

第一章 绪 论

20 世纪 60 年代人们开始研制半导体激光器, 20 世纪 70 年代初实现了半导体激光器的室温连续激射, 开创了半导体激光器发展的新时期。与其他种类的激光器相比, 半导体激光器具有体积小、重量轻、转换效率高等突出优点。现在它已经广泛的应用于光纤通信、光纤传感、光存储、光互连、固体激光泵浦, 激光武器等领域。

传统的半导体激光器是边发射激光器(Edge Emitting Laser 即 EEL), 尽管这些年来, 边发射激光器在结构优化, 制造技术, 工作特性以及应用领域方面都取得了巨大进展, 但仍存在二维集成度低, 椭圆光束, 发散角大等不足, 正是在这样的背景下诞生了面发射半导体激光器 (Surface Emitting Laser 即 SEL), 特别是垂直腔面发射激光器(Vertical Cavity Surface Emitting Laser 即 VCSEL), 它具有模式好、阈值低、稳定性好、寿命长、调制速率高、集成度高、发散角小、耦合效率高、价格便宜等很多优点。因此在光电子学中得到了广泛的应用, 如超高密度、光存储、全色平板显示、大面积发射、照明、光信号、光装饰、紫外光刻、激光加工和医疗等。

1.1 面发射激光器的结构

半导体激光器的研究始于 20 世纪 60 年代初, 从有源区结构上分为同质结, 异质结, 量子阱, 量子点等, 从出射光方向来说主要分为边发射和面发射激光器。

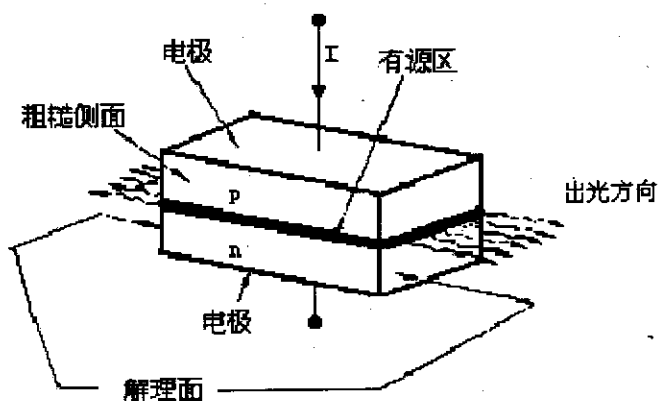


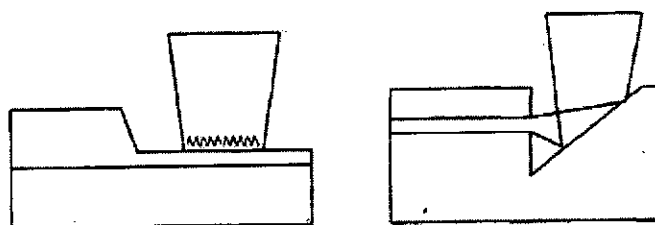
图 1.1: 传统边发射半导体激光器基本结构

如图 1.1 所示为边发射激光器基本结构, 电子和空穴分别通过 n 型和 p 型材

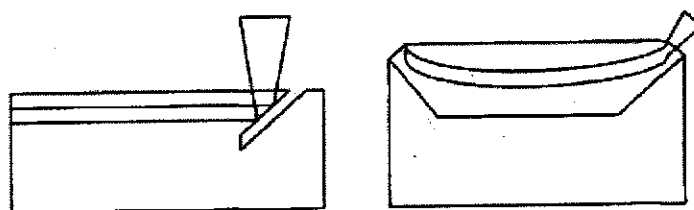
料注入到能量较低的有源层中，电子和空穴在有源区复合发生光增益，两个解理的平行晶面构成了谐振腔（一般来说反射率约为 30%）。对于这样的边发射半导体激光器有一些固有缺点：

1. 制作完成的激光器芯片必须先解理和检测后才能成为最终的激光器，不能在早期阶段将不合格的芯片挑选出来，进而增加成本，还降低了成品率。
2. 由于光波导在横向和侧向尺寸上的差别 使得激光器输出光具有较大的发散角，典型值为侧向（垂直结方向）发散角 40° ，横向（平行结方向）发散角 10° ，因此必须通过光学元件来优化光束，增加成本，同时与光纤耦合效率降低。
3. 边发射激光器谐振腔较长，具有很小的纵模间隔，因此边发射激光器的光谱由多个不同波长的纵模组成，多纵模增加了光在光纤中传输时的模间色散，所以边发射激光器并不适合于长距离传输^[1]。

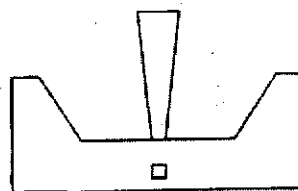
基于以上问题，面发射激光器应运而生。面发射半导体激光器顾名思义是指垂直于衬底面射出激光的半导体激光器。从腔体结构上来讲分为三种基本类型：垂直腔型、水平腔型（包括使用高阶耦合光栅的 DBR 或 DFB 结构和使用 45° 角偏转器结构）和弯曲型面发射激光器。



(1) 水平腔型：左为光栅耦合水平腔，右为 45° 反射水平腔



(2) 弯曲腔型：左为 45° 内反射弯腔，右为弯曲波导腔



(3) 垂直腔型

图 1.2: 面发射激光器的三种基本结构

垂直腔面发射激光器(VCSEL)具有其它两种面发射激光器无法比拟的优点。从激射特性讲: VCSEL 可以通过短腔实现类似于常规短腔条型激光器具有的高微分量子效率和单纵模工作。而对于水平腔面发射激光器虽然可以获得窄的束发散, 但效率差。45°角偏转反射镜结构的光学性能强烈取决于安装质量(如反射镜安装平整度和角度), 同时可能有束的畸变问题。在弯曲腔结构的激光器中, 由于外加的腔损耗使阈值电流偏高。从二维应用考虑, 只有垂直腔结构具有很好的灵活性, 而其它两种结构都受到腔长(约 200 μm -300 μm)的限制。此外, 由于 VCSEL 发射圆形束特点, 使其与光纤的耦合时具有最高的耦合效率。再者, VCSEL 还可与多层薄膜的光学元件进行集成^[2]。综上所述, 最有发展优势的面发射激光器是 VCSEL。

1.2 垂直腔面发射激光器的基本结构

垂直腔面发射激光器是半导体激光器发展历程中的一个历史性的重大进程, 它与传统的侧向出光的边发射激光器的结构有根本的不同。

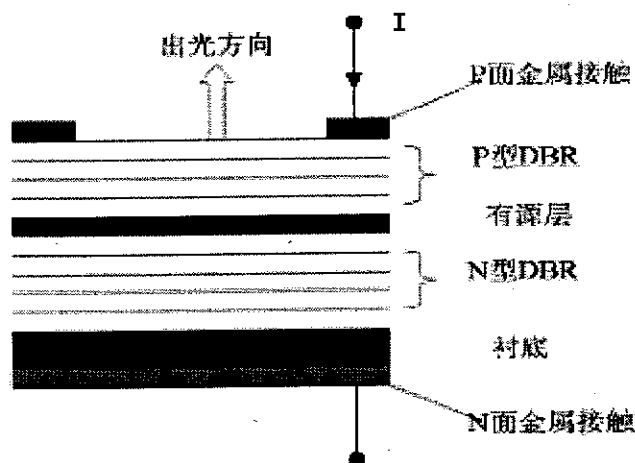


图 1.3: 典型 VCSEL 基本结构

垂直腔面发射激光器有很多种结构, 如金属镜面结构、介质镜面结构、外延多层布拉格反射器(DBR)结构、空气柱折射率导引结构、离子注入导引结构、无源反波导区结构、湿法氧化结构等等。实质上, 其主要结构分为两部分: 中心是有源区, 它有体异质结和量子阱两种结构, 其侧向结构有增益导引和环形掩埋异质结之分; 有源区上下是反射器, 一种是介质膜反射器, 一般上层是 $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ 多层结构, 下层是 $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{Au}$ 结构, 另一种是半导体多量子阱(MQW)的分布布拉格反射器(DBR)。

下面主要以现在研究最为广泛的半导体 MQW DBR 结构的 VCSEL 来介绍一般 VCSEL 结构。如图 1.3 所示, VCSEL 的基本结构是柱对称的, 光轴是半导体晶

体外延生长方向, 光和电流注入方向是平行的都垂直于衬底面。有源区由多量子阱组成, 位于有源区上下层的两个反射镜分别是 P 型和 N 型 DBR。构成的谐振腔垂直于外延层表面, 腔长约几微米至十几微米, 比传统边发射半导体激光器的谐振腔短很多, 属于微谐振腔范围, 因此往返增益的距离非常短, 这就要求上、下 DBR 反射器的反射率必须非常高, 一般都要求在 99% 以上^[3]。

1.3 垂直腔面发射激光器的特点

垂直腔面发射激光器 (VCSEL) 与传统的侧向出光的边发射激光器 (EEL) 的根本区别在于出光方向的不同, VCSEL 的输出光垂直于衬底面, 而 EEL 输出光平行于衬底面。正是 VCSEL 与传统 EEL 结构的不同, 使得 VCSEL 具有如下优点:

1. 低阈值电流: 通过侧氧化技术等可以实现很好的光限制和电限制, 可以使有源区的体积很小, 阈值电流可以达到 μA 量级。
2. 动态单模工作: 传统 EEL 的谐振腔较长 (100λ — 1000λ), 多以多纵模方式工作, 易产生模式跳跃, 而 VCSEL 谐振腔很短 (一般 1λ), 纵模间距大, 可以在较宽温度范围内得到单纵模输出;
3. 动态调制频率高: VCSEL 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;
4. 光纤耦合效率高: EEL 从外延片侧面出光, 输出光的横模由横向的异质结构和侧向的光限制结构决定。由于横向载流子结构较短, 而侧向光限制结构较宽, 导致输出光束不对称, 横向光束发散角很大, 与光纤的圆形截面不匹配, 耦合效率不高。而 VCSEL 输出的是对称的圆形光束, 发散角小, 容易与光纤耦合, 从单模光纤到 1mm 左右的塑料光纤都可以使用, 耦合效率已证实高达 90% 以上;
5. 制备成本低: EEL 的谐振腔反射镜由解理和刻蚀制成, 需在电极制备完并解理后才能测试是否激射, 而 VCSEL 的反射镜为一次外延生长, 工艺完成后就可以在片上测试, 这可以大大降低批量生产成本;
6. 易制成一维和二维阵列: 传统 EEL 侧面出光, 难以制备成二维列阵, 而 VCSEL 垂直于外延片表面出光, 制备成一、二维列阵要容易得多;
7. 兼容性大: VCSEL 的制备工艺与标准集成电路平面工艺兼容, 较易实现光电集成。

VCSEL 还有很多独特之处, 比如谐振腔很小, 可以产生一定的微腔效应, 自发辐射因子大大增加 ($\sim 10^{-2}$), 可以用于微腔效应的研究。

1.4 垂直腔面发射激光器发展历史和应用

1.4.1 VCSEL 的主要发展历史

垂直腔面发射激光器在半导体激光器中发展起步较晚。20 世纪 70 年代东京工业大学的 K.Iga 等人首次提出 VCSEL 的概念, 此后 20 多年里, VCSEL 迅速崛起成为研究的焦点。国内外许多研究机构都投入大量人力物力, 进行了大量的实验和理论方面的工作其中: 东京工业大学的 K.Iga 等人对 VCSEL 的发展做出了卓越贡献, 他们分别于:

1979 年, 采用液相外延生长方法制备出 $1.2\mu\text{m}$ InGaAsP/InP VCSEL, 77K 下脉冲激射^[4];

1983 年, 实现 860nm AlGaAs/GaAs VCSEL 77K 下脉冲激射, 同年实现室温脉冲激射^[5];

1985 年, K.Iga 等制备出 860nm AlGaAs/GaAs VCSEL 列阵;

1988 年, 实现 860nm AlGaAs/GaAs VCSEL 室温连续激射^[6], AT&T 贝尔实验室 J.L.Jewell 实现光泵浦 InGaAs/GaAs VCSEL 室温连续激射;

1991 年, California 大学 R.S.Geel 等实现 980nm InGaAs/GaAs VCSEL 室温连续激射^[7];

1993 年, 东京工业大学 T.BaBa 等实现 1310nm InGaAsP/InP VCSEL 室温连续激射^[8], 美国 Sandia 实验室实现 GaInP/GaAs 红光 VCSEL 室温连续激射;

1994 年, 1550nm InGaAsP/InP 实现室温连续激射^[9];

1996 年, 第一个 960nm InAs/GaAs 量子点 (Quantum Dots, QDs) VCSEL 实现室温连续激射^[10], $3.06\mu\text{m}$ CdHgTe 光泵浦 VCSEL 实现低温工作^[11];

1998 年, 第一个蓝光 GaAlN/GaN VCSEL 在 77K 温度下实现脉冲激射^[12],

$2.9\mu\text{m}$ InAs-GaSb-InAs-AlSb 量子级联 VCSEL 77K 温度下实现连续激射^[13];

2000 年, 1300nm GaInNAs/GaAs 量子阱 (Quantum Wells, QWs) VCSEL 实现室温连续激射^[14], PbTe VCSEL (波长 $4\text{--}6\mu\text{m}$) 85K 温度下实现脉冲激射, 1300nm InAs QDs VCSEL 实现室温脉冲激射^[15];

2001 年, 第一个 GaSb 基 VCSEL (波长 $2\text{--}2.5\mu\text{m}$) 在 100K 准连续激射^[16];

2003 年, $3.8\mu\text{m}$ PbSe/PbSrSe VCSEL 实现室温高功率激射^[17], $1.46\mu\text{m}$ GaInNAsSb/GaAs VCSEL 实现室温连续激射^[18];

2004 年, $2.36\mu\text{m}$ 光泵浦 GaInAsSb/AlGaAsSb VCSEL 实现室温连续激射^[19]。

2005 年, $1.55\mu\text{m}$ VCSEL 阵列输出功率超出 30mW。

2006 年, 超高速 25Gbps 的 $1.1\mu\text{m}$ AlGaAs VCSEL 研制成功^[20]。

值得一提的是国内的 VCSEL 研究工作虽然起步很晚, 但也取得了可喜的成绩。1993 年中科院半导体研究所集成光电子实验室、北京大学、吉林大学等单

位开始研制半导体垂直腔面发射激光器。中科院半导体所使用 MBE 生长多层 DBR 和量子阱，结合质子轰击半导体工艺，实现了激光波长为 $0.86\mu\text{m}$ ，阈值为 8mA 的面发射激光器。1995 年阈值降低到 1.5mA - 2mA 。1997 年使用选择性氧化工艺制造出列阵面发射激光器。2004 年，中科院长春光机所制造出 1.95W 980nm VCSEL 底发射器件，为当时国际先进水平。综上可以看到，通过各方面的研究工作，VCSEL 取得了长足的发展，应用也越来越广泛。

1.4.2 VCSEL 的应用

VCSEL 的主要应用与其波长密切相关，接下来就不同波长的 VCSEL 及其应用进行介绍。到目前为止，已经有可见光、 850nm 、 980nm 、 1310nm 、 1550nm 以及中远红外波段的 VCSEL 被研制成功，这几乎涵盖了所有半导体激光器所能实现的波段。

1. 蓝光和近紫外 VCSEL

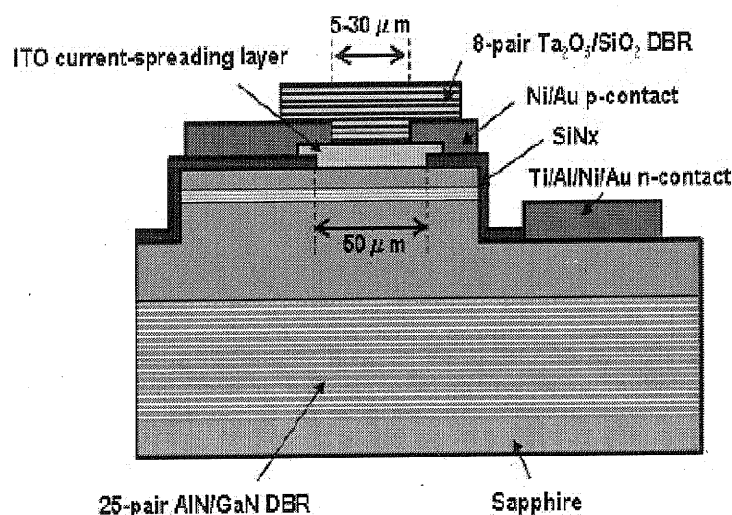


图 1.4: 蓝光 VCSEL 结构

对于蓝光和近紫外激光器，它们主要应用于生物医学诊断，光学存储如高密度 DVD，照明等。对光存储器而言，其存储容量与光斑尺寸成比例，而光斑尺寸与波长平方成反比，这意味着波长越短容量越大。结合光存储器所用材料，从实用角度来说，蓝光已经接近最短波长要求。同时蓝光又是三基色之一，在白光照明、信号灯等方面有重要应用。对于蓝光，近年来的研究重点主要集中在 III-V 氮化物半导体异质结上，它制备的难点在于 DBR 反射镜的制备。总的来说蓝光 VCSEL 离商业化还有一定距离。

如图 1.4 为一个电泵浦蓝光 VCSEL, 结构为: 蓝宝石衬底, 下 DBR 为 25 对 AlN/GaN, 有源区由 10 对 In_{0.2}Ga_{0.8}N(3 nm) / GaN(6 nm) 量子阱组成, 上 DBR 为 GaN/AlN, 10mA 下激射波长为 465.3nm^[21]。

2. 红光 VCSEL

红光 VCSEL 波长为 650nm-670nm, 有源区主要为 InGaP/InGaAlP, 这个波段的 VCSEL 主要应用于 DVD 读写头, 条形码扫描, 光学传感, 通过塑料光纤的数据通信等方面。

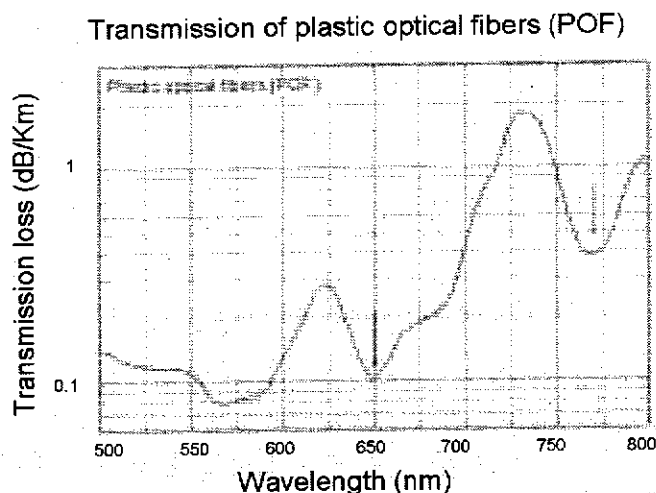


图 1.5: 塑料光纤传输损耗谱

如图 1.5 所示, 将它用于光通讯和光互连主要是由于该波段正好位于塑料光纤 (POF) 的一个低损窗口 (650nm)。塑料光纤具有低价、大口径 ($>50\mu\text{m}$) 等特点, 配以红光 VCSEL 可以实现 $<300\text{m}$ 距离的低成本高速数据通讯和光互连, 带宽可以达到 3GHz。这方面的典型应用有家庭网络互连、汽车内高速大容量数据传输等。同时因为好的出光质量和低成本, 红光 VCSEL 也可以取代 He-Ne 激光器和传统红光 EEL 的应用, 目前已经商业化。

3. 780nm-980nm VCSEL

780nm 的 VCSEL 采用 AlGaAs 有源区, 主要用于激光打印、原子钟、光纤传感等方面。如图 1.5 所示, 780nm 波长也是塑料光纤的一个低损窗口, 因此 780nm VCSEL 可用于短距离低成本高速数据通讯和光互连。此外 780nm VCSEL 阵列可以应用于打印机。典型应用有家庭网络互连、数字视频、Gigabit 数据交换等, 已经有相关的 VCSEL 模块商业化。

850 nm VCSEL 采用 GaAs/AlGaAs 为有源介质, 由于 GaAs 和 AlGaAs 材料外延生长技术比较成熟, 850nm VCSEL 是最早商业化的 VCSEL 器件。如图

1.6 所示, 850nm 波长是石英系光纤的第一个低损窗口, 因此 850 nm VCSEL 主要用于短距离高速数据通讯和光互连。

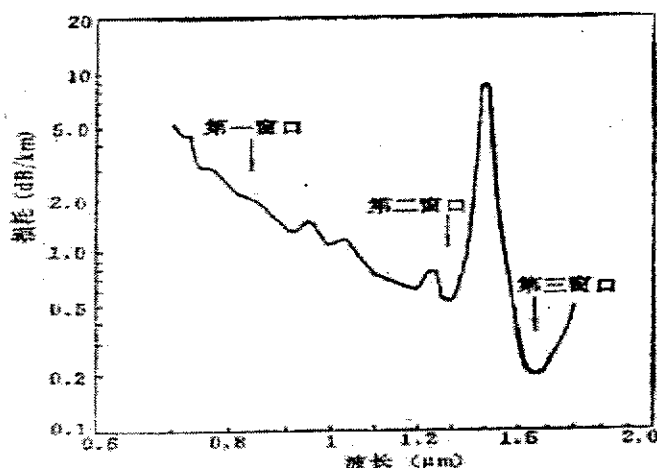


图 1.6: 通讯用石英系光纤传输损耗谱

目前, 850nm VCSEL 可以实现最长 300m、10GHz 高速通讯。它在短距离高速数据通讯和光互连应用中的性能和稳定性比 780nm VCSEL 强得多。目前 850nm VCSEL 列阵可以实现 225Gbps 的通讯速度。

980nm VCSEL 主要有源区介质有 InGaAs/GaAs 应变 QWs 和 InAs/GaAs QDs。980nm 可作为掺铒光纤放大器的泵浦源, 在光通信中有极为重要的应用。由于 VCSEL 优异的出光质量, 因此不少研究组利用 980nm VCSEL 来替代边发射半导体激光器泵浦固体激光器, 获得蓝绿光输出。但是作为泵浦光源需要较大的输出功率, 而要实现 VCSEL 大功率输出并不容易, 因为 VCSEL 自身的结构不利于散热。但随着研究的深入, 器件功率获得显著提升: 2005 年 980nm VCSEL 已经实现了单管连续室温输出功率 3W, 列阵输出光功率达到 1.55W。目前, 由普林斯顿光电子公司 2007 最新报道的 5 cm×5cm 的 980nm VCSEL 列阵器件连续工作最高已经达到 100W 级, 并且转换效率超过 50%。

4. 长波长 VCSEL

1310nm VCSEL 有源区材料主要有 InP 基的 InGaAsP、InGaAlP QWs 和 GaAs 基的 GaInNAs、GaAsSb QWs 以及 InAs/GaAs QDs 材料。目前这几种材料都已有 VCSEL 成功激射, 商业化刚刚开始。如图 1.6 所示, 1310nm 波长是石英系光纤的第二个低损窗口, 此波长下, 光纤的材料色散与结构色散相互抵消, 总的色散为 0。因此 1310 nm VCSEL 主要用于中距离高速数据通讯和光互连、光并行处理、光识别系统, 它在城际网中有着重要的应用。它可以实现 10km、几个 Gbps 的高速数据传输。

1550nm VCSEL 有源区材料主要有 InP 基的 InGaAsP、InGaAlAs QWs 和 GaAs 基的 GaInNAsSb QWs 以及 InAs/GaInNAs QDs 材料。目前已有 InGaAsP、InGaAlAs GaInNAsSb QWs VCSEL 已实现激射,但还未大规模商业化。如图 1.6 所示,1550nm 波长是石英系光纤的第三个低损窗口,也是损耗最低的一个窗口。该波长主要用于远距离高速数据通讯和光互连、光并行处理、光识别系统。可以实现 50km、几个 Gbps 的高速数据传输。

5. 中红外波段 VCSEL

这一波段的波长主要介于 $2\mu\text{m}$ 和 $6\mu\text{m}$ 之间。该波段主要以 II-VI 的 CdHgTe, III-V 的 InAs/GaSb 量子级联和 IV-VI 的 PbTe PbSe/Pb_{0.97}Sr_{0.03}Se 为有源介质,都已实现激射,但主要以光泵浦为主。某些化学物质在 $2\mu\text{m}\sim 6\mu\text{m}$ 波段下存在强的吸收峰,如 H₂O ($2.7\mu\text{m}$)、CH₄ ($3.4\mu\text{m}$)、H₂CO ($3.5\mu\text{m}$)、HCl ($3.54\mu\text{m}$)、CO₂ ($4.3\mu\text{m}$)、CO ($4.6\mu\text{m}$)、NO ($5.3\mu\text{m}$),因此这些波段的 VCSEL 可以用于上述化学物质检测。VCSEL 具有很好的出光质量,而且体积小,是便携式气体检测仪的理想光源。

6. 垂直腔面发射激光阵列

VCSEL 及其阵列是光子集成的重大突破,已有中小型阵列实现了商品化。阵列的发展方向是低成本、高速率、高密度、低阈值、长波长、独立寻址的二维大型阵列。据预测:到 2014 年 1000×1000 面发光 LD 阵列将实用化。在 2020 年之前,将实现数万~数十万个 VCSEL 的大面积阵列集成。据称,VCSEL 具有一次可形成 100 万个~1000 万个器件数目的巨大阵列潜力。

总之垂直腔面发射激光器发展到今天,从器件性能到覆盖波长,从实验研究到工业应用,各方面都显示出它作为新一代半导体光源的潜力,可以说,面发射激光器是未来实现大规模的并行光处理所必须的器件。作为单个器件,它本身可在极低阈值下工作,并有单一波长,圆形的窄输出光束,可以高速调制。二维集成面阵,则可实现多波长阵列,高功率阵列,并能大量生产,而且由于利用微机械技术使层叠集成成为可能,新的器件可能会不断出现。随着外延生长技术的不断提高,对材料物理特性研究的不断深入,以及新材料、新结构的不断应用,垂直腔面发射激光器定会有光辉的未来,成为光子信息时代的新光源。

1.5 本文主要内容

本文主要围绕垂直腔面发射激光器偏振特性，具体展开了以下几个方面的内容

- I. 概述了 VCSEL 横向光电限制结构，建立柱状模型，依据麦克斯韦方程推导出 VCSEL 的横向模式分布，并得出了弱波导结构下的偏振近似解。
- II. 概述了 VCSEL 偏振特性物理原理和偏振特性控制方法，通过 VCSEL 四能级偏振动力学模型，得到了温度，注入电流，外加应变对偏振特性的影响
- III. 自行设计实验，采用偏振分光原理，测试了大口径 VCSEL 偏振特性随温度和注入电流的变化。
- IV. 根据实验结果提出了外腔结构控制偏振

第二章 VCSEL 横向模式特性

激光器模式特性分为纵模、横模特性,纵模表征激光器的光谱特性,横模表征光场横向分布特性。VCSEL 的模式特性与传统边发射激光器有其不同之处,纵向由于谐振腔很短,很容易实现纵模输出;横向限制由于一般具有柱对称性,所以有其特殊之处。本章在分析 VCSEL 横向限制结构的基础上,通过柱坐标下的麦克斯韦方程得出其横模特性,并分析了弱波导结构下的偏振模式近似。

2.1 横向光电限制结构

VCSEL 器件由于有源层很薄,单程增益长度极短($1 < \mu\text{m}$),要在如此短的谐振腔长下实现低阈值的激射振荡,不仅要求高增益系数的有源介质,还需要有高的腔面反射率,这只有用能精确控制膜厚的外延膜生长技术(如 MBE 和 MOCVD)制成的量子阱材料和分布布拉格反射镜才有可能实现。同时注入载流子的有效限制方式和光学谐振腔中光子的限制方式也非常关键。只有实现了很好的电流限制和光子限制才能使器件达到在较低的阈值电流密度的条件下激射出光,改善器件的工作特性,扩大器件的应用领域。

2.1.1 电流限制结构

1. 环形电极型:这种结构电流从环形电极注入,光束从中心的窗口输出,制备简单,但是由于扩散的影响,电流不能完全限制在极小的区域内。
2. 质子注入型:利用质子 H^+ 来制作绝缘层,以限制电流向周围区域的扩散,制备工艺比较简单,是 VCSEL 器件商业化生产的主要方式。
3. 嵌入型:利用禁带较大的嵌入层将电流限制在中心区,光损耗也可以减小,这也叫做 BH 构造。
4. 空气柱型:通过刻蚀技术形成柱形圆台面或方台面,同时利用半导体材料和空气间较大的折射率差形成光场限制,但由于存在侧壁界面,会增加载流子的表面复合及增大光的衍射和散射损耗,损害器件性能,而且腔的热阻较高。
5. 选择氧化层型:对靠近有源区的 AIAs 层进行选择氧化,形成结构致密、绝缘的低折射率氧化物,可以方便地在 VCSEL 中形成电流限制和折射率波导,最大限度限制载流子侧向扩散,使制备极小尺寸、极低功耗的 VCSEL

成为可能。

6. 氧化 DBR 型：从 DBR 的外层开始氧化形成绝缘层，能够有效减小材料中非辐射复合寿命。

2.1.2 光场限制结构

1. Fabry-Perot 谐振腔型：谐振横模是由两块反射镜构成的 Fabry-Perot 谐振腔决定，由于是开放型谐振腔，所以腔长变大时衍射损耗将增加。
2. 增益波导型：模式由增益区间的大小决定。
3. 嵌入型折射率波导型：将有源区台面掩埋在低折射率材料中生长，形成折射率波导限制。
4. 选择氧化层型：利用 AIAs 层未氧化区域与被氧化区域折射率的巨大差别限制光场，相当于紧挨着有源区的微型透镜。
5. 反波导型：折射率大的区域在有源层的外测时，成为反波导构造，这种类型器件闲值电流稍微大些。

2.1.3 基本光电限制结构

光电限制结构种类繁多，各有优缺点，下面结合实际情况，主要介绍四种基本的光电限制结构形式^[22]：腐蚀空气一柱型结构(Etched Air-Post)，离子注入型结构(Ion Implantation)，再次生长掩埋异质结型结构(Epitaxial Regrowth)，氧化物限制型结构(Selective Oxide-Confined)。

1. 空气-柱结构(Etched Air-Post)



图 2.1 空气-柱结构示意图

对于空-柱结构，最简单方法是在台面上腐蚀出一个圆柱来限制 VCSEL 光腔

侧向尺寸,单管 VCSEL 的首次成功就是用腐蚀空气-柱结构实现的。这种结构可以使用现代化的各向异性干法腐蚀技术来实现,例如化学辅助离子束腐蚀(CAIBE)或者反应离子腐蚀(RIE)等方法,利用上述方法可以制作出截面积小,垂直侧面壁光滑的柱状结构。它对于电流的限制是显而易见的,对于光场来说,由于半导体材料折射率与空气的折射率差较大,因而在空气-柱结构中形成了很强的折射率导引。在这种情况下,如果需要单一横模运转时,VCSEL 谐振腔侧向尺寸必须相对较小($<5\text{ }\mu\text{m}$),而形成如此小的柱,在技术上具有一定的困难,同时这种尺寸的柱的强度问题也是非常值得关注的。腐蚀空气-柱 VCSEL 的一个严重缺点是由于在侧壁处表面复合而造成的载流子损耗。此外,由于在侧壁缺陷处的衍射和散射造成的光学损耗,并且随着腐蚀深度的增大以及空气柱直径的减小而这种光学损耗变大。进一步的考虑,由于 VCSEL 比传统的边发射激光器对热的作用更加敏感,用具有高热导率材料的空气-柱结构,可以缓解高热阻的问题。

2. 离子注入结构(Ion Implantation)

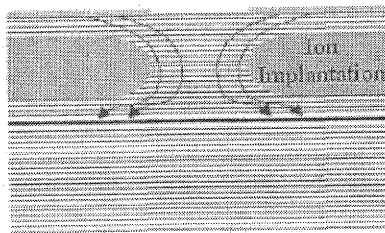


图 2.2 离子注入结构示意图

第二种为离子注入结构。平面形状的 VCSEL 可以提供较好的热耗散,并可以使用成熟的传统工艺手段简化器件的制做和封装工艺。许多学者在 90 年代初期提出使用离子注入工艺在平面结构中实现侧向电流限制,在当时取得了较好的效果。离子注入工艺以前曾被大量地用于传统的半导体器件制作工艺中,通过把某些离子,如氧、氮、氟和氢的离子等,其中质子(氢离子 H)最常用,选择性注入半导体材料中的特定区域,破坏这些区域的材料结构,使得这些区域的电学性质发生变化,使原来的低阻区变为高阻区,因而起到控制注入电流的作用。注入能量随离子的质量以及所需注入深度而异。尽管也有由注入离子引起的晶体损伤,但注入过的 VCSEL 表现出良好的可靠性。但是有源区被离子破坏和由离子的侧向散射而使注入区域边界不清,限制了注入区和有源层的接近,也限制了小口径确定的精度。离子注入结构不像空气-柱结构,它对光场不产生固有的折射率导引。连续运转时,热诱发产生的折射率梯度(热透镜现象)引起折射率导引限制光模。对于光场限制来说光场在有源区非注入区和离子注入区的增益差别也是其主要的光场限制原因。在这一点上也可以将其理解为增益导引结构。

3. 再生长结构(Epitaxial Regrowth)

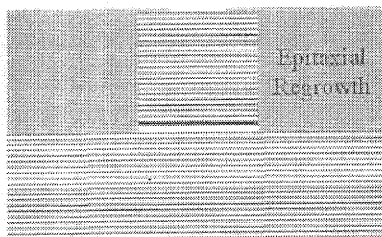


图 2.3 再生长结构示意图

第三种为再生长结构。在传统的边发射半导体激光器中，普遍使用掩埋异质结结构(Buried Heterostructure)实现折射率导引结构。在 VCSEL 结构中，与传统的边发射半导体激光器相似，首先把预留在腔周围的材料腐蚀掉而把有源区隔离出来，然后再把腐蚀掉的区域用具有较高带隙能量的材料填充起来。再生长的区域确定了有源区的侧向边界并形成对电和光的限制，因为它们的带隙较宽，折射率较低。外延生长对 VCSEL 来说最具挑战性，因为需要在高活性材料 AlGaAs 的表面上生长。外延再生长必须有精细的腐蚀技术，特殊的清洗过程以及避免暴露大气等。至今为止已经成功采用过的再生长技术包括：先腐蚀，随后以液相外延(LPE)来回熔表面；真空集成干法腐蚀和分子束外延(MBE)；先干法腐蚀，随后化学预处理，然后再用金属有机气相外延(MOVPE)生长等。用上述再生长技术制造的常见折射率导引和反导引 VCSEL 已表明能够可靠的单模运转。再生长可以实现各种电流通道的方案，例如侧向电流注入。它还可以用来钝化光腔的侧壁，恢复热沉材料以便散热，或者对微电子器件集成化形成优化外延层。

4. 氧化物限制型结构(Selective Oxide-Confined)

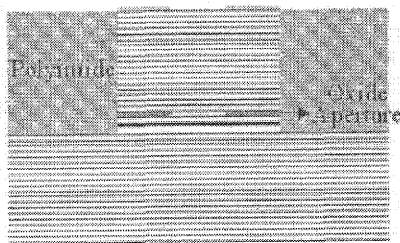


图 2.4 氧化物限制型结构示意图

第四种为氧化物限制型结构。近年来，VCSEL 性能的诸多进展可归因于采

用了选择性氧化所产生的折射率导引和电学限制。曾成功地应用于传统激光器的 AlGaAs 材料的湿法氧化可在以电介质 DBR 构成的单片 VCSEL 中产生高效率的电流通口。选择氧化法的操作比较简单, 可以首先在需要电流通口的地方生长一个富 Al (Al 的含量在 95% 以上) 的 AlGaAs 外延层。为了将这个富 Al 外延层进行侧向氧化, 可先用腐蚀法暴露出侧壁形成一个台面结构。湿法氧化是在温度为 350-500°C 的条件下进行的, 把经过处理的器件放入水蒸汽环境内, 把 AlGaAs 氧化成为一个具有低折射率的绝缘氧化物 (Al_xO_y)。氧化是从台面结构侧壁裸露的表面开始, 逐渐向中心传播, 形成一个被氧化材料包围的未氧化的圆形光电通口。在氧化物限制结构中, 限制层可以比其他 VCSEL 结构更靠近于增益层, 这减轻了侧向载流子扩散的影响, 在有源层形成高效率的电流限制, 特别是对小口径的情形更是如此。掩埋氧化物具有比原来半导体层低得多的折射率 ($n \sim 1.6$)。因此, 氧化物也可以用于 DBR 结构中以形成折射率的高反差。包围着未氧化的电流通口的低折射率氧化物, 提供了对激光场的强有力的导引作用。在光腔与含有氧化物层的周围区域间形成的有效折射率差, 可以通过氧化物层以及氧化物层对光腔的相对位置来控制。把氧化物层直接设置在和光腔相邻, 或甚至设置在光腔之中可产生最强的折射率限制。但是, 氧化物层折射率突然不连续, 将对光腔直径小于 $5\mu\text{m}$ 的激光器引起光学损耗。

掩埋氧化物通口的折射率降低所引起的另外一个新的光学效应是在氧化物层下面的光腔区域内, 纵向光腔谐振和原来生长的光腔谐振波长相比, 发生了强烈变化。光腔的谐振相对于未氧化光腔谐振波长而言发生了蓝移。实验发现在 VCSEL 的受激光谱上叠加了新的谱线, 出现了两个相距 17nm 的受激发射。较短的波长发射相对于在电流通口外围的受激模式 (氧化物模式), 它是由载流子在氧化物层下面的量子阱中扩散所引起的; 而在通口内的腔模是在原来的谐振波长处发射。氧化物模式的受激发射可以通过掩埋氧化物通口的厚度和位置来调整。例如, 用 $1/4$ 波长厚的氧化物层加在光腔的两侧就足以改变这些模式离开 DBR 的谐振波长, 阻止它们受激。比较宽接触型氧化物限制和用同一外延片制做的离子注入式 970nm 的 VCSEL 的阈值电压和阈值电流密度值, 发现氧化物限制器件优越的阈值特性是显而易见的: 全面的低阈值电流密度和低阈值电压。此外, 它们能工作于较宽的波长范围, 较宽的温度范围。

由此可见, 氧化物限制型 VCSEL 具有良好的性能和优越性, 是当前 VCSEL 器件制作的主要手段, 也是我们的研究重点。

2.3 横向模式特性

VCSEL 中涉及的主要物理过程包括: 载流子限制机制、光波导过程和电光转换过程。对于光波导结构来说, 在半导体激光器中的作用是将光场限制在有源区并使其在输出方向上传播, 分为折射率波导和增益波导两种情况。折射率波导是

通过在有源层高折射率材料周围放置低折射率材料或改变有源层的厚度来构造, 光场模式由折射率台阶差和有源区的形状决定。增益波导的形成在于有源层的介电常数发生变化, 作用机理如下:

- ①有注入电流的有源区中增益高, 介电常数的虚部增大;
- ②自由载流子的分布起着反作用, 它使有源区的介电常数减小, 即自由载流子浓度越高, 折射率越低;
- ③电流注入产生热效应, 热光效应使增益区介电常数的实部增大

采用增益导引的激光器主要优点是可靠性高和工艺简单, 但是其出光质量、阈值电流、P-I 特性的线性范围等方面均较使用折射率导引的激光器差。但在实际的折射率导引器件中, 往往同时存在内建增益波导的影响, 器件的最终光场需要由二者的共同作用来决定。

激光器的波导结构决定其横向模式分布, 波导中的导波模式理论上可以使用矢量 Maxwell 方程描述:

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = -\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \end{cases} \quad (2.1)$$

但是通过解析方法只能得到激光器“冷腔”的模式解, 激光器增益区的折射率和增益系数随工作状态会发生改变。

2.3.1 等价柱型介质波导中麦克斯韦方程组的解

综合上述的横向限制结构, 无论空气柱型, 氧化限制型, 离子注入型, 还是反波导型, 从波导结构上来说它具有类似光纤的结构, 因此可以等价为的一个柱形波导来分析它的光场横向分布。此外对于弱波导结构可用偏振模式理论来近似。

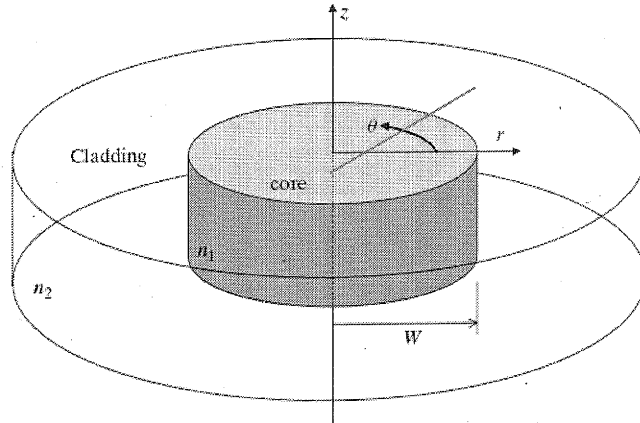


图 2.5 VCSEL 等价柱状波导结构图

如图 2.5 所示。将 VCSEL 内部波导结构等价为一个类似光纤柱状波导。核半径为 W ，折射率为 n_1 ，包层折射率为 n_2 。因为光场在包层边缘会衰减为 0，所以可将包层等价无限大。

设时间因子为 $\exp(j\omega t)$ ，麦克斯韦方程简化为：

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0 \mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon_0 n^2 \mathbf{E} \end{cases} \quad (2.2)$$

其中： $n = \begin{cases} n_1 & r \leq W \\ n_2 & r > W \end{cases}$ ， $\omega = ck_0$ ， $k_0 = 2\pi/\lambda_R$ ， λ_R 为激光波长。

在柱坐标系内，设 z 方向传播的场为平面波，将电磁场表达式进一步简化为：

$$\mathbf{E} = (E_r, E_\theta, E_z) = \mathbf{E}(r, \theta) \cdot \exp(-j\beta z) \quad (2.3)$$

$$\mathbf{H} = (H_r, H_\theta, H_z) = \mathbf{H}(r, \theta) \cdot \exp(-j\beta z) \quad (2.4)$$

其中： β 为纵向传播系数；将(2.3)(2.4)代入(2.2)则得到标量波动方程为：

$$\frac{\partial^2 \Phi(r, \theta)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi(r, \theta)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi(r, \theta)}{\partial \theta^2} + \frac{q^2}{W^2} \Phi(r, \theta) = 0 \quad (2.5)$$

其中： $\Phi(r, \theta) = E_z(r, \theta)$ 或者 $H_z(r, \theta)$ ， $q^2 = \begin{cases} u^2 = W^2 k_0^2 n_1^2 - W^2 \beta^2 & r \leq W \\ \omega^2 = W^2 \beta^2 - W^2 k_0^2 n_2^2 & r > W \end{cases}$ ；

依据麦克斯韦方程组，电磁场角分量和径向分量可用纵向分量求出。同时，

因为柱形波导的柱对称结构, 则: $\Phi(r, \theta) = \Phi(r) \cdot \exp(\pm j\nu\theta)$,

$$\text{即 } E(r, \theta) = E(r) \cdot \exp(\pm j\nu\theta) \quad H(r, \theta) = H(r) \cdot \exp(\pm j\nu\theta)$$

ν 为角序数, “ $\pm$ ”表明在 $\nu \neq 0$ 横模是双重简并, 将上两式带入标量波动方程得到:

$$\frac{\partial^2 \Phi(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi(r)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi(r)}{\partial \theta^2} + \left(\frac{q^2}{W^2} - \frac{\nu^2}{r^2} \right) \Phi(r, \theta) = 0 \quad (2.6)$$

由此得到 $E_z(r), H_z(r)$ 的一般解为:

$$E_z(r) = \begin{cases} \frac{A J_\nu(ur/W)}{J_\nu(u)} & r \leq W \\ \frac{A K_\nu(\varpi r/W)}{k_\nu(\varpi)} & r > W \end{cases} \quad (2.7)$$

$$H_z(r) = \begin{cases} \frac{B J_\nu(ur/W)}{J_\nu(u)} & r \leq W \\ \frac{B K_\nu(\varpi r/W)}{k_\nu(\varpi)} & r > W \end{cases} \quad (2.8)$$

其中: A 和 B 为是常数, 由边界条件决定。 J_ν , K_ν 分别为 Bessel 和 Hankel 函数。将 (2.7), (2.8) 式带入麦克斯韦方程组, 得到:

$$E_r(r) = \begin{cases} -\frac{W^2}{u^2} \left[B \frac{\nu \varpi \mu_0 J_\nu(ur/W)}{r J_\nu(u)} - A \frac{j \beta J_\nu(ur/W)}{W J_\nu(u)} \right] & r \leq W \\ \frac{W^2}{\omega^2} \left[B \frac{\nu \varpi \mu_0 K_\nu(\varpi r/W)}{r K_\nu(\varpi)} - A \frac{j \beta K_\nu(\varpi r/W)}{W K_\nu(\varpi)} \right] & r > W \end{cases} \quad (2.9)$$

$$E_z(r) = \begin{cases} -\frac{W^2}{u^2} \left[B \frac{j\omega\mu_0 u J'_v(ur/W)}{W J_v(u)} - A \frac{\beta v J_v(ur/W)}{W J_v(u)} \right] & r \leq W \\ \frac{W^2}{\omega^2} \left[B \frac{v\omega\mu_0 K_v(\omega r/W)}{r K_v(\omega)} - A \frac{j\beta K_v(\omega r/W)}{W K_v(\omega)} \right] & r > W \end{cases} \quad (2.10)$$

$$H_r(r) = \begin{cases} \frac{W^2}{u^2} \left[A \frac{v n_1^2 \omega \epsilon_0 J_v(ur/W)}{r J_v(u)} + B \frac{j\beta u J_v(ur/W)}{W J_v(u)} \right] & r \leq W \\ -\frac{W^2}{\omega^2} \left[A \frac{v n_2^2 \omega \epsilon_0 K_v(\omega r/W)}{r K_v(\omega)} - B \frac{j\beta \omega K_v(\omega r/W)}{W K_v(\omega)} \right] & r > W \end{cases} \quad (2.11)$$

$$H_\theta(r) = \begin{cases} \frac{W^2}{u^2} \left[A \frac{j n_1^2 \omega \epsilon_0 u J'_v(ur/W)}{r J_v(u)} - B \frac{\beta v J_v(ur/W)}{r J_v(u)} \right] & r \leq W \\ -\frac{W^2}{\omega^2} \left[A \frac{j n_2^2 \omega \epsilon_0 u K'_v(\omega r/W)}{W K_v(\omega)} - B \frac{j\beta v K_v(\omega r/W)}{r K_v(\omega)} \right] & r > W \end{cases} \quad (2.12)$$

E_z 和 H_z 可以用来分类 VCSEL 的横模。 E_z 和 $H_z=0$ 的称谓横电模和横磁模, E_z 和 $H_z \neq 0$ 的叫做混合模式, 因此由上述可知 VCSEL 的横模包括横电模和横磁模, 以及混合模式。可以通过对本征方程组得求解来进一步表达 VCSEL 的所有横模。

由电动力学可知, 电磁波在 $r=W$ 处满足边界条件, 径向分量是明显连续的, 由切向分量连续得:

$$A v \beta = -j\omega\mu_0 B \left(\frac{u^2 \omega^2}{u^2 + \omega^2} \right) \left(\frac{J'_v(u)}{u J_v(u)} + \frac{K'_v(\omega)}{\omega K_v(\omega)} \right) \quad (2.13)$$

$$B v \beta = -j\omega\mu_0 A \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{\omega^2} \right) \left(n_1^2 \frac{J'_v(u)}{u J_v(u)} + n_2^2 \frac{K'_v(\omega)}{K_v(\omega)} \right) \quad (2.14)$$

A/B 得到本征方程为:

$$\left(\frac{J'_v(u)}{u J_v(u)} + \frac{K'_v(\omega)}{\omega K_v(\omega)} \right) \left(\frac{J'_v(u)}{u J_v(u)} + (1 - 2\Delta) \frac{K'_v(\omega)}{\omega K_v(\omega)} \right) = \left(\frac{\beta v}{k_0 n_1} \right)^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{\omega^2} \right)^2 \quad (2.15)$$

其中: $n_2^2/n_1^2 = 1 - 2\Delta$

当 $\nu = 0$, $B=0$ 时可求得 TM 模的本征方程, 同理当 $\nu = 0$, $A=0$ 时可求得 TE 模的本征方程。

同时根据 Bessel 和 Hankel 函数特性有: $J'_0(u) = J_1(u)$, $K'_0(\varpi) = K_1(\varpi)$, 则此时横电、磁模本征方程分别为 (16) (17):

$$\frac{J_1(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K_1(\varpi)}{\varpi K_0(\varpi)} = 0 \quad (2.16)$$

$$\frac{J_1(u)}{uJ_0(u)} + (1 - 2\Delta) \frac{K_1(\varpi)}{\varpi K_0(\varpi)} = 0 \quad (2.17)$$

当 $\nu \geq 1$ 时, 此时的横模为混合模式 EH 模、HE 模, 本征方程可以由 (15)

求得, 但比较复杂。考虑 $\nu \sim 1\%$ 或者更小的情况, (15) 得得到简化为:

$$\left(\frac{J'_\nu(u)}{uJ_\nu(u)} + \frac{K'_\nu(\varpi)}{\varpi K_\nu(\varpi)} \right) = \pm \nu \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{\varpi^2} \right) \quad (2.18)$$

同时根据 Bessel 和 Hankel 函数特性有:

$$J'_\nu(u) = \mp \frac{\nu J_\nu(u)}{u} \pm J_{\nu \mp 1}(u), \quad K'_\nu(\varpi) = \mp \frac{\nu K_\nu(\varpi)}{\varpi} - K_{\nu \mp 1}(\varpi)$$

得出 EH 模, HE 模本征方程分别为:

$$\frac{J_{\nu+1}(u)}{uJ_\nu(u)} + \frac{K_{\nu+1}(\varpi)}{\varpi K_\nu(\varpi)} = 0 \quad (2.19)$$

$$\frac{J_{\nu-1}(u)}{uJ_\nu(u)} - \frac{K_{\nu-1}(\varpi)}{\varpi K_\nu(\varpi)} = 0 \quad (2.20)$$

综上所述, VCSEL 近似为柱状波导的情况下, 可能存在的模式包括, $TE_{\nu m}$, $TM_{\nu m}$, $HE_{\nu m}$, $EH_{\nu m}$, ν 此外为角序数, m 为径向序数。VCSEL 的横模是二重简并的。

2.3.2 弱波导偏振近似解

当 $\Delta \sim 0$, 上述柱状波导为弱波导, 横向模式近似解称为线性偏振模式 LP_{lm} 。

设(19)式中 $i = v + 1$, (20) 式中 $i = v - 1$ 。则 LP_{lm} 的本征方程为:

$$\frac{J_i(u)}{uJ_{i+1}(u)} + \frac{K_i(\varpi)}{\varpi K_{i-1}(\varpi)} = 0 \quad (2.21)$$

在 $\Delta \ll 1$ 的极限情况下 $n_1 \cong n_2$, 则本征方程简化为:

$$\frac{J_i(u)}{uJ_{i-1}(u)} + \frac{K_i(\varpi)}{\varpi K_{i-1}(\varpi)} = 0 \quad (2.22)$$

(2.22) 式本征方程的解为 TE, TM, EH, HE 模的近似解。

例如: 当 $i = 0$ 时, 由 $J_{-1} = -J_1$, $K_{-1} = -K_1$ 得出本征方程为:

$$\frac{J_0(u)}{uJ_1(u)} - \frac{K_0(\varpi)}{\varpi K_1(\varpi)} = 0 \quad (2.23)$$

此式为 HE_{11} 的近似解, 对应基模 LP_{01} 。

当 $i = 1$ 时, 为第一高阶模 LP_{11} , 他对应 HE_{21} , TE_{01} , TM_{01} 。

依次类推, 当 $i \neq 1$ 时, LP_{lm} 对应表示为 $HE_{i+1, m}$, $EH_{i-1, m}$ 的线性叠加。

在笛卡儿坐标系中 LP_{lm} 电矢量表示为:

$$(E_x)_{HE_{i+1, m}} + (E_x)_{EH_{i-1, m}} = 0 \quad (2.24)$$

$$(E_y)_{HE_{i+1, m}} + (E_y)_{EH_{i-1, m}} = \begin{cases} -2AWk_0 n_1 \frac{J_i\left(\frac{ur}{W}\right)}{J_i(u)} \{j \sin(i\theta)\} & r \leq W \\ -2AWk_0 n_1 \frac{K_i\left(\frac{\varpi r}{W}\right)}{K_i(\varpi)} \{j \sin(i\theta)\} & r > W \end{cases} \quad (2.25)$$

$$(E_z)_{HE_{l+1,m}} + (E_z)_{HE_{l-1,m}} \ll (E_y)_{HE_{l+1,m}} + (E_y)_{HE_{l-1,m}} \quad (2.26)$$

磁矢量类似，不再赘述。

综上所述，当 $l = 0$ ，LP 模二重简并，当 $l \neq 0$ ，由于所含三角函数也是二重简并的，则 LP 模式四重简并。

对于 E 分量而言他可以沿着任意的径向方向，并且会有另外一个模式与之正交，对于 H 也类似，也就是说每一个 LP 模式有正交的两个偏振态。但需要注意的是，所有可能存在的横模的激发和相应的模式增益有关，并不是所有的横模都符合激射条件。可见横模与 VCSEL 偏振态有密切的联系。

第三章 VCSEL 的偏振原理及偏振动力学

上章从模式理论上推导出对于每一个模式都有两正交偏振基态, 本章主要分析这种结果出现的物理机制, 以及控制方法和影响因素, 最后得出偏振动力学理论。

3.1 VCSEL 的偏振原理

3.1.1 偏振现象

因为 VCSEL (主要指标准[100]衬底器件) 有一个良好的柱形对称结构, 所以理论上应该可以激射任意方向的线型偏振光。实际上, VCSEL 激射两个互相垂直的线型偏振光, 这两个线型偏振光基本上是沿着两个特有的晶轴方向, 例如对于[100]衬底器件, $[011]$, $[0\bar{1}1]$ 为可能的偏振光方向。而且这两个线型偏振光之间有一个很小的频率差(大约是 1-40GHz)。

从模式上来说, 当基模激发之后他可能沿着两个正交的偏振方向, 而第一高阶模式则沿着和基模垂直的方向偏振, 对于其他高阶模式则随机的分布在这两个正交方向上。并且随着注入电流, 外加应变, 温度等外界条件的变化, 输出光偏振态发生转换。

3.1.2 VCSEL 的偏振原理

1. 双折射

一束光进入各向异性媒质中时, 会有两束折射光。称为光的双折射现象。晶体存在双折射现象的根源在于各向异性晶体存在着两个互相垂直的主振动方向, 光在晶体内的传播就分解为沿着这两个互相垂直的主振动方向, 并且沿着不同的振动方向, 光传播的速度不同。在晶体内的传播方向遵从折射定律的光称为寻常光(o 光), 另一条光线在晶体内的进行方向与折射率不符的光称为非寻常光(e 光)。o 光和 e 光在晶体中传播的速度不同, 晶体对 o 光和 e 光的吸收也不同, 这样就导致了在各向异性晶体中传播的光在不同的方向上传播存在着相位差和增益差。很明显双折射效应是由于晶体的各向异性效应引起的, 而各向异性效应的存在可能有多种因素, 如由于电光效应(主要由外加电场或电压以及内建电场

引起)或弹光效应(主要是应变引起的)引起的腔内平面各向异性应变就可以产生双折射效应。

设 n_o 和 n_e 分别为介质对 e 光和 o 光的折射率, P 为应力, 则:

$$n_o - n_e = kp \quad (3.1)$$

两偏振光通过厚度为 d 的各项异性晶体后期相位差为:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d |n_o - n_e| \quad (3.2)$$

2. 二向色性

二色性是指各向异性材料对不同偏振方向的光线有不同吸收系数的特性。在垂直腔面发射激光器中, 材料对折射率不同的方向的吸收不同, 使不同方向的光的增益不同, 导致不同的出光模式。

3. 光弹性效应

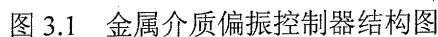
本来是透明的各向同性的介质在机械应力作用下, 显示出光学上的各向异性, 这种现象称作光弹性效应, 有时也称作机械双折射或应力双折射。对物体施以压力或张力, 它就显示出负单轴晶体或正单轴晶体的特性, 不管是压力还是张力, 有效光轴都在应力方向上, 并且所引起的双折射与应力成正比。

对于不同的半导体材料, 其能带结构不同, 而且往往是各向异性的。加之在外延生长、以及后期制备过程中, 由于很难控制温度的变化, 所以会产生一些微小的应变, 即使是这些微小的应变, 也足以使这些材料产生各向异性, 光在这些各向异性材料中传播, 沿着不同传播方向的两束互相垂直的偏振光必然会产生一定的相位差值, 而且由于材料对于不同折射率的光吸收不同, 使不同方向出射光的强度也不同, 即在垂直腔面发射激光器中存在着双折射效应和二色性效应, 由于双折射效应使出射光有不同方向的偏振模式, 二色性引起不同方向的出射光的增益不同。另外还有注入电流引起的热效应, 外加应力应变, 激光器在激射过程中衬底温度的变化、晶轴的各向异性增益、腔的几何结构以及光注入等等都可以使 VCSEL 的激射光在不同的方向强度不同, 即产生光的偏振现象。

3.2 VCSEL 的偏振控制方法概述

VCSEL 偏振方向的不稳定给其应用带来了不良影响, 例如导致通讯误码率增大, 激光泵浦效率低下等, 所以控制偏振方向是一个刻不容缓的问题。但同时由于其偏振方向变化的特殊性, 人们也利用这点来制成各种开关元件等。

1. 使用偏振器选择偏振^[24]:



如图 3.1 所示为 1995 年 Toshikazu Mukaihara 等人设计的偏振选择器，其主要结构是在 GaAs/AlAs DBR 上生长一层 GaAs 盖层，之后生长 SiO₂ 层，然后腐蚀出条形间隔，并且使间隔走向沿着某一偏振方向，该结构选择沿着 $E_{\parallel}$ ，最后生长金层。这样就构成了一个介质金属偏振选择结构。该结构对于不同偏振方向的光的衰减系数不一样，介电常数分别为：

$$\begin{cases} \varepsilon_{\perp} = \frac{(t_1 + t_2)\varepsilon_1\varepsilon_2}{t_1\varepsilon_2 + t_2\varepsilon_1} \\ \varepsilon_{\parallel} = \frac{t_1\varepsilon_2 + t_2\varepsilon_1}{t_1 + t_2} \end{cases} \quad (3.3)$$

由上式可见该结构对于平行方向的光具有金属特性,对于垂直方向的光具有介质特性。介电常数的不同导致整个 DBR 反射镜产生双折射效应,对不同偏振方向的光的反射率不同,进而导致二者产生增益差,相位差。该结构对于平行方向的光反射率相对于垂直方向的光反射率要低很多,所以垂直方向的光能够形成激射,而平行方向的光由于反射率低无法形成激射,最后渐渐被吸收掉。

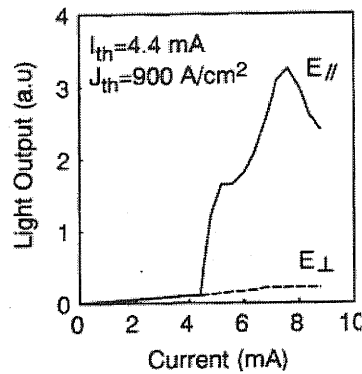


图 3.2: L-I 曲线

同时, 调整 SiO_2 和 GaAs 层的厚度 L_1 、 L_2 以及介质、金属槽宽 t_1 、 t_2 , 可以优化器件性能, 还可以获得不同偏振方向的输出光。如图 3.2 所示该结构 2 倍阈值条件下得到的 L-I 特性曲线, 垂直方向和平行方向获得较高的偏振比。

2. 光栅结构控制出射光[25]:

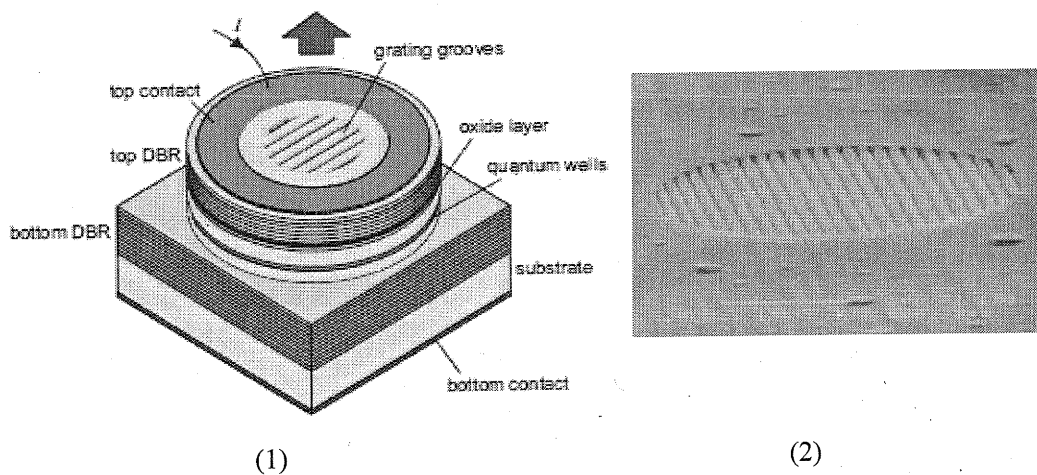


图 3.3: $1/4\lambda$ 表面光栅结构图

如图 3.2 所示为 2005 年 Johan S. Gustavsson 等人设计的光栅偏振控制结构, 图(1)为器件结构图, 图(2)为表面 SEM 图片。光栅有 DBR 表面介质材料经精细腐蚀而成, 光栅沟道方向与出射光偏振光方向平行。该结构主要参数有: 光栅尺寸, 光栅占空比, 光栅槽深, 调整关键参数可以优化性能, 还可获得不同的偏振光输出。

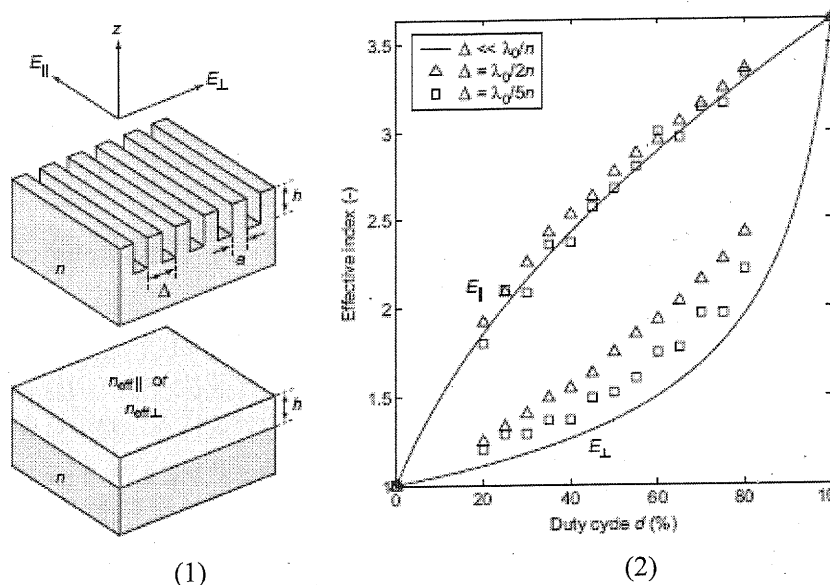


图 3.4: 表面光栅结构图和有效折射率曲线

如图 3.4-(1)为光栅结构图, 该光栅沟道方向与 $E_{||}$ 其中 Δ 为光栅周期, a 为脊宽, h 为脊高, $d=a/\Delta$ 为占空比。上述结构对不同偏振方向的光的有效介电常数不同分别为:

$$\begin{cases} \epsilon_{eff||} = 1 + d(\epsilon - 1) \\ \epsilon_{eff\perp} = \frac{\epsilon}{d + \epsilon(1-d)} \end{cases} \quad (3.4)$$

通过有限时域差分分解得出如图 3.4-(2)所示的两个偏振方向的有效折射率曲线, 可见对于垂直和平行方向的光有效折射率差异随着光栅占空比变化, 在 50%-80% 之间可取得最大折射率差异。因此光栅结构导致双折射效应使不同偏振方向的光产生增益差和相位差。实现偏振控制效果。但同时该结构会增大出射光发散角, 导致衍射损耗。

3. 改变面发射激光器的生长方向来控制偏振。

T.Ohtoshi 等人从理论上对不同方向生长的器件的光增益进行了研究, 结果表明: 衬底生长在非 [100] 方向上, 其增益是各向异性的, 比生长在 [100] 方向上要高出许多。因此非 [100] 方向生长的 VCSEL 可以获得稳定的偏振输出。

4. 非均匀注入电流

注入非均匀电流也是控制 VCSEL 的偏振特性的一种很好的方法 R.C.Strijbos 等人设计了一个可以注入非均匀电流、激光波长在 980nm 的 VCSEL, 实验上测试了注入非均匀电流时的偏振特性。得出结论: 当注入非均匀电流时, 引起增益和光损耗的各向异性, 出射光以垂直于电流方向的偏振模式占主导。

关于 VCSEL 的偏振控制方法还有很多,例如外加应变可以产生腔内平面各向异性,使不同偏振模式的增益不同,从而达到控制 VCSEL 出射光的模式。除此以外改变腔的结构,外加电场等等也可以控制出射光偏振方向,这里就不一一列出了。

3.3 VCSEL 偏振动力学

激光器的出射光的偏振态主要由腔和材料两方面的特性决定。在量子阱半导体激光器中,由于重空穴要比轻空穴有较强的各向异性,所以忽略电子到轻空穴带的跃迁,只考虑电子到重空穴带的跃迁。带隙附近的导带底的角动量量子数为 $\Delta M = \pm 1/2$,在不考虑应变的情况下重空穴带的角动量量子数为 $\Delta M = \pm 3/2$ 。允许跃迁的角动重量子数差值从 $M = -1/2$ 到 $M = -3/2$ 对应右旋偏振光,从 $M = 1/2$ 到 $M = 3/2$ 对应左旋偏振光。

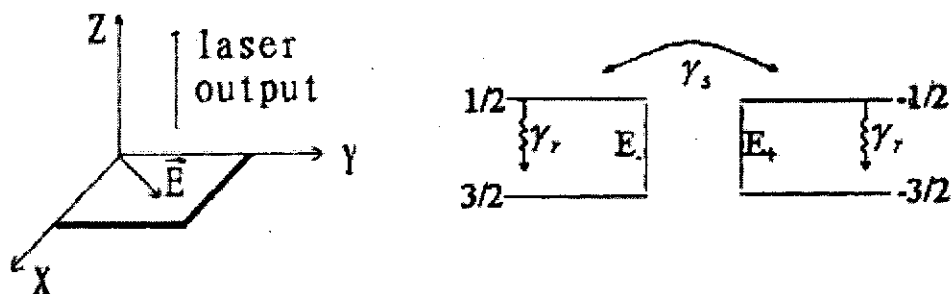


图 3.5: (1)VCSEL 几何结构图 (2) 量子阱 VCSEL 偏振动力学四能级模型^[26]

如图 3.5(1)所示,根据 VCSEL 的几何结构,得出单纵模激光器矢量场为:

$$\mathbf{E} = [F_x(x,y,t)\hat{x}] + [F_y(x,y,t)\hat{y}]e^{ikz - i\omega t} + C \quad (3.5)$$

其中: $F_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(F_x \pm iF_y)$ 且 $F_{\pm}$ 满足麦克斯韦-布洛赫方程。

$$\begin{cases} \partial_t F_{\pm} = -k(1 + i\alpha)F_{\pm} + g_0^* P_{\pm} + i\frac{c^2}{2v}\Delta_{\perp}^2 F_{\pm} \\ \partial_t P_{\pm} = -[\gamma_{\perp} + i(\omega - v)]P_{\pm} + ig_0^* F_{\pm}(D \pm d) \\ \partial_t D = -\gamma_r(D - \sigma) + [ig_0^*(F_+^* P_+ + F_-^* P_-) + C] + D_f \nabla_{\perp}^2 D \\ \partial_t d = -\gamma_s d + [ig_0^*(F_+^* P_+ + F_-^* P_-) + C] + D_f \nabla_{\perp}^2 d \end{cases} \quad (3.6)$$

F_+ , F_- 分别指右旋和左旋偏振光, P_+ , P_- 是材料的偶极极化缓变振幅, D 是总的载流子浓度, d 是载流子浓度差。 k 是偏振光的线性衰减率, $\gamma_{\perp}$ 是材料极化的衰减

速率, $\nabla_{\perp} = (\partial_x, \partial_y)$, g_0 是耦合常数, 带隙频率 ω , 腔频 ν , σ 与注入电流有关。 γ_r 是电子空穴的复合速率, γ_s 是左旋和右旋粒子数复合率, 也就是 d 的衰减速率。其中:

$$D = \frac{1}{2}[(n_1 + n_{-1}) - (n_3 + n_{-3})], d = \frac{1}{2}[(n_1 + n_{-3}) - (n_{-1} + n_3)]$$

假设:

$$P_{\pm} = \frac{g_0(i\Omega + r_{\pm})}{r_{\pm}^2}(D \pm d)F_{\pm}, N = \frac{gr_{\pm}}{k}D, n = \frac{gr_{\pm}}{k}d, g = \frac{|g_0|^2}{r_{\pm}^2}D, \sigma_c = \frac{\kappa}{gr_{\pm}}, \mu = \frac{\sigma}{\sigma_c}$$

$$\Omega = \omega - \nu, \alpha = \Omega/\gamma_{\perp}, E = \sqrt{2gF}, \gamma_r = 1/2(\Omega - ir_{\perp})$$

将上述式子带入麦克斯韦-布洛赫方程得到归一化的普通速率方程为:

$$\begin{cases} \frac{dE_+}{dt} = k(1 + i\alpha)(N + n - 1)E_+ \\ \frac{dE_-}{dt} = k(1 + i\alpha)(N - n - 1)E_- \\ \frac{dN}{dt} = -\gamma_r(N - \mu) - \gamma_r(N - n)|E_+|^2 - \gamma_r(N - n)|E_-|^2 \\ \frac{dn}{dt} = -\gamma_s n - \gamma_r(N + n)|E_+|^2 + \gamma_r(N - n)|E_-|^2 \end{cases} \quad (3.7)$$

E_+, E_- 分别对应左右旋偏振光电场分量, N 为上下能带归一化粒子数差, 它描述总载流子数目, n 是左右旋光上下两态达到粒子数反转时的粒子数目差异。 γ_r 是总载流子的衰减率即电子空穴复合率, γ_s 是载流子浓度差 n 的衰减率, α 是线宽增强因子, μ 是归一化注入电流, 当不考虑各项异性时其值为 1。 K 是线性场衰减率包括场振幅的衰减以及相位增益的各项异性。

在绝热近似下, 考虑腔的双折射和二色性, 将 k 分解为振幅衰减率仍然用 k 表示, 增益衰、相位各项异性, 反映偏振特性的速率方程(3.8)为:

$$\begin{cases} \frac{dE_+}{dt} = k(1 + i\alpha)(N + n - 1)E_+ - (\gamma_a + i\gamma_{\phi})E_- \\ \frac{dE_-}{dt} = k(1 + i\alpha)(N - n - 1)E_- - (\gamma_a + i\gamma_{\phi})E_+ \\ \frac{dN}{dt} = -\gamma_r(N - \mu) - \gamma_r(N - n)|E_+|^2 - \gamma_r(N - n)|E_-|^2 \\ \frac{dn}{dt} = -\gamma_s n - \gamma_r(N + n)|E_+|^2 + \gamma_r(N - n)|E_-|^2 \end{cases} \quad (3.8)$$

1. 考虑腔的双折射效应、二色性效应, 并设:

$$E_x = \frac{E_+ + E_-}{\sqrt{2}} \quad E_y = -i \frac{E_+ - E_-}{\sqrt{2}}$$

反映偏振特性速率方程 (3.9) 为:

$$\begin{cases} \frac{dE_x}{dt} = k(1 + i\alpha)[(N - 1)E_x + inE_y] - (\gamma_a + i\gamma_\beta)E_x \\ \frac{dE_y}{dt} = k(1 + i\alpha)(N - 1)E_y + inE_x + (\gamma_a + i\gamma_\beta)E_y \\ \frac{dN}{dt} = -\gamma_r[N(1 + |E_x|^2 + |E_y|^2) - \mu + in(E_yE_x^* - E_xE_y^*)] \\ \frac{dn}{dt} = -\gamma_r n - \gamma_r[n(|E_x|^2 + |E_y|^2) + in(E_yE_x^* - E_xE_y^*)] \end{cases} \quad (3.9)$$

其中: γ_a, γ_β 代表各项异性, 前者指腔的二色性, 表征振幅各项异性, 增益各项异性, 后者指双折射效应, 表征相位向各异性,

2. 考虑外加微小应变, 此时引起的双折射效应, 增益差与外加应变呈线性关系, 不考虑温度变化, 对于 [100] 方向 VCSEL, 在 $[011]$ 和 $[0\bar{1}1]$ 方向上外加应变时, 自选反转模型为:

$$\begin{cases} \frac{dE_+}{dt} = k(1 + i\alpha)(N + n - 1)E_+ - (\gamma_a + i\gamma_\beta)E_- - (\gamma_{a2} + i\gamma_{\beta2})E_- \\ \frac{dE_-}{dt} = k(1 + i\alpha)(N - n - 1)E_- - (\gamma_a + i\gamma_\beta)E_+ - (\gamma_{a2} + i\gamma_{\beta2})E_+ \\ \frac{dN}{dt} = -\gamma_r(N - \mu) - \gamma_r(N - n)|E_+|^2 - \gamma_r(N - n)|E_-|^2 \\ \frac{dn}{dt} = -\gamma_r n - \gamma_r(N + n)|E_+|^2 + \gamma_r(N - n)|E_-|^2 \end{cases} \quad (3.10)$$

其中: $\gamma_{a2}, \gamma_{\beta2}$ 分别为由外加应变引起的各项异性振幅损耗和双折射

3. 实际上增益是载流子浓度和温度的函数, 只考虑增益随温度的变化, 反映偏振特性的速率方程(3.11)为:

$$\begin{cases} \frac{dE_+}{dt} = k \left(1 + i \frac{A}{b - \xi(T - T_0)} \right) (N + n - 1) E_+ - (\gamma_a + i\gamma_b) E_- \\ \frac{dE_-}{dt} = k \left(1 + i \frac{A}{b - \xi(T - T_0)} \right) (N - n - 1) E_- - (\gamma_a + i\gamma_b) E_+ \\ \frac{dN}{dt} = -\gamma_r(N - \mu) - \gamma_r(N - n)|E_+|^2 - \gamma_r(N - n)|E_-|^2 \\ \frac{dn}{dt} = -\gamma_r n - \gamma_r(N + n)|E_+|^2 + \gamma_r(N - n)|E_-|^2 \end{cases} \quad (3.11)$$

综上所述：VCSEL 的偏振方向受许多方面的影响，如腔的几何结构、注入电流、衬底温度、外加应变等。总之 VCSEL 独特的偏振特性主要是由于激光器腔和材料的各项异性造成的。

第四章大口径 VCSEL 偏振特性测试

大功率垂直腔面发射激光器单管器件出光口径大、横向模式多。随着注入电流和工作温度的改变出射光偏振态在两个正交偏振基态上转换。本章中采用 $500\mu\text{m}$ 出光口径 980nm 底发射器件, 通过温控偏振分光测试系统, 测量不同偏振方向得功率、中心波长, 对其偏振特性进行分析, 并提出通过外腔选频的方法来控制偏振的方案。

4.1 实验原理和方案

垂直腔面发射激光器 (VCSEL) 具有低成本、低阈值^[27 28]、单纵模输出^[29]、光束近圆^[30]等优点。但由于其增益分布和谐振腔结构上的柱对称性, 理论上可以输出任意方向上的偏振光, 所以其输出光很难有一个稳定的偏振方向^[31]。根据增益与晶体晶向的关系^[32 33], 对于沿 GaAs 衬底 $[001]$ 方向的标准器件而言, 具有两个相互正交的偏振基态, 其电矢量沿着 $[110]$ 和 $[00\bar{1}]$ 晶轴方向, 并且随着注入电流和温度的改变偏振方向在这两个正交方向上转换^[34 35]。同时, 由于半导体材料的电光效应两个偏振基态上的光具有微小的波长差^[36]。用于通信上的单管 VCSEL 器件要求功率低, 出光口径小, 单横模输出偏振态便于控制, 但用于激光倍频中的 VCSEL 器件要求功率比较大, 对于单管器件则出光口径大, 横向模式多, 难于控制。为此设计了如下实验来研究了大口径高功率 VCSEL 的偏振特性。

4.1.1 实验装置

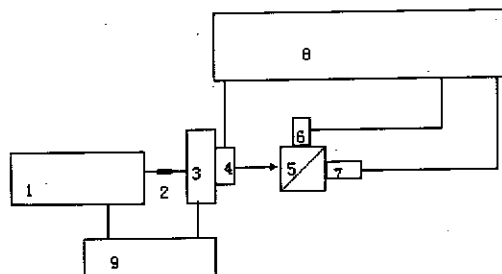


图 4.1: 实验装置示意图 1 温控仪 2 电偶 3 铜加热器 4 VCSEL 5 偏振分光棱镜 6、7 积分球 8 半导体综合测试参数仪 9 变压器

实验中将封装完毕的 VCSEL 器件固定在一个铜加热器上, 加热器通过热偶和温控仪连接, 温控仪通过接受到的温度反馈控制变压器的供电时间从而控温。由于直接检测和控制器件的温度比较困难, 这里通过监测热沉的温度来表示器件的热效应。VCSEL 由半导体激光器综合参数测试仪提供 0—6A 直流驱动, 出射光射到偏振分光棱镜 (PBS) 上, 分离为电矢量相互正交的透射波和反射波, 调整系统使透射波和反射波分别对应 VCSEL 的两个偏振基态, 输出光通过综合测试参数仪自带的积分球接收信号, 分别测试出两个方向上的光功率, 中心波长等。

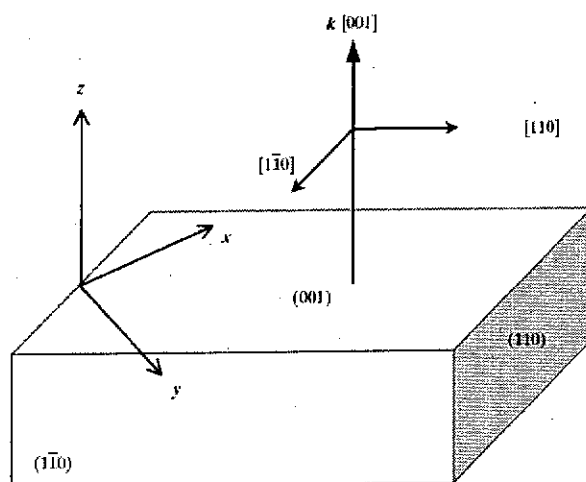


图 4.2: 管芯解理方向和偏振基态示意图

在这里要注意的是器件偏振基态方向和 PBS 的 p 矢量和 s 矢量方向的重合问题。如图 4.2 所示 o-xyz 为原胞坐标, (110) 为 VCSEL 管芯解理面, k 为光传播方向, [110] 和 [001] 分别对应两偏振基态方向^[37], 所以在器件制作过程中选定沿解理面切割芯片, 使解理方向为管芯的一直边, 封装完成后虽无法辨别解理方向, 但可以通过调整管芯直角边位置保证其与 PBS 的 p 矢量和 s 矢量方向平行。此外, 由于外界条件影响, 基态方向将发生微小角度的偏差, 并不是严格的在晶轴方向, 但由于器件功率瓦级以上且偏差角度很小, 发生的功率偏差也很小, 所以我们忽略了这种影响。

4.1.2 实验方案

通过温控仪, 控制热沉温度从 298K 稳定变化到 368K。每个测试点温度间隔为 5。控温过程中要注意的是, 在每一个热沉温度下, 器件内部温度仍然随电流变化, 只不过随着热沉温度的升高器件热效应越加严重, 器件性能变差) 利用半导体

激光器综合参数测试仪, 分别测量每一个温度下, 通过 PBS 后反射光波和透射光波的光功率和中心波长。

4.2 实验结果与分析

实验中采用自行制作的 980nm 底发射 VCSEL, 衬底为 n-GaAs, 有源层由 3 个 8nm 的 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 量子阱构成, n-DBR 为 $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{GaAs}$ (掺 Si), p-DBR 为 $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{GaAs}$ (掺 C), 器件采用湿法氧化工艺制作, 出光口径为 $500\mu\text{m}$ 。以 T 表示经过 PBS 后的透射波, F 代表反射波, 如图 4.3 所示, 为透射波和反射波中心波长随热沉温度的变化曲线

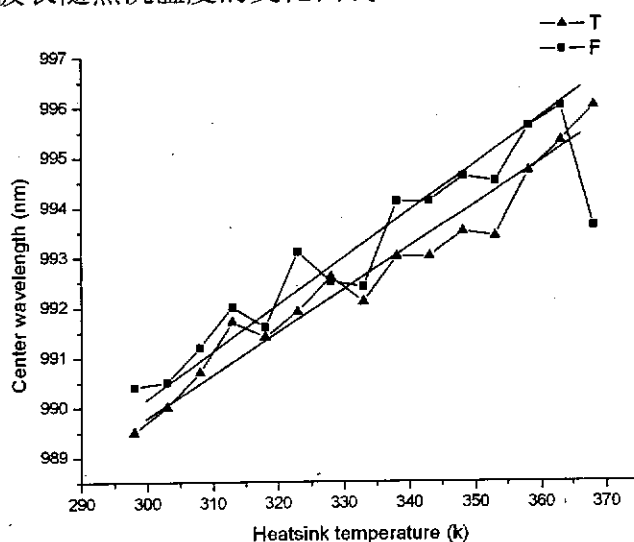


图 4.3 透射和反射波长随热沉温度变化曲线

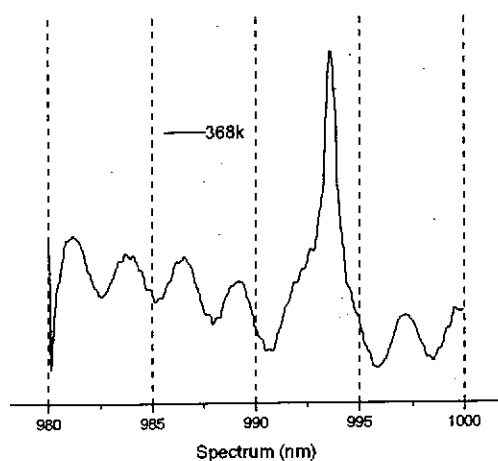
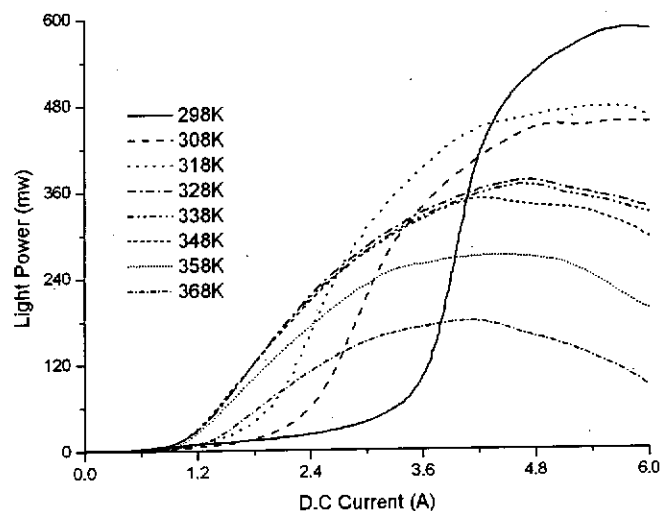
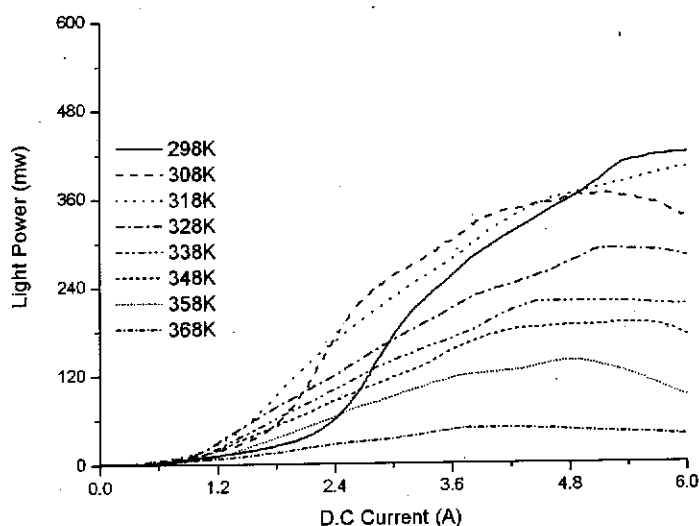


图 4.4 368k 时反射波光谱

从图 4.3 中可以得出反射方向的波长在 298k-363k 范围内都比透射方向的要大,这主要是由于阱材料的双折射效应,导致二者对应的实际折射率不同,根据谐振条件必然输出波长不一样。但 368k 时候急剧下降,这主要因为此时反射方向已经为多纵模工作(如图 4.4 所示),已不属于正常工作范围,也正因为如此,在图 4.3 中对波长变化曲线进行线性拟合时,去掉了 368k 处的值,进而得到:二者在正常工作范围内波长随温度变化幅度反射波略大于透射波。如图 4.5 所示为透射波和反射波在不同温度下的 P-I 曲线。



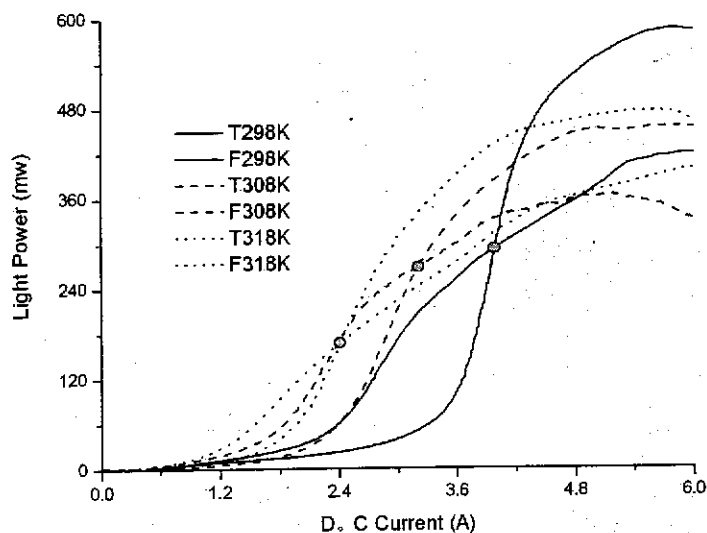
(1) Transmission wave



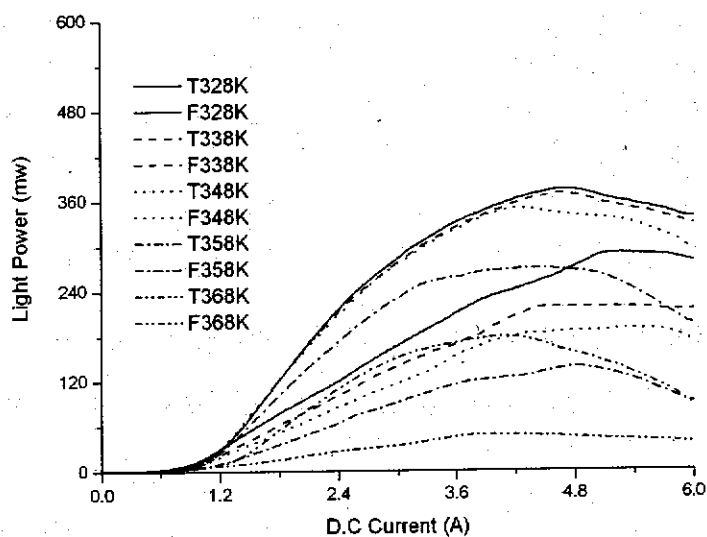
(2) Reflection wave

图 4.5, 不同温度下, 透射波(T)和反射波(F)光功率随注入电流的变化。

由图 4.5 中可见,透射波和反射波光功率总体趋势都随着温度的升高而降低,这和器件总输出光的温度特性是一致的^[38],但在 318K 的透射波和反射波功率反而比 308K 时要高,这可能因为此温度下有源层内部激射波长和 DBR 反射谱最为匹配。



(1) below 328k



(2) above 328k

图 4.6: 不同热沉温度下偏振态转换示意图

通过比较相同热沉温度下的透射波、反射波光功率可以得到图 4.6, 由图 4.6 可知 298K, 308K, 318K 分别在 3.978 A 3.233A 2.397A 处发生偏振态转换, 但热沉温度继续升高到 328K 时, 就已经观察不到明显的偏振态交替了。图 4.6(1)

中可见在热沉温度较低时(328k 以下), 低电流注入下反射波的光功率总是比透射波大,这主要是因为热沉温度较低,热效应不是很严重,内部温升小,透射波和反射波红移小,但反射波长大于透射波长所以更加接近 DBR 反射谱中心波长,所以反射波占优势;当电流注入较高时,器件内部自身温升大,透射波和反射波红移较大,所以波长较小的透射波波长更加接近 DBR 反射谱中心波长,因此透射波占优势。图 4.6 (2) 中可见,在热沉温度较高时(328k 以上),透射波始终占优势,这主要是因为热沉温度高,热效应大,器件内部温度很高,载流子向高能带激发,所以波长较短的透射波占优势。由于不同热沉温度下两偏振基态峰值功率基本在同一电流处,所以取透射和反射的峰值功率来计算偏振度 $p = 10^{10} \ln(T/F)$, T、F 表示透射波和反射波的峰值功率。他们分别对应 VCSEL 出射光的两个偏振基态。由偏振度曲线可以看出,沿透射波方向的峰值高于反射波,但偏振度都较小,所以总的输出光为椭圆偏振。

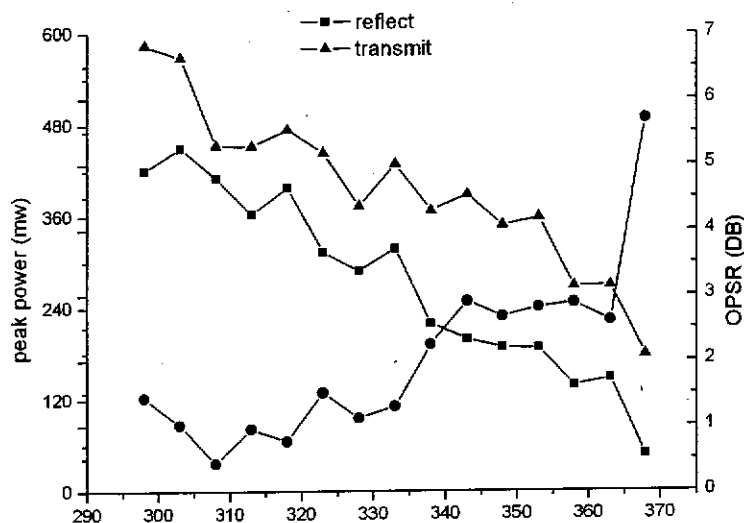


图 4.7: 透射波和反射波峰值功率随温度的变化以及正交偏振比曲线

通过以上分析得出利用下面的外腔结构来控制高功率大口径器件的偏振态^[39 40]

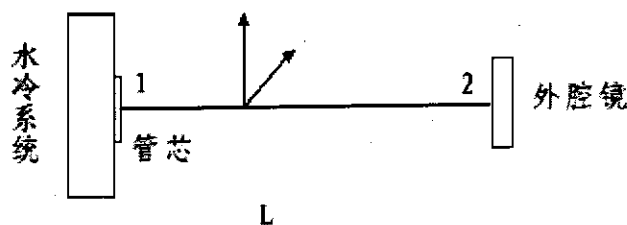


图 4.8 外腔偏振控制结构, 1 为芯片出光面 DBR 反射率 R1 、2 外腔镜内界面反射率 R2

如图 4.8 所示：界面 1 和界面 2 构成了一个 F-B 腔结构，腔长为 L ，根据其选频公式 $\Delta\lambda = c \cdot (1 - \sqrt{R_1 R_2}) / 2\pi n L (R_1 R_2)^{1/4}$ ，对于适当的外腔镜，调整的距离 L ，使 $\Delta\lambda$ 与测量出的波长差吻合，即可达到一定程度的稳偏效果。

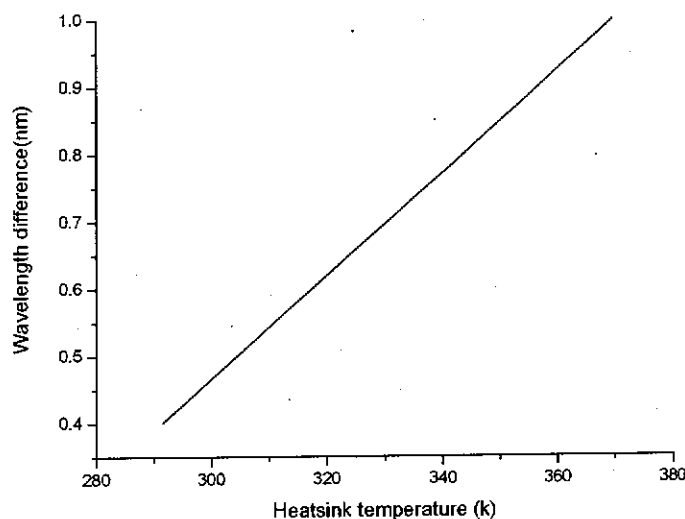


图 4.9 透射波和反射波峰值波长差随热沉温度的变化曲线

对于该器件其波长差曲线如图 4.9 所示，所以为器件加上一个水冷系统控制器件工作温度，控制其波长差变化，便于腔长调节，实际上根据^[41]所述，由于波长的红移，腔长精度要求并不需要很高。取波长为 980nm 波长差平均值为 0.7nm $R_1=0.993$ $R_2=0.8$ $n=1$ ，根据 $\Delta\lambda = c / \lambda^2 \Delta\lambda$ ，初步计算腔长 $L=0.45\text{mm}$ 。

通过以上分析可知，对于高功率大口径单管器件，由于其出光孔径大，横向模式多，受外界影响复杂，所以他的偏振特性不同于低功率小口径单模器件。热效应较小时，随着电流的变化偏振态发生交替，但当热效应较大时，将不再发生交替，但此时两偏振态各自的功率大大降低，所不能达到大功率稳定偏振的效果。此外无论热效应如何，大口径器件偏振比都不高，所以其输出光为椭圆偏振光。但出射光两正交方向的波长差随温度值缓慢增大，所以通过控制器件工作温度，利用外腔系统达到稳偏效果。