCSELs 器件又不适合于制作高功率器件，因此 808nm VCSELs 的研究较少，乌尔姆光电子公司曾报道过 1W 的功率输出[54]。2009 年普林斯顿光电子公司使用 InAlGaAs 应变量子阱做为有源区，采用倒装焊封装并且将 GaAs 衬底去除的方式制作了 808nm VCSELs 列阵，输出功率达到 120W，最高电光转换效率为 42%[55]。

(2)850nm

850nm 是石英系光纤的第一个低损窗口，850nm VCSELs 主要用于中短距离高速数据通讯和光互连，如楼宇间高速通讯。850nm VCSELs 器件完全采用 GaAs，AlGaAs 来制作，而 GaAs、AlGaAs 晶格完全匹配，且 GaAs 和 AlGaAs 材料外延生长技术非常成熟，因此 850nmVCSELs 成为最早商业化的 VCSELs 器件。该波长的器件还保持着 VCSELs 的最高电光转换效率记录[56]。

(3)980nm

850nm VCSELs 器件在外延及制作中积累的经验为 980nm VCSELs 器件的发展奠定了基础，加上通常用于 980nm 的 InGaAs/GaAs 应变量子阱的良好材料特性使得 980nm VCSELs 器件有很多优越的性能。G.M.Yang 等人利用选择氧化结构制作

的 980nm VCSELs 器件的阈值电流只有 8.5μA[57]。在输出功率方面，人们首先采用的是光泵浦 VECSELs 结构来制作高功率器件，图 1-10VECSELs 的一般结构示意图。

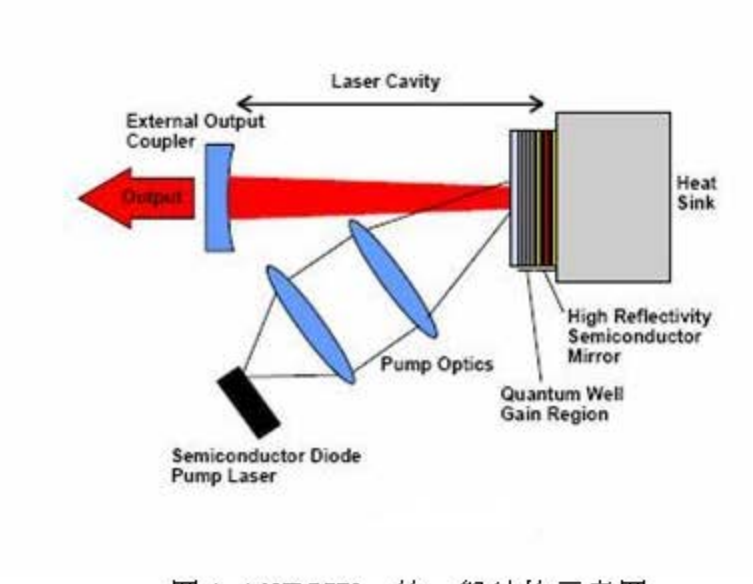


图 1-10VECSELs 的一般结构示意图

1997 年，Kuznetsov 等人采用此种结构获得了 0.69W 的功率输出[58]。2004 年美国相干公司研制成功输出功率 30W 的 980nm VECSELs 器件[59]，2007 年又将功率提高到了 40W[60]。在 VCSELs 器件方面，1998 年列阵首次实现了瓦级功率输出，输出功率超过 2W[61]，随后许多研究机构展开了高功率 VCSELs 器件的研制工作，输出功率不断提高。2005 年，普林斯顿光电子公司研制出的 350μm 器件输出功率达到 3W[62]。2007 年，该公司又通过将大尺寸 VCSELs 列阵封装在高热导率金刚石热沉上，通过水冷的方式冷却，使器件的最高输出功率超过了 230W[63]，同时他们还通过调整有源区量子阱的材料等方法，使得研制的波长在 808nm 至 1064nm 的 VCSELs 器件的输出功率都达到了 100W[64]。图 1-11 980nm 高功率 VCSELs 列阵的输出功率及实物照片。

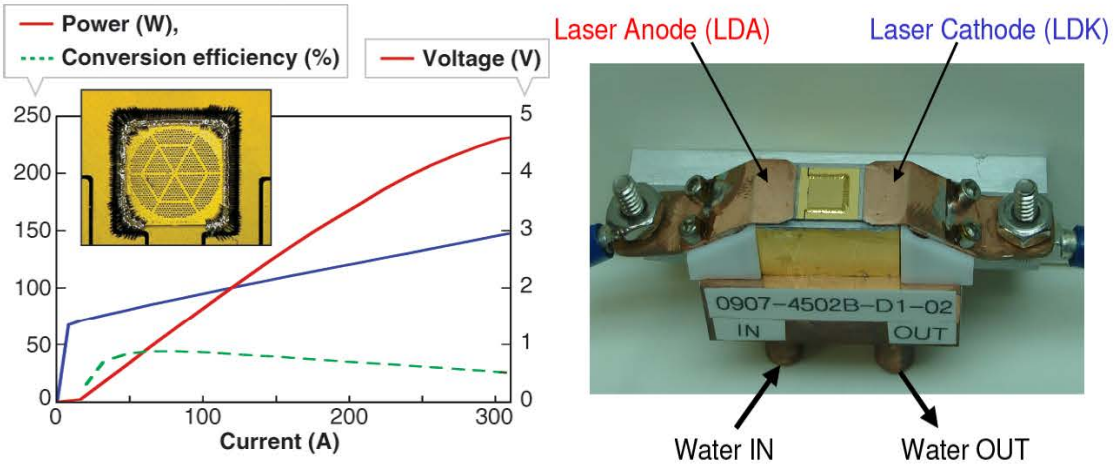


图 1-11 980nm 高功率 VCSELs 列阵的输出功率及实物照片

1.3 高功率 VCSELs 的研究背景及意义

半导体激光技术已经成为发展最快、成果多、学科渗透宽、应用范围广的综合性高新技术之一。半导体激光器具有效率高、体积小、重量轻、长寿命等优势，应用范围十分广泛。随着社会的发展，医学、工业加工、自由空间光通讯和激光泵浦等领域对高功率激光的需求日益增长，因而发展高功率半导体激光器变得十分紧迫。如我们在 1.2 节所述的那样，得益于器件结构，外延技术及半导体工艺技术的发展，原来主要用于数据通讯、光互连等小功率应用领域的 VCSELs 器件有了巨大的发展，器件性能和输出功率有了很大的提高，使 VCSELs 成为了新的可以提供高功率输出的半导体激光光源之一。

高功率 VCSELs 由于其优越的光束质量、易于二维集成及腔内倍频等优点在激光显示、生物分析、高密度光存储、海底光通讯、印刷工业等方面有广泛的应用前景。长波长 VCSEL 在大气光通信、空间光通信和环境监测等方面具有很大的应用市场。高功率半导体激光器迅速发展将引发众多领域技术变革，带动相关产业跨越式发展，形成新的高新技术产业群，取得更大的经济效益，其带动和支撑的经济规模是其自身价值的数十倍以上。如 980nm 激光器是掺铒光纤放大器的理想泵浦源，解决了长距离光纤通讯（特别是跨洋通讯）能量补充问题，它还是掺镱光纤激光器的泵浦源，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。高功率 VCSELs 主要可以应用在如下几个方面。

(1)激光显示方面：激光显示技术被称为是第四代显示技术，具有色域广，寿命长，环保，节能等优点，是显示领域的重大发展方向。使用 VCSELs 倍频后产生红绿蓝三基色激光可以做为激光显示的光源，从手持式投影设备到高清晰影院系统需要激光器的输出功率从几百毫瓦至几十瓦不等，市场前景十分广阔。目前，相干公司，Novalux，三星公司等正在从事这方面的研究工作。

(2)光纤放大器和光纤激光器方面：VCSELs 极优越的光束质量使其成为光纤放大器和光纤激光器的理想泵源。光纤激光器以其独特的优势在工业、医疗、通讯、军事等领域具有非常重要的应用前景。

(3)激光检测、探测：发展高峰值功率 VCSELs，能够利用其高峰值光功率、高光束质量、高耦合效率、小体积等优势，在激光测距、激光引信、激光雷达及测量控制等军民品方面具有广泛的应用前景,如激光测距雷达用于汽车、飞行器等的防撞，精密机械零件检测，机器人距离感应控制，大型设备对准等。

(4)信息技术方面：以激光测距为基础，加上二维 VCSELs 列阵及二维光学扫描机构后，可以实现对大视场范围内目标的三维测量。随着相关应用技术的不断发展，VCSELs 将在以自由空间光通讯为代表的各通讯领域中发挥重要的不可替代的作用。

预期连续输出功率在百瓦量级，脉冲输出功率在千瓦量级的高功率 VCSELs 面阵将得到大力发展，将在激光显示，工业加工，军事等方面发挥极为重要的作用。

与高功率边发射激光器相比，高功率 VCSELs 有许多独特的优势：可以使用与单管器件几乎相同的工艺来制作列阵器件，可以很容易的制成二维面阵；散热结构简单，可以减小整个激光系统的体积、重量；在实现高功率密度输出时不受光学灾变损伤的影响，可靠性优于边发射激光器；出射光斑为圆形对称光斑，没有象散，大大降低了光束整形及光束耦合的成本，与光纤耦合效率高；波长稳定性好，增加了固体或光纤材料对泵浦光的吸收效率。正因具有如此多的优势，才使得人们不断致力于提高 VCSELs 器件的输出功率，高功率 VCSELs 由于其技术难度大，并且涉及到物理，材料，半导体技术等不同学科领域，已成为当今世界范围内 VCSELs 研究的重点领域，国外对此发展给予了高度的重视，很多研究所、大学及公司都在开展深入的研究，致力于扩展高功率 VCSELs 器件的输出波长，

提高输出功率。

大出光孔径的高功率单管 VCSELs 器件是获得高功率输出最理想的选择，特别是在 10W 以下的应用需求中优势更加明显。但随着出光孔径的增大，需要解决一些关键问题。首先随着出光孔径的增大，高阶模式开始激射，增大了器件的远场发散角，使得在光接收区域的有效功率下降。其次，对每种外延片结构都有一特定的出光口径值，在此出光口径值时器件具有最高电光转换效率，超过这个值后，效率开始下降，降低的效率使更多的电能转化为热，阻碍了器件获得更高的输出功率。当需求更高的输出功率时，单管器件就不能很好的满足，需要采用大面积二维 VCSELs 列阵。要制作高功率 VCSELs 列阵，首先是要保证外延生长技术及半导体制作工艺的一致性，不仅要保证在单一芯片内（厘米量级的一致性），还要保证外延片之间的一致性，这样才能制作集成度更高的、以列阵为单元的列阵，获得更高的输出功率。其次，需要对列阵的单元排布方式进行合理设计，单元的排布不仅影响着列阵的热阻，也影响着器件的光场分布。采用何种排布方式来降低列阵器件中各单元间的热串扰是制作高功率 VCSELs 列阵首要解决的问题。再次，VCSELs 在不同的工作条件下，列阵中每个单元器件输出的光束叠加后形成列阵的输出光束，如何通过调整排布来降低列阵的远场发散角，提高其光束质量也是制作高功率 VCSELs 列阵需要解决的关键问题。

1.4 本论文的研究工作

波长 980nm 的 VCSELs 器件是近红外和高功率 VCSELs 中有广泛应用前景，最具代表性的器件。在 980nm 器件的基础上通过有源区中量子阱材料组分等的变化并采用高功率 VCSELs 器件的封装散热方式，可以将高功率 VCSEls 器件的波长扩展到整个近红外波段。本文围绕 980nm VCSELs 器件，开展了高功率低发散角 VCSELs 器件设计与制作研究，主要包括以下几部分：

(1)从决定 VCSELs 器件能否激射最关键的两个因素量子阱增益和高反射率的反射镜入手，介绍了量子阱的增益计算方法，对半导体 DBR 反射镜的反射率、吸收、高发射带宽及穿透深度进行了介绍，对降低半导体 DBR 形成的同型异质结电阻的方法进行了分析。

(2)以提高 VCSELs 器件输出功率为目的，分析了器件的限制因子，阈值电流，微分量子效率，电光转换效率及它们对输出功率的影响,讨论了 VCSELs 的热特性，分析了温度对 VCSELs 器件激射波长，阈值电流和输出功率的影响。

(3)对 VCSELs 制作的各项工艺进行优化，完善了底发射 VCSELs 器件的制作工艺，制定了一套可行的制作顶发射结构 VCSELs 器件的工序，并制作出了 850nm 顶发射 VCSELs 器件。在工艺中采用脉冲阳极氧化方法制作绝缘膜，替代传统的 SiO_2膜，器件损伤明显减少，阈值电流降低。

(4)在理论分析及对实验室前期制作器件的测试结果分析的基础上，对外延片的结构和器件的结构进行了优化设计，制作出的单管和 4×4 列阵的输出功率达到国内领先水平。

(5)采用优化 P 面电极结构的方法改善了大直径器件的远场发散角，采用额外镀制金属层的方法减小了列阵的远场发散角,设计了非均匀排列的一维 VCSELs 列阵，通过调整列阵中单元的大小和间距，在远场中实现了近似高斯型的分布，同时器件具有良好的高温工作特性。

(6)采用高温加速老化的方法测试了 4×4 列阵的寿命。

第 2 章 VCSELs 理论分析

VCSELs 也是半导体激光器的一种，所以其产生激射的原理本质上与边发射激光器相同。注入 VCSELs 器件中的载流子在增益介质的导带电子和价带空穴发生辐射复合，产生的光在上下两反射镜的反射下在谐振腔中形成驻波，并多次被增益介质的受激辐射效应而放大，直到总的光增益等于光损耗，即可实现激射，但因 VCSELs 特有的结构也使设计有很多不同之处。由于 VCSELs 的谐振腔很短，导致单程增益很小，为保证 VCSELs 器件能够实现激射，必须使量子阱具有很高的光增益，形成法布里—珀洛谐振腔的两个反射镜的反射率也要高于 99%，同时两高反射镜反射中心波长、谐振腔的波长及材料增益谱峰值波长要极好的匹配，这就对 VCSELs 芯片的设计及外延生长提出了很高的要求。两种半导体材料组成的具有高反射率的 DBR 形成多层同型异质结结构使得 VCSELs 的串联电阻很大，导致器件发热严重，如何在获得高反射率的同时降低 DBR 的串联电阻也是 VCSELs 器件能够实现电注入激射的关键。VCSELs 的输出功率受阈值电流，微分量子效率，电光转换效率等参数的影响，如何合理的设计各个参数也是提高 VCSELs 器件性能的关键问题。

本章着重对 VCSELs 的基本理论进行了分析。首先对确保器件能够激射的两个最关键因素量子阱增益和高反射率的反射镜进行了分析，介绍了有源区量子阱增益的计算方法及高反射低电阻 DBR 反射镜的理论。其次以提高 VCSELs 器件输出功率为目的，对影响输出功率的各个参数进行了分析。最后分析了温度对 VCSELs 器件的影响。

2.1 VCSELs 量子阱的理论计算

进行量子阱理论计算的步骤如下，求解有限深势阱的薛定谔方程，得到电子和空穴量子化能级；用跃迁选择定则计算从电子第一子能级到重空穴或轻空穴第一子能级的能量跃迁可以确定相应的发射波长；由能级的能量本征值可以确定价

带空穴和导带电子的状态密度，由此可以计算价带和导带的准费米能级与载流子密度的分布关系；从带间跃迁分析量子阱的增益，根据跃迁矩阵元计算增益谱。将应变引入量子阱激光器的 Kohn-Luttinger-Hamiltonian 方程，考虑应变效应后，与实际激光器的情况更接近，模拟的结果也更准确。

2.1.1 应变对量子阱能带的影响

无论采用什么外延方法，在异质的外延层与衬底或相邻的两个外延层之间，总会因存在晶格常数的差异而产生晶格失配的问题，继而产生应变。人们在对应变效应的研究中发现，当异质结构中每层厚度足够薄，且晶格失配度不大于 7%至 8%时[65]，界面上的应力可以把两侧晶格连在一起而不产生界面失配位错，此时晶格完全处在弹性应变状态。将应变量子阱应用在激光器的有源区中，可以人工拓展激光器的波长，降低阈值电流密度，提高输出光功率，改善温度特性，减小线宽增强因子，提高调制特性等优势。下面讨论一下应变对量子阱能带的影响[66]。弹性应变张量在量子阱层平面内可以表示为：

$$\varepsilon_{//} = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a_{qw} - a_{barrier}}{a_{qw}} \qquad 2\text{-}1$$

a_{qw} 和 $a_{barrier}$ 分别为量子阱材料和势垒材料的晶格常数。垂直方向上的分量为：

$$\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{zz} = -\frac{C_{12}}{C_{11}}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}) = -2\frac{C_{12}}{C_{11}}\varepsilon_{//} \qquad 2\text{-}2$$

其中 C_{11}, C_{12} 是弹性模量。对量子阱层，导带边的漂移值表示为：

$$\Delta E_c = a_c\left(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}\right) = 2a_c\left(1 - C_{12}/C_{11}\right)\varepsilon_{//} \qquad 2\text{-}3$$

式中 a_c 为导带形变势。

价带的漂移值为：

$$\Delta E_{hh} = -P_{\varepsilon} - Q_{\varepsilon} \qquad 2\text{-}4$$

$$\Delta E_{lh} = -P_\varepsilon + Q_\varepsilon \tag{2-5}$$

$$P_\varepsilon = -a_v\left(\varepsilon_{xx}+\varepsilon_{yy}+\varepsilon_{zz}\right) = -2a_v\left(1-C_{12}/C_{11}\right)\varepsilon_{//} \tag{2-6}$$

$$Q_\varepsilon = -\frac{b}{2}\left(\varepsilon_{xx}+\varepsilon_{yy}-\varepsilon_{zz}\right) = -b\left(1+2C_{12}/C_{11}\right)\varepsilon_{//} \tag{2-7}$$

式中 a_v 为价带形变势，b 为切变形变势。因此，量子阱的带边变为：

$$E_c = E_g + \Delta E_c \tag{2-8}$$

$$E_{hh} = \Delta E_{hh} \tag{2-9}$$

$$E_{lh} = \Delta E_{lh} \tag{2-10}$$

式中 E_g 为无应变时量子阱材料的带隙。

2.1.2 器件发光波长计算

求解一维量子阱中电子和空穴的能级可以采用克龙尼克-潘宁(Kroning-Penney)模型[66]来计算，计算可以得出一系列的空穴和电子量子化子能级。对于压应变量子阱，价带子能带顶是重空穴带，对张应变量子阱，价带子能带顶是轻空穴带。则压应变量子阱的发射波长由跃迁选择定则计算从电子第一子能级到重空穴第一子能级的能级跃迁确定，而对张应变量子阱，发射波长由电子第一子能级到轻空穴第一子能级的能级跃迁确定。

2.1.3 电子、空穴状态密度计算

导带电子能带为旋转抛物面，因此导带电子的状态密度可以用下面的公式直接得到：

$$\rho_{ci} = \frac{m_e^*}{\pi\hbar^2 L_w} \tag{2-11}$$

式中 L_w 为量子阱的宽度，c_i 为导带电子的第 i 个能级，m_e^* 为电子的有效质量。

为了确定空穴的状态密度，需要从 Kohn-Luttinger-Hamiltonian 方程出发，确定重空穴、轻空穴的能量本征值即能量色散关系，文献[67]给出了具体的计算方法。得到重空穴及轻空穴态的色散关系曲线后，价带状态密度可以用下面的公式得出：

$$\rho_v = \frac{k}{\pi L_w (dE/dK)} \qquad 2\text{-}12$$

2.1.4 量子阱的增益计算

电子和空穴满足费米分布，在给定载流子浓度的情况下，可以利用电中性条件求出不同浓度下电子和空穴的准费米能级[68]。

根据跃迁矩阵元计算能带间的跃迁可以得到量子阱的增益谱。增益谱的计算公式为[69]：

$$g(E) = \frac{e^2 \pi \hbar}{\varepsilon_0 m_0^2 ncE} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E_c)\rho_v(E_v) M_{ij}^2 (f_c + f_v - 1) \cdot dE \qquad 2\text{-}13$$

只需要在 $k_{//}$方向对量子阱进行积分，并且利用跃迁选择定则后上式化简为：

$$g(E) = \frac{e^2 \pi \hbar}{\varepsilon_0 m_0^2 ncE} M_{av}^2 \left\{ \frac{n_c n_v}{n_c + n_v} \right\} (1 - f_c - f_v) \qquad 2\text{-}14$$

式中

$$M_{av}^2 = \frac{1}{6}\left(\frac{m_0}{m_e} - 1 \right) \frac{E_g + \Delta}{E_g + \frac{2}{3}\Delta} m_0 E_g \qquad 2\text{-}15$$

通过计算不同载流子浓度下量子阱的增益谱，可以获得载流子浓度与量子阱峰值光增益的数值关系。采用函数关系拟合的方法对数值进行拟合，可以得到峰值增益与载流子浓度的函数关系表达式，对量子阱来说此表达式一般可以用下面的形式表示：

$$g = g_0 \ln\left(\frac{N}{N_0} \right) \qquad 2\text{-}16$$

其中 g_0 为量子阱增益常数，N_0 为透明载流子浓度。

采用上面介绍的方法，我们计算了 In 组分为 20%，量子阱和势垒宽度分别为 8nm 和 10nm，对应发光波长为 980nm 的 $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ 量子阱的光增益谱。图 2-1 为计算的压应变 $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ 量子阱的在不同载流子浓度下的增益谱(左图),载流子浓度从下到上依次为：1.0，2.2，3.0，4.2，5.0，6.2，7.0，8.2，9.0，$9.8\times10^{18}\text{cm}^{-3}$ 及使用拟合公式拟合后的曲线图，其中 $g_0=2100cm^{-1}$，$N_0=1.8\times10^{18}cm^{-3}$。

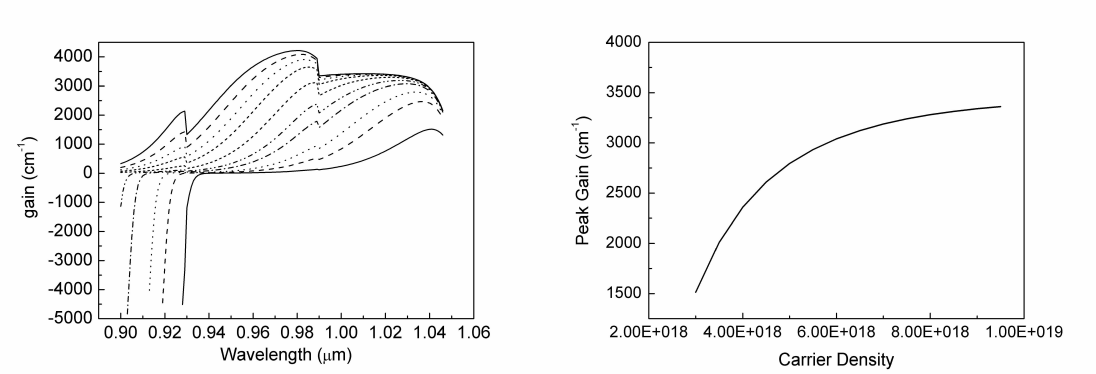


图 2-1 $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ 量子阱增益谱(左)及峰值增益与载流子浓度关系(右)

2.2 VCSELs 反射镜的设计

VCSELs 的反射镜是器件能否实现激射的关键，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。性能良好的反射镜应具有尽可能高的反射率，对激射光的吸收少，及良好的导电、导热性。表 2-1 是几种常见的 VCSELs 所用反射镜的特性比较。在 VCSELs 研制的早期使用的金属膜反射镜由于其较大的吸收及相对较低的反射率现已很少使用。半导体 DBR 反射镜的高反射率、低光吸收率以及低制作成本等优越性能而得到广泛应用，现在商用化的器件绝大多数采用的都是半导体 DBR 反射镜。介质 DBR 反射镜由于制作技术成熟，几乎不存在光吸收，在一些难以外延生长制作半导体 DBR 反射镜或者外延制作困

难的器件中经常使用，但是需要特殊的电极制作方法。此外在一些特殊要求下，也把这些反射镜结合起来作为复合反射镜来使用[2]。

表 2-1 几种常见的 VCSELs 反射镜

特性 / 种类	光吸收系数	反射率	导电性、导热性	备注
金属膜	大	最高 98%即达到饱和	导电性、导热性好	易制作，反射率在退火后降低
介质 DBR	无	数对即可达到 99%以上	不导电、散热性差	工艺成熟
半导体 DBR	小	数十对达到 99%以上	导电、需要考虑散热方法	可以与有源区一起在外延生长时制作

2.2.1 DBR 的反射率

将光学厚度为 1/4 波长，折射率不同的两种材料重复叠加起来形成的 DBR 反射镜具有较高的反射率早已为人们所知。在可以对 DBR 反射镜反射率的进行计算的众多薄膜理论中，特征矩阵法是使用比较广泛的一种非常简单有效的方法，它用矩阵来表示薄膜的特征，直接用矩阵乘积的形式就可以求出反射率的数值。

考虑一光学薄膜 r，其厚度为 d_r，材料的特征光学导纳（简称导纳）为 N_r（即复折射率 $N_r = n_r - ik$，k 为吸收系数），则这一薄膜层可以用下面的特征矩阵来表示[70]：

$$\begin{bmatrix} \cos\delta_r & (i\sin\delta_r)/\eta_r \\ i\eta_r\sin\delta_r & \cos\delta_r \end{bmatrix} \qquad 2\text{-}17$$

式中 $\delta_r = (2\pi N_r d_r \cos\theta_r)/\lambda_0$，$\lambda_0$ 为波长，η_r 为修正导纳，对于 p 偏振光（TM 模）$\eta_r = N_r/\cos\theta_r$，对于 S 偏振光（TE 模）$\eta_r = N_r\cos\theta_r$，θ_r 为给定入射角 θ_0 时薄膜中的折射角，即 $N_0\sin\theta_0 = N_r\sin\theta_r$。

这样，镀制在导纳为η_g衬底上的 n 层膜系的特征矩阵可以表示为：

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{r=1}^{n} \begin{bmatrix} \cos\delta_r & i\sin\delta_r / \eta_r \\ i\eta_r \sin\delta_r & \cos\delta_r \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_g \end{bmatrix} \tag{2-18}$$

由衬底和多层膜组成的膜系的组合导纳为：

$$Y = C/B \tag{2-19}$$

由此可得 DBR 的反射率R、透射率T以及反射相移ϕ分别为：

$$R = \left(\frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right) \left(\frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right)^* \tag{2-20}$$

$$T = \frac{4\eta_g \eta_0}{(\eta_0 B + C)(\eta_0 B + C)^*} \tag{2-21}$$

$$\phi = arctg \left\{ \frac{i\eta_0 (CB^* - BC^*)}{\eta_0^2 BB^* - CC^*} \right\} \tag{2-22}$$

式中η_0是入射材料的导纳。

对 VCSELs 器件使用的 DBR 反射镜来说，每层的光学厚度为(1/4)λ_0，光垂直入射。设n_H和n_L分别是高、低折射率材料的折射率，膜系两边的最外层均为高折射率层，则对 2S+1 层 DBR 反射镜中心波长λ_0处的极大值反射率（忽略吸收）为：

$$R = \left[\frac{1 - (n_H / n_L)^{2S} (n_H^2 / n_g)}{1 + (n_H / n_L)^{2S} (n_H^2 / n_g)} \right]^2 \tag{2-23}$$

可见n_H / n_L的值越大或层数越多，反射率越高，当$(n_H / n_L)^{2S} (n_H^2 / n_g) \gg 1$时，

$R \approx 1-\left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2S}\left(\frac{n_g}{n_H^2}\right)$。

2.2.2 DBR 的吸收

理论上只要增加膜系的层数，DBR 反射镜的反射率可以无限的接近于 100%，但实际上由于薄膜不可避免的存在光学损耗，反射率总是会有一个上限。薄膜中的光学损耗可分为两大类，吸收损耗 A 和散射损耗 As。

薄膜的吸收损耗 A 是可以是薄膜材料的本征吸收，也可以是由杂质或化学组分、结构的缺陷等造成的。吸收损耗反映在消光系数上，高折射率材料的消光系数用 k_H 表示，低折射率材料的消光系数用 k_L 表示。对排列顺序为 HLHL...H，总数为 2S+1 层的 DBR 反射镜，其吸收损耗可用下式表述[71]：

$$A=\frac{2\pi n_0}{n_H^2}(k_H+k_L)[1+(\frac{n_L}{n_H})^2+(\frac{n_L}{n_H})^4+\cdots+(\frac{n_L}{n_H})^{2S}] \qquad 2\text{-}24$$

n_0 为入射介质的折射率。可以看到，DBR 反射镜中相同材料的相邻膜层，吸收率以因子 $(n_L/n_H)^2$ 递减。当 S 足够大时，吸收损耗可写为：

$$A=\frac{2\pi n_0(k_H+k_L)}{n_H^2-n_L^2} \qquad 2\text{-}25$$

如果 DBR 反射镜排列顺序为：HLHL...HL，总共有 2S 层，并且 S 足够大时，其吸收损耗为：

$$A=\frac{2\pi(n_L^2 k_H+n_H^2 k_L)}{n_0(n_H^2-n_L^2)} \qquad 2\text{-}26$$

可以看出，最外层为低折射率膜层降低了 DBR 的反射率，同时增加了膜系的吸收损耗。因此在设计 VCSELs 的 DBR 反射镜时都采用 HLHL...HLH 的结构。

在半导体材料中，经常用到是材料的吸收系数 α 而非消光系数，二者之间的关系为：$\alpha=(4\pi k/\lambda)$，且 $1dB/cm=4.34\alpha$。

散射损耗是薄膜的结构缺陷引起的，它可以分为体内散射和表面散射。前者

是由薄膜内的结构不完善所致，其满足的规律与吸收损耗相同，相当于加大了吸收系数。表面散射是由表面粗糙度引起的，如果表面的均方根粗糙度为σ，σ表示垂直上偏离平均高度的不规则程度，σ越大，表面起伏越大，若$\sigma=0$，则为理想光滑表面。对层数足够多的高反射 DBR 反射镜，假定所有界面上的均方根粗糙度σ都相等，反射镜总的表面散射损耗为：

$$A_s = 32\pi^2 n_0 n_H \left(\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L}\right)\left(\frac{\sigma}{\lambda_0}\right)^2 \qquad 2\text{-}27$$

2.2.3 DBR 的高反射带宽和穿透深度

DBR 反射镜中高反射率的波长范围称为高反射带宽。如果多层膜由 S 个重复的基本周期构成，而基本周期由两层、三层或任意多层数的膜组成，那么多层膜的特征矩阵便为：$\mu = M^S$，式中，M 是基本周期矩阵，并可将它写成

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}$$

满足条件$\left|\frac{1}{2}(m_{11}+m_{22})\right|>1$的波长位于膜系的反射带内，而满足条件$\left|\frac{1}{2}(m_{11}+m_{22})\right|<1$的波长位于膜系的透射带内。由此可知反射带的边界由$\left|\frac{1}{2}(m_{11}+m_{22})\right|=1$确定。对于 DBR 反射镜，每个周期的特征矩阵为：

$$M = \begin{bmatrix} \cos\delta & \frac{i}{n_L}\sin\delta \\ in_L\sin\delta & \cos\delta \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \cos\delta & \frac{i}{n_H}\sin\delta \\ in_H\sin\delta & \cos\delta \end{bmatrix}$$

$$\frac{1}{2}(m_{11}+m_{22}) = \cos^2\delta - \frac{1}{2}\left(\frac{n_H}{n_L}+\frac{n_L}{n_H}\right)\sin^2\delta$$

令等式右边等于-1 就可求出高反射带宽，即：

$$\cos^2\delta_e-\frac{1}{2}(\frac{n_H}{n_L}+\frac{n_L}{n_H})\sin^2\delta_e=-1$$

即：

$$(\frac{n_H-n_L}{n_H+n_L})^2=\cos^2\delta_e$$

因为 $\delta=\frac{2\pi}{\lambda}\frac{\lambda_0}{4}=\frac{\pi}{2}\frac{\lambda_0}{\lambda}=\frac{\pi}{2}g$，其中 $g=\frac{\lambda_0}{\lambda}$，令高反射带的边界值为 $\delta_e=\frac{\pi}{2}g_e=\frac{\pi}{2}(1\pm\Delta g)$，则 $\cos^2\delta_e=\sin^2(\pm\frac{\pi}{2}\Delta g)$，由此可得 $\Delta g=\frac{2}{\pi}\sin^{-1}(\frac{n_H-n_L}{n_H+n_L})$，则高反射带的波长宽度为：

$$\Delta\lambda=\lambda_0/(1-\Delta g)-\lambda_0/(1+\Delta g)\approx 2\Delta g\lambda_0 \qquad 2\text{-}28$$

这表明高反射带的带宽仅仅同构成 DBR 的两种材料的折射率有关，折射率的比值越大，高反射带宽越宽。

当光入射到 DBR 发生反射时，总会有光进入到 DBR 反射镜的内部，从入射表面到光进入到 DBR 的深度称为 DBR 的穿透深度。文献[73]用微扰法计算了长度为 L_{DBR} 的 DBR 反射镜的穿透深度 L_{eff} 为：

$$\frac{L_{eff}}{L_{DBR}}=\frac{1}{2}\cdot\frac{\tanh(\kappa L_{DBR})}{\kappa L_{DBR}} \qquad 2\text{-}29$$

式中 κ 为耦合系数，$\kappa=\frac{\pi}{\lambda_0}(n_H-n_L)$。对 VCSELs 使用的半导体 DBR 反射镜来说，有 $\kappa L_{DBR}=\frac{\pi}{4}\left(\frac{n_H^2-n_L^2}{n_Hn_L}\right)S$，$S$ 为 DBR 的对数。对常用的 $AlGaAs/GaAs$ DBR 反射的低高折射率分别为 2.995 和 3.5，则 20 对 DBR 反射镜的穿透深度为 $L_{eff}\approx 0.1L_{DBR}$，即穿透深度约为 2 对 DBR 的厚度。

2.2.4 VCSELs 的谐振腔

前面我们提到过，要获得性能良好的 VCSELs 器件需要使材料增益谱峰值波长与两高反射镜反射中心波长及谐振腔的波长精确匹配，在计算出材料的增益谱峰值波长并由此确定 DBR 的反射中心波长后，下一步就是确定谐振腔的波长了。两个具有相同反射中心波长 λ_0 的 DBR 反射镜中间夹有厚度为 L_c，折射率为 n_c 的有源区而构成一个谐振腔。设两 DBR 的反射相移分别为 ϕ_1，和 ϕ_2，则在中心波长 λ_0 处的谐振条件为[2]：

$$\phi_1+\phi_2+\frac{4\pi n_c}{\lambda_0}L_c=2\pi q_m \quad q_m=1,2,3,... \tag{2-30}$$

当 $n_c<n_H$ 时，$\phi_1=\phi_2=\pi$，$L_c=\frac{q_m-1}{2}\cdot\frac{\lambda_0}{n_c}$，当 $q_m=2$ 时，$L_c=\lambda_0/(2n_c)$，此时构成有源区中心为驻波波峰的 $\lambda_0/2$ 谐振腔。而当 $n_c>n_H$ 时，$\phi_1=\phi_2=0$，$L_c=\frac{q_m}{2}\cdot\frac{\lambda_0}{n_c}$，当 $q_m=2$ 时，$L_c=\lambda_0/n_c$，构成有源区中心为驻波波峰的 λ_0 谐振腔，这就是大多数 VCSELs 器件所采用的结构。这样确定了谐振腔后就可以实现材料增益谱峰值波长与两高反射镜反射中心波长及谐振腔的精确匹配。同时我们看到，在这两种谐振腔中有源区的中心都是驻波波峰的位置，若将量子阱放置在此处可以获得良好的增益匹配。

可以容易的求得 VCSELs 的纵模间隔为：$\Delta\nu=c/2\left(n_cL_c+n_{DBR}L_{eff1}+n_{DBR}L_{eff2}\right)$，其中 n_{DBR} 为 DBR 反射镜材料的平均折射率，L_{eff1} 和 L_{eff2} 分别为两个 DBR 反射镜的穿透深度。由此可见，VCSELs 较短的谐振腔腔长，大大增加了纵模间的间隔，从而大大的增加了纵模间的增益差，使得 VCSELs 可以在高速直接调制下保持单纵模工作特性。

2.2.5 低阻半导体 DBR 设计

由前文我们知道，近红外波段的 VCSELs 器件始终具有优异的器件性能，其最主要的原因是位于此波段的有源区材料的晶格常数与 GaAs 衬底基本一致，可以采用外延生长技术十分成熟的 AlAaGa/GaAs 半导体 DBR 作为 VCSELs 器件的反射镜，只需一次外延生长就可以制作出谐振腔。AlAaGa/GaAs DBR 反射镜不仅可以提供高的反射率，掺杂后具有导电性使其可以成为电流的通路，进一步降低了器件结构的复杂性。从 2.2.1 节可知制作 DBR 的两种半导体材料的折射率差越大，获得高反射率所需的对数越少，但是由于半导体材料的能带与材料的折射率有近似线性的关系，折射率差越大的两种材料的带隙差也越大，因而两种半导体材料构成的同型异质结界面处能带不连续性(band discontinuities)也越大，在异质结的界面处的势垒也就越高。这些势垒阻碍了电流在 DBR 中的流动，形成较大的电阻，特别是由于空穴具有更大的有效质量，在 P 型 DBR 中情况更为严重。较大的电阻使器件生成的焦耳热更多，阻碍了器件的高功率输出。为了降低电阻，就需要消除异质结界面处的势垒，改善能带的不连续性，实现导带或价带的连续。由半导体物理可知采用掺杂和渐变结构可以改变异质结间的能带，下面我们以 P 型 AlGaAs/GaAs DBR 为例来说明利用掺杂和渐变结构来改善价带的不连续性，降低半导体 DBR 电阻的方法。

理论上对任何一种渐变异质结，都可以找到一种掺杂方式来实现异质结间价带的连续，但是我们必须从技术上和对器件性能的影响上综合考虑。首先在获得高反射率的同时尽量选择折射率差较小的两种材料制作 DBR，来降低固有的能带不连续性，为了降低吸收损耗，掺杂浓度必须保持在一个较低的水平，其次还要考虑外延生长的可操作性和可重复性。

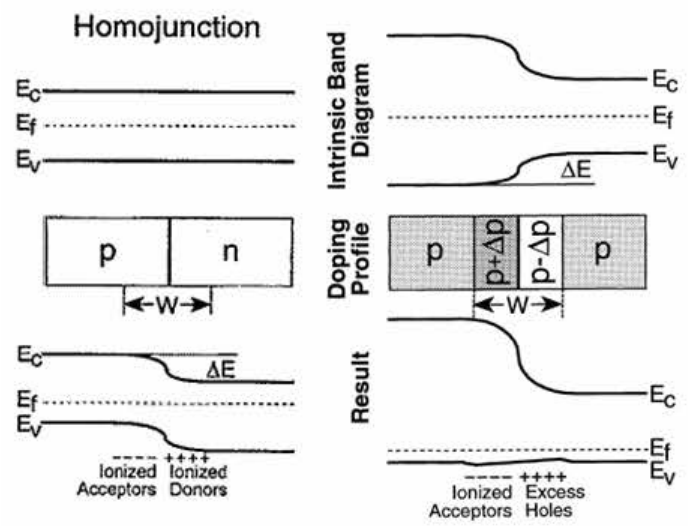


图 2-2 掺杂的同质结能带示意图及阶梯型掺杂抛物线型渐变异质结能带示意图[75]

从泊松方程可知空间电荷会使半导体材料的能带发生抛物线型弯曲，因此一个简单的方法是使用空间电荷来补偿由抛物线型渐变而形成的能带不连续[74]。图 2-2 掺杂的同质结能带示意图及阶梯型掺杂抛物线型渐变异质结能带示意图[75]。图中左侧为突变型同质结，在界面处，空间电荷使能带发生抛物线型弯曲，由泊松方程可以求出耗尽层的宽度 W 的表达式为：

$$W=\sqrt{\frac{2\varepsilon_s\Delta E}{q}\left(\frac{N_A+N_D}{N_AN_D}\right)} \qquad 2\text{-}31$$

式中 q 为电子电量，ε_s 为材料介电常数，N_A 和 N_D 分别为 P 型和 N 型的掺杂浓度，ΔE 为能带的不连续差值。从这个公式出发，我们可以通过选择合适的阶梯型掺杂浓度和抛物线型渐变宽度在同型异质结中实现价带的连续，如图中右侧所示，也就是说如果我们可以在同型异质结中引入一个 p-n 结型的区域，就可以用它对能带产生的弯曲来补偿由抛物线型渐变带来的能带弯曲，从而实现价带的连续。设计中需要注意以下几个原则，首先，使用阶梯型掺杂后平均掺杂应为 P 型以利于空穴的传输，其次，为了减少对光的吸收使用阶梯型掺杂后平均掺杂浓度应保持在较低水平，第三，为了补偿抛物线型渐变造成的能带不连续，需要界面 AlGaAs 层处有带负电的空间电荷(即高的 P 型掺杂)而 GaAs 层处有带正电的空

间电荷(即减少 P 型掺杂浓度)。例如在掺杂浓度为 $N_A=1\times10^{18}cm^{-3}$ 的 P 型 DBR 中，要改善价带的不连续性，可以在界面处 AlGaAs 层的掺杂改为 $N_A+\Delta p$，而在 GaAs 层掺杂改为 $N_A-\Delta p$，然后由公式 2-31 计算出异质结中抛物线型渐变层宽度 W。渐变层宽度 W 和掺杂量 Δp 的关系可以近似表示为：

$$\Delta p \approx \frac{4\varepsilon_s \Delta E_v}{qW^2} \qquad 2\text{-}32$$

由上式可以看出 Δp 越大，渐变层宽度 W 越小。如对 $Al_{0.67}Ga_{0.33}As$/GaAs DBR 来说，$\Delta E_v \approx 320meV$，当选择 $\Delta p = N_A$ 即在 GaAs 层不主动掺杂时，计算得到的渐变层宽度 W 约为 27nm。

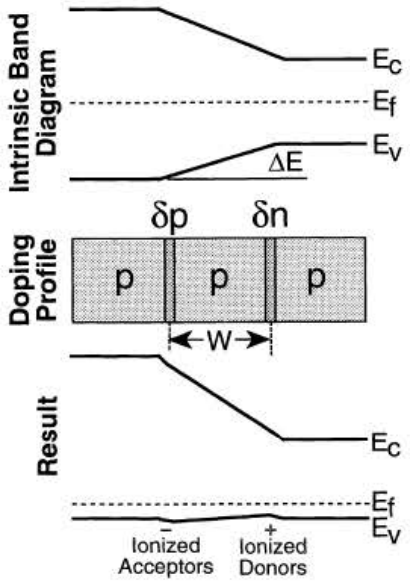


图 2-3 德尔塔型掺杂示意图[76]

另一种改善价带不连续的方法是可以采用线性渐变异质结构和德尔塔型掺杂(delta-dipole doping)。图 2-3 德尔塔型掺杂示意图[76]。这种方法是在渐变区的两侧通过德尔塔型掺杂引入两个空间电荷层，由这两个空间电荷层组成的类似平板电容的结构形成稳恒的电场来补偿由线性渐变异质结构而产生的能带弯

曲。使用简单的电容模型[76]中的$Q \propto \Delta E_v / W$关系，可以得到渐变层两端的掺杂和渐变层宽度 W 的关系为：

$$\delta n = \delta p \approx \frac{\varepsilon_s \Delta E_v}{qW} \qquad 2\text{-}33$$

由这个公式在确定了渐变层厚度 W 后，就可以确定掺杂了。例如对 $Al_{0.67}Ga_{0.33}As/GaAs$ DBR 来说选择 W=16nm，则可计算出$\delta n = \delta p \approx 1.13 \times 10^{12} cm^{-2}$。

2.3 VCSELs 参数设计

设计和制作 VCSELs 需要一个反复的过程，不断改进现有设计并制作器件进行验证非常的昂贵和费时。建立器件模型后进行模拟计算可以帮助缩短设计周期，降低成本。由于 VCSELs 与边发射激光器激光出光方向的差异，边发射激光器的设计模型可能不适用于 VCSELs 器件的设计与分析。例如：获得高的纵模抑制比是设计边发射激光器主要考虑的一个方面，但对于 VCSELs 来说，由于其极短的谐振腔长，器件较易实现单纵模工作。对边发射激光器，提高电光转换效率是通过提高横向限制因子（即将光增益介质放置在横向场分布峰值处），但在 VCSELs 中是通过提高纵向限制因子来实现的（即将光增益介质放置在纵向光驻波的峰值处）。此外，自热效应、高的腔面反射率是 VCSELs 所独有的特点，在设计高性能 VCSELs 器件时必须加以考虑，而这些在设计边发射激光器时通常都予以忽略。因此，VCSEls 的设计标准与边发射有很大的不同。本小节以获得高功率 VCSELs 器件为目标，讨论了 VCSELs 的设计方法，对 VCSELs 的阈值电流密度，微分量子效率，输出功率，电光转换效率等做了详细的分析。

2.3.1 参数设计基础

在对内量子效率η_i很高（一般$\eta_i \approx 1$）的半导体激光器进行设计时，阈值电流密度和微分量子效率是首先考虑的两个主要的因素。在不考虑器件内部温升及温度对材料增益、波导等影响的情况下，对 VCSELs 来说，其输出功率通常可以用下面的公式表示[77]：

$$P = A_{eff}\frac{h\nu}{q}(J - J_{th})\eta_d \qquad 2\text{-}34$$

其中，A_{eff} 为激光器的出射面积，η_d 为微分量子效率，J_{th} 为阈值电流密度，$h\nu$ 是激射波长的光子能量，q 为电子的电量。从表达式中可以看出，要获得高的输出功率，就要在 η_d 和 J_{th} 之间取得平衡。

2.3.2 相对限制因子

我们首先来讨论一下限制因子Γ，对半导体激光器限制因子可以表示为[2]：

$$\Gamma = \Gamma_t\Gamma_z \qquad 2\text{-}35$$

其中 Γ_t 为横向限制因子，Γ_z 为纵向限制因子。图 2-4 VCSELs 谐振腔结构示意图。从图中可以看出，与边发射激光器不同，为了获得高的模式增益，VCSELs 是通过提高纵向限制因子来实现的。对 VCSELs 而言，当器件横向尺寸大于 5 微米时 $\Gamma_t \approx 1$。

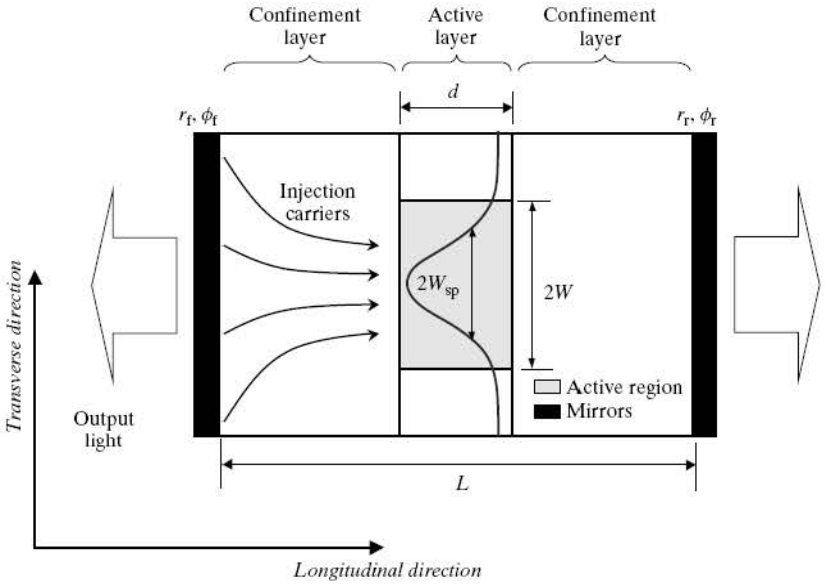


图 2-4 VCSELs 谐振腔结构示意图

由两高反射 DBR 构成的 VCSELs 谐振腔中驻波光场的强度分布可以表示为[87]：

$$E(z)=E_0\cos(\beta z) \tag{2-36}$$

其中 E_0 为常数，$\beta=(2\pi)/\lambda=(2\pi n_c)/\lambda_0$ 。这样纵向限制因子表示为：

$$\Gamma_z=\frac{\int_{active}E^2(z)dz}{\int_L E^2(z)dz} \tag{2-37}$$

通过积分可以得到纵向限制因子表达式为：

$$\Gamma_z=\frac{d}{L}\left\{1+\frac{\sin(\beta d)}{\beta d}\right\}\equiv\frac{d}{L}\Gamma_r \tag{2-38}$$

式中 Γ_r 称为相对限制因子，它是有源区厚度 d 的函数。对我们前面介绍过的大多数 VCSELs 器件所采用的 λ_0 谐振腔来说，当有源区采用较薄的单量子阱结构时，$\Gamma_r\to 2$，当有源区全部充满增益介质即 $d=\lambda_0/n_c$ 时，$\Gamma_r=1$，对经常使用的三个量子阱结构，如 980nm VCSELs 经常使用的 3 个 8nm 厚的量子阱和 10nm 厚的势垒组成的有源区，$\Gamma_r=1.83$ 。

2.3.3 阈值电流密度

由 VCSELs 的自持振荡条件可以推出阈值增益 g_{th} 表达式为[78]：

$$\Gamma g_{th}=\alpha_{in}+\Gamma\alpha_{diff}+L^{-1}\ln\left(1/\sqrt{R}\right) \tag{2-39}$$

式中 α_{in} 为总的腔内损耗，α_{diff} 为衍射损耗，Γ 为限制因子，L 为谐振腔腔长，R 等于上下两个 DBR 反射率 R_1 和 R_2 之积，即 $R=R_1\cdot R_2$。在如图 2-5 所示的量子阱结构中，α_{in} 可以表示为：

$$\alpha_{in}=\Gamma_w\alpha_{ac}+\Gamma_b\alpha_b+\Gamma_{sch}\alpha_{sch}+\alpha_{conf}\frac{L-d}{L} \tag{2-40}$$

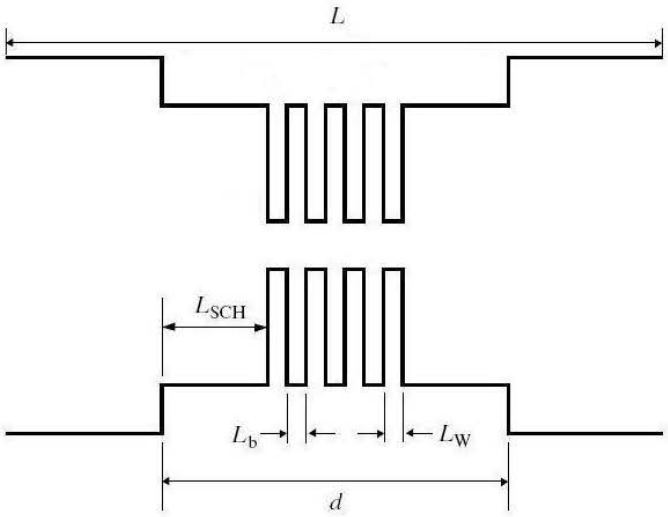


图 2-5 分别限制多量子阱结构示意图

其中量子阱的限制因子$\Gamma_w = \frac{n_w L_w}{L}$，$n_w$，$L_w$分别为量子阱的数目和阱宽，$\alpha_{ac}$，$\alpha_b$，$\alpha_{sch}$，$\alpha_{conf}$分别为量子阱，势垒，分别限制层及空间层的损耗。$\Gamma_b = (n_w - 1)L_b / L$，$L_b$为势垒的宽度，$\Gamma_{sch} = d/L - \Gamma_w - \Gamma_b$，$d$为有源区的总厚度。

如果假设VCSELs的横向光场分布为高斯型，且光束半径为W_{sp}，则α_{diff}可以表示为[7][79]：

$$\alpha_{diff} = -\frac{1}{d}\ln\left(2\cdot\left(2+3\left(\frac{L-d}{4n_{eff}k_0W_{sp}^2}\right)^2+\left(\frac{L-d}{4n_{eff}k_0W_{sp}^2}\right)^4\right)^{-1}\right) \qquad 2\text{-}41$$

其中n_{eff}为谐振腔的有效折射率。可见对大直径的VCSELs器件，α_{diff}可以忽略。

由公式2-16得到阈值载流子浓度N_{th}可以表示为：

$$N_{th} = N_0 \exp\left(\frac{g_{th}}{g_0}\right) \qquad 2\text{-}42$$

由量子阱中载流子的速率方程[80]可以求解出在阈值处，阈值电流密度与载流子浓度的关系为：

$$J_{th} = N_{th}\frac{qn_w L_w}{\tau_{eff}\eta_i} \approx qn_w L_w B_{eff} N_{th}^2 \qquad 2\text{-}43$$

其中 B_{eff} 为有效辐射复合常数。

整理公式 2-39，2-42 和公式 2-43 后得出阈值电流密度的表达式为：

$$J_{th} = \left(qn_w L_w B_{eff} N_0^2\right)\cdot\exp\left(\frac{2}{g_0\Gamma}\left\{\alpha_{in} + \frac{1}{L}\ln\left(\frac{1}{\sqrt{R}}\right)\right\}\right) \qquad 2\text{-}44$$

图 2-6 是由公式 2-44 计算的两 DBR 反射镜反射率乘积 R 等于 0.995，0.99 和 0.985 时阈值电流密度与 InGaAs/GaAs 多量子阱个数的关系曲线。计算中使用的参数如下：$L_w = 8nm$，$L_b = 10nm$，$\alpha_{in} = 25cm^{-1}$，$B_{eff} = 1.5\times10^{-10}$，$g_0 = 2100cm^{-1}$，$N_0 = 1.8\times10^{18}cm^{-3}$。

从图 2-6 曲线中可以看出，当量子阱数目小于 3 时，阈值电流密度随量子阱数目的增加而急剧降低，当量子阱的数目达到 3 以上时，阈值电流密度不再降低或降低很少，并且随着量子阱数目的增加，阈值电流密度开始增加，因此量子的数目有一最优值。从外延生长等多方面考虑，量子阱一般选择 3 个为宜。

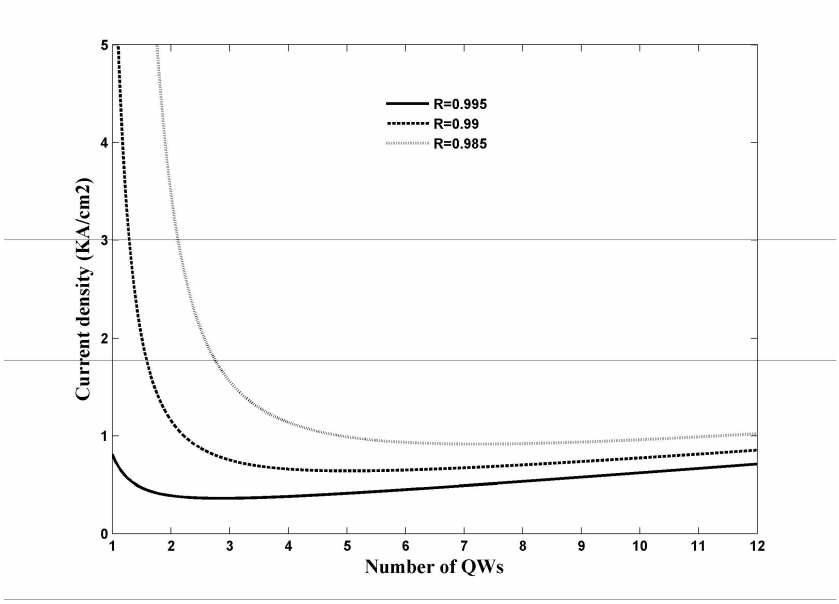


图 2-6 阈值电流密度J_{th}与量子阱数n_w及反射率R之间的关系

同时，从图 2-6 中还可以看到，DBR 反射镜的反射率对器件的阈值也会产生很大的影响，对总的腔内损耗不变的情况下，阈值电流密度随反射镜反射率的增加而降低，因此要获得低阈值电流密度的 VCSELs 器件，DBR 反射镜的反射率应尽量取较高值。但同时 DBR 反射镜的反射率也不能太高，这是因为反射镜的反射率不仅关系到提供反馈到光学谐振腔的能量的多少，同时也关系到从谐振腔中出射的光功率的大小。过高的反射率使得从光学谐振腔中耦合出来的光减少，降低 VCSELs 器件的输出功率。

图 2-7 不同 DBR 反射率R下，阈值电流密度J_{th}与总的腔内损耗α_{in}之间的关系。计算中假设不出光面 DBR 的反射率为 1。从曲线中可以看出，在 DBR 反射率为定值时，阈值电流密度随总腔内损耗的减小而降低，虽然降低 DBR 反射镜的反射率会增加光学谐振腔的总的光学损耗，导致器件的阈值电流密度的增大，而在 DBR 反射镜反射率很高的情况下，器件中总腔内损耗占有主要地位，这时 DBR 反射镜反射率的轻微降低不会使器件的阈值电流密度出现较大的变化，同时，降低的 DBR 反射镜的反射率还会使从光学谐振腔中耦合出来的光增加，进而增大 VCSELs 器件的输出功率。

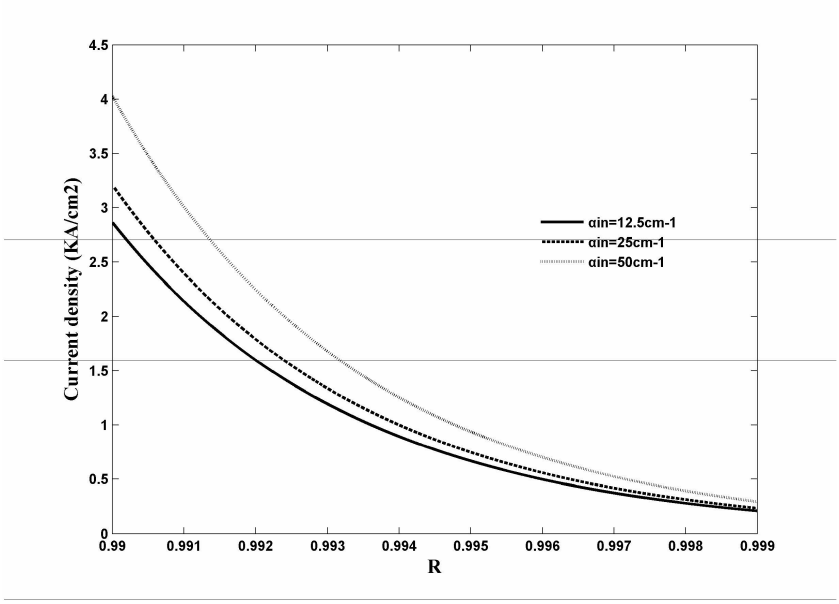


图 2-7 不同 DBR 反射率 R，阈值电流密度 J_{th} 与总腔内损耗 α_{in} 之间的关系

2.3.4 微分量子效率

微分量子效率 η_d 的定义为出射光损耗与全部损耗之间的比值[77]，即：

$$\eta_d = \eta_i \frac{L^{-1}\ln\left(1/\sqrt{R}\right)}{\alpha_{in} + \alpha_{diff} + L^{-1}\ln\left(1/\sqrt{R}\right)} \qquad 2\text{-}45$$

由于器件中的损耗不可避免，所以对不同的损耗 α_{in} 和 α_{diff}，可以选择最优的 DBR 反射镜反射率来获得最高的微分量子效率。图 2-8 不同损耗下，微分量子效率与 DBR 反射镜反射率的关系。计算中假设内量子效率 $\eta_i = 1$，其中不出光面 DBR 的反射率为 1，且假设为大口径 VCSELs 器件，衍射损耗 α_{diff} 等于 0。从图中可以看到，VCSEls 的微分量子效率随内部损耗的减小而增大。因此，对于 VCSELs 来说，减小内部损耗不仅会降低器件阈值电流密度，同时也会增大微分量子效率。减少总腔内损耗的途径有：改进外延生长工艺，提高外延生长的晶体质量，减少外延生长晶体中的缺陷；设计合理的工艺制作流程，减少工艺工程中对芯片造成的损伤等。同时我们也看到微分量子效率随 DBR 反射镜反射率的增加而下降，特

别是在高反射率区域（R>99.5%），其值急剧下降。这恰与阈值电流密度与 DBR 反射率的关系相反，这就要求我们在进行 VCSELs 设计时，选择一个最合理的 DBR 反射率，保证器件具有较低的阈值电流密度和较高的微分量子效率。

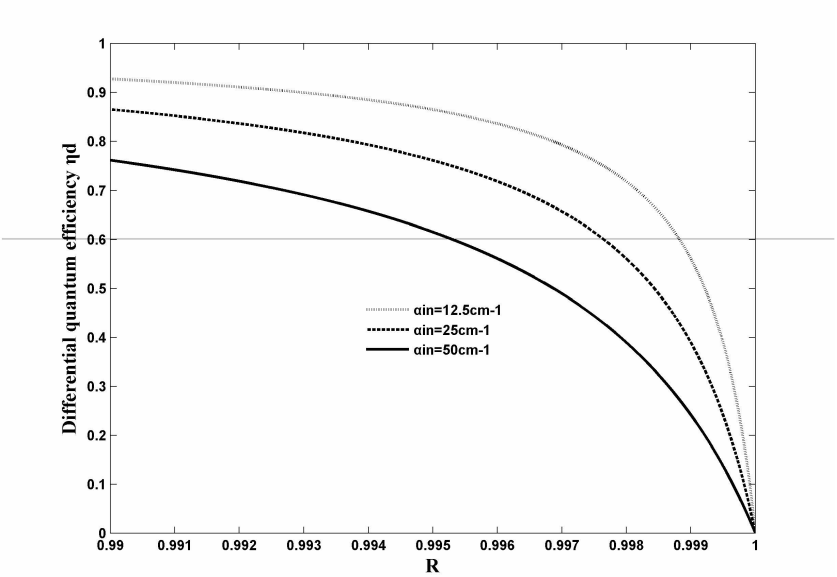


图 2-8 不同损耗下，微分量子效率与 DBR 反射镜反射率的关系

此外，由于微分量子效率η_d与内量子效率η_i成正比，要提高微分量子效率η_d也必然要提高内量子效率，精确的设计及良好的生长及工艺处理也十分必要。

2.3.5 电光转换效率

电光转换效率的定义为 VCSELs 的输出光功率与输入电功率的比值[81]，即：

$$\eta_{wp}=\frac{P}{I^2R_d+IV_0} \qquad 2\text{-}46$$

式中I为器件的注入电流，R_d为器件的微分电阻，V_0为开启电压。需要说明的是，在阈值以上V_0随输出光功率的变化很小，对电光转换效率的影响不大，所以可以设为常数。将注入电流写成下面的形式：

$$I-I_{th}=x\cdot I_{th} \qquad 2\text{-}47$$

则由公式 2-34，2-46 和公式 2-47 整理后可以得到 VCSELs 器件的电光转换效率为：

$$\eta_{wp}=\frac{h\nu\cdot x\cdot\eta_d/q}{(1+x)^2 I_{th}R_d+(1+x)V_0} \tag{2-48}$$

将上式对 x 求导，由 $\partial\eta_{wp}/\partial x=0$ 就可以求出电光转换效率 η_{wp} 的最大值，即当：

$$x=\sqrt{1+\frac{V_0}{I_{th}R_d}}=\sqrt{1+\xi} \tag{2-49}$$

其中 $\xi=V_0/(I_{th}R_d)$，为器件的特征参数，η_{wp} 的最大值表示为：

$$\eta_{wp,\max}=\frac{V_v}{V_0}\cdot\eta_d\cdot\left(1-\frac{2}{1+\sqrt{1+\xi}}\right) \tag{2-50}$$

其中 $V_v=(h\nu)/q$，只与激射波长有关。

由此可以看出提高 η_{wp} 的途径有：提高微分量子效率 η_d，减小器件的微分电阻，减小器件的阈值电流 I_{th}。

如果 $\xi\gg1$，则由公式 2-50 可以估计出 VCSELs 的最大电光转换效率 η_{wp} 为：

$$\eta_{wp,\max}\approx\frac{V_v}{V_0}\cdot\eta_d\cdot\left(1-\frac{2}{\sqrt{\xi}}\right) \tag{2-51}$$

需要注意的是，上式只有在 $\xi\gg50$ 时才较好成立，此时计算出的最大 η_{wp} 与实验值的误差小于 5%，但是对于 VCSELs 来说，其 ξ 很难达到 50。

为了更好的分析器件中各种参数对 η_{wp} 的影响，我们将公式 2-50 对微分量子效率 η_d 及 ξ 求导后写成如下形式：

$$\frac{\Delta\eta_{wp,\max}}{\eta_{wp,\max}}=\frac{\Delta\eta_d}{\eta_d}+\frac{1}{\sqrt{1+\xi}}\cdot\frac{\Delta\xi}{\xi} \qquad 2\text{-}52$$

从上式中可以清楚的看出，微分量子效率η_d对η_{wp}的影响远大于ξ对η_{wp}的影响。例如，当$\xi=24$时，ξ值增加的对η_{wp}增加的贡献率只有相同增量η_d的五分之一，或者换句话说如果需要将η_{wp}提高 5%，只需将η_d由 70%提高到 73.5%，而要想通过提高ξ来获得相同的效果，则需要将器件的微分电阻R_d降低 30%。因此，要制作高效率的 VCSELs 器件，首要的努力方向是提高微分量子效率η_d而不是降低阈值电流和电阻。

ξ可以看出是一个判断 VCSELs 器件性能好坏的特征参数。如果$\xi<10$，则该器件的性能很差（除非该器件具有极高的微分量子效率η_d），如果$\xi>50$，则说明器件的性能良好。将ξ作为判断器件性能好坏的特征参数的另一个有优点是，只需对器件的电流-电压特性进行测量，而不需要对光学特性进行测量就可以得到ξ值[82][83]，其中阈值电流可以通过电压的拐点来判断。

以上讨论并没有考虑到 VCSELs 器件尺寸的影响，要分析不同尺寸 VCSELs 的光电转换效率，需要将影响器件性能最主要的电流扩展和载流子扩展(spreading)考虑进来，则不同尺寸 VCSELs 器件的阈值电流和微分量子效率的表达式可以写成下面的形式[84]：

$$I_{th}=J_{\inf}\pi r_a^2+\frac{I_0}{2}+r_a\sqrt{\pi I_0 J_{\inf}} \qquad 2\text{-}53$$

$$\eta_d=\eta_{\inf}\Big/\left(1+D_0/D_a\right) \qquad 2\text{-}54$$

式中$r_a\left(D_a\right)$为 VCSELs 器件的半径（直径），I_0为特征扩展电流，D_0为特征扩展长度，$J_{\inf}$和$\eta_{\inf}$分别为无扩展时（器件尺寸为无限大时）的阈值电流密度

和微分量子效率。这两个参数只依赖于器件的内部参数，如 DBR 反射率，内部损耗，量子阱的数目，限制因子，内量子效率及材料的增益系数等，可以使用节 2.3.3 阈值电流和节 2.3.4 微分量子效率中的公式来计算。

VCSELs 器件可以分为底发射结构和顶发射结构，如图 2-9 所示。这两种结构器件的微分电阻 R_d 具有不同的表达形式：

1)对底发射结构(bottom-emitting)[85]:

$$\frac{1}{R_d}=\frac{1}{R_L}+\frac{1}{R_v}=\frac{2\pi r_a}{\rho_{0,n}}+\frac{\pi r_a^2}{\rho_{\inf,n}} \qquad 2\text{-}55$$

式中 $\rho_{\inf,n}\left(\Omega\cdot cm^2\right)$ 和 $\rho_{0,n}\left(\Omega\cdot cm\right)$ 为垂直特征电阻率和水平特征电阻率，R_L 为水平方向的电阻（与器件直径成反比），R_v 为垂直方向的电阻（与器件面积成反比）。

2）对顶发射结构(top-emitting)[86]：

$$R_d=R_L+R_v=\frac{\rho_{\inf,p}}{2\pi r_a}+\frac{\rho_{0,p}}{\pi r_a^2} \qquad 2\text{-}56$$

式中 $\rho_{\inf,p}\left(\Omega\cdot cm\right)$ 和 $\rho_{0,p}\left(\Omega\cdot cm^2\right)$ 为垂直特征电阻率和水平特征电阻率，R_L 为水平方向的电阻（与器件直径成反比），R_v 为垂直方向的电阻（与器件面积成反比）。

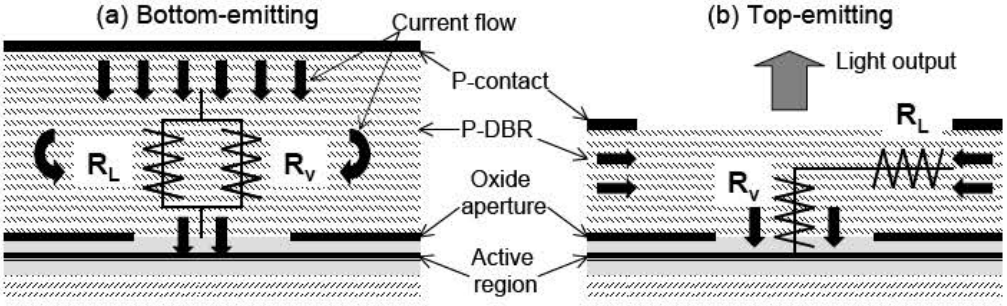


图 2-9VCSELs 器件的串联电阻示意图，(a)底发射器件结构，(b)顶发射器件结构。

两种结构具有不同的微分电阻，因此即使两种结构的器件具有相同的尺寸，它们的电光转换效率也不相同，下面分别对底发射结构和顶发射结构在不同尺寸时的电光转换效率进行介绍：

1）对底发射结构

当器件的尺寸为无限大时，ξ_n 和电光转换效率可以表示成：

$$\xi_{\mathrm{inf},n}=\frac{V_0}{J_{\mathrm{inf},n}\rho_{\mathrm{inf},n}} \tag{2-57}$$

$$\eta_{wp,\mathrm{inf},n}=\eta_{\mathrm{inf},n}\frac{V_v}{V_0}\left(1-\frac{2}{1+\sqrt{1+\xi_{\mathrm{inf},n}}}\right) \tag{2-58}$$

利用公式 2-57，可将任意尺寸的 VCSELs 器件的 ξ_n 写成：

$$\xi_n=\xi_{\mathrm{inf},n}\left(\frac{2\pi r_a J_{\mathrm{inf},n}\rho_{\mathrm{inf},n}/\rho_0+\pi r_a^2 J_{\mathrm{inf},n}}{\pi r_a^2 J_{\mathrm{inf},n}+\frac{I_{0,n}}{2}+r_a\sqrt{\pi I_0 J_{\mathrm{inf},n}}}\right) \tag{2-59}$$

为了判断具有最高光电转换效率的器件尺寸，定义一个无量纲的参数 x_0：

$$x_0=2\frac{\rho_{\mathrm{inf},n}}{\rho_0}\sqrt{\frac{\pi J_{\mathrm{inf},n}}{I_{0,n}}} \tag{2-60}$$

当 $x_0\le 1$ 时，$\xi_{\mathrm{inf},n}>\xi_n$，则当器件的尺寸无无穷大时，电光转换效率最大，即器件的尺寸越大高电光转换效率越高，当 $x_0>1$ 时，器件的电光转换效率在一固定尺寸时取得最大值 $\eta_{n,opt}$。此尺寸处对应的 ξ_n 可以表示为[85]：

$$\xi_{n,opt}=\xi_{\mathrm{inf},n}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\left(\sqrt{2x_0(x_0-1)+1}-1\right)^2}{\sqrt{2x_0(x_0-1)+1}-1+x_0}\right) \tag{2-61}$$

由此可以求得最高电光转换效率所对应的器件尺寸。其他大于这最优化尺寸

器件的最高光电转换效率介于$\eta_{n,opt}$与$\eta_{\inf,n}$之间（小于最优化尺寸器件因会产生很大的衍射损耗而使光电转换效率低于$\eta_{n,opt}$）。

以上公式中的各个特征参量$I_0, D_0, \rho_{\inf,n}, \rho_{0,n}$可以根据器件结构使用有限元的方法进行计算，或者更精确的方法是制作不同尺寸的 VCSELs 器件，测试它们的微分电阻，阈值电流及斜率效率，采用曲线拟合的方式来确定。

2）对顶发射结构

当器件的尺寸为无限大时，ξ_p和电光转换效率可以表示成：

$$\xi_{\inf,p} = \frac{4V_0}{J_{\inf,p}\rho_{\inf,p}D_a} \tag{2-62}$$

$$\eta_{wp,\inf,p} = \frac{\eta_{\inf,p}}{1+D_0/D_a}\frac{V_v}{V_0}\left(1-\frac{2}{1+\sqrt{1+\xi_{\inf,p}}}\right) = \eta_{\inf,p}\frac{V_v}{J_{\inf,p}\rho_{\inf,p}D_a} \tag{2-63}$$

由此可以看出，与底发射结构不同，顶发射结构器件随器件尺寸D_a的增加，电光转换效率趋于零。产生这种不同的原因在于器件的微分电阻R_d与器件尺寸D_a的关系不同，大尺寸底发射器件的电阻与器件的面积成反比，而大尺寸顶发射器件的电阻与器件的直径成反比，电阻下降较缓和，成为大尺寸顶发射获得高电光转换效率的主要障碍。同底发射结构相同，以上公式中的各个特征参量$I_0, D_0, \rho_{\inf,n}, \rho_{0,n}$也可以由理论计算或实验曲线拟合求得。

2.4 VCSELs 的热特性

VCSELs 的可动态单模工作，具有圆形输出光束，可二维单片集成以及可以在片检测等优点使其从二十世纪九十年代开始成为研究的热点。在具有这些优势的同时，由于 VCSELs 的特殊结构，也表现出了一些不利的特性，例如高阶横模激射输出，难以进行偏振控制等[88]。实际上，被人们广泛承认的阻碍 VCSELs 性

能提高的是其自热效应(Self-heating)。VCSELs 的自热效应可以归因于其极高的热产生率及热积累。VCSEL 的谐振腔是由两个具有极高反射率的半导体 DBR 反射镜中间夹着一有源区构成的。由于构成 DBR 的两种半导体材料存在着较大的势垒差，同时为了获得高反射率两个 DBR 的周期数都在 20 对以上，造成了半导体 DBR 的高电阻特性。掺杂的半导体 DBR 反射镜的电阻值远远高于边发射器件的电阻，更大的电阻使得 VCSELs 在工作时产生的热量更多。另一方面，由于产生的热量需要经过多层 DBR 才能传输到热沉中，使得 VCSEls 器件的热阻也远高于边发射器件的热阻，散热能力较低。这就使 VCSELs 器件在工作状态下，有源区的温度高于边发射器件。有源区温度的升高导致阈值电流密度增加，输出功率降低，激射波长向长波方向漂移。此外，半导体激光器的寿命通常随温度的升高呈指数下降，降低自热效应的影响也有助于提高器件的使用寿命。本小节讨论了热效应对 VCSELs 参数的影响，理论分析了激射波长，阈值电流及输出功率与温度之间的关系，讨论了考虑温度的影响下提高输出功率的方法。

2.4.1 激射波长随温度的变化

图 2-10 典型的 VCSELs 结构示意图。N 型和 P 型 DBR 中间夹着空间层，有源区位于空间层的中心，如果器件的激射波长被设计为 λ_R，则空间层及两个 DBR 中各层的光学厚度应为 λ_R 和 $\lambda_R/4$，这时有源区位于驻波波峰的位置，可以获得最大增益（见 2.2.4 VCSELs 的谐振腔）。此时，激射波长 λ_R 可以表示为：

$$\lambda_R = n_{spacer} h_{spacer} \qquad 2\text{-}64$$

式中 n_{spacer} 为空间层的有效折射率(包含有源区)，h_{spacer} 为空间层的物理厚度(包含有源区)。

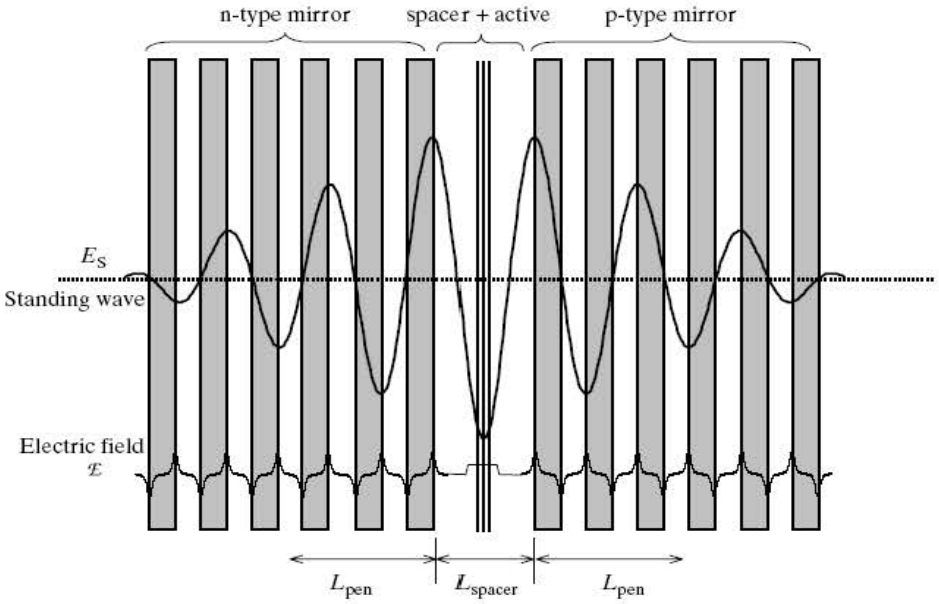


图 2-10 典型的 VCSELs 结构示意图

需要指出的是每层的折射率和厚度都随着温度的变化而变化，因此要计算激射波长 λ_R 随温度的变化，需要先知道折射率随温度的变化 Δn 及厚度随温度的变化 Δh。一般情况下，有如下的关系：

$$\Delta \mathrm{n} \cong \left.\frac{\partial n}{\partial T}\right|_{\lambda} \Delta T + \left.\frac{\partial n}{\partial \lambda}\right|_{\mathrm{T}} \Delta \lambda_{\mathrm{R}} \qquad 2\text{-}65$$

$$\Delta \mathrm{h} \cong \lambda_{\mathrm{R}} \left.\frac{\partial \mathrm{h}}{\partial T}\right|_{\lambda} \Delta T \qquad 2\text{-}66$$

式中 ΔT 和 $\Delta \lambda_R$ 分别是温度的变化量和激射波长的变化量，$\left.\frac{\partial \mathrm{h}}{\partial T}\right|_{\lambda}$ 是线性热膨胀系数。

激射波长 λ_R 随温度的变化由空间层的折射率及厚度随温度的变化决定，即：

$$\frac{\partial \lambda_{\mathrm{R}}}{\partial \mathrm{T}} = \frac{\lambda_R}{n_g}\left[\left.\frac{\partial n_{spacer}}{\partial T}\right|_{\lambda} + n_{spacer}\left.\frac{\partial h_{spacer}}{\partial T}\right|_{\lambda}\right] \qquad 2\text{-}67$$

其中n_g是空间层的群折射率，表示为：

$$n_g = n_{spacer} - \lambda_R \left.\frac{\partial n}{\partial \lambda}\right|_T \qquad 2\text{-}68$$

对近红外波段的VCSELs器件，其空间层与DBR同为III-V GaAs系的材料，则有如下关系式[89]：

$$\frac{1}{n_{spacer}} \left.\frac{\partial n_{spacer}}{\partial T}\right|_\lambda = \frac{1}{n_L h_L + n_H h_H}\left[h_L \left.\frac{\partial n_L}{\partial T}\right|_\lambda + h_H \left.\frac{\partial n_H}{\partial T}\right|_\lambda \right] \qquad 2\text{-}69$$

这样就可以使用公式2-67来计算激射波长随温度的变化。需要注意的是，GaAs和AlAs的折射率温度变化系数与波长的关系很大，如在1微米附近[90]，

$$\left(\frac{dn}{dT}\right)_{GaAs} = (2.67 \pm 0.07) \times 10^{-4} / K \qquad 2\text{-}70$$

$$\left(\frac{dn}{dT}\right)_{AlAs} = (1.43 \pm 0.07) \times 10^{-4} / K \qquad 2\text{-}71$$

而在1.55微米附近[91]，

$$\left(\frac{dn}{dT}\right)_{GaAs} = 6.0 \times 10^{-3} / K \qquad 2\text{-}72$$

$$\left(\frac{dn}{dT}\right)_{AlAs} = 2.1 \times 10^{-4} / K \qquad 2\text{-}73$$

对980nm的VCSELs器件来说，其激射波长随温度的变化约为0.07nm/K。

2.4.2 阈值电流随温度的变化

我们都知道，半导体材料的禁带宽度随温度的升高而减小，这就使得有源区中量子阱的增益峰值波长λ_p随温度升高而发生红移，并且由于温度的升高，增益峰值减小。

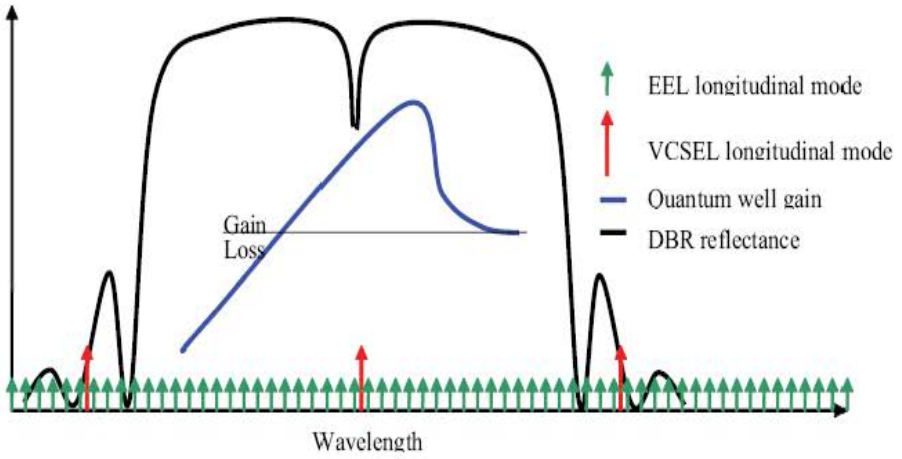


图 2-11 边发射激光器及 VCSELs 纵模与材料增益示意图

图 2-11 边发射激光器及 VCSELs 纵模与材料增益示意图。由图中我们可以看到，对边发射激光器来说，较长的谐振腔长使其具有很小的纵模间隔，激射波长能够时刻与增益峰值波长保持一致（即 $\lambda_R \approx \lambda_p$），所以边发射激光器的阈值电流随温度升高而单调增大。但 VCSELs 的谐振腔很短，纵模间距很大，因此激射波长 λ_R 由谐振腔决定，在某一温度下，当激射波长 λ_R 与量子阱增益峰值波长 λ_p 匹配时，增益最大，此温度时 VCSELs 器件有最小的阈值电流。同时对 VCSELs 来说，有 $\partial\lambda_R/\partial T < \partial\lambda_p/\partial T$，因此当温度发生变化时，$\lambda_R$ 与 λ_p 将会出现失配现象。因此 VCSELs 的阈值电流随温度的变化会出现下列两种情况（λ_R，λ_p 为室温时的激射波长和增益峰值波长）：1）当 $\lambda_R < \lambda_p$ 时，与边发射激光器一样，阈值电流随温度的升高而增大。2）当 $\lambda_R > \lambda_p$ 时，随温度的升高，阈值电流先减小而后开始增大。

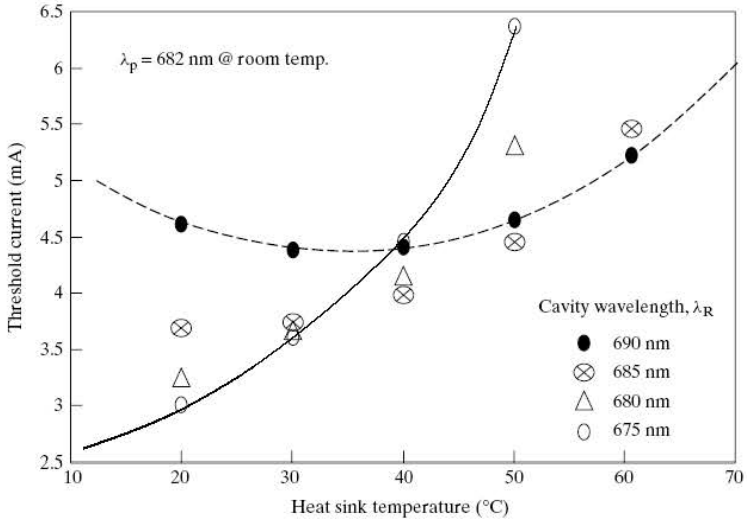


图 2-12 不同激射波长时，VCSELs 器件阈值电流与热沉温度的关系[92]。

如图 2-12 为 20 微米 $In_{0.56}Ga_{0.44}P/(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.5}In_{0.5}P$ 红光 VCSELs 器件在不同的设计激射波长时，阈值电流与热沉温度的关系曲线[92]。室温下量子阱的增益峰值波长 $\lambda_p = 688nm$，器件设计了 4 个不同的激射波长 λ_R。当 λ_R 等于 675nm，680nm 和 685nm 时（即 $\lambda_R < \lambda_p$），阈值电流随温度增加而单调增大。当 λ_R 等于 690nm 时（即 $\lambda_R > \lambda_p$），阈值电流先减小而后当温度升高 30° 后开始增大，同时阈值电流在 20° 到 50° 的范围内变化很小。

因此通过合理的选择 $\lambda_R - \lambda_P$ 的差值，可以使 VCSELs 在需要的工作温度下具有最小的阈值电流。尽管如此，阈值电流仍会因增益峰值随温度的变化而变化。如果可以使量子阱的增益峰值具有较宽的带宽，即在激射波长随温度变化的范围内每一激射波长处都具有相同的增益值，则阈值电流就会维持在一个常数，不随温度改变。要实现这样的效果，可以采用复杂的多量子阱结构[93][94]，在一个多量子阱中的每一个量子阱设计不同的增益峰值，例如将四个 InGaAs 多量子阱中每个量子阱的峰值增益分别设计为 960nm，960nm，940nm 及 920nm。这样就可以获得较宽增益峰值带宽，使 VCSELs 器件在一个宽的温度范围内具有更好的阈值电流均匀性。

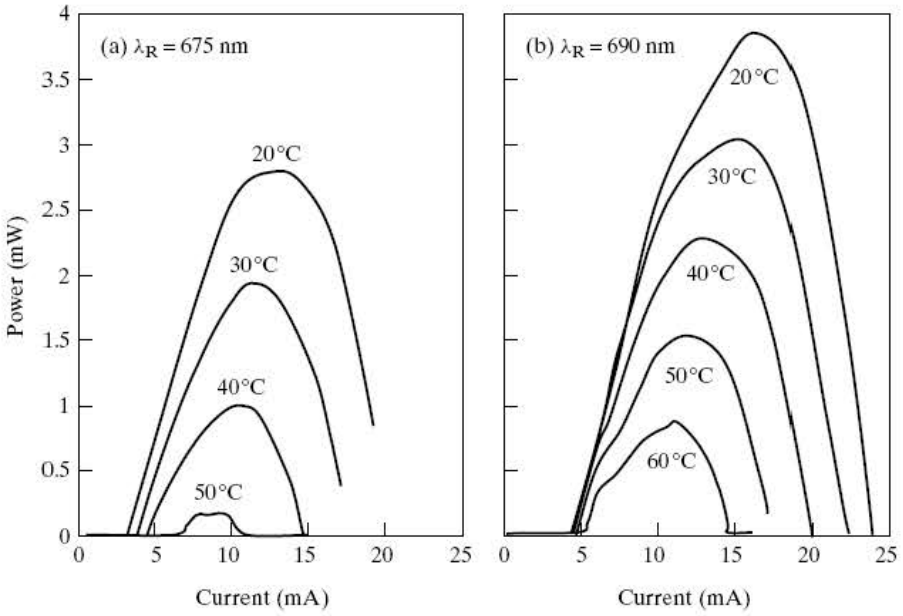


图 2-13 激射波长为 675nm 和 690nm 时，VCSELs 器件输出功率与热沉温度的关系。

选择适当的 $\lambda_R - \lambda_P$ 的差值不仅能温度变化时减小 VCSELs 器件的阈值电流变化，而且也能提高器件的输出功率。图 2-13 为与图 2-12 具有相同结构的 15 微米 $In_{0.56}Ga_{0.44}P/(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.5}In_{0.5}P$ 红光 VCSELs 器件在激射波长为 675nm 和 690nm 时，输出功率与热沉温度的关系曲线。675nm 的 VCSELs 器件在 20℃时具有最小阈值电流 3.4mA，但阈值电流随温度的升高而显著增加，同时最高输出功率随温度升高以-0.88mW/K 的速度降低。相比之下，激射波长为 690nm 器件的阈值电流随温度变化很小，最高输出功率随温度的降低速率也只有-0.075nW/K，并且在各个温度下的最高输出功率都超过了 675 nm 的 VCSELs 器件。由此可以看出，具有最低阈值电流的 VCSELs 器件不一定具有最高的输出功率。更可取的设计是保证 VCSELs 器件在较宽的温度范围内具有较恒定的阈值电流，这样也能有效的提高器件的最高输出功率。

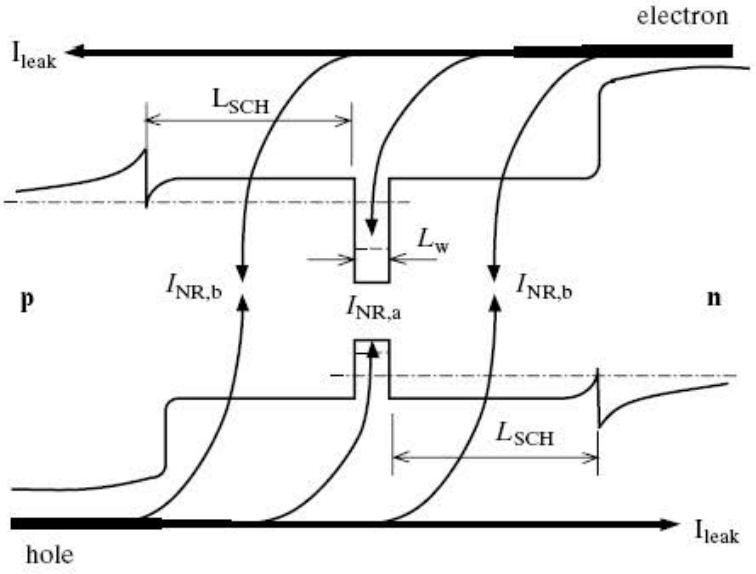


图 2-14 有源区中电流示意图

为了更好的说明阈值电流与随温度的变化关系，我们对阈值电流进行了更详细的分析，图 2-14 有源区中电流示意图。假设有源区的注入电流包含三部分，第一部分是有源区量子阱内载流子的复合电流，第二部分是有源区势垒中的载流子的复合电流，第三部分是漏电流[95]。这样，VCSELs 的阈值电流就可以表示成：

$$I_{th}(N,T) = I_{NR,a}(N,T) + I_{NR,b}(N,T) + I_{leak}(N,T) \qquad 2\text{-}74$$

式中 I_{leak} 是流过有源区异质结的漏电流，$I_{NR,a}$ 和 $I_{NR,b}$ 是有源区和分别限制层中的非辐射复合电流，这是因为在阈值电流处，有源区中的非辐射复合是主要的物理过程，这时可以忽略自发发射和受激发射的影响。俄歇复合和价带间的吸收是这些非辐射复合的主要机制，因此有源区中的非辐射复合电流可以表示为[96]：

$$I_{NR,a} = qL_w A_{eff}\left(\frac{N_{th}}{\tau_n} + C_{Aug}N_{th}^3\right) \qquad 2\text{-}75$$

式中 N_{th} 是阈值载流子密度，τ_n 是载流子寿命，C_{aug} 是俄歇复合系数，L_w 是量子阱宽度，A_{eff} 是注入电流区域的面积。此时，由透明载流子浓度在激射波长

λ_R 处产生的增益也需要满足自持振荡条件，在非 k 选择条件下，N_{th} 可以近似地表示为[97]：

$$N_{th}=\frac{D_n k_B T}{L_W}\log\left[\left(1+\exp\left(\frac{E_{Fn}}{k_B T}\right)\right)\cdot\left(1+\exp\left(\frac{E_{Fn}-\Delta E_n}{k_B T}\right)\right)\right] \qquad 2\text{-}76$$

式中 $\Delta E_n = E_{n1} - E_{n2}$ 为量子阱第一电子子能级与第二电子子能级的能量差，E_{Fn} 是准费米能级。

分别限制层区的非辐射复合也可以用公式 2-75 表示，只需用势垒区的载流子浓度 N_b 来代替 N_{th}。

假设盖层的载流子具有足够的能量翻越势垒，那么漏电流 I_{leak} 可以用下式表示[95]：

$$I_{leak}=qL_{SCH}A_{eff}\frac{N_b}{\tau_n} \qquad 2\text{-}77$$

其中 L_{SCH} 是分别限制层的宽度。势垒区的载流子浓度用下式表示[98]：

$$N_b=\sqrt{N_C N_V}\exp\left(\frac{-(E_{g,b}-\Delta E_{Fnp})}{k_B T}\right) \qquad 2\text{-}78$$

其中，N_C 和 N_V 分别是导带底和价带顶的有效状态密度，$E_{g,b}$ 是分别限制层的禁带宽度，ΔE_{Fnp} 是有源区中的准费米能级差。

从上面的公式看到，N_b 对对温度的敏感度远高于 N_{th}，也就是说漏电流远大于非辐射复合电流，因此，VCSELs 器件阈值电流随温度的变化主要取决于漏电流。这样我们可以使用简单的 Arrhenius 关系，将阈值电流表示成下面的形式[99]：

$$I_{th}=I_{th}(T_{ref})\exp(\frac{T-T_{ref}}{T_0}) \qquad 2\text{-}79$$

T_{ref} 和 T_0 分别是参考温度和特征温度（使用热力学温标）。一般情况下 T_{ref} 选

为室温 300K。恰当的选取T_0就可以对阈值电流随温度单调变化的区域进行较准确的估计，使用这个简单模型的最大优势是可以避免对量子阱有源层中复杂的输运过程进行计算。

2.4.3 内部温升对输出功率的影响

从图 2-13 中我们看到，VCSELs 器件的最高输出功率不仅随热沉温度的升高而降低，并且到达最高输出功率后随电流的增加急剧减小，即发生热反转现象(thermal rollover)，这是所有 VCSELs 激光器共有的现象。产生这个现象的原因可以归结为是 VCSELs 的自热效应。VCSELs 在连续工作时，输出功率随注入电流的增加而增高的同时，使产生的热量也随着损耗功率的增加而增加，不断积累的热使 VCSELs 器件内部温度不断升高，使有源区中量子阱的增益峰值不断减小，同时过高的内部温度也使得有源区中费米能级升高而造成漏电流的增加，这就使得输出功率的增速放缓并开始降低，进一步增加了功率损耗，从而进一步的增加了内部温升，使得输出功率持续降低，直到由于内部温度太高而不能激射。

我们可以根据这一现象建立简单的模型，对输出功率进行分析。在室温连续工作状态下，考虑 VCSELs 器件内部温升时，其输出功率可以表示为[100]：

$$P=\frac{h\nu}{q}\left(I-I_{th}\right)\eta_d\left(1-\frac{\Delta T}{T_{off}}\right) \tag{2-80}$$

式中T_{off}是截止温度，ΔT是器件内部温升，可以表示为：

$$\Delta T=R_{therm}\cdot\Delta P=R_{therm}\cdot\left[\left(V_0+IR_d\right)\cdot I-P\right] \tag{2-81}$$

ΔP为损耗功率，热阻R_{therm}与平均热导率$\sigma_t\left(W\cdot K^{-1}\cdot cm^{-1}\right)$及有源区直径$D$有关，文献[101]给出了经验公式：

$$R_{therm}=(2\sigma_t D)^{-1} \tag{2-82}$$

我们也可以使用实验的方法来测试器件的热阻，将器件的热阻写成下面的形式：

$$R_{therm}=\frac{\Delta T}{\Delta P}=\frac{\Delta\lambda/\Delta P}{\Delta\lambda/\Delta T} \qquad 2\text{-}83$$

则对于制作好的器件，分别测出其激射波长随温度的漂移率及激射波长随损耗功率的漂移率（可以通过测量不同电流下的功率及对应电流下的波长来计算），就可以使用上面的公式来计算热阻了。

由公式 2-82 可知 VCSELs 器件热阻随着有源区直径的增加先迅速降低，后趋于平缓。

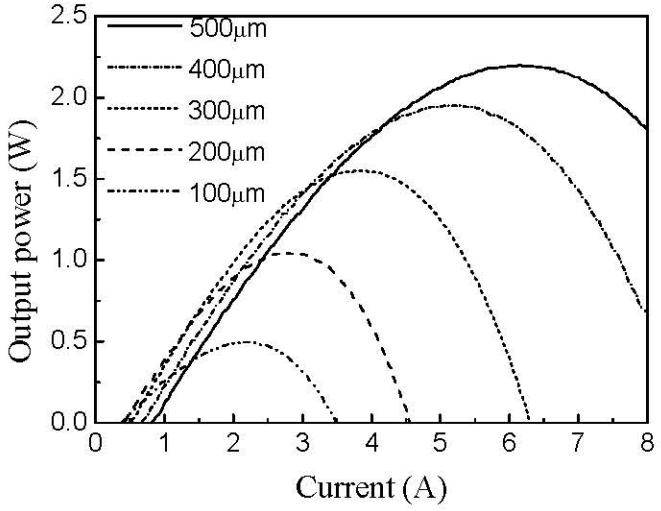


图 2-15 考虑内部温升后输功率与注入电流之间的关系

图 2-15 为使用公式 2-80 计算的考虑内部温升后的 980nm 底发射 VCSELs 器件输出功率曲线。可以看出在连续工作条件下，器件的输出功率首先随着外加电流的增加而增加，然后当输出功率达到最大值后，输出功率随电流的增加而下降。与实验观察的现象一致，说明只要合理的选择截止温度和阈值电流的数值使用公式 2-80 可以对 VCSELs 器件的输出功率进行较准确的计算。对高功率 VCSELs 器件来说，器件自热效应对输出功率的影响十分严重，因此在器件设计中尽量使用热导率大的材料，同时在焊接过程中，都采用导热性能良好的焊接材料，提高器件的平均热导率，降低器件的热阻。此外，由于 P 型 DBR 反射镜是 VCSELs 的主

要发热源之一，采用P面向下的倒装焊方式能更加有效的对P面DBR反射镜进行散热，能极大的降低器件的热阻，使得底发射结构更适合于制作高功率 VCSELs 器件。

要获得高功率输出的另一个有效途径是制作 VCSELs 列阵器件，与边发射激光器相比，VCSELs 列阵可以二维集成，具有更高的集成度。因此对 VCSELs 列阵来说，热效应对输出功率的影响更加明显。在列阵器件中，每个单元器件不仅受自身自热效应的影响，同时也会受到相邻单元器件的热串扰（thermal crosstalk)。与器件的热阻定义类似，热串扰电阻可以写成如下的形式：

$$R_{cross,AB}=\frac{\Delta T_A}{\Delta P_{diss,B}} \qquad 2\text{-}84$$

式中ΔT_A是单元器件A在与之相邻的单元器件B的损耗功率为$\Delta P_{diss,B}$时的温升。由于使用理论计算较为复杂，我们可以分别测量不同器件间距时的热串扰电阻，然后采用曲线拟合的办法得到任意器件间距时的热串扰电阻值。实验时可令器件A在短脉冲下工作，这样可以忽略其自热效应的影响。

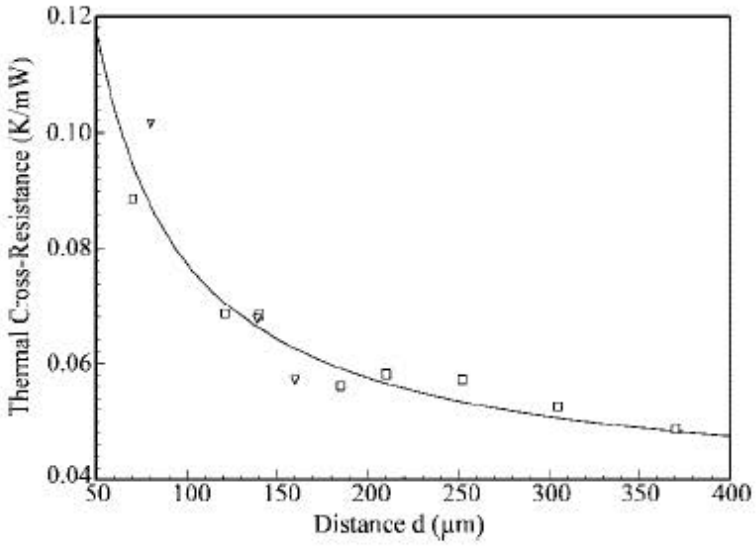


图 2-16 不同器件间距时的热串扰电阻

文献[102]用实验测量了不同器件间距时的热串扰电阻值，见图 2-16。知道热串扰电阻值后，只要将公式 2-80 中加入热串扰的影响，就可以对列阵器件的输

出功率进行计算了。考虑自热效应及热串扰情况下，列阵的输出功率可以用下式表示：

$$P_{array}=\sum_{j=1}^{n}\frac{h\nu}{q}(i_j-i_{th})\eta_d\left(1-\frac{\sum_{m=1}^{n}R_{th,jm}\left(\left(v_0+i_m\cdot R_d\right)i_m-P_m\right)}{\Delta T_{off}}\right) \qquad 2\text{-}85$$

2.5 本章小结

针对不同的需求设计出不同的芯片结构，以及根据器件的测试结果对现有的芯片结构进行改进和优化都需要从基本理论入手，合理的调整芯片的各个参数。本章对 VCSELs 的基本理论进行了详细的分析。首先从决定器件能否激射最关键的两个因素量子阱增益和高反射率的反射镜入手，介绍了量子阱的增益计算方法，对半导体 DBR 反射镜的反射率、吸收、高发射带宽及穿透深度进行了介绍，对降低半导体 DBR 形成的同型异质结电阻的方法进行了分析。其次以提高 VCSELs 器件输出功率为目的，分析了器件的限制因子，阈值电流，微分量子效率，电光转换效率及它们对输出功率的影响。最后讨论了 VCSELs 的热特性，分析了温度对 VCSELs 器件激射波长，阈值电流和输出功率的影响。

第 3 章 VCSELs 制作工艺

VCSELs 作为一种新型激光光源，从诞生以来就得到世界先进国家科研组织的广泛研究。经历了 30 多年的发展，制备技术有了很大的提高，通讯用的小功率 VCSELs 器件已经实现了产业化，高功率 VCSELs 器件的制作技术也在不断完善中。我国在 VCSELs 方面的研究开始于二十世纪九十年代，在研究水平和制作技术方面与国外先进水平还有一定的差距。我们科研组多年致力于高功率 VCSELs 的研究工作，摸索出包括光刻掩模、腐蚀、湿法选择氧化、薄膜生长等多项技术的一套完整的制作工艺。本章对 VCSELs 制作中的一些关键技术进行了研究及优化，介绍了完整的高功率底发射和顶发射 VCSELs 器件的制作流程。

3.1 外延生长技术介绍

外延生长就是在一定的条件下，在经过切、磨、抛等仔细加工的单晶衬底上，生长一层或多层合乎要求的单晶层的方法。由于所生长的单晶层是衬底晶格的延伸，所以所生长的材料层叫做外延层。随着半导体激光器的迅速发展，对外延生长制备工艺提出了一些新的要求，如要适合于多种材料的生长，异质结界面可以有多种变化方式；能生长各种结构的高纯度材料；对外延层的厚度、掺杂浓度范围可以精确控制，掺杂层之间的过渡区十分陡峭。实验表明，气相外延（VPE）和液相外延（LPE）技术已经无法满足上述的要求。新的外延生长技术金属有机化学气象外延（MOCVD）和分子束外延（MBE）在探索半导体新材料、新器件、超晶格、量子阱和能带工程等方面取得了很多令人满意的结果，已成为现今广泛使用的外延生长技术。

VCSELs 的谐振腔很短，单程增益(round-trip gain)很低，要制作高性能的器件，就需要制作具有高反射率的半导体 DBR 反射镜(上百层)，保证 DBR 反射镜每个相同材料层生长的一致性，同时还要保证有源区增益峰值达到设计要求，这些都对外延生长提出了更高的要求。在 VCSELs 研制的早期，都是使用 MBE 设备

进行外延的。MBE 的优点是可以在生长时进行在位检测[103]，但是 MBE 不能保证生长材料和掺杂杂质的多样性，特别是含 P 化合物的生长较困难。而且 MBE 设备生长的 VCSELs 始终不能很好地从生长上解决 P 型 DBR 的串联电阻问题，虽然可以使用半导体超晶格型结构[104]来改善这一问题，但这需要经常性地转换各个源炉的开关，改变各个源炉的温度，来实现这种“数字合金”的生长，对具有上百层的 VCSELs 来说实现起来非常困难。此外，MBE 的生长速度太慢(一般在 1μm/小时左右),这样生长一个典型的 VCSELs 结构需要差不多 5 个小时,且重复性差，不适于工业化生产。

MOCVD 可以方便的实现组分的连续变化以降低 P 型 DBR 的串联电阻，而受到人们的广泛重视，它的优点主要有[65]：

（1）用来生长化合物晶体的各组分和掺杂剂都是以气态通入反应室，因此各外延层的组分、厚度、导电类型和掺杂浓度都可以通过精确控制各种气体的流量来容易的实现。可以实现几纳米的薄层和多层结构。

（2）反应室中气体流速快，在需要改变多元化合物组分和掺杂浓度时，反应室中气体可以迅速改变，从而使过渡层很薄，杂质分布更陡峭，能满足很多特殊器件结构的需要。

（3）晶体层生长是以热分解方式进行的，是单温区外延生长，需要控制的参数少，工艺简单，便于实现大片及多片外延生长，有利于工业化批量生产。

（4）晶体生长速度与金属有机源的供应量成正比，因此可以通过改变其输入量来改变外延生长速度的快慢。

（5）源及反应物中不含有 HCl 一类的腐蚀性卤化物，生长衬底和设备不被腐蚀，自掺杂比较低。

本文中所用的外延片就是采用 MOCVD 设备生长的。

3.2 外延片清洗

在 VCSELs 制作过程中，芯片表面的清洗极其重要。实践证明，芯片表面在管芯制作过程中要受到各种污染,即使是在局部净化或者超净的环境中也会受到不同程度的沾污。杂质沾污表面在器件的各道工艺中都产生很大的影响，引起制

作器件性能的恶化，可靠性降低，甚至失效。在 VCSELs 制作过程中，环境气氛（包括空气，实验室）、实验人员（汗液及呼出的气体）以及各道工序直接接触的化学试剂等都可能成为污染源，造成芯片表面的沾污。这些污染杂质可以分为下面几类：

（1）有机物杂质及疏水性无机物杂质，如油脂、残留的胶块等。

（2）金属杂质，如化学试剂中所含的各类金属离子。

（3）化学处理过程中所产生的表面膜，如快速化学腐蚀后产生的较厚的残留膜。

（4）粒子性杂质，如尘埃、碎屑等。

（5）水溶性杂质，如残留的酸、碱溶液等。

以上这些污染物杂质都是通过与芯片表面的相互作用力引起的，其作用力可分为化学力及分子间力两大类。表面清洗就是为了破坏这两种作用力，消除污染物杂质。比较常用的清洗方法有：擦拭法，浸泡法，微腐蚀法，超声洗涤，等离子体清洗等方法。可以根据不同的要求分别选择使用或者结合起来使用。去除污染物杂质的原则为：

（1）去除有机物及疏水性无机物的污染，以利清洗剂与芯片表面的浸润。

（2）去除金属杂质的沾污。

（3）去除化学处理过程中产生的自体氧化物及其他残留物。

（4）去除粒子性沾污。

（5）去除水溶性杂质沾污。

（6）选用适当的干燥方式，防止再发生沾污。

清洗时需要特别注意的是选择的清洗方法不能对已经制作的结构产生影响，处理后的芯片表面应光亮、平滑、显微粗糙度小、缺陷少。可以说清洗是 VCSELs 器件制作中最简单但同时也是最重要的环节，清洗直接影响着器件制作的各道工艺，进而影响器件的性能。经过多次重复工艺实验，我们采用了擦拭，丙酮与异丙醇(IPA)水浴清洗以及在一些成膜工艺前使用酸、碱稀溶液去除表面氧化膜的方法，取得了良好的清洗效果。

3.3 光刻技术

光刻，又称为图形曝光，是制作 VCSELs 器件中关键的工艺之一，单元器件的尺寸，列阵器件的间距等都由其决定。光刻是利用准备好的光掩膜板覆盖在涂覆有抗蚀剂的半导体外延片上，通过曝光、显影和刻蚀来制备出与光掩膜板一致的图形的技术。光刻的实现需要专门的光刻机，VCSELs 器件的尺寸一般都在微米量级，所以制备对光刻机的要求不像大规模集成电路那样高。我们实验时采用的光刻机是接触式曝光，要求外延片与掩模版密切接触，光刻精度在 1 微米，满足精度要求。

基本的光刻工艺流程如下：外延片清洗→涂覆抗蚀剂→前烘→光刻对准→曝光→显影→坚膜。完成这些工序后，光掩膜板上的图形就转移到了芯片上，就可进行下一步工艺了。

在 VCSELs 的制作过程中，光刻的另一个重要作用是用于金属剥离工艺(lift-off)来制作出光窗口。金属剥离工艺是带抗蚀剂蒸发金属膜后，利用抗蚀剂在剥离溶液中的溶胀，去除抗蚀剂上面多余的金属。其主要特点是：能得到边缘陡直的精细金属膜图形；保证金属膜图形与原窗口精确重合，可实现自对准；工艺简便，有利于提高生产效率和成品率。

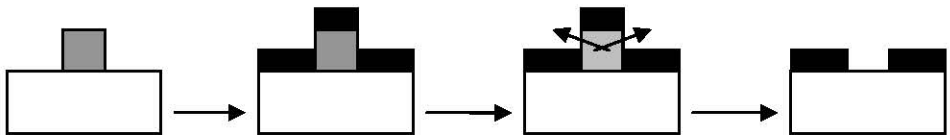


图 3-1 金属剥离制作出光窗口示意图

图 3-1 金属剥离制作出光窗口示意图，从图中可以看出，金属剥离技术的关键是蒸发在窗口中的金属与在抗蚀剂上面的金属不连续，剥离液从金属不连续处渗透进去，抗蚀剂在剥离液中产生溶胀，再用超声震动等把抗蚀剂连同上面的金属一起去除，留下需要的窗口。要得到良好的剥离效果，在工艺上要求：图形窗口的侧壁是陡直的或者呈钻蚀的形状（如倒梯形）；蒸发在图形窗口上的金属厚度要小于抗蚀剂台阶高度的一半；工艺过程中所达到的最高温度要比抗蚀剂能承受的最高温度低；抗蚀剂在剥离液中应容易溶胀，剥离液对金属及衬底无腐蚀作用。

为了增加金属层的厚度以有利于器件的散热和得到更好的剥离效果，我们采用 AZ4330 正性光刻胶两次分离曝光的方法[105]，形成很好的倒梯形光刻胶掩膜，从而可以较容易地剥离出器件的出光窗口。

3.3 湿法刻蚀工艺

在外延片上制作激光器结构时必须使用刻蚀技术。刻蚀就是由光刻工艺形成的抗蚀剂的图形作为掩膜，在芯片上进行细微加工的技术。刻蚀可以分为干法刻蚀和湿法刻蚀两种。干法刻蚀由于可以精确的控制刻蚀深度，能够制作出垂直形状的谐振腔以及可以制作小尺寸的单模器件在通讯用 VCSELs 器件制作中被广泛使用。但是干法刻蚀设备昂贵且使用维护费用高，刻蚀过程中会对芯片表面及刻蚀出的侧面造成损伤。湿法刻蚀本质上是化学反应，虽然受到晶格取向的影响，存在侧蚀现象，工艺较难控制和存在杂质沾污等缺点，但其最大的优点是对芯片损伤小，制作大尺寸结构时侧蚀影响也较小，因而可以用于制作高功率 VCSELs 器件。湿法刻蚀的反应生成物通常也出现在刻蚀溶液中，因而可以将湿法刻蚀看成由三个步骤组成：刻蚀溶液移动到材料表面；在材料表面发生氧化还原反应生成反应生成物；反应物生成物溶解到刻蚀溶液中。要获得稳定均匀的刻蚀速率，通常采用某种方法对湿法刻蚀溶液搅动。对 GaAs 的湿法刻蚀研究的已经比较成熟，较常用的刻蚀腐蚀液有 $H_2SO_4-H_2O_2-H_2O$[106]，$H_3PO_4-H_2O_2-H_2O$[107]，$NH_4OH-H_2O_2-H_2O$[108]，$HCl-H_2O_2-H_2O$[109]等，每种刻蚀液都有各自的优缺点。

实验中，我们采用 $K_2Cr_2O_7$:HBr:CH_3COOH=1:1:1 体积比的溶液刻蚀，得到了较好的腐蚀效果。这种刻蚀液的特点是：它与光刻胶完全没有作用；能刻蚀出理想的、平整而光亮的刻蚀侧面；可通过温度来控制反应速度，且重复性好；生成的反应物可溶于刻蚀溶液，避免不溶性生成物的沾污。我们通过实验测得，在室温 22℃时，刻蚀速率为 1 $\mu m/min$。图 3-2 湿法腐蚀后芯片的扫描电镜照片。

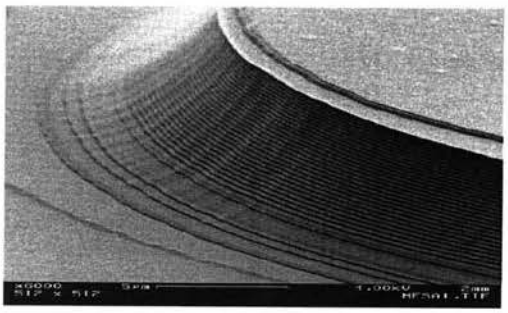


图 3-2 湿法腐蚀后芯片的扫描电镜照片

3.4 湿法选择氧化技术

要制作出性能良好的 VCSELs 器件，就需要在器件结构中引入电流及光场的限制。在 VCSELs 的研究历史上曾经出现过多种电流及光场的限制结构，但如今被广泛使用、制作工艺简单且具有良好器件性能的是质子轰击型 VCSELs 结构和 AlGaAs 选择氧化型 VCSELs 结构。其中质子轰击型 VCSELs 是采用金属等作为轰击的掩蔽物，通过注入质子的方式使得有源区及近邻区域变为高阻区，未被轰击的地方成为电流的通路，从而达到限制电流的目的，同时形成增益导引波导结构。由于质子轰击工艺是平面工艺，成本低，易于大批量生产，因而成为最早投入使用的 VCSELs 商用化技术之一。但此种技术也有一些不利的地方：质子注入时发生的侧向散射使得电流通路与高阻区的边界不清，很难实现对电流的高效限制，制作低阈值的 VCSELs 器件；质子注入形成高阻的同时也形成了缺陷和空位，增加了材料的非辐射复合，使得材料的热导率下降；质子注入后会增加 DBR 的电阻，不利于器件的温度特性；形成的是增益导引的波导结构，激射模式随工作条件波动较大。为了改善上述缺点，获得更好的电流和光场限制，进一步提高 VCSELs 器件的性能，人们开始研究采用 AlGaAs 湿法选择氧化技术的选择氧化型 VCSELs 器件。

最早有关 AlAs 湿法氧化的报道是在 1979 年[110]。十多年后，美国 Illionis 大学 Holonyak 小组在研究 AlAs 在空气中退化现象[111]时发现，含铝半导体材料，包括 AlGaAs、AlInAs 和 AlInGaP 等，在 300℃以上的水汽中都会发生氧化，反应生成物有很好的机械强度，并具有较低的折射率[112]。Raman 光谱[113]的研究发

现反应生成物以氧化铝为主，具有很好的电绝缘性。Texas 大学的 Deppe 等人最先把这种技术用于制备选择氧化型 VCSELs，形成的氧化层主要起折射率波导[114]和电流限制[115]作用，制备出了 100μA 以下的低阈值 VCSELs 器件[116]。

由于湿法选择氧化对于 AlAs 层有很高的选择性，并能生成致密、绝缘的低折射率氧化物，这种物质能最大限度的限制载流子的侧向扩散，使制作极小尺寸、极低功耗的 VCSELs 成为可能。同时，低折射率的氧化物能提供光场的侧向限制，减少光的衍射损耗和散射损耗。AlGaAs 湿法选择氧化技术的引进，极大的改善 VCSELs 中对电流和光场的限制作用，制作的器件具有低阈值电流，高斜率效率，低电阻和高的电光转换效率。使用 AlGaAs 湿法选择氧化技术不仅可以制作具有高调制速率的小功率器件，而且可以制作出高功率高电光转换效率的器件。选择氧化型 VCSELs 器件由于其在电流和光场的限制方面的独特优势已经成为最受欢迎的器件结构，而 AlGaAs 湿法选择氧化技术也成为制作高性能 VCSELs 器件的关键技术。

3.4.1 原理

根据 Raman 光谱[113]和 Gibbs 自由能分析，AlAs 湿法氧化时可能会发生如下的反应[117]：

$$2AlAs + 6H_2O(g) = Al_2O_3 + As_2O_3\ (l) + 6H_2$$

$$As_2O_3\ (l) + 6H = 2As + 3H_2O\ (g)$$

选择氧化型 VCSELs 一般所采用的氧化层有两种形式，一为 100%的 AlAs 氧化层材料，另一种是掺入少量的 Ga 原子的 $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ 氧化层材料。其中 AlAs 在空气中氧化极为快速，所产生的氧化物成粉末状，不稳定且特性差，但如果在高温的水气中氧化则可以得到良好的氧化物 AlO_x。而 $Al_xGa_{1-x}As$ 的氧化速率与 Al 的含量关系很大，加入少量的 Ga 原子的 $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ 的反应速率要比 AlAs 小一个量级左右，易于进行控制。VCSELs 器件的制作需要多道工序，有些需要在较高的温度下进行沉积薄膜，AlAs 氧化层在温度超过 100℃便会发生再氧化现象，因此我们采用的氧化层材料为 $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$，这样不仅可以容易的控制反应速率，而且可以避免上述不利的情况发生。

对于 $Al_xGa_{1-x}As$，氧化产物是非晶态的$(Al_xGa_{1-x})_2O_3$，氧化后该层会有变薄的趋势，主要是由于在 AlAs 中 Al 原子体积为$(3.57Å)^3$，在 Al_2O_3 中为$(2.85Å)^3$，理论上体积会有 20%的收缩。但实际上纯 AlAs 氧化后的体积收缩约为 12-13%，$Al_{0.92}Ga_{0.08}As$ 约为 6.7%。体积的收缩会产生应力，但对于 $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ 的 TEM 研究并未发现有应力现象，这也是采用 $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ 作为氧化层的原因之一[118]。因为在 VCSELs 结构中，氧化层一般是紧邻有源区，这种应力有可能会影响到有源区材料的带隙。PL 谱研究发现，氧化后的体积收缩并未对有源层产生显著的应力影响[2]。减少氧化层和其他层之间的应变与缺陷，随之而来的优点是可以做较高温的快速退火。

氧化层的厚度和位置也会对 VCSELs 器件的性能产生影响。氧化孔会产生衍射损耗，根据实验结果[119]，同等氧化孔径下，厚的氧化层衍射损耗更大，因此一般使氧化层厚度比 λ/4 光学厚度薄，但也不能太薄，因为太薄会引起阈值的增加[120]，同时氧化层太薄也会使氧化难以进行[121]。氧化层放置于谐振腔内驻波的波腹(antinode)还是波节(node)也会产生不同的影响。将氧化层放在波节处有利于模式稳定，而放在波腹则可以使基模阈值更低[120]。综合以上的考虑我们将 30nm 的 $Al_{0.92}Ga_{0.08}As$ 氧化限制层放置在 P 型 DBR 与有源区之间的波节位置。

3.4.2 实验装置

图 3-3 AlGaAs 湿法选择氧化实验设备示意图。一定流量的高纯氮气通过加热的去离子水，携带一定量水蒸气进入恒温的氧化室。氧化室内放有待氧化芯片样品，芯片样品通过光刻、刻蚀后形成台面，露出待氧化的 AlGaAs 层。水蒸汽在气压作用下侧向扩散进 AlGaAs 层，发生化学反应形成 Al_XO_Y。高纯氮气起的作用是水蒸汽的载体。这种载体也可以是高纯氩气或一定比例的 H_2/N_2，但不可以是氧气，如果是氧气，氧化反应就不会发生[122]。这主要是因为，氧化反应发生的关键在于氧离子的存在，而不是氧分子。要保证氧化的均匀性和重复性，必须保证氧化系统的稳定性，这包括水温和氧化室温度的稳定，进气流量的稳定。

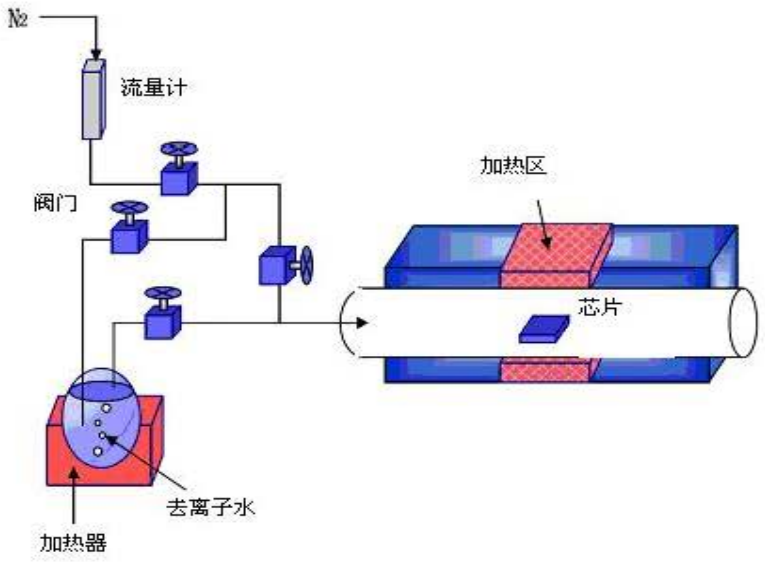


图 3-3 AlGaAs 湿法选择氧化实验设备示意图

3.4.3 湿法选择氧化工艺条件

我们经过反复的实验，测定了氧化速率与氧化室温度，水温度及氮气流量的关系，确定了最优化的湿法选择氧化工艺条件，即炉温 420℃、水温 95℃、氮气流量为 1.5L/min 时氧化速率约为 500nm/min。在这个条件下，具有较高的氧化速率，且氧化速率在较长时间内保持不变，可以精确控制氧化深度。但我们同时也发现，湿法选择氧化每次也会因条件的细微差别而不同，因此每次实验前最好先进行一次实验，确定氧化速率未发生大的变化后在进行正式的管芯制作。

3.5 增透膜

高功率的 VCSELs 器件为了获得较好的散热都采用 P 面向下的倒装焊方式封装，这时激光需要通过衬底出射。在制作 VCSELs 器件时通常将衬底减薄到 150 微米左右并进行化学或机械抛光得到光亮的 GaAs 表面，反射率约为 32%。这就使得从 VCSELs 腔中出射的激光在腔面与衬底表面间形成振荡，如果不镀制增透膜就会由于散射吸收等增加激光功率的损耗。理论计算在未镀制增透膜的情况下，输出功率损耗约为 6%[123]。因此要减小这些损耗就需要在衬底面上镀制增透膜。

镀制增透膜最简单的途径是在衬底表面上镀制一层低折射率材料的薄膜。GaAs 材料的折射率约为 3.6（近红外波段），因此根据理想单层增透膜应具有膜层的光学厚度为1/4波长，折射率为入射介质(GaAs)和基片(空气)折射率的平方根的条件，可知理想的增透膜材料的折射率应在 1.9 左右。氧化铪材料在一定的蒸发条件下其折射率正好位于这个范围，因此我们选择单层氧化铪来制作增透膜。

3.6 工艺流程

VCSELs 制作中的其他工艺如绝缘膜的制备、低欧姆接触工艺等与边发射激光器制作工艺基本一样。制备的绝缘膜在防止短路，提供电流的通路的基础上，还要具有尽可能高的导热率，较小的应力以及与芯片材料相近的热膨系数；欧姆接触要有尽可能低的电阻；使用的热沉材料应与外延片热膨胀系数相近且具有高的热导率和可靠性。经过对各项工艺的反复实验优化，确定的 VCSELs 器件的制作工艺流程如下。

3.6.1 底发射 VCSELs 工艺流程

1．减薄：采用机械减薄的方法把外延片减薄到 400μm 左右。减薄过程中要避免对外延片表面的损伤。

2.光刻：采用紫外接触式曝光机、AZ1518 正性光刻胶进行光刻。将光掩膜板上的图形转移印到芯片。

3.湿法刻蚀：在光刻胶的保护下，使用$K_2Cr_2O_7$:HBr:CH_3COOH=1:1:1进行湿法刻蚀，刻蚀到正好刚露出有源区即可。

4.湿法选择氧化：使用精密温度控制装置来控制氧化炉的温度，在 420℃下由流量为 1.5L/min 的氮气携带 95℃的水蒸气对 AlGaAs 层进行氧化，氧化深度由时间确定。

5.制备 SiO_2绝缘膜：采用磁控溅射的方法制备 SiO_2绝缘膜，防止器件在焊接时短路。SiO_2绝缘膜的厚度由膜厚监控仪进行实时监测。SiO_2绝缘膜的厚度应适当，较薄时易存在针孔产生漏电流，较厚则应力较大，合金时易发生脱落。

6.P 面欧姆接触制作：可以用做 P-GaAs 欧姆接触的金属材料种类较多，常见的有：Zn-Au，In-Au，Cr-Au，Ti-Pt-Au，In-Ag-Au，Ti-Ag-Au，Ti-Au 等，性能各有优劣。我们选择的是 Ti-Pt-Au，采用 ZZSX-500 型电子束设备制备。

7.衬底减薄、抛光：综合考虑后序工艺制作所需的要求和减少衬底对光的吸收和散射损耗，使用 UNIPOL-802 型精密研磨抛光机采用机械减薄的方法将外延片减薄到 150 微米，然后使用二氧化硅悬浮液进行抛光。

8.双面对准光刻及制备增透膜：在衬底制作出与 P 面图形对准的出光窗口，并使用 lift-off 工艺在出光窗口上镀制增透膜。

9.N 面欧姆接触：采用 DM-450A 型真空镀膜机设备热蒸发 Ge-Au-Ni-Au，并在 RTP-500 快速热处理装置在 400℃合金 60 秒，以获得更小的欧姆接触。

10.芯片解理，焊接，封装：将制作完成的芯片用解理划片机解理。将制作好的器件采用热压焊的方式焊接在已电镀好铟的无氧铜热沉上。N 面电极使用金丝球焊机引线，采用 TO-3 管壳封装。

3.6.2 顶发射 VCSELs 工艺流程

上面介绍的底发射 VCSELs 制作的各种工艺都可以应用于顶发射 VCSELs 器件的制作中，工序过程也基本相同。因顶发射 VCSELs 的不同结构，也有一些在制作中需要注意和改善的地方。

对选择氧化结构的顶发射 VCSELs 器件来说，P 面环形电极制作是一个很关键的步骤。为了降低器件的电阻，环形电极的宽度应较宽一些，但同时也不能做的过宽。因为氧化限制层需要深入到环形电极内部来实现对电流的限制，过宽的环形电极会使得出光窗口小于由湿法选择氧化形成的氧化孔径，失去对电流的有效限制，降低电流的注入效率，进而降低器件的输出功率，因此环形电极的宽度一般不能超过五十微米。

在这样的宽度下无法进行电极引线的，因此常用的方法是在湿法选择氧化后使用填充聚酰亚胺等有机物填充刻蚀出的沟槽，进行平面化工艺，完成引线电极与 P 面电极的连接。此种方法的缺点是在平面化工艺中，不可避免地会给已经形成的激光器结构带来某种破坏，同时有机物的硬度差和易被污染，造成金属与有机物间的结合强度低，在引线时很容易引起有机物上的金层断裂、脱落等问题，

此外由于聚酰亚胺具有较高的热阻，影响了 VCSELs 器件的散热，不利于制作高功率 VCSELs 器件。为此我们使用了如图 3-4 所示的结构。在湿法刻蚀时，刻蚀出非闭合的圆环沟槽来代替普通的圆环形沟槽，这样保留了桥连接引线电极，可以在傍边的台面上进行电极引线，解决了电极引线的困难。同时，圆环中非闭合的部分开口很小，通过湿法选择氧化形成的氧化孔径与普通圆环形形成的基本一致，可以实现对电流的有效限制。这种结构的另一个优点是，器件周围都覆盖着高导热的金属材料，能有效的提高器件的散热能力，适用于制作高功率器件。

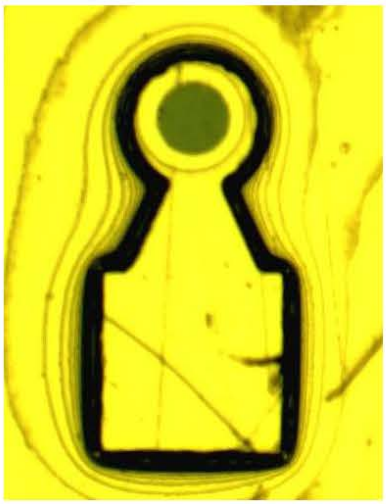


图 3-4 顶发射 VCSELs 器件示意图

P 面欧姆接触我们使用的是电子束蒸发设备制作的，制作过程温度高于光刻胶的承受范围，因此我们没有采用 lift-off 工艺，而是采用了先制作大面积电极，然后通过湿法腐蚀的方式制作出光窗口。为了保证出光窗口的光滑平整，我们在器件的制作过程中始终使用二氧化硅绝缘膜来对其进行保护，直到腐蚀掉出光窗口上的金后再将其去除。同时由于 Pt 难于腐蚀，我们使用 Ti-Au 来制作 P 型欧姆接触，使用的金属腐蚀液配比是：Au:1g I_2:4g KI :8ml H_2O，Ti:20mlHCl:40mlH_2O:1gNH_4F。从图 3-4 中可以看出采用此方法制作的出光窗口满足要求。

3.7 本章小结

在 VCSELs 理论进行仔细分析，通过优化各个参数设计出了 VCSELs 的芯片结构后，还需要按照设计精确的进行外延生长，并使用各种半导体工艺在芯片上制作出期望的结构，才能制作出性能良好的 VCSELs 器件。本章讨论了 VCSELs 制作过程中的关键工艺，通过大量反复实验确定了器件制作中每步工艺的最优条件，制定了一套可行的底发射和顶发射结构 VCSELs 器件的制作工艺流程。但在工艺中还存在很多需要进一步改进和优化的地方。如对工艺的稳定性和重复性进行改进和提高，可以避免诸如器件制作中出现的器件电阻突然增大等现象，提高器件的性能和器件间的均匀性；对不同出光口径的器件剥离工艺的优化，以利于制作高集成度的 VCSELs 列阵；对器件的封装进行改进，探索新的列阵串联封装方式等，以利于高功率 VCSELs 列阵的封装和稳定工作；进一步优化每步工艺，减少工艺中对芯片的损伤，以利于提高 VCSELs 器件的寿命等。

第 4 章 高功率低发散角 VCSELs 的制作及测试分析

随着社会的发展，医学、工业加工、自由空间光通讯和激光泵浦等领域对高功率激光的需求日益增长，除要求激光器具有更高的输出功率输外，也要求激光器具有良好的的光束质量。得益于器件结构设计，外延技术及半导体工艺技术的发展，原来主要用于数据通讯、光互连等小功率应用领域的 VCSELs 有了巨大的发展，器件性能和输出功率有了很大的提高，使 VCSELs 成为了新的可以提供高功率输出的半导体激光光源之一。与高功率边发射激光器相比，高功率 VCSELs 具有波长稳定性好，易于制成二维面阵，不易受光学灾变损伤影响等许多独特优势，使得人们不断致力于提高 VCSELs 器件的输出功率。提高 VCSELs 的输出功率可以制作大出光孔径单管器件或制作列阵器件，无论哪种方式都需要解决芯片和器件结构设计及器件制作工艺优化等关键问题。此外，在增大单管器件出光孔径获得高功率输出的同时，也由于引起了器件中高阶横模的激射而增大了器件的远场发散角，降低了光束质量。列阵器件各单元光束叠加后的光束特性也比较复杂，在不同的工作条件下，列阵单元器件为环形或圆形的光束，这些光束叠加后可能在远场上形成具有一系列峰值的周期性强度分布，给光束耦合及直接应用都带来了困难。

因此需要对 VCSELs 单管器件的结构及列阵单元器件的结构的及单元间的排列方式进行合理的设计，在提高输出功率的同时改善器件的远场发散角。本章以获得高功率 VCSELs 器件为目的，结合了第二章中的理论分析及实验室前期制作器件的测试结果分析，对外延片的结构和器件的结构进行了优化设计，制作了 980nm 底发射 VCSELs 大孔径单管，非均匀排列一维列阵及二维列阵器件和 850nm 顶发射 VCSELs 单管器件，并对器件进行了测试和分析。

4.1 高功率低发散角 VCSELs 单管器件

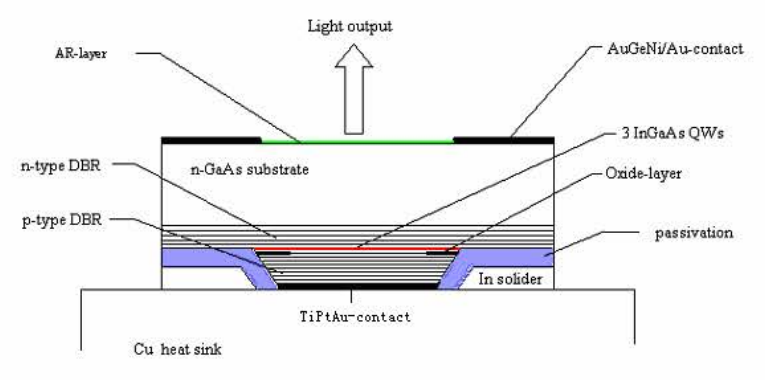


图 4-1 底发射 VCSELs 器件结构示意图

VCSELs 外延片采用 MOCVD 方法生长而成。有源区为量子阱结构，通过第 2 章中的理论计算，设计阱层 InGaAs 中铟的组分为 0.2，厚度为 8nm，可以获得室温下 980nm 的增益峰。空间层由 $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ 构成，有源区及空间层组成一个波长的谐振腔。P 型 DBR 由 30.5 对 $Al_{0.9}Ga_{0.1}As/Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ 构成，反射谱中心波长为 980nm，可以提供 99.9%的反射率。在降低串联电阻与不增大光吸收的综合考虑下，P 型的碳掺杂浓度选择为 $2\times10^{18}/cm^3$。N 型 DBR 由硅掺杂($1.5\times10^{18}/cm^3$)的 $Al_{0.9}Ga_{0.1}As/Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ 组成，提供 99.5%的反射率。在 P 型 DBR 与空间层之间有一 30nm 厚的 $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ 层，这一层经选择氧化后变成低折射率的坚固的隔离氧化层 Al_xO_y，形成由氧化物包围的孔径，氧化孔径不仅能对有源层起到高效电流限制作用，更能起到限制光场的作用。将制作好的 VCSELs 管芯采用热压焊的方式焊接在已电镀好铟的无氧铜热沉上，制作好的器件如图 4-1 所示。

4.1.1 现有的实验结果

增加单管的出光孔径是制作高功率 VCSELs 器件最简单的一个途径。为了获得高功率输出，我们制作了出光孔径分别为 200μm、300μm、400μm、500μm、600μm、700μm 和 800μm 的 VCSELs 单管器件，每种直径的器件均具有室温连续工作的性能。测试设备采用北京半导体所研制的综合参数测试仪。表 4-1 是测量得到的不同出光孔径器件的最高输出功率及相应的工作电流，以及由此计算得出的光功率密度。图 4-2 由表 4-1 得到的不同出光孔径器件的最高输出功率及光功率密度曲线图。

表 4-1 不同出光孔径器件室温连续输出特性列表

直径（μm）	工作电流（A）	输出功率（W）	光功率密度（Kw/cm^2）
200	2.7	0.64	2.03
300	4.05	1.11	1.57
400	5	1.59	1.26
500	6	1.95	0.99
600	6	1.95	0.69
700	6	1.95	0.51
800	5	1.33	0.26

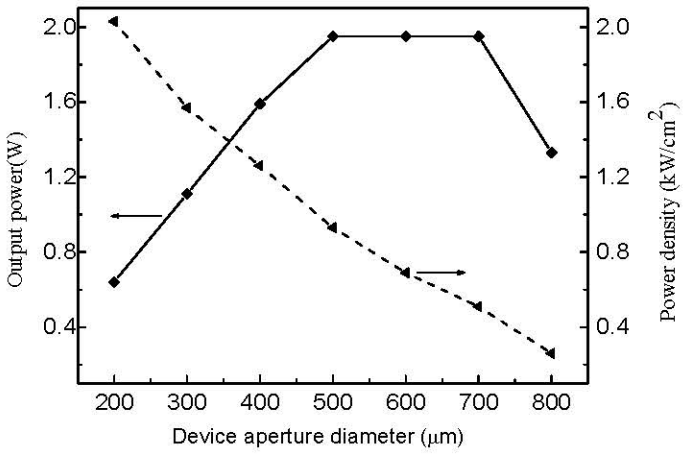


图 4-2 不同出光孔径的最高输出功率及光功率密度

从图 4-2 中可以看到，器件输出光功率密度随器件直径的增大而单调递减，因此要获得高功率密度应尽量制作小孔径器件。尽管受测试电源最大电流的限制，500μm-700μm 的器件的最高输出功率均为 1.95W，但从图 4-2 中也可以看到输出功率并非随器件出光孔径的增大而一直增加，由于电光转换效率随器件出光

孔径的增加而下降，降低的效率使更多的电能转换为焦耳热，使器件的最高输出功率降低，当直径增加到800μm时，最高输出功率降低到1.33W，这与我们在第二章中讨论电光转换效率时的分析一致。因此从我们的实验数据分析，要获得高输出功率，器件的直径在500μm-700μm为佳。图4-3出光孔径为500μmVCSELs器件的输出特性曲线。

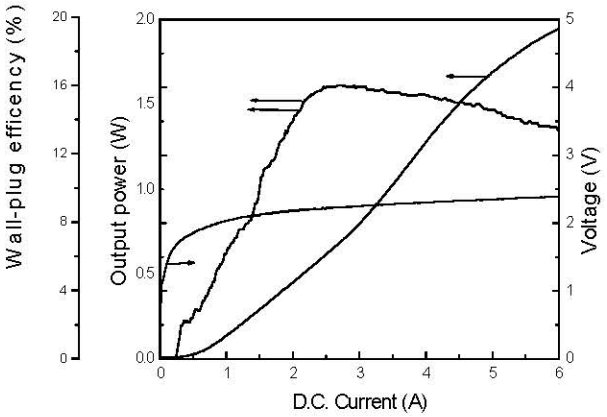


图4-3 500μmVCSELs器件的输出特性曲线

4.1.2 脉冲阳极氧化方法改善器件性能

从器件测试结果看到，器件的电光转换效率较低是阻碍器件获得高功率输出的主要障碍。我们从提高电光转换效率入手来提高单管器件的输出功率，提高电光转换效率的一个途径是减小阈值电流。我们在VCSELs器件制作过程中采用了磁控溅射法制备SiO_2薄膜来作为电流阻挡层，防止器件在焊接时短路。在制备过程中不可避免的会对器件造成一定程度的损伤。在AlGaAs限制层中SiO_2很容易与Al直接反应，从而在P型层中留下Si原子杂质，同时SiO_2与GaAs的晶格失配可能会产生较多的应力，这些应力会增大表面缺陷密度。这些都会增加器件的内部损耗，增大器件的阈值电流。为了减小这些影响，我们采用了一种成膜速率快，均匀性高的脉冲阳极氧化方法，在GaAs表面形成一种自体氧化膜来代替SiO_2绝缘层，已经有高功率边发射激光器报道采用了这种方法，阈值电流明显下降，光电转换效率得到了提高[124][125]。

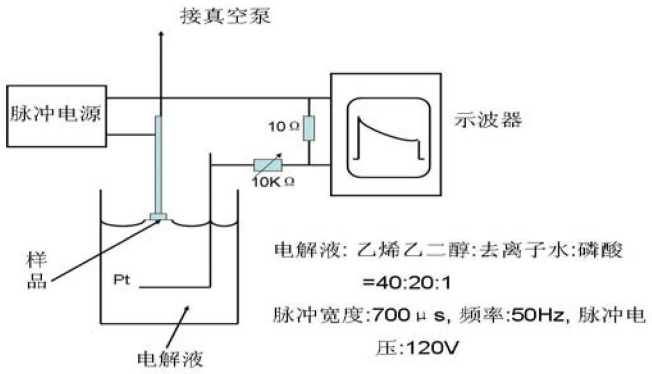


图 4-4 脉冲阳极氧化实验装置图

图 4-4 脉冲阳极氧化实验装置图。芯片通过一个垂直放置的金属真空管吸附固定，并作为脉冲阳极氧化的阳极，阴极采用一个面积约为 40mm×40mm 的 Pt 片，电解液采用体积比为 40:20:1 的乙二醇:去离子水:磷酸的混合溶液。阳极氧化过程由一脉冲宽度为 700μs，重复频率为 50Hz 的脉冲电源提供电流，实验中脉冲电压的幅度控制在 120V 并通过一个 10Ω 取样电阻监控阳极氧化电流的变化。反应时间 5 分钟，成膜厚度约 1000Å。由于生成的氧化物稳定性较差，易溶解于碱性氧化物，例如光刻胶的显影液，但可用一种无金属离子的光刻胶显影液 MF319，它不会快速溶解氧化物，有助于芯片完成后续工艺，因此我们用 MF319 显影，实验完毕将芯片清洗干净用氮气吹干，之后就可以用电子束生长 TiPtAu 电极了。

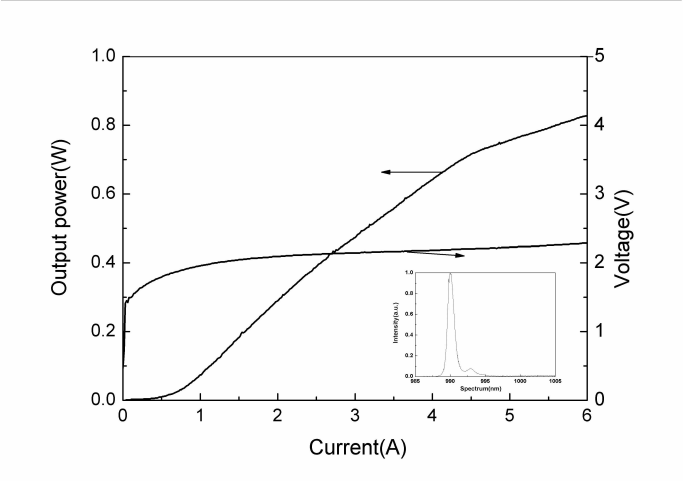


图 4-5 脉冲阳极氧化方法制作的 VCSELs 单管器件的输出功率

图 4-5 脉冲阳极氧化方法制作的 VCSELs 单管器件的输出功率。器件直径为 400μm，器件在注入电流为 6A 时的最大输出功率为 0.83W，阈值电流仅为 0.45A。电流为 6A 时的激射光谱峰值位置是 990.2nm，FWHM 是 0.9nm。图 4-6 为器件的远场分布，水平和垂示方向的发散角分别为 15.3° 和 13.8° 。

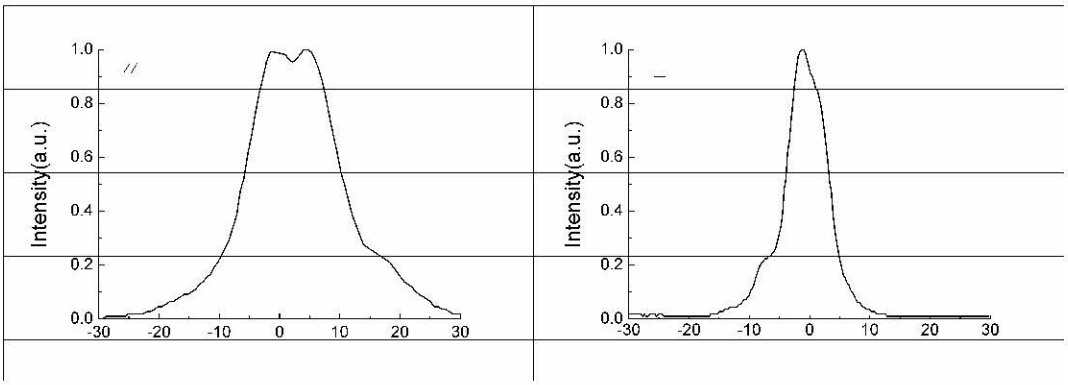


图 4-6 脉冲阳极氧化方法制作的 VCSELs 单管器件的远场图

采用脉冲阳极氧化方法制作的 VCSELs 器件的阈值电流密度降低，其原因主要有：器件工艺中刻蚀台面的深度达到甚至超过量子阱有源层，暴露的异质结界面可能存在较多的异质结界面态、表面态，磁控溅射成膜工艺会使暴露的异质结界面产生更多的表面缺陷，增大器件的内部损耗；采用脉冲阳极氧化形成的材料本体氧化膜由于不涉及高温、离子轰击等特殊成膜因素，膜层内部应力也相对较低，不容易诱发产生新的界面缺陷；生成的绝缘膜由本体氧化形成，可能有助于减少暴露异质结界面的界面态、表面态和悬挂键，起到表面钝化作用，有利于抑制量子阱内载流子的非辐射复合，提高器件的辐射复合效率。但同时我们看到尽管 VCSELs 器件阈值电流密度降低了，但是器件的最高输出功率并没有增大反而有所下降，分析其原因是由于由于采用湿法刻蚀出的界面不平整，在脉冲阳极氧化过程中形成的氧化物膜厚度不均匀，同时由于生成氧化物的稳定性较差，一些较薄的氧化物膜中会出现针孔等缺陷，在高电流注入下发生漏电流现象，降低器件的电流注入效率和电光转换效率，进而降低输出功率。改善的方法可以采用干法刻蚀等方法形成较平整的腐蚀面，适当增加脉冲阳极氧化生成膜的厚度，同时缩短脉冲阳极氧化与后续工艺间的时间间隔，避免氧化生成膜失效。

4.1.3 提高微分量子效率改善器件性能

从第二章中对电光转换效率的分析我们知道微分量子效率的提高对提高器件的电光转换效率作用十分明显。随着外延水平的提高和对工艺的不断改进和优化，器件的内部损耗不断减小，内部损耗的减小带来阈值电流密度的降低和微分量子效率的提高，我们可以据此对外延片的结构进行优化设计，在保证阈值电流不变的情况下，提高微分量子效率，从而提高输出功率。我们通过降低出光面 DBR 反射镜的反射率，将 N 型 DBR 的反射率降低到 99.3%来提高微分量子效率。

同时由于高功率 VCSELs 器件在工作时有源区温度升高现象会比较严重，为了减小器件受温度的影响，提高输出功率，我们设计采用具有更宽带隙的 $GaAs_{0.92}P_{0.08}$ 作为势垒层，与传统的 GaAs 势垒层相比，更宽的带隙可以使 InGaAs 阱中的载流子得到更好的限制，避免在高功率工作下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，保证器件在自热效应下也能获得高功率的输出。另外 InGaAs 中铟组分的存在使阱层的晶格常数比 GaAs 大，通过生长具有略小晶格常数的 GaAsP，可以补偿 InGaAs 层中的应力。通过这种交替的应力补偿，使外延层总的应力积累保持在临界应力以下，保证外延片具有较好的晶体质量，提高 VCSELs 器件的寿命。

我们采用新设计的外延片并在每步制作工艺中采用优化后的工艺条件，特别注意在器件制作过程中减少对芯片造成的损伤，同样制作了 200μm、300μm、400μm、500μm 和 600μm 大孔径单管 VCSELs 器件。图 4-7 至图 4-11 为各种出光孔径器件输出功率曲线及在 3A 电流时经 matlab 处理后得到的的远场光斑分布图。器件的最高室温连续输出功率分别为 1.16W，1.53W，1.66W，2.11W，2.3W，与原有器件的功率相比分别提高了 81%，37%，4%，8%和 17%，其中 200μm 器件的最高输出光功率密度达到了 3.69Kw/cm^2，再次证明了要获得高功率密度输出，小孔径器件是最好的选择。

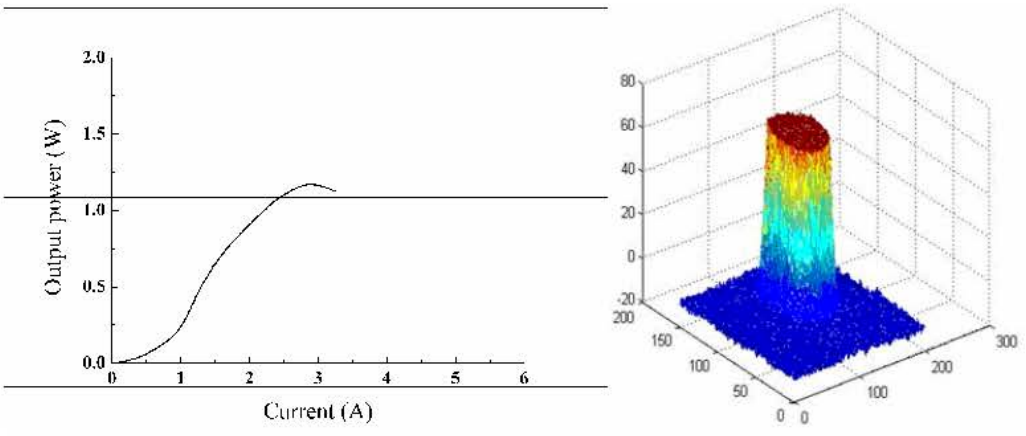


图 4-7 200μm 器件输出功率曲线及远场光斑图

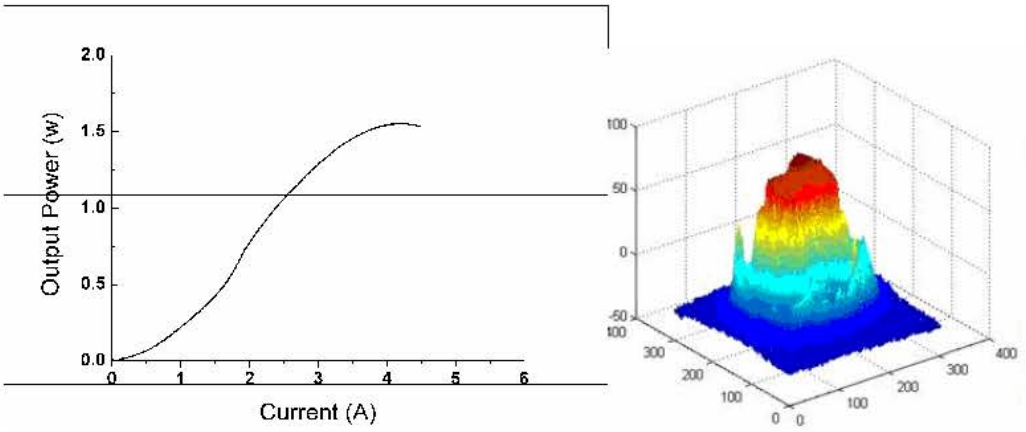


图 4-8 300μm 器件输出功率曲线及远场光斑图

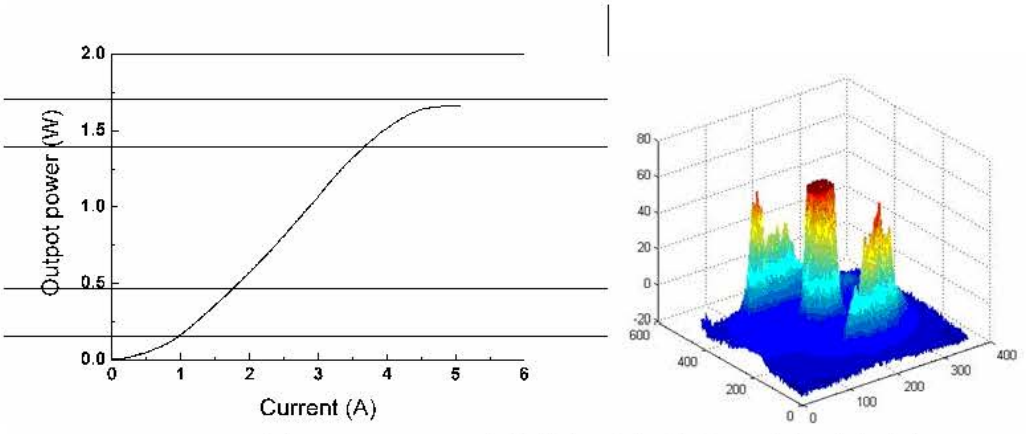


图 4-9 400μm 器件输出功率曲线及远场光斑图

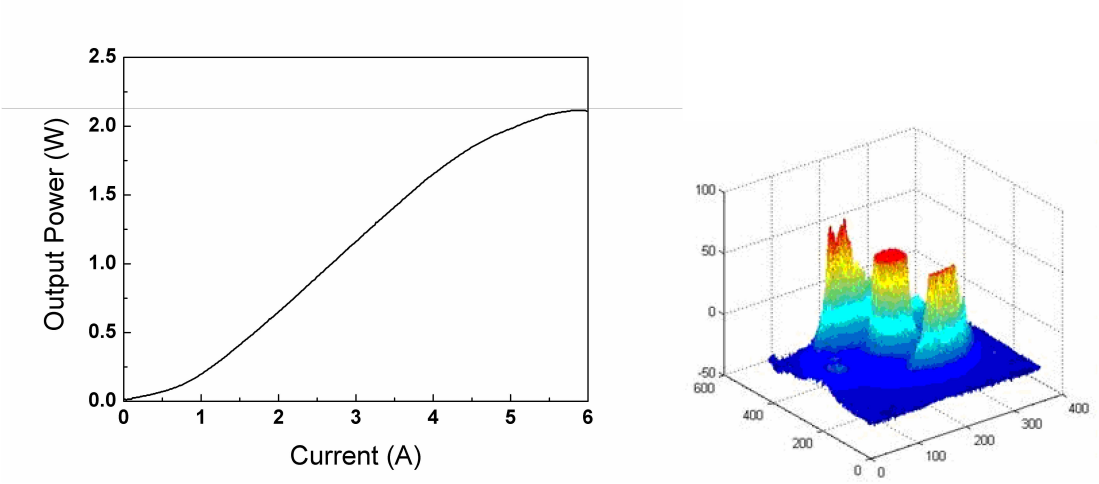


图 4-10 500μm 器件输出功率曲线及远场光斑图

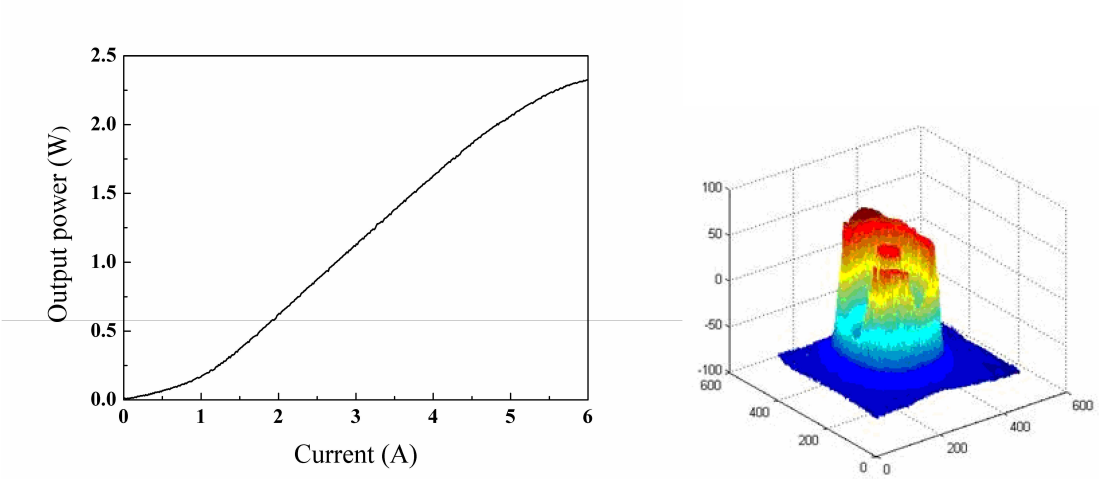


图 4-11 600μm 器件输出功率曲线及远场光斑图

下面给出 500μm 器件详细的测试结果。图 4-12 为室温连续工作状态下，500μm 器件的功率—电压—电流曲线图。器件的阈值电流为 690mA，在输入电流为 6A 时输出功率达到 2.11W，斜率效率为 0.49W/A,串联电阻为 0.04 欧姆，在 6A 时的电光转换效率为 15.9%。可见与原有结构相比器件的各个性能参数都有所提高，特别是阈值电流也比原有结构器件的要低，这是由于通过减小内部损耗弥补了由于器件出光面的反射率而带来的阈值电流增量。在最高输出功率处，器件有轻微的热饱和现象，这可能是由器件内部的热积累造成的，我们只是简单的将

制作好的管芯用铟焊接在无氧铜上，因此可以通过采用高热率更高的热沉如金刚石热沉等来避免这一问题。

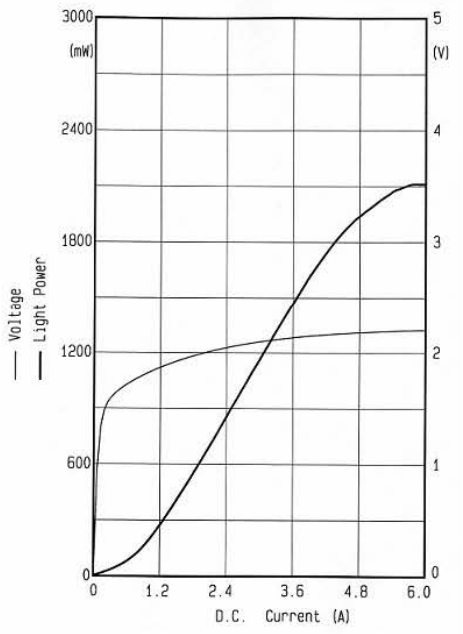


图 4-12 500μm 器件的功率—电压—电流曲线图

图 4-13 是 500μm 器件在注入电流 6A 时的光谱图，发射光波长的峰值位置为 987nm，光谱的半高全宽为 1nm。

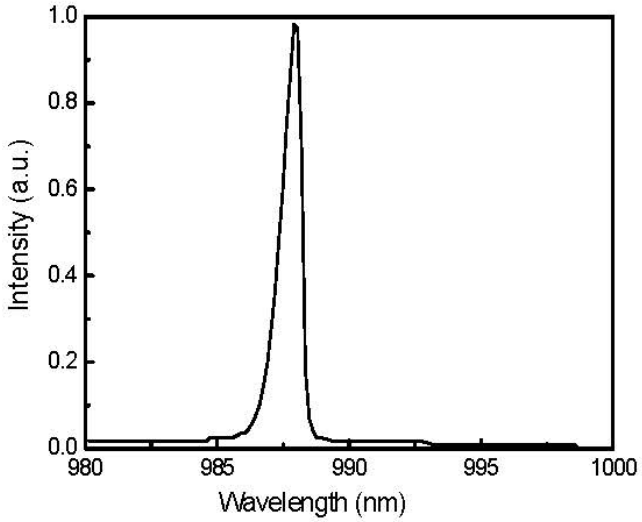


图 4-13 6A 时 500μm 器件的光谱图

4.1.4 器件远场发散角的改善

从图 4-7 至图 4-11 中我们可以看到，在增加出光孔径获得高功率输出的同时，也会在器件的远场中出现很强的边模，且随器件出光孔径的增大此现象更加明显，造成这个现象的根本原因是有源区中电流密度的分布不均匀。因此为了在获得高功率输出的同时，减少边模的产生，降低远场的发散角，我们对大孔径器件有源区中的电流密度分布进行了计算。

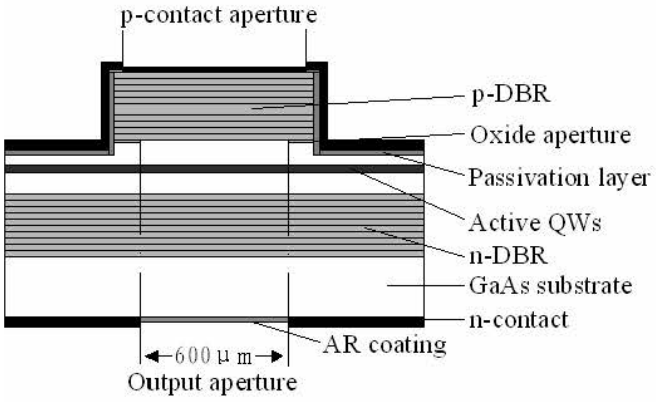


图 4-14 大孔径 VCSELs 器件结构示意图

计算的器件结构如图 4-14 所示，在模型计算中，选用柱坐标，设定坐标原点在 VCSELs 器件 P 面电极的中心，z 方向垂直于出光窗口并指向衬底。电流从 p 面接触电极注入，通过 p 型 DBR、有源区、n 型 DBR 流向 n 面接触电极。计算此电流传输的拉普拉斯方程为[126]：

$$\nabla\cdot(\sigma\cdot\nabla\cdot U)=0 \qquad 4\text{-}1$$

其中 σ 为电导率，U 为电势。假定 p 电极加电压为 U_0，计算使用的边界条件为：

$$U(0\le r\le r_s, z=0)=U_0 \qquad 4\text{-}2$$

$$U(r, z=d_{all})=0 \qquad 4\text{-}3$$

其中 r_s 为 p 面电极半径，d_{all} 为器件的总厚度。电导率 σ 在方程中用矢量形式定义为：

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_r & 0 \\ 0 & \sigma_z \end{pmatrix} \tag{4-4}$$

这里σ_z和σ_r分别表示柱坐标中 VCSELs 的轴向电导率和径向电导率。为减少计算量假定各个 VCSELs 区域内具有均匀的轴向电导率σ_z和径向电导率σ_r。采用文献[127]中的计算方法，电导率由下两方程计算得出。

$$\sigma_z = \frac{1}{\rho} = \frac{J_c d_{reg}}{V} \quad (\Omega \cdot \mathrm{m})^{-1} \tag{4-5}$$

$$\sigma_r = \frac{1}{\rho_r} = \frac{\left(\frac{d_1}{\rho_1} + \frac{d_2}{\rho_2} + \frac{d_3}{\rho_3} + \cdots + \frac{d_n}{\rho_n}\right)}{(d_1 + d_2 + d_3 + \cdots + d_n)} \quad n = 1, 2, 3, \ldots, n+1 \tag{4-6}$$

式中J_c是流过每个薄层的电流密度，d_{reg}和d_n分别表示器件中各区域的总厚度和各区域中第 n 层的厚度，计算出的具体数值见表 4-2。

表 4-2 VCSELs 各区域轴向和径向的电导率，单位$(\Omega \cdot m)^{-1}$

Layer	σ_r	σ_z
p-contact	1×10^{7}	1×10^{7}
cap	4.225×10^{4}	4.225×10^{4}
p-type DBR	5.856×10^{3}	2.325×10^{2}
oxide	1×10^{-5}	1×10^{-5}
oxide aperture	3.657×10^{3}	3.657×10^{3}
p-spacer	2.138×10^{3}	1.172×10^{2}
active	5.9×10^{2}	1.2×10^{2}
n-spacer	3.198×10^{3}	2.137×10^{2}
n-type DBR	6.984×10^{4}	8.955×10^{3}
n-contact	1×10^{7}	1×10^{7}

注入有源区中的电流密度可以用$J_z = \sigma_z \cdot \nabla U$求出。不同电极及不同氧化孔径时有源区中电流密度的分布计算使用有限元的方法。

计算结果如图 4-15 所示，图 4-9(a)为 650μm P 面电极直径时不同氧化孔直

径下有源区的电流密度分布，图 4-9(b)为氧化孔直径为 600μm 时不同 P 面电极直径下有源区的电流密度分布。

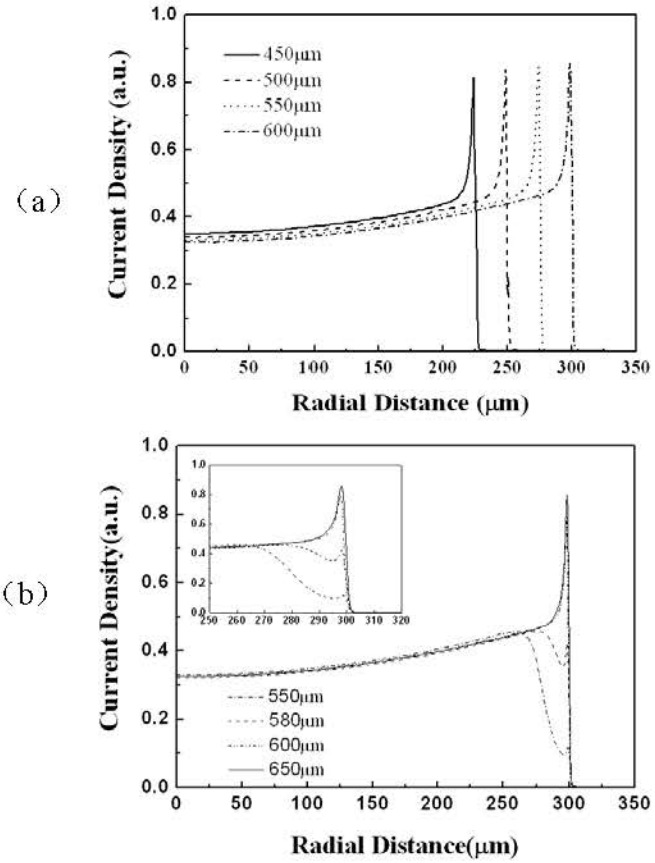


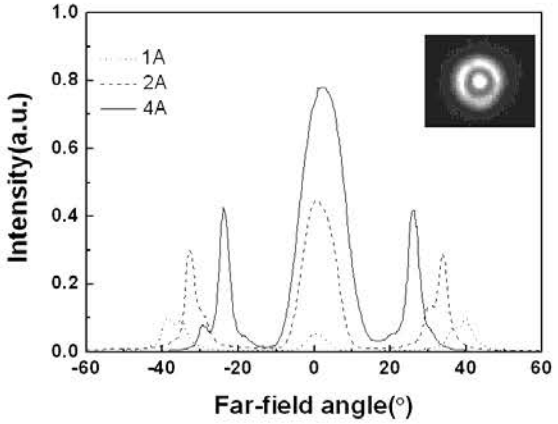
图 4-15(a)为 650μmP 面电极直径时不同氧化孔直径下有源区的电流密度分布，(b)为氧化孔直径为 600μm 时不同 P 面电极直径下有源区的电流密度分布。

可以看出氧化孔直径的大小决定有源区的直径，有源区中的电流密度分布由 P 面电极直径和氧化孔直径共同决定。当 P 面电极直径大于氧化孔直径时，电流密度分布主要由氧化孔直径决定，由于 Al_xO_y 氧化物对电流的限制作用，氧化孔径边缘的电流密度大大高于有源区中心区域，这种电流聚集效应会使激光束的远场光斑中出现很强的边模，增大远场的发散角，同时，随氧化孔直径的减小，有源区中心区域的电流密度略有增加，如图 4-15(a)。当 P 电极直径小于氧化孔直径时，电流密度分布由氧化孔直径和 P 面电极直径共同决定，氧化孔直径对电流分布的影响随着 P 型电极直径的减小而不断减小，当 P 面电极直径远小于氧化孔直径时，氧化孔径失去对电流的有效限制，此时电流密度分布只由 P 面电极直径

决定，如图 4-15(b)。根据图 4-15 的模拟结果，为了获得高功率高光束质量的 VCSELs 器件，我们选择氧化孔径为 600μm，同时选择 P 面电极直径为 580μm，这样可以在对电流进行有效限制的同时实现有源区中电流密度的均匀分布，从而抑制远场光斑中边模的产生。

图 4-16 是实验测得的电极直径分别为 650μm 和 580μm 两种器件的远场图以及 CCD 抓拍的 4A 工作电流下的光斑图片。如图 4-16(a)所示，电极直径为 650μm 的器件，在工作电流分别为 1A，2A，4A 时，器件的远场图形中都出现了很强的边模，远场的发散角（FWHM）约为 30°，这是由于氧化孔径的边缘较高的电流密度使高阶横模获得激射，这种远场能量分布非常不利于光纤耦合输出。图 4-16(b)为 580μm 电极直径器件的远场图形，远场的发散角（FWHM）降低到约 15°，由于有源区中电流密度的均匀分布，使得氧化孔径边缘的高阶横模得到有效的抑制，此时器件以相对较低的低阶模式工作，光场呈现出类高斯型分布，这种具有较小发散角的圆形对称光可以使用简单的准直聚焦装置耦合进光纤，从而获得广泛的应用。

（a）



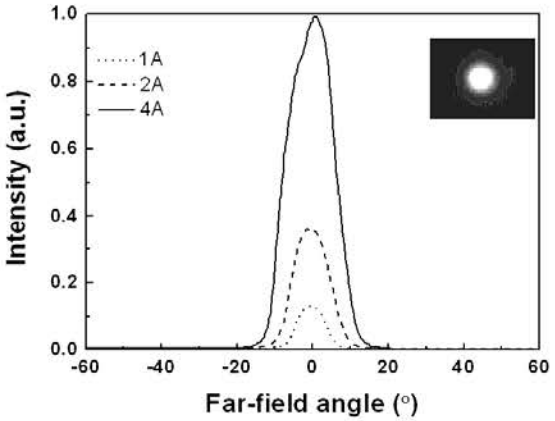


图 4-16 在 1，2，4 A 电流驱动下，P 面电极直径分别为(a)650μm 和(b)580μm 器件的远场光斑图。

图 4-17 是电极直径分别为 650μm 和 580μm 器件的功率电流曲线。从图中可以看出 650μm 器件的阈值电流稍低于 580μm 器件的阈值电流，这是由于即使在小电流情况下，650μm 器件氧化孔径的边缘仍存在很高的电流密度，高阶模式可以在较小的电流下就获得激射。同时，由于高阶模式的存在使得 650μm 器件在小电流区域($I \le 2.5A$)的输出功率大于 580μm 器件的输出功率。580μm 器件的最高输出功率为 0.92W 略高于 650μm 器件 0.91W 的最高输出功率。这可能是由于 650μm 器件氧化孔径边缘较高电流密度引起的电流聚集效应、散射损耗的增加，及存在的高阶模使边缘温度增加，不利于器件的散热等引起的。

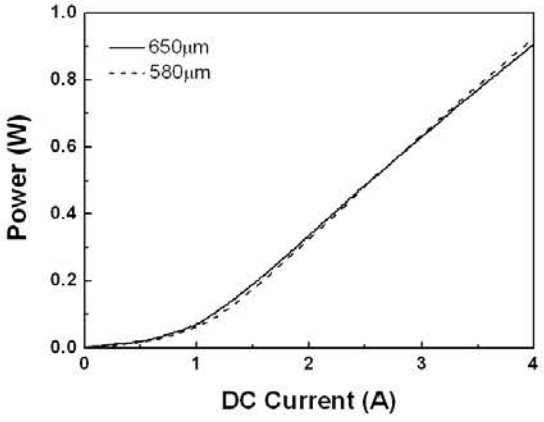


图 4-17 650μm 与 580μm 器件输出功率的比较图。

4.1.5 850nmVCSELs 器件

为了验证我们制定了顶发射 VCSELs 的制作工序，我们采用第三章中的器件结构和工序制作了 850nm VCSELs 器件，60μm，70μm，80μm 和 90μm 孔径器件的最高室温连续输出功率分别为：27.5mW，45mW，45mW，32.5mW。图 4-18 80μm 器件的功率-电压-电流曲线图。

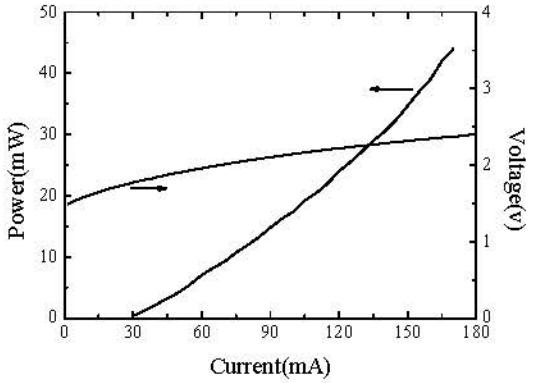


图 4-18 80μm 器件的功率-电压-电流曲线图

4.2 高功率低发散角 VCSELs 列阵器件

4.2.1 现有的实验结果

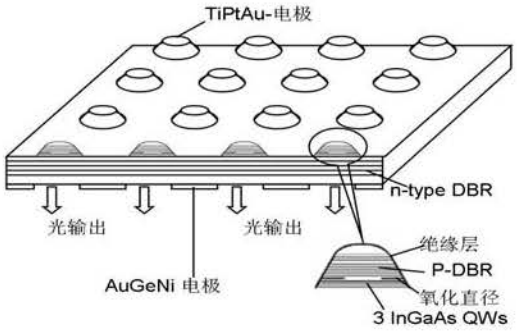


图 4-19 4×4 列阵示意图

提高器件光输出功率的第二种方法是制作高集成度的二维 VCSELs 列阵器

件。图 4-19 是制作传统的 4×4 列阵示意图。我们制作的三种 4×4 列阵的的排列方式是单元直径 50μm，间距 100μm，单元直径 100μm，间距 150 微米和单元直径 200μm，间距 250μm。

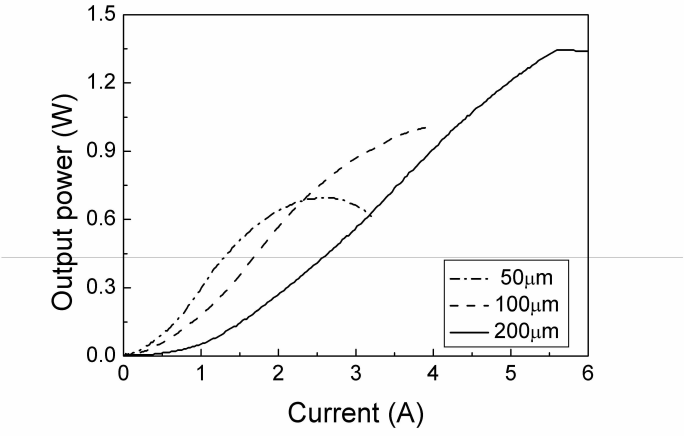


图 4-20 4×4 列阵输出功率

图 4-20 为三种 4×4 列阵器件的输出功率曲线，最高室温连续输出功率分别为 0.69W，1.01W 和 1.35W。从图中可以看到所有器件都出现了热反转现象。单元直径 50μm 的列阵器件最先出现热反转而单元直径 200μm 的列阵器件在电流约为 5.5A 时才发生热反转，这验证我们在第二章中的分析即了大直径的单管器件具有更小的热阻，同时更大的间距也能降低列阵器件的热阻。从图中还可以看到，尽管单元直径 50μm 的列阵器件的输出功率最先出现饱和，但在饱和前，它却具有最高的功率密度，因此与单管器件一样，要获得高功率密度列阵器件，应该选择小直径单元，而要获得高的功率输出，应增大列阵单元的直径。此外为了减小单元间的热串扰，也应当尽量采用较大的列阵单元间距。

4.2.2 非均匀排列分布一维列阵

传统的 VCSELs 列阵均采用单元直径和单元间距相等的排列方式,每个单元的环形或圆形光束叠加后在远场形成具有一系列峰值的周期性强度分布或平顶型强度分布.这种远场限制了激光功率密度的提高，需要复杂的光学系统进行处理，对器件整体体积、结构等都带来负面影响.因此我们提出了非均匀分布的排列方式，通过调整列阵单元的直径及间距，制作了列阵单元的直径和间距从器件

中心向两侧依次递减并对称分布的一维列阵。这样列阵中间强度较高的单元光束与两侧强度递减的单元光束耦合后在远场形成近似高斯型的强度分布。

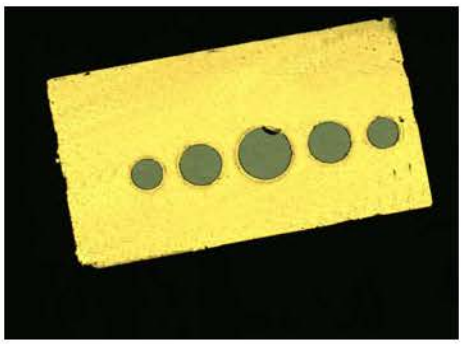


图 4-21 一维 VCSELs 列阵照片

制作的非均匀排列的一维列阵如图 4-21 所示，由直径分别为 200μm, 150μm 和 100μm 成中心对称分布，单元间的间距(圆心到圆心的距离)分别为 300μm 和 250μm，从心中依次递减。下面对列阵的远场分布进行模拟计算，假设列阵各单元器件输出的光束为多横模厄米—高斯光束，图 4-22 多模高斯光束与基模高斯光束的关系。

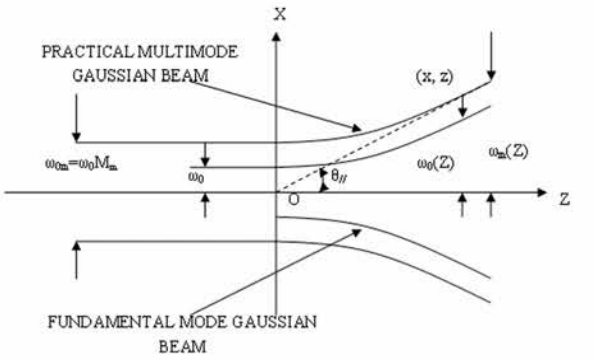


图 4-22 多模高斯光束与基模高斯光束的关系

图中实际光束的束腰为 $\omega_{0m}=\omega_0 M$， ω_0 和 M^2 分别为基模高斯光束的束腰和光束质量因子[128]。

多模高斯光束的光束光强可以用每个模式的光强采用加权平均的方式来获得，即[77]：

$$I_m(x,z)=\sum_{i=0}^{+\infty}C_iI_i(x,z) \qquad 4\text{-}7$$

式中加权因子 $C_i=\frac{2\omega_0^{\ 2}}{\omega_{0m}^{\ 2}+\omega_0^{\ 2}}(\frac{\omega_{0m}^{\ 2}-\omega_0^{\ 2}}{\omega_{0m}^{\ 2}+\omega_0^{\ 2}})^i$，光强 $I_i(x,z)=A_iH_i^{\ 2}(\frac{\sqrt{2}}{\omega_0(z)}x)exp(-2\frac{x^2}{\omega_0(z)^2})$，其中 $A_i=2n_{eff}\sqrt{\frac{\omega\varepsilon_0}{\beta(\pi r_m^{\ 2})}}P$，埃尔米特多项式 $H_i(x)=(-1)^ie^{x^2}\frac{\partial^i}{\partial x^i}e^{-x^2}$。则每个列阵单元的光强可以表示为：

$$I_m(x,z)\propto P\cdot\sum_{i=0}^{+\infty}\frac{2\omega_0^{\ 2}}{\omega_{0m}^{\ 2}+\omega_0^{\ 2}}(\frac{\omega_{0m}^{\ 2}-\omega_0^{\ 2}}{\omega_{0m}^{\ 2}+\omega_0^{\ 2}})^i\cdot H_i^{\ 2}(\frac{\sqrt{2}}{\omega_0(z)}x)exp(-2\frac{x^2}{\omega_0(z)^2}) \qquad 4\text{-}8$$

在 4A 的工作电流下，使用文献[102]中计算方法计算出的各单元功率 P 的理论值分别为 0.164W,0.367W 和 0.642W，用 ISO 的“透镜变换法”得到 M^2 分别为 35、47、61[129]。文献[130]给出的理想基模高斯光束束腰为 1.296μm，则相对应列阵单元近场束腰分别为 7.66μm、8.88μm、10.12μm。由以上参数就已可以求出各单元的近场分布，远场分布可以由近场的傅里叶变换得到，即：

$$I_m(\theta,z)\propto P\cdot\sum_{i=0}^{+\infty}\frac{2\omega_0^{\ 2}}{\omega_{0m}^{\ 2}+\omega_0^{\ 2}}(\frac{\omega_{0m}^{\ 2}-\omega_0^{\ 2}}{\omega_{0m}^{\ 2}+\omega_0^{\ 2}})^i\cdot H_i^{\ 2}(\frac{\sqrt{2}}{\omega_0(z)}tg(\theta)z)exp(-2\frac{tg^2(\theta)z^2}{\omega_0(z)^2}) \qquad 4\text{-}9$$

这样可以得到每个单元的远场分布，将它们叠加后就得到列阵的远场分布。

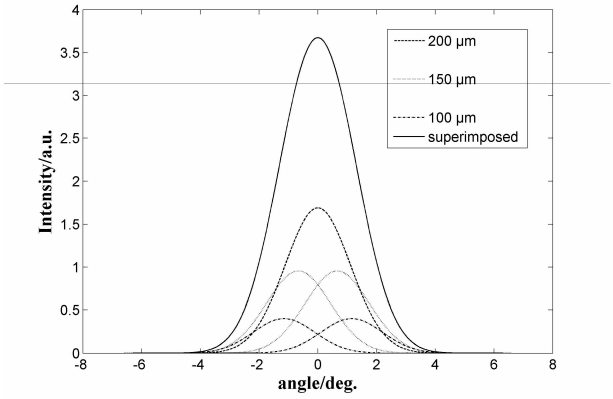


图 4-23 计算得到的一维列阵的远场分布图

图 4-23 为计算的在距离列阵出光面 5cm 处的远场分布，可以看出采用这种非均匀排列方式的列阵可以在远场呈现出近似高斯型的分布。

图 4-24 为一位列阵的输出特性曲线，室温连续工作下，器件在 4A 的最高输出功率为 880mW，阈值电流为 0.56A，微分电阻为 0.13 欧姆。图中还给出了在 3A 时的的光斑经 matlab 处理后得到的远场光斑，可见这种非均匀排列的列阵各单元光束叠加后在远场呈现近似高斯型的分布，与模拟计算结果基本一致。

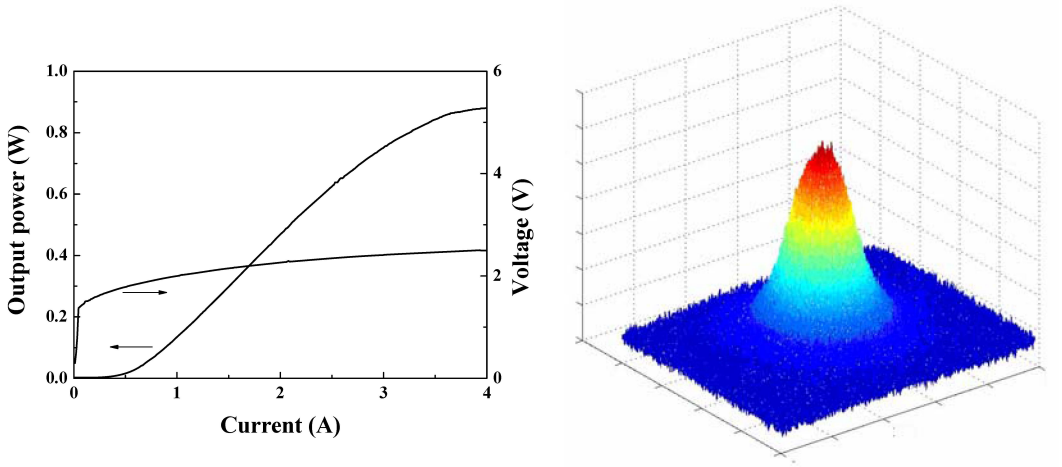


图 4-24 一维列阵的的功率—电压—电流曲线及远场光斑图

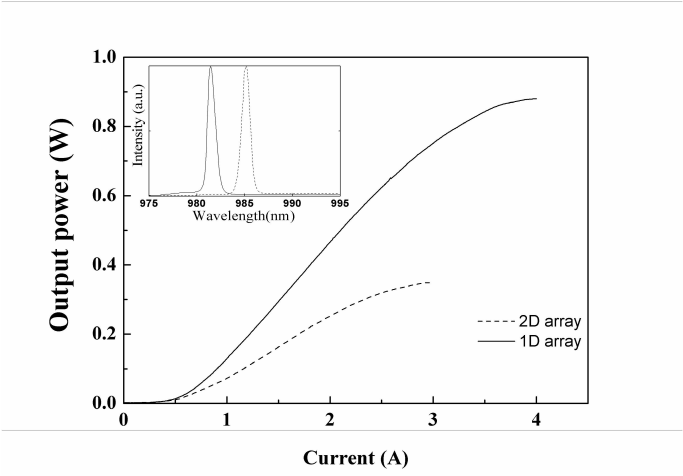


图 4-25 一维和二维列阵输出功率比较，插图为最高输出功率下的光谱

在制作非均匀排列列阵的同时，我们使用相同结构的外延片同时制作了单元直径 80μm 间距(单元圆心间距离)120μm 的二维 4×4 列阵，并将它们的特性进行

了详细比较来说明此非均匀排列的列阵具有的优势。图 4-25 为一维和二维列阵的输出功率曲线，由于两器件具有近似相等的面积，所以阈值电流几乎相同，但是二维器件中严重的自热效应使它很快发生了热反转现象，最高输出功率只有 350mW，远低于一维列阵 880mW 的最高输出功率。这可以归因于二维器件具有更小的单元直径和更小的间距，小的器件直径具有更大的热阻，同时较小的间距使得单元间热串扰更加明显，都增大了列阵器件总热阻，使得器件更易受自热效应的影响。图 4-25 中插图表示的最高功率下的光谱也说了这一点，二维器件由于具有更高的热阻而使有源区处于更高的温度中，因而激射波长红移的更加严重。

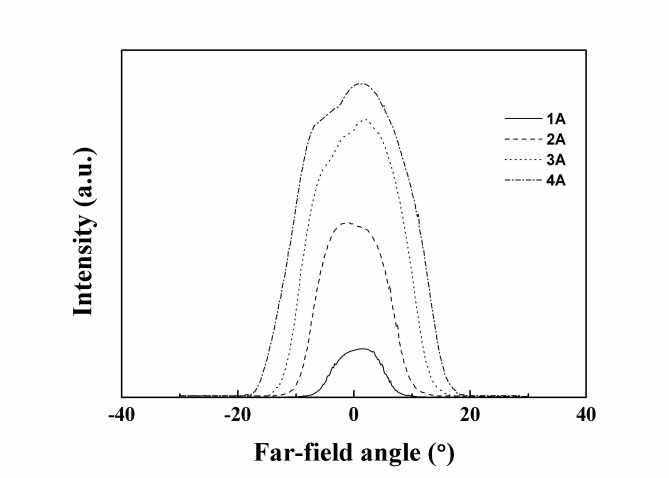


图 4-26 一维列阵的远场发散角

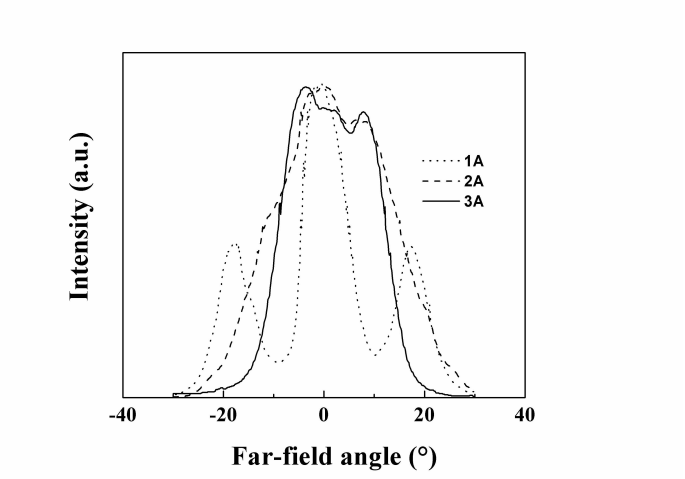


图 4-27 二维列阵的远场发散角

图 4-26 和图 4-27 测得的一维和二维列阵器件的远场发散角。对二维列阵，各单元输出的光束叠加后在远场呈现出一系列峰值，发散角较大。而对一维列阵来说，采用了非均匀排列方式后，由中心光强较高光束与两侧光强递减光束叠加在一起，在远场中形成了近似高斯型的分布，在 0 至 4A 电流下，器件的远场发散角都小于 20° 。实验结果与计算结果符合得比较好，这样的光束输出既提高了有用区域的激光功率密度，也易于满足与光纤的高效耦合和高效固体激光泵浦的要求。

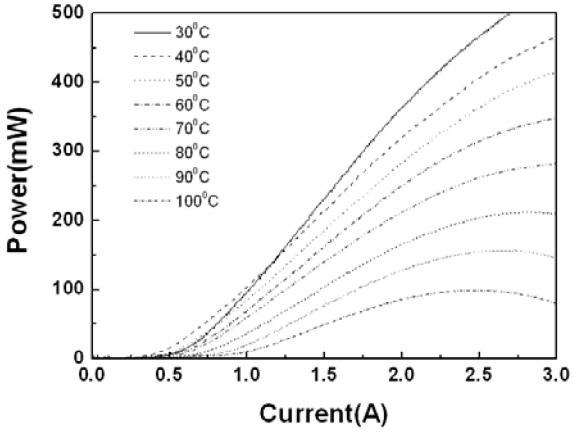


图 4-28 一维列阵在不同温度下的输出功率

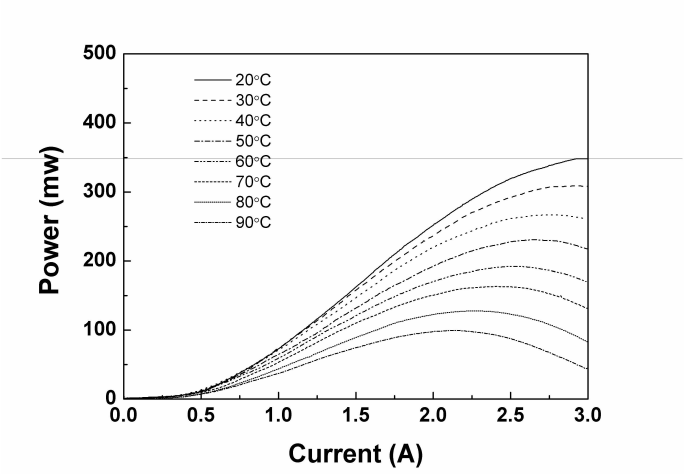


图 4-29 二维列阵在不同温度下的输出功率

由于一维列阵具有更小的热阻，因此它也更适合在高温下获得高功率输出。图 4-28 和图 4-29 是一维和二维列阵在不同温度下的输出功率曲线。对一维列阵来说，其阈值电流先随温度升高而降低，然后再开始随温度升高而增大，这与我们的芯片设计一致。而对二维列阵来说，由于其具有较大的热阻，器件有源区中的温升使得 λ_R 始终小于 λ_p，使器件的阈值电流随温度的升高而一直增大。同时我们看到，在各个温度下，一维列阵的输出功率都大于二维列阵器件，而且二维列阵也比一维列阵先出现热反转现象，这都说明了一维列阵具有更小的热阻。

由于 VCSELs 具有较大的出光面积而不易受到光学灾变损伤（COD）的影响，因而更适合于高功率脉冲输出。特别是在短脉冲工作时，VCSELs 器件受温度的影响很小，器件可以在十几倍甚至几十倍于最高连续工作电流下正常工作而不产生热反转现象。这可以测量短脉冲工作时器件波长的漂移来证明。

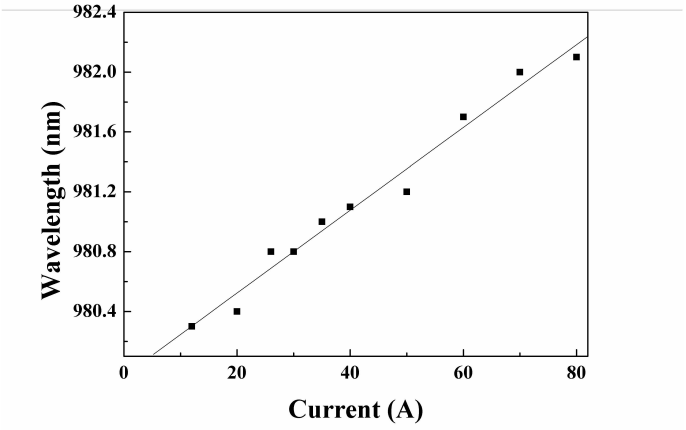


图 4-30 纳秒脉冲下的波长漂移（60ns，1KHz）曲线

图 4-30 纳秒脉冲下的波长漂移（60ns，1KHz）曲线。在脉冲工作时，当电流从 12A 增加到 80A 时，器件波长只从 980.3nm 漂移到了 982.1nm，红移速率仅有 0.026nm/A,远低于连续工作状态时 0.8nm/A 的红移速率。说明器件内部温升很小。图 4-31 为纳秒脉冲下的电脉冲及相应电脉冲下的光脉冲波形图。从图中可以看出，光脉冲与电脉冲的波形符合很好，光脉冲相对于电脉冲的展宽系数为 1.3 倍左右，这可能是由施加短电脉冲时所需的高偏压，器件的寄生电容，电阻及器件结构等复杂因素造成的[131]。图 4-32 纳秒脉冲下的峰值输出功率（60ns，

1KHz)。可以看到由于受温度影响很小，器件的输出功率随电流的增加基本上为线性增加的，在 80A 电流下，器件的最高峰值输出功率达到 20.8W。

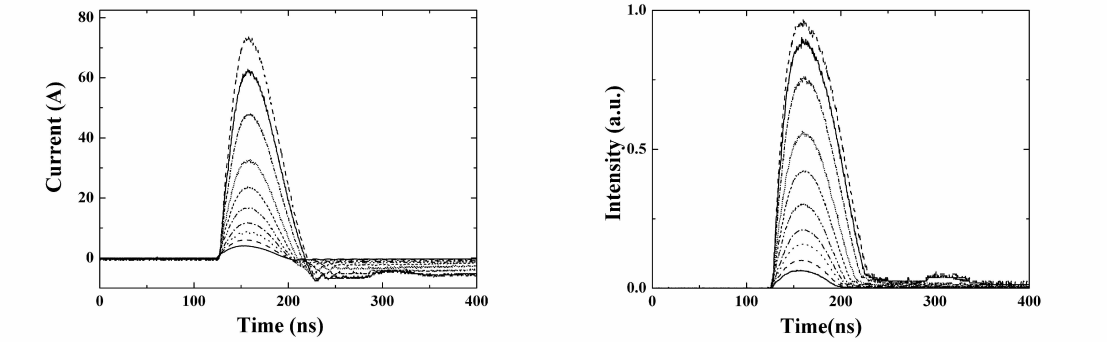


图 4-31 纳秒脉冲下的电脉冲及相应电脉冲下的光脉冲波形图

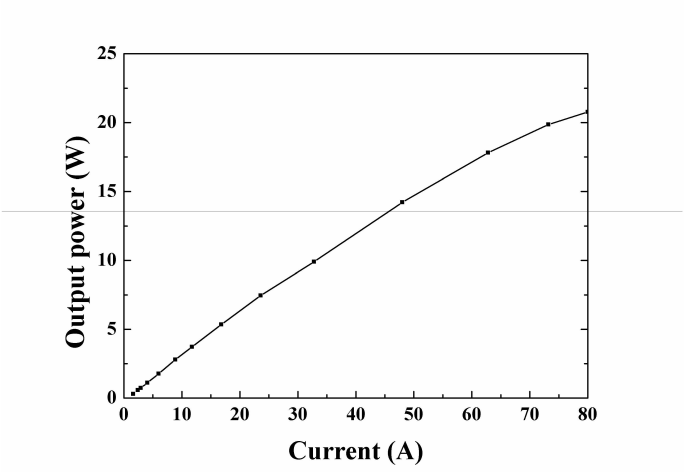


图 4-32 纳秒脉冲下的峰值输出功率（60ns，1KHz）

4.2.3 高功率高光束质量二维列阵

上一节我们看到，虽然非均匀排列分布一维列阵获得很好的光束质量和高短脉冲功率输出，但是其连续输出功率还不能很好的满足需要。为了获得更高的输出功率，需要集成更多的 VCSELs 单管器件，制作集成度更高的二维列阵。从第 2 章对 VCSELs 热特性的分析和上一节的实验我们知道，阻碍列阵器件功率提高的主要因素就是列阵器件的高热阻。

为了减小列阵单元间的热串扰从而降低器件的热阻，我们增大了列阵单元的

间距，同时选择列阵单元的直径为 50μm 和 200μm 来实现高功率密度和高功率激光输出。将单元直径 200μm 的列阵器件中的单元间距增加到 280μm 来制作高功率列阵，将单元直径 50μm 的列阵器件中的单元间距增加到 130μm 来制作高功率密度列阵。

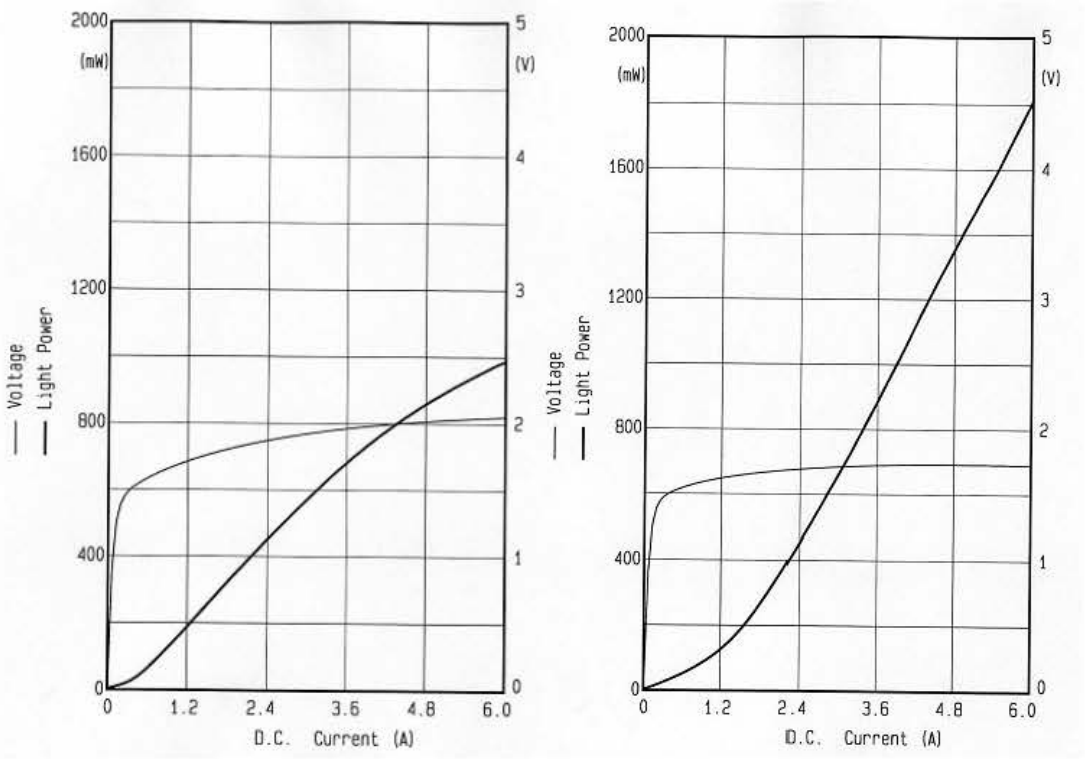


图 4-33 4×4 列阵输出功率(左)50μm 单元 130μm 间距。(右)200μm 单元 280μm 间距。

图 4-33 是增大单元间距后制作的 4×4 列阵的输出功率曲线，50μm 单元列阵的阈值电流约为 0.1A，斜率效率为 0.15W/A，串联电阻为 0.04 欧姆，在输入电流为 6A 时最高输出功率达到 1W，与原有器件相比输出功率提高了 45%。器件在 6A 时有轻微的热饱和现象，与单管器件一样，我们也只是简单的将制作好的管芯用铟焊接在无氧铜上，因此可以通过采用高热率更高的热沉如金刚石热沉等来避免这一问题。200μm 单元 4×4 列阵的阈值电流为 1.17A，串联电阻为 0.01 欧姆，斜率效率为 0.37W/A，同样受测试使用电源最大电流的限制，200μm 单元列阵器件的在 6A 时输出功率为 1.81W，，与原有器件相比输出功率提高了 34%，器件未受到热的影响也没有热饱和现象发生。说明增大列阵单元的直径和增大单

元间距能有效的降低列阵器件的热阻，提高列阵器件的输出功率。我们相信，如果采用改善的封装方式，使用更大的激光电源，可以获得更高的输出功率。同时集成更多的单元可以获得更高的功率输出。

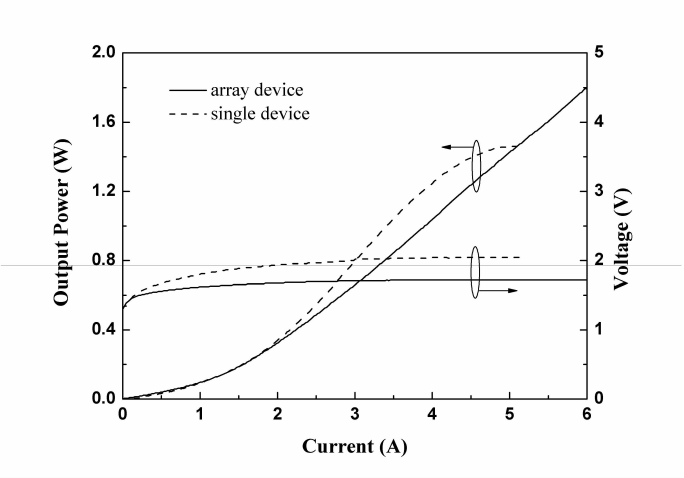


图 4-34 单管及列阵器件的 P-I 和 V-I 曲线

图 4-34 所示为列阵和单管器件在室温连续电流下的 P-I 和 V-I 曲线对比，其中虚线代表直径 800μm 的单管器件，实线代表单元直径 200μm 的 4*4 列阵器件。从图中可以看到，两器件具有相同的有源区面积因而阈值电流同为 1.2A。单管器件不受热串扰的影响，其斜率效率高于列阵器件，为 0.47W/A,但是从第二章中我们知道 VCSEL 器件的电光转换效率随出光孔径的增大而降低，同时单管器件的工作电流远大于列阵单元的工作电流，且单管器件更大的串联电阻 0.03Ω，这些使得单管器件中更多的电能转换为热能，使有源区温度迅速升高，器件在 5A 时就发生了热饱和现象，最高输出功率为 1.46W，电光转换效率仅为 13.9%，而 200 微米的列阵器件在最高输出功率处电光转换效率为 17.5%，与理论分析一致。因此要获得高功率高电光转换效率的器件，最好选择具有最高电光转换效率直径的单元器件制作高集成列阵器件。

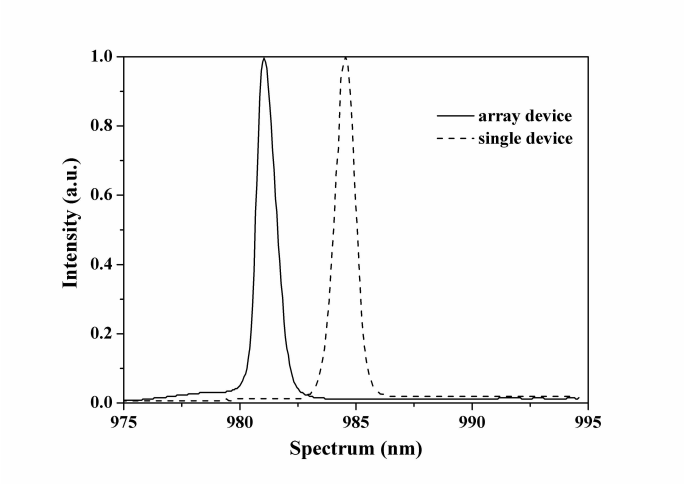


图 4-35 单管及列阵的光谱比较

图 4-35 是单管和列阵器件在最高输出功率时的光谱特性。单管器件激射中心波长为 984.6nm，半高宽为 0.9nm，列阵器件的中心波长为 981.0nm,半高宽为 0.7nm。可见单管器件的波长红移大于列阵，说明列阵器件有源区的温升较低，有利于高功率输出。同时列阵的光谱特性也优于单管器件，这是因为列阵单元中的孔径小于单管器件，较小的孔径中外延片的均匀性更好。

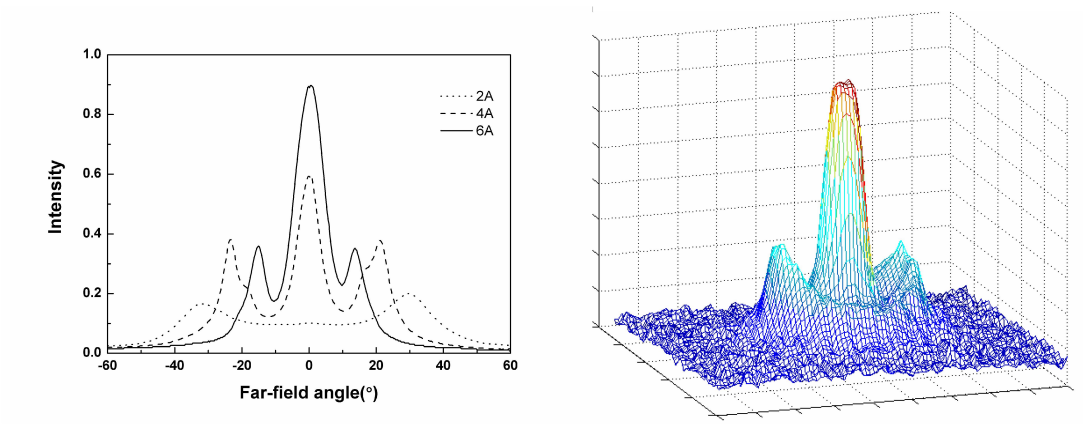


图 4-36 200μm 单元 4×4 列阵器件远场发散角

200μm 单元 4×4 列阵在不同注入电流时的远场强度分布如图 4-36 所示，图中右侧是 6A 时的光斑经 matlab 处理后的图片。增大列阵单元出光孔径的不利因素是随出光孔径的增大，高阶横模获得激射，此外由于列阵是采用并联方式工作，每个单元器件的工作电流较低，每个单元输出的是圆环形光斑而非圆形光斑，使

得由单元器件的远场分布叠加而成的列阵远场分布中出现环形光斑，增大了列阵的远场发散角，半角宽度达 30°以上。从图中可以看出在不同注入电流时列阵的远场中都出现了由高阶横模组成的环形光斑。

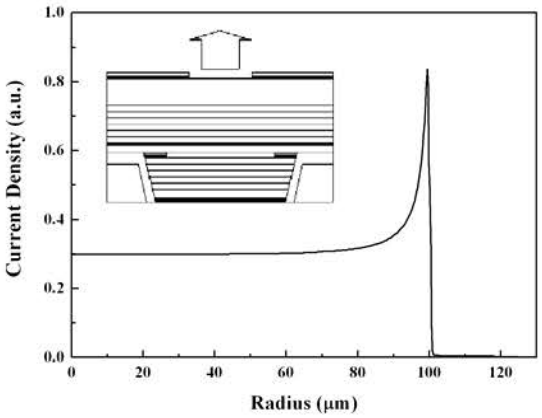


图 4-37 200μm 的列阵单元的有源区中电流密度分布。插图为镀制额外金层结构示意图。

我们同样对列阵单元器件有源区中的电流密度分布进行了计算，计算结果如图 4-37 所示。从图中可以看出，电流密度分布由氧化孔径决定，在有源区中心部分电流密度分布较均匀，但在氧化孔径周围电流密度大大高于有源区中心区域，这种电流聚集效应使得高阶横模在较小的电流下就能获得激射，因此在小电流时列阵远场为环形光斑，如图 4-36 中 2A 的情况。随注入电流的增加，有源区中心处较低的模式才开始激射，与高阶横模一起组成列阵的远场光斑，如图 4-36 中 6A 的情况。同时我们从图 4-37 中看到，较高电流密度出现在氧化孔径周围约 10μm。为了抑制高阶横模，降低远场发散角，我们在器件制作中镀制一层额外的金属层，将列阵单元的出光孔径由原来的 200μm 减小到 180μm，将高阶横模滤掉。图 4-37 中的插图是镀制额外的金属层结构示意图，使用此种方法能够较好的改善了大出光孔径单管器件的远场分布[132]。

图 4-38 是制作的额外镀制金属层后垂直腔面发射激光器列阵器件的远场分布图，在 0 至 6A 的工作电流下均能实现远场的近似高斯型分布，远场发散角半角宽度降低到 10° 左右，且峰值在器件中心成轴对称，图中右侧是 6A 时的光斑

经 matlab 处理后的图片。这样的光束输出既提高了激光功率密度，也可以使用简单的准直聚焦装置耦合进光纤，从而获得广泛的应用。

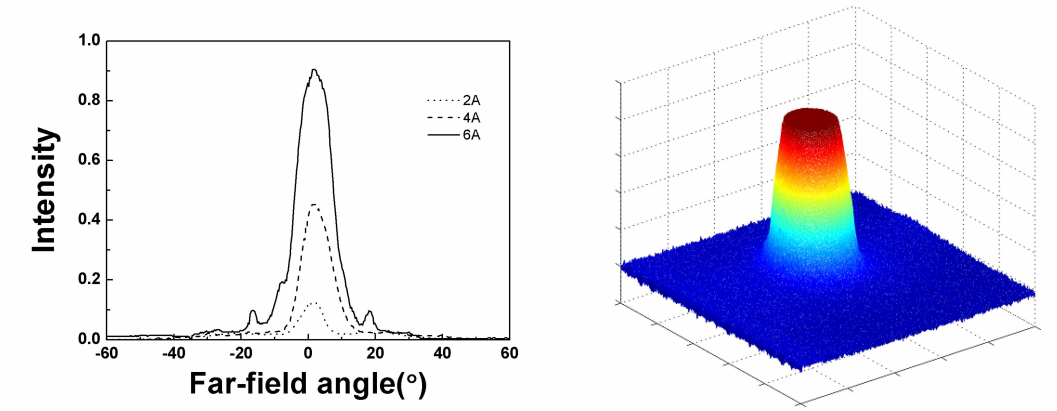


图 4-38 额外镀制金属层后器件远场发散角

图 4-39 是镀制额外金层前后垂直腔面发射激光器列阵的输出功率比较图。从图中可以看出，在改善远场发散角的同时，由于采用的额外金层对激光的散射和吸收的影响，列阵的最高输出功率略有下降，在 6A 时输出功率为 1.61W。

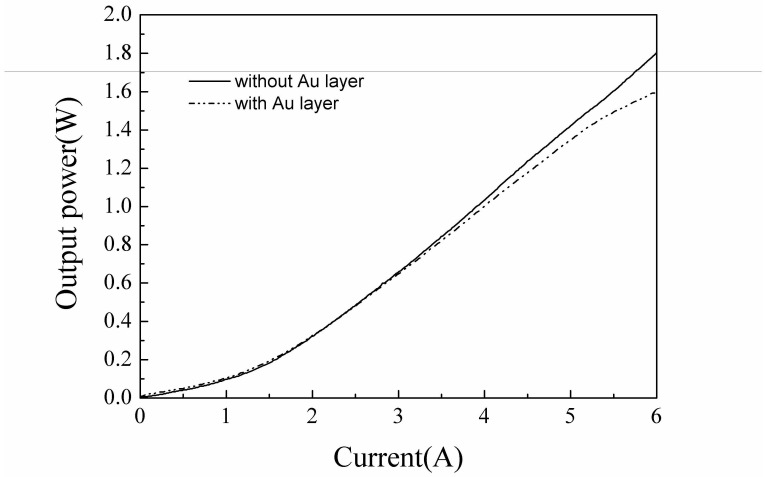


图 4-39 额外镀制金属层前后输出功率变化

4.2.4 列阵寿命测试

对于实际应用，VCSELs 器件的工作寿命和可靠性成为一个决定性的因素，这也是关系到能否实现商品化的重要因素。我们对 980nm 的输出功率为瓦级的高

功率 VCSELs 列阵进行快速老化实验，采用从样品中抽样测量其退化参数的方法来预计器件的寿命。

半导体激光器的高温加速老化寿命测试原理是基于 Arrhenius 模型，利用该模型可以发现由温度应力决定的反应速度的依赖关系，即

$$\ln \tau = A + \frac{E_a}{kT}$$

式中 τ 为寿命，Ea 为激活能，A 为常数，k 为玻尔兹曼常数：1.38×10-23J/K，T 为热力学温度。通过测试两个不同温度下的器件寿命，就可以求出激活能 Ea。于是便可求得温度 T1 对某温度 T3 下的加速系数 K3:

$$K_3 = \frac{\tau_3}{\tau_1} = \frac{\exp\left(\frac{E_a}{kT_3}\right)}{\exp\left(\frac{E_a}{kT_1}\right)} = \exp\left[\frac{E_a}{k}\left(\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_1}\right)\right]$$

则有 $\tau_3 = \tau_1 \exp\left[\frac{E_a}{k}\left(\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_1}\right)\right]$

实验中随机抽取 6 只 VCSELs 器进行高温加速老化实验。分别放进 60℃和 80℃条件下的恒温箱内进行恒流加速老化实验，激光器工作电流控制在 2A。测试出激光器在高温条件下的寿命，然后推算其在正常工作条件下的寿命。实验过程中，每 24 小时用综合参数测试仪对 6 只激光器进行测试，如果激光器的功率下降到初始值的 30%则认为该器件已经失效。激光器的寿命用器件失效的平均寿命来表示。实际计算过程中，把多只同类激光器的各自失效时间的统计平均值作为平均寿命。从测试曲线中推出 60℃的寿命是 1890 小时，80℃的寿命是 1116 小时。因此推出室温下的寿命约为 5000 小时。

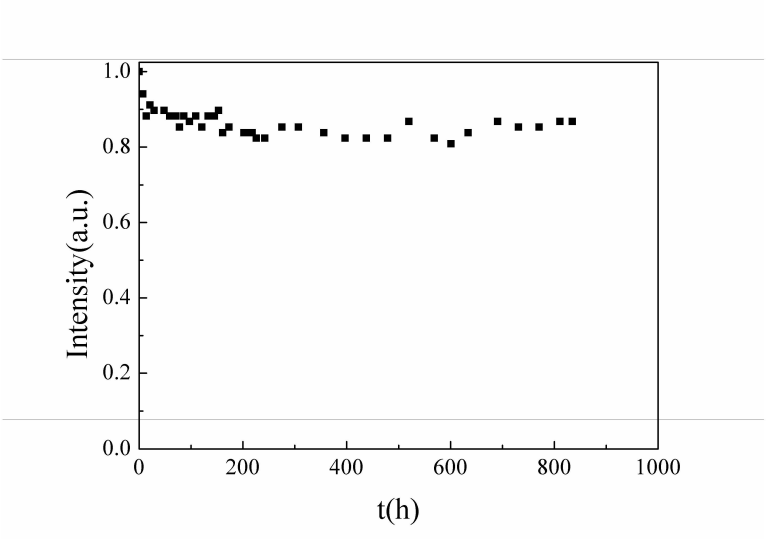


图 4-40 60℃老化曲线

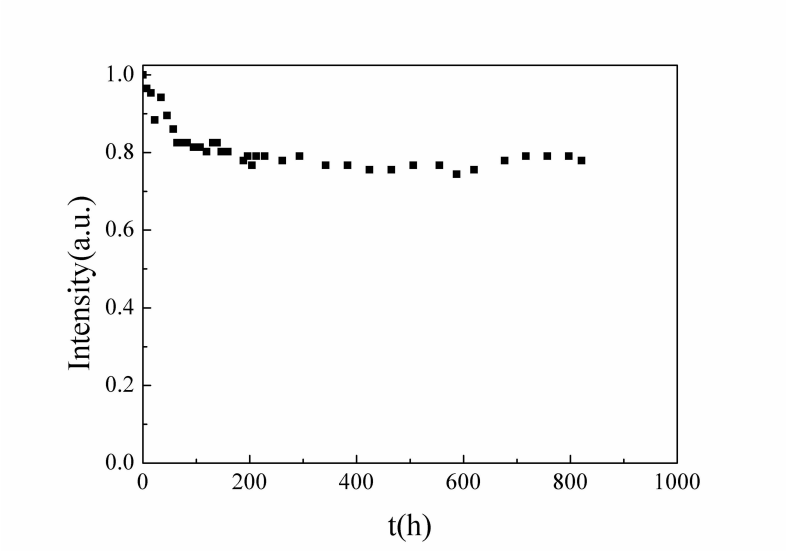


图 4-41 80℃老化曲线

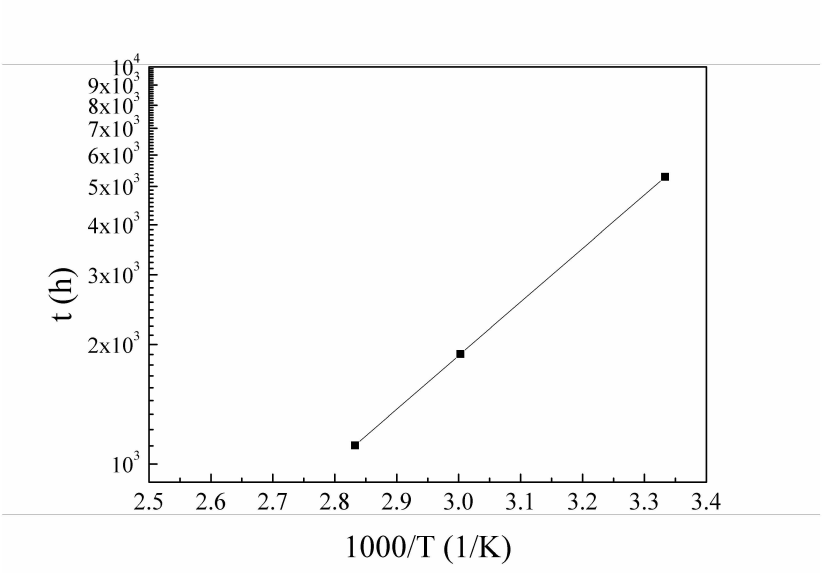


图 4-42 根据老化曲线推出的室温下的寿命

4.3 本章小结

波长 980nm 的 VCSELs 器件是近红外和高功率 VCSELs 中有广泛应用前景，最具代表性的器件。在 980nmVCSELs 器件的基础上通过有源区中量子阱材料组分等的变化并采用高功率 VCSELs 器件的封装散热方式，可以将高功率 VCSEls 器件的波长扩展到整个近红外波段。

本章以获得高功率 VCSELs 器件为目的，结合了第二章中的理论分析及实验室前期制作器件的测试结果分析，对外延片的结构和器件的结构进行了优化设计，制作了 980nm 底发射 VCSELs 大孔径单管，非均匀排列一维列阵及二维列阵器件和 850nm 顶发射 VCSELs 单管器件。980nm 单管器件的最高输出功率达到 2.3W，二维列阵的最高输出功率提高到 1.81W。采用优化 P 面电极直径的方法制作的单管器件的远场发散角降低到 15° 左右，优化后器件的功率有所提高。采用额外镀制金属层的方法改善了列阵器件的远场分布，使发散角降低到 10° 左右。采用非均匀排列的方式设计了一维列阵结构，通过调整列阵单元直径和间距，使单元光束叠加后实现了列阵器件的近似高斯型远场分布。通过高温加速老化试验推出列阵器件寿命可达 5000 小时。

第5章 总 结

波长980nm的VCSELs器件是近红外和高功率VCSELs中有广泛应用前景，最具代表性的器件。在980nm VCSELs器件的基础上通过有源区中量子阱材料组分等的变化并采用高功率VCSELs器件的封装散热方式，可以将高功率VCSEls器件的波长扩展到整个近红外波段。本文围绕980nm VCSELs器件，开展了高功率低发散角VCSELs器件设计与制作研究，从基本理论分析，器件参数选择，制作工艺优化，器件结构设计与分析等方面展开了研究工作，主要包括以下几个方面：

(1)VCSELs器件要实现激射必须具有高的光增益，介绍了量子阱增益的计算方法，针对980nm波长设计了InGaAs/$GaAs_{0.92}P_{0.08}$三量子阱结构，设计采用具有更宽带隙的$GaAs_{0.92}P_{0.08}$作为势垒层，与传统的GaAs势垒层相比，更宽的带隙可以使InGaAs阱中的载流子得到更好的限制，避免在高功率工作下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，保证器件在自热效应下也能获得高功率的输出。另外InGaAs中铟组分的存在使阱层的晶格常数比GaAs大，通过生长具有略小晶格常数的GaAsP，可以补偿InGaAs层中的应力。通过这种交替的应力补偿，使外延层总的应力积累保持在临界应力以下，保证外延片具有较好的晶体质量，提高VCSELs器件的寿命。

(2)对VCSELs获得高性能的另一重要要素DBR反射镜进行了详细分析，采用特征矩阵法计算了半导体DBR反射镜的反射率、吸收、高反射带宽及穿透深度，在理论上分析了降低半导体DBR反射镜中同型异质结电阻的方法，为外延生长高反射率低阻半导体DBR提供了理论指导。

(3)以获得高功率VCSELs器件为目的,理论推导了器件的限制因子，阈值电流，微分量子效率，电光转换效率及它们对输出功率的影响，同时讨论了VCSELs的热特性，分析了温度对VCSELs器件激射波长，阈值电流和输出功率的影响。为高功率VCSELs器件的设计提供了理论依据。

(4)采用刻蚀非闭合沟槽法制作顶发射结构器件，制定了一套可行的制作顶

发射 VCSELs 器件的工艺流程，制作的 850nm 顶发射 VCSELs 器件的最高输出功率 45mW。对底发射高功率 VCSELs 制作的关键工艺进行了优化，完善了底发射 VCSELs 的制作工艺流程。采用脉冲阳极氧化工艺制作绝缘膜替代传统的 SiO_2 膜制作了 VCSELs 器件，损伤明显减少，降低了器件的阈值电流密度。

(5)根据理论分析及对器件测试结果的分析对外延片结构和器件的结构进行了优化设计。将 N 型 DBR 的反射率降低到 99.3%来提高微分量子效率，同时优化工艺降低内部损耗，提高输出功率。增大了单元的间距以减小器件的热阻。制作了底发射高功率 VCSELs 单管器件，200μm，300μm，400μm，500μm 和 600μm 器件的最高室温连续输出功率分别为 1.16W，1.53W，1.66W，2.11W，2.3W；制作了高功率 VCSELs4×4 列阵器件，单元直径 50μm 的 4×4 列阵器件最高室温连续输出功率达到 1W，单元直径 200μm 的 4×4 列阵器件最高室温连续输出功率达到 1.81W，为国内领先水平。

(6)设计了非均匀排列的一维 VCSELs 列阵结构,通过调整列阵单元大小和间距，设计列阵单元的直径和间距从器件中心向两侧依次递减并对称分布，这样列阵中间强度较高的单元光束与两侧强度递减的单元光束耦合后在远场形成近似高斯型的强度分布。在 4A 电流驱动下器件输出功率达到 880mW，在 0-4A 的工作电流范围内远场发散角均小于 20°。与具有相同面积的二维列阵相比，非均匀排列的一维 VCSELs 列阵具有更小的热阻，更适合高温度下工作，在 60ns 纳秒 80A 脉冲电流驱动下，器件最高输出功率达到 20.8W。

(7)通过对大孔径单管器件有源区中的电流密度分布得出有源区中的电流密度分布由 P 面电极直径和氧化孔直径共同决定，采用优化的 P 面电极结构的方法实现了有源区中电流密度的均匀分布，制作的器件的远场发散角由 30°减小到 15°，输出功率略有提高。在 4×4 列阵中采用额外镀制金属层的方法将高阶横模过滤掉，改善了器件的远场分布，发散角由 30°减小到 10°左右。由于金属层对光的吸收和散射，使输出功率略有下降。

(8)采用高温加速老化的方法推算出 4×4 列阵器件室温下的寿命可达 5000 小时。

参考文献

[1]. Friedrich Bachmann,Peter Loosen,Reinhart Poprawe. High Power Diode Lasers Thechnology and Applications[M],Springer.2007.6.

[2]. 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 共立出版.2002.

[3]. Kuchta, D.M.,Kwark, Y.H.,Schuster, C.,et al.，120-Gbps VCSEL-Based Parallel-Optical Interconnect and Custom 120-Gb/s Testing Station[J]. Journal of Lightwave Technology, 2004，22:2200-2212.

[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, 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,IEEE Select. Topics Quantum Electron., 1999,5(2):184-192.

[6]. K. Kasahara, VSTEP based smart pixels, IEEE J. Quantum Electron., 1993, 29(2):757-768.

[7]. Iga, K.，Koyama, F.，Kinoshita, S.Surface emitting semiconductor lasers[J].IEEE J. Quantum Electron.,1988 24(9):1845-1855.

[8]. Kenichi IGA,Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser:Its Conception and Evolution,Jpn. J. Appl. Phys., 2008,47(1):1-10.

[9]. K. Iga,Surface emitting laser–its birth and generation of new optoelectronics field,IEEE J Select. Topics Quantum Electron., 2000,6(6):1201-1215.

[10]. H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu, GaInAsP/InP surface emitting injection lasers,Jpn. J. Appl. Phys., 1979,18:2329–2330.

[11]. K.Iga,S.Ishikawa, S.Ohkouchi, et al.,Room temperature plused oscillation of GaAlAs/GaAs surface emitting injection laser, Appl.Phys.Lett.[J],1984,45:348-350.

[12]. F.Koyama,S.Kinoshita,K.Iga et al., Room temperature continuous wave lasing characteristics of GaAs vertical cavity surface-emitting lasers, Appl.Phys.Lett.[J],1989,55:221-222.

[13]. Tell B, Lee Y h, Brown-Goebeler K F, Jewell J L, et al. High-power cw vertical-cavity top surface-emitting GaAs quantum well lasers[J]. Appl Phys Lett, 1990, 57: 1855-1857.

[14]. 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

[15]. Choquette K D, Hou H Q, Vertical-cavity surface emitting laser: Moving from research to manufacturing[J]. Proc IEEE, 1997, 85: 1730-1739.

[16]. Huffaker D L, Graham L A, Deng H, et al. Sub-40μA continuous-wave lasing in an oxidized vertical-cavity surface emitting laser with dielectric mirrors[J]. IEEE Photon Technol Lett, 1996, 8: 874-976.

[17]. Miller M, Grabherr M, King R, et al. Improved output performance of high-power VCSEL's[J]. IEEE J Sel Top Quantum Electron, 2001, 7: 210-216.

[18]. R.S.Geels,S.W.Corzine, L.A.Coldren. InGaAs Vertical Cavity Surface Emitting Lasers, IEEE J. Quantum Electron.[J], 1991, 27:1359-1362.

[19]. T.Baba, Y.Yogo, K.Suzuki et al., Near room temperature continuous wave lasing characteristics of GaInAsP/InP surface emitting laser, Electron. Lett.[J], 1993, 29(10):913.

[20]. J.A. Lott and R.P. Schneider, Electrically injected visible (639-661) vertical cavity surface emitting lasers,Electron. Lett.[J],1993, 29(10):830-832.

[21]. DI. Babic, K. Streubel, R.P. Mirin, et al., Roomtemperature continuous wave operation of 1.54 μm vertical cavity lasers, IEEE Photon. Technol. Lett., 1995, 7:1225-1227.

[22]. K.D. Choquette, J.F. Klem, A.J. Fischer et al.,Room temperature continuous wave InGaAsN quantum well vertical-cavity lasers emitting at 1.3μm, Electron. Lett.[J], 2000, 36:1388.

[23]. H.Z.Xu, F.Zhao, A.Majumdar, et al., High power mid-infrared optically pumped PbSe/PbSrSe multiple-quantum-well vertical-cavity surface-emitting laser operation at 325 K, Electro. Lett.[J], 2003, 39:659.

[24]. M.A.Wistey, S.R.Bank, H.B.Yuen et al., Monolithic, GaInNAsSb VCSELs at 1.46 μm on GaAs by MBE. Electron. Lett.[J], 2003, 39:1822.

[25]. L.Cerutti, A.Garnache, A.Ouvrard et al., 2.36 μm diode pumped VCSEL operating at room temperature in continuous wave with circular TEM_{00} output beam.，Electron, Lett.[J], 2004, 40: 869.

[26]. Tien-Chang Lu, Chih-Chiang Kao, Hao-Chung Kuo, et al.,CW lasing of current injection blue GaN-based vertical cavity surface emitting laser, Appl. Phys. Lett.[J], 2008，92：141102.

[27]. Heinz Schweizer, Tabitha Ballmann, Rainer Butendeich, et al., Red surface emitters:powerful and fast, SPIE, 2003, Proc.,5248:103-116.

[28]. Sale, T.E., Roberts, J.s., Woodhead,J. et al., Room temperature visible (683-713 nm) all-AlGaAs vertical-cavity surface-emitting lasers VCSELs, IEEE Photon. Technol. Lett.[J],1996,8:473-475.

[29]. M. H. Crawford, K. D. Choquette, R. J. Hickman, et al., Performance of selectively oxidized AlGaInP based visible VCSELs, OSA Trends Optics Photon. Series[J], 1998, 15:104–105.

[30]. M.Zorn ， A.Knigge， U.Zeimer， et al． MOVPE growth of visible vertical-cavity

surface-emitting lasers (VCSELs)．J．Crystal Growth，[J]，2003, 248:186-193

[31]. Klein Johnson and Mary Hibbs-Brenner, High output power 670nm VCSELs,SPIE, 2007,Proc.6484:648404.

[32]. H. Jeon, V. Kozlov, P. Kelkar, et al., Room temperature optically pumped bluegreen vertical cavity surface emitting lasers, Appl. Phys. Lett., 1995, 67(12):1668–1670.

[33]. Cooke Mike, Getting a green light from lasers, Compound and asvanced silicon,semiconductortaday, 2009,4(8):62-66.

[34]. M. Jansen, G. P. Carey, R. Carico,et al．Visible Laser Sources for Projection Displays, SPIE 2007 Proc.6489:648908.

[35]. Takao Someya, Ralph Werner, Alfred Forchel, et al., Room Temperature Lasing at Blue Wavelengths in Gallium Nitride Microcavities, Science[J], 1999,285(5435):1905-1906.

[36]. Chih-Chiang Kao, Y. C.Peng, H.H.Yao, et al., Fabrication and perferformance of blue GaN-based vertical-cavvity surface-emitting laser employing AlN/GaN and Ta2O5/Sio2 distributed Bragg reflector, Appl. Phys. Lett.,2005,87:081105.

[37]. P. Salet, F. Gaborit, Ph. Pagnod-Rossiaux, et al.,Room temperature pulsed operating of 1.3 μm vertical cavity lasers including bottom InGaAsP/InP multilayer bragg mirrors, Electron. Lett., 1997, 33(24):2048-2049.

[38]. I. F.L. Dias, B. Nabet, A. Kohl, et al.,Electrical and optical characteristics of n-type doped distributed Bragg mirrors on InP, IEEE Photon. Technol. Lett., 1998 10(6):763-765.

[39]. J. Boucart, C. Starck, F. Gaborit, et al., 1 mW CW-RT Monolithic VCSEL at 1.55 μm, IEEE Photon. Technol. Lett., 1999, 11(5):629-631.

[40]. T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, et al., Near room temperature continuous wave lasing characteristics of GaInAsP/InP surface emitting laser, Electron. Lett., 1993, 29(10):913-914.

[41]. H. W. Song, D. S. Song, L. Y. Han, et al., 1.5 μm vertical cavity surface emitting lasers utilizing low loss AlxOy/GaAs mirrors, Electron. Lett., 1999,35(4):296-297.

[42]. N. M. Margalit, K. A. Black, Y. J. Chiu, et al., Top emitting double fused 1.5 μm vertical cavity lasers, Electron. Lett., 1998, 34(3):285-287.

[43]. Y. Qian, Z. H. Zhu, Y. H. Lo, et al., 1.3 μm vertical cavity surface emitting lasers with double bonded GaAs/AlAs Bragg mirrors, IEEE Photon. Technol. Lett., 1997, 9(1):8-10.

[44]. S. Rapp, F. Salomonsson, J. Bentell, et al., Near room temperature continuous wave operation of electrical pumped 1.55 μm vertical cavity lasers with InGaAsP/InP bottom mirror, Electron. Lett., 1999, 35(1):49-50.

[45]. J. K. Kim, E. Hall, O. Sjolund, et al., Room temperature, electrically pumped multiple active region VCSELs with high differential efficiency at 1.55 μm, Electron. Lett., 1999, 35(13):1084-1085.

[46]. E. Hall, G. Almuneau, J. K. Kim, et al., Electrically pumped, single-epitaxial VCSELs at

1.55 mm Sb-based mirrors, Electron. Lett., 1999, 35(16):1337-1338.

[47]. M. C. Larson, M. Kondow, T. Kitatani, et al., GaInNAs/GaAs long wavelength vertical cavity surface emitting laser diodes, IEEE Photon. Technol. Lett., 1998,. 10(2):188-190.

[48]. T. Kageyama, T. Miyamoto, S. Makino, et al., Room temperature continuous wave operation of GaIn-NAs/GaAs VCSELs grown by chemical beam epitaxy with output power exceeding 1 mW, Electron. Lett., 2001, 37(4):225-226.

[49]. M. Yamada, T. Anan, K. Kurhara, et al., Room temperature low-threshold CW operation of 1.23 μm GaAsSb VCSELs on GaAs substrates, Electron. Lett., 2000, 36(7):637-638.

[50]. L. A. Graham, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, Spontaneous lifetime control in a native oxide aperture microcavity, Appl. Phys. Lett., 1999, 74(17):2408-2410.

[51]. Ortsiefer, M., Baydar, S., Windhorn, K., et al., Long-wavelength monolithic VCSEL arrays with high optical output power , Electron. Lett., 2005, 41: 807–808.

[52]. W. Hofmann, M. Gorblich, M. Ortsiefer, et al., Long-wavelength (λ =1.55μm) monolithic VCSEL array with >3W CW output power, Electro. Lett., 2007, 43:1025-1026.

[53]. Nakayama Hideo , Nakamura Takeshi , Funada Masao, et al.,780nm VCSEL for home networks and printers, 54th Electronic Component and Technology Conference, 2004:1371-1375.

[54]. http://www.ulm-photonics.com/docs/pr/1W_cw_from_VCSEL.pdf

[55]. Jean-Francois Seurin, Guoyang Xu, Viktor Khalfin, et al., Progress in high-power high-efficiency VCSEL arrays, SPIE, 2009, Proc. 7229:722903.

[56]. R. Jager, M. Grabherr, C, Jung, 57% wallplug efficiency oxide-confined 850 nm wavelength GaAs VCSELs, Electron. Lett., 1997,33(4):330-331.

[57]. G. M. Yang, M. MacDougal, and P. D. Dupkus, Ultralow threshold current vertical cavity surface emitting laser obtained with selective oxidation, *Electron. Lett.*,1995, 31:886–888.

[58]. M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, et al., High power(>0.5W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM00 Beams, IEEE Pphoton. Technol. Lett., 1997, 9(8):1063-1065.

[59]. Juan L.A. Chilla, Stuart D. Butterworth, Alexander Zeitschel, et al., High power optically pumped semiconductor Lasers , SPIE, 2005,Proc., 5332:143-150

[60]. Juan Chilla, Qi-Ze Shu, Hailong Zhou, et al., Recent advances in optically pumped semiconductor lasers, SPIE, 2007, Proc., 6451:645109.

[61]. D. Francis, H. L. Chen, W. Yuen, et al., Monolithic 2D-VCSEL array with >2W CW and >5W pulsed output power, Electron. Lett., 1998, 34(22):2132-2133.

[62]. D'Asaro LA, Seurin JF, Wynn J D. ,High-Power, High-Efficiency VCSELs Pursue the Goal, Photonics Spectra 2005 (2) 64-66.

[63]. Jean-François Seurin, L. Arthur D'Asaro and Chuni Ghosh, A New Application for VCSELs:

High-Power Pump Lasers .Photonics Spectra , 2007，（7）：66-71.

[64]. http://www.princetonoptronics.com/products/HPCWVCSEL.php

[65]. 杨树人,王宗昌,王兢,《半导体材料》,北京,科学出版社,2004.

[66]. 江建平,《半导体激光器》,北京，电子工业出版社,2000.

[67]. 王青, 高功率 980nm 垂直腔面发射激光器的研制, 2004, 中科院研究生院硕士学位论文.

[68]. 赵路民,980nm 高功率垂直腔面发射激光器的研制及测试分析, 2004, 吉林大学硕士学位论文.

[69]. 张益,InGaAs 垂直腔面发射激光器的研制分析和制备工艺研究, 1998, 中科院半导体所博士学位论文.

[70]. H.A.麦克劳德著,周九林,尹树百译,《光学薄膜技术》,北京,国防工业出版社,1974,31.

[71]. 唐晋发,郑权,《应用薄膜光学》, 上海,上海科学技术出版社, 1984,195.

[72]. 唐晋发,顾陪夫,《薄膜光学与技术》,北京,机械工业出版社,1989,74.

[73]. F.Koyama, Y.Suematsu, S.Arai et al.,.IEEE J.Quantum Electron.,1983,19(6):1042-1051.

[74]. E. F. Schubert, L. W. Tu, G. J. Zydzik, et al., Elimination of heterojunction band discontinuities by modulation doping, Appl. Phys. Lett. ,1992, 60 (4):466-468.

[75]. M. G. Peters, B. J. Thibeault, D. B. Young, et al., Band-gap engineered digital alloy interfaces for lower resistance vertical-cavity surface-emitting lasers, Appl. Phys. Lett. ,1993, 61 (25):3411-3413.

[76]. M. G. Peters, B. J. Thibeault, D. B. Young, et al., Growth of beryllium doped AlxGa1_xAs/GaAs mirrors for vertical-cavity surface-emitting lasers, J. Vac. Sci. Technol. B, 1992, 12(6):3075-3083.

[77]. 杜宝勋，《半导体激光器原理》，北京，兵器工业出版社，2004.

[78]. 栖原敏明著，周南生译，张文敏校《半导体激光器基础》，北京，科学出本社 共立出版，共立出版，2002，130.

[79]. Kazunori Moriki , Hidetoshi Nakahara , Takeo Hattori, et al., Single transverse mode condition of surface emitting injection lasers, Electronics and Communications in Japan (Part II: Electronics), 2007,71(1):81-90.

[80]. R. Nagarajan and J. E. Bower, Effects of carrier transport on injection efficiency and wavelength chirping in quantum-well lasers, IEEE J. Quantum Electron., 1993, 29(6):1601-1608.

[81]. G. W. Taylor and Q. Yang, Optimization of the operation point of a vertical cavity surface emitting laser, IEEE J. Quantum Electron., 1996,32(8):1441-1449

[82]. P. A. Barnes and T. L. Paoli, Derivative measurements of the current-voltage characteristics of doubleheterostructure injection lasers, IEEE J. Quantum Electron., 1976, 12(10):633-639.

[83]. J. Li, J.-F. Seurin, and S. L. Chuang, Correlation of electrical and optical characteristics of

selectively oxidized vertical-cavity surface-emitting lasers, Appl. Phys. Lett., 1997, 70(14):1799-1801.

[84]. E. R. Hegblom, N. M. Margalit, B. J. Thibeault, et al., Current spreading in apertured vertical cavity lasers, SPIE, 1997, Proc., 3003:176-180.

[85]. Jean-Francois Seurin, Chuni L. Ghosh, Viktor Khalfin, et al., High-power high-efficiency 2D VCSEL arrays, SPIE, 2008,Proc. 6908:690808.

[86]. K. L. Lear, S. P. Kilcoyne, and S. A. Chalmers, High power conversion efficiencies and scaling issues for multimode vertical-cavity top-surface-emitting lasers, IEEE Photon. Technol. Lett., 1994, 6(7):778-781.

[87]. S. W. Corzine, R. S. Geels, J. W. Scott, et al., Design of Fabry-Perot surface emitting lasers with a periodic gain structure, IEEE J. Quantum Electron., 1989, 25(6):1513-1524.

[88]. C. J. Chang-Hasnain, J. P. Harbison, G. Hasnain, et al., Dynamic, polarization and transverse mode characteristics of VCSELs, IEEE J. Quantum Electron., 1991, 27(6):1402-1408.

[89]. J. J. Dudley, D. L. Crawford, and J. E. Bowers, Temperature dependence of the properties of DBR mirrors used in surface emitting normal optoelectronic devices, IEEE Photon. Technol. Lett., 1992, 4(4):311-313.

[90]. J.Talghader and J.S.Smith, Thermal dependence of the refractive index of GaAs and AlAs measured using semiconductor multilayer optical cavities, Appl. Phys. Lett., 1995, 66:335.

[91]. J. L. Shen, C. Y. Chang,W. C. Chou et al., Temperature dependence of the reflectivity in absorbing Bragg reflectors, Optics Express,2001,9(6):287-293.

[92]. M. H. Crawford, R. P. Schneider, Jr., K. D. Choquette, et al. Temperature dependent characteristics and single mode performance of AlGaInP-based 670-690 nm vertical cavity surface emitting lasers, IEEE Photon. Technol. Lett., 1995, 7(7):724-726.

[93]. M. Kaitia, K. Kurihara, M. Nido, et al., Temperature characteristics of a vertical-cavity surface-emitting laser array with a broad-gain bandwidth, IEEE Select. Topics Quantum Electron., 1995, 1(2):654-660.

[94]. M. Kajita, K. Kurihara, H. Saito,et al., Temperature insensitive vertical cavity surface emitting laser array with a broad gain bandwidth, Electron. Lett., 1995, 31(22):1925-1926.

[95]. N. Bewtra, D. A. Suda, G. L. Tan, et al., Modeling of quantum well lasers with electro-opto-thermal interaction, IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., 1995, 1(2):331-340.

[96]. G. P. Agrawal and N. K. Dutta, Long Wavelength Semiconductor Lasers, New York,Van Nostrand Reinhold, 1986.

[97]. G. W. Taylor and P. A. Evaldsson, Temperature dependent operation of the vertical cavity surface emitting lasers, IEEE J. Quantum Electron., 1994, 30(10):2262-2270.

[98]. 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, IEEE J. Quantum Electron., 1993, 29(5):1295-1308.

[99]. M. Osinski and W. Nakwaski, Thermal effects in vertical cavity surface emitting lasers," in Current Trends in Vertical Cavity Surface Emitting Lasers, International Journal of High Speed Electronics and Systems, 1994, 5(4):667-730.

[100].Grabherr M, Jager R, Miller M, Bottom-emitting VCSEL's for high-CW optical output power[J]. IEEE Photon Technol Lett, 1998, 10:1061-1067.

[101].Nakwaski W, Osinski M, Thermal properties of vertical-cavity surface-emitting semiconductor laser[J]. in Progr.Opt., E. Wolf, Ed. New York: Elsevier Science, 1998, 38:165-168

[102].Martin Grabherr, Michael Miller, Roland J¨ager, High-power VCSEL's: single devices and densrly packed 2-D-arrays, IEEE select. Topics Quantum. Electron. 1999, 5(3):495-502.

[103].J. W. Matthews, and A. E. Blakeslee, Defects in epitaxial multilayers, J. Crystal Growth, 1974, 27:118-125.

[104].宴长岭, 垂直腔面发射激光器的研制及其特性分析, 2000,中国科学院博士学位论文.

[105].宁永强;秦 莉;孙艳芳等, 一种制备光刻胶图形的方法[P],中国专利，200610017221.5, 2006.09.29.

[106].Adache S, Oe K, Chemical Etching Characteristics of (001) GaAs[J]. Electochem Soc, 1983, 130: 2427.

[107].许兆鹏, GaAs、GaP、InP、InGaAsP、AlGaAs、InAlGaAs 的化学腐蚀研究, 固体电子学研究与进展, 1996, 16(1):56-63.

[108].Gannon J J, Nuese C J, A Chemical Etchant for the Selective Removal of GaAs Through SiO2 Masks[J]. Electrochem Soc,1974, 121:1215.

[109].王立模, 用于 GaAs 的新腐蚀液的腐蚀特性和动力学, 半导体学报, 1984, 5(1):56-65.

[110].Tsang W T, Self-terminating thermal oxidation of AlAs epilayers grown on GaAs by molecular beam epitaxy, Appl. Phys. Lett., 1978,33:426-429.

[111].Dallesasse J M,Gavrilovic P et al., Stability of AlAs in AlGaAs-AlAs-GaAs quantum well heterostructures, Appl. Phys. Lett.,1990, 56:2436-2438.

[112].Dallesasse J M, N. Holonyak, Jr., Sugg R W et al., Hydrolyzation oxidation of AlxGa1-xAs-AlAs-GaAs quantum well heterostructures and superlattices, Appl. Phys. Lett., 1990,57:2844-2846.

[113].Ashby C I H, Sullivan J P, Newcomer P P et al., Wet oxidation of AlxGa1-xAs: temporal evolution of composition and microstructure and the implications for metal-insulatorsemiconductor applications, Appl. Phys. Lett.,1997,70:2443-2445.

[114].F. A. Kish, S. J. Caracci, N. Holonyak, Jr. et al., Planar native oxide index guided AlGaAs-GaAs quantum well heterostructure lasers, Appl. Phys. Lett.,1991,59:1755–1757.

[115].S. A. Maranowski, A. R. Sugg, E. I. Chen, et al., Native oxide top and bottom confined narrow stripe p-n AlGaAs-GaAs-InGaAs quantum well heterostructure laser, Appl. Phys. Lett., 1993,63:1660–1662.

[116].DL Huffaker, J. Shin, and DG Deppe, Low threshold half-wave vertical-cavity lasers, Electron. Lett.,1994, 30:1946–1947.

[117].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: 3134-3136.

[118].K. D. Choquette, K. M. Geib, H. C. Chui et al., Selective oxidation of buried AlGaAs versus AlAs layers, Appl. Phys. Lett.,1996,69: 1385–1387.

[119].E. R.Hegblom, D. I. Babic , B. J.Thibeault et al., Estimation of scattering losses in dielectrically apertured vertical cavity lasers, Appl. Phys. Lett.,1996,68:1757-1759.

[120].B.Demenlenaere, P.Bienstman, R. G. Baets et al., Detailed Study of AlAs-Oxidized Apertures in VCSEL Cavities for Optimized Modal Performance, IEEE J. Quantum Electron.,1999,35:358-367.

[121].T.Yoshikawa, H.Saito, H. Kosaka et al., Self-stopping selectiveoxidation process of AlAs, Appl. Phys. Lett.,1998,72(12):2310-2312.

[122].K. D. Choquette, K. M. Geib, C. I. H. Ashby et al., Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys, IEEE J. of Sele. Topics. Quantum Electron., 1997, 3: 916-925.

[123].套格套，半导体激光器光学膜技术研究，2005，中科院研究生院博士学位论文.

[124].高欣,张晶,李辉等，高效率线阵半导体激光器的阳极氧化制备方法[J]，中国激光, 2006, 33:1013.

[125].S.Yuan, Y.Kim, C.Jagadish et al., Anodic-oxide-induced interdiffusion in GaAs/AlGaAs quantum well, J.Appl.Phys., 1998, 83:1305-1308

[126].Hardley G R, W arren M E, Choquet te K D, et al..Comprehensive numerical modeling of vertical cavity surface emitting lasers., IEEE Journal of Quantum Electronics, 1996, 32 (4): 607-616.

[127].Craig Angelos, Steven Hinckley, Rainer Michalzik, et al.. Simulation of Current Spreading in Bottom-Emitting Vertical Cavity Surface Emitting Lasers for High Power Operation. SPIE, 2004, 5277:261-272.

[128].LI Ping, SUN Jiangqiang, CHEN Huimin et al.. Study the Model of Laser Diode Emitted Beam Based on Multimode Gaussian Distribution[J]. SPIE, 2007, Proc.6824:68241H.

[129].International Organization for Standardization, Lasers and laser-related equipment. Test methods for laser beam parameters, beam widths, divergence angle and beam propagation factor. ISO 11146, 1996.

[130].Spilios A. Riyopoulos, D. Dialetis, J.Liu, et al. Generic Representation of Active Cavity VCSEL Eigenmodes by Optimized Waist Gauss–Laguerre Modes[J]. IEEE J Sel To Quantum

Electron, 2001, 7(2):312-327.

[131]. Jon Geske, Michael MacDougal, Garrett Cole, and Donald Snyder，High Power VCSELs for Smart Munitions，Proc. SPIE，2006，6287，628703

[132]. Yan Changling, Ning Yongqiang, Qin Li, et al., High power vertical cavity surface emitting laser with an extra Au layer. IEEE Photon. Technol. Lett. 2005,17(8):1599-1601.

在学期间学术成果情况

发表文章：

- Zhang Yan, Ning Yongqiang, Wang Ye, et al., A linear array of 980 nm VCSEL and its high temperature operation characteristics[J]. 半导体学报，2009,30(11):114008.
- 张岩，宁永强，王烨等，高功率高光束质量980nm底面发射垂直腔面发射激光器[J]. 红外与毫米波学报（已录用拟发表在2010年第5期）.
- Yan Zhang, Yongqiang Ning, Ye Wang, et al., High power nonuniform linear vertical-cavity surface-emitting laser array with a Gassian far-field distribution [J]. Optics Communications, 2010, 283(13):2719-2723.
- 张岩，彭彪，刘光裕等，红光垂直腔面发射激光器[J],光机电信息,2006,10.
- Zhang Yan,Ning Yongqiang,Wang Ye,et al.,High power vertical cavity surface emitting laser with optimized p-contact diameter[J].Applied Optics, revised.
- 张岩，宁永强，王烨等，高功率低发散角垂直腔面发射激光器列阵[J]. 中国激光，审稿中.
- 王烨，张岩，秦莉等，高功率半导体激光器列阵封装引入应变测量[J]. 光学精密工程，(已录用拟发表在2010年第9期).
- 王贞福，宁永强，张岩等，微透镜集成大功率垂直腔面发射激光器[J]. 中国激光，2009,36(8):1963-1967.
- Jinjiang Cui, Yongqiang Ning, Yan Zhang, et al., Design and characterization of nonuniform linear VCSEL array with a Gaussian farfield distribution [J]. Applied Optics, 2009,48(18):3317-3321.
- 崔锦江，宁永强，张岩等，高光束质量新型垂直腔面发射激光器列阵[J]，中国激光, 2009,36(8):1941-1945.
- Ye Wang, Li Qin, Yan Zhang, et al., Packaging-Induced Strain Measurement Based on the Degree of Polarization in GaAsP-GaInP High-Power Diode Laser

Bars[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2008, 21(14),963-965.

- Jinjiang Cui,Yongqiang Ning, Te Li, Yan Zhang, et al., A novel bottom-emitting VCSEL's one-dimension array[J]. SPIE, 2008, 7135, 71351E(1-9).
- Zhenfu Wang, Yongqiang Ning, Te Li, Jinjiang Cui, Yan Zhang, et al. High-Power Large-Aperture Bottom-Emitting 980-nm VCSELs With Integrated GaAs Microlens[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2008, 21(4),239-241.
- Guangyu Liu, Yongqiang Ning, Te Li, Jinjiang Cui, Yan Zhang, et al. Gentral effect on Whispering-Gallery-Mode of Triangular Lattice Photonic Crystal Microcavity[J]. SPIE, 7135, 71353K(1-7).
- 邓鑫李，刘云，尹红贺，张岩等，半导体激光线阵弯曲矫正方法的理论分析与实验[J]，中国激光，2008，35(4):505-508.
- 宁永强，李特，秦莉，崔锦江，张岩等，980nm 大功率垂直腔面发射激光器温度和远场分布特性[J]，红外与激光工程，2008，37(6):984-986.
- 张星，宁永强，孙艳芳，崔锦江，张岩等，外部光反馈对 980nm 垂直腔面发射激光器振荡特性的影响[J]，红外与毫米波学报，2009, 28(6):432-435.
- WANG Ye, LIANG Xuemei, LI Zaijin, Yan Zhang, et.al.. Design consideration and performance of 810nm high-power high-efficiency GaAsP/AlGaAs diode lasers [J].发光学报，(已录用拟发表在 2010 年第 5 期)。
- Zhang Xing, Ning Yongqiang, Sun Yanfang, Zhang Yan, et al., Light-current characteristics of vertical-cavity surface-emitting lasers with external optical feedback[J].半导体学报，2010,31(3):034006.
- 刘光裕,宁永强,张岩等, 980nm 光子微腔面发射激光器研究[J]. 光学精密工程. 已接收.

申请专利：

1. 张岩, 宁永强，秦 莉，刘云，王立军，李特. 垂直腔面发射半导体激光器制作中刻蚀非闭合环形沟槽法，申请号：200910066764. X。
2. 张岩，宁永强，秦莉，刘云，王立军，李特. 大孔径衬底出光垂直腔面发射半导体激光器，申请号：200910066765. 4。

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

张　岩(1982-)：男，1982年生于河北省秦皇岛市，2005年毕业于河北工业大学理学院应用物理专业，或得理学学士学位，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（硕博连读）。在读期间主要从事垂直腔面发射激光器的研制工作，在理论模型，材料分析，器件结构设计，器件制作，器件性能测试等方面开展了大量工作，参与了导师的多项科研课题，主要有国家基金项目：垂直腔面发射大功率激光器的研究，微透镜集成垂直腔面发射大功率激光器的研究，电泵浦激励垂直外腔面发射半导体激光器列阵，高功率垂直腔面发射激光器基模问题的理论和实验研究，大功率垂直腔面发射激光器的偏振控制；吉林省科技发展项目：高光束质量大功率垂直腔面发射激光器列阵、980nm垂直腔面发射激光器输出功率的提高、半导体电泵浦集成微腔激光器，光通信用650nm VCSEL，高峰值功率、窄脉冲垂直腔面发射激光器。

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。五年来，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、让我理解了扎实的科研精神、享受了科研带给我的欢乐，我在学术上取得的任何一点成绩都是和您分不开的；您在生活和工作上都给予了我无数的关怀和帮助，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！

在此特别感谢**王立军**研究员。感谢您给我们创造了完备、舒适的科研条件，特别是在我找工作的关键时期，给我指明了前进的方向，让我树立的信心，在此，向王老师表示最诚挚的感谢！

同时，我也要感谢大功率半导体激光器组的各位老师，**刘云**、**秦莉**、**刘星元**、**卢洪波**、**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**、**张彪**、**姚迪**、**尹红贺**、**张英**、**高志坚**给我工作提供的莫大的帮助。感谢研究生部的**李海**、**王静轩**、**魏宏**、**侯小祯**、**陈方**、**金东明**等老师及图书馆的**李佳**等老师几年来周到细致的工作。

和朋友们在一起的日子总是感觉飞快，在半导体激光器组 5 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**孙艳芳**博士、**李特**博士、**崔锦江**博士、**刘光裕**博士、**彭彪**硕士、**张星**博士、**王贞福**博士、**史晶晶**博士、**彭航宇**博士、在学术上所给予的无私的指导和莫大帮助！**套格套**、**单肖楠**、**路国光**、**何春风**、**赵崇光**、**王祥鹏**、**梁雪梅**、**顾媛媛**、**李再金**、**邓鑫李**、**程立文**、**冯广智**、**李军**、**田振华**、**杨烨以及所有亲爱的师弟师妹们**，因为你们的友爱使我们的实验室像一个大家庭一样充满了温暖，和大家的相处每一天都是我永远的回忆和留恋。

我还要感谢我的家人，感谢父母，岳母对我生活上的关心和学业上的支持。

最后我要向我温柔，善良的妻子**王烨**博士表示最深深的谢意!

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！

张 岩

2010-5-22