

图 4.21 70 W 腔内倍频绿光实验装置图

OPO 实验装置如图 4.22 所示，泵光经高透的准直透镜 L1 准直，再通过 $\lambda/2$ 波片、偏振片和 45° 旋光晶体，用匹配透镜 L2 将泵光耦合到 OPO 的共焦腔中。 $\lambda/2$ 波片、偏振片和 45° 旋光晶体可作为光隔离器，旋转 $\lambda/2$ 波片可以在不改变绿光输出的情况下改变 OPO 的泵浦功率。腔镜 M3 和 M4 是曲率半径为 75 mm 的平凹镜，输入镜 M3 对于 532 nm 泵光的透射率为 92.65%，对 860 nm 信号光和 1395 nm 闲频光具有高反射率，反射率分别为 99.5% 和 99.9%。输出腔镜 M4 对于 860 nm 信号光为高透，透过率为 99%；而对泵光及闲频光为高反，反射率分别为 99.5% 和 99.8%。此 OPO 谐振腔为闲频光单共振腔。

我们采用 60 mm LBO 晶体，因而腔长相应增加，约为 97.6 mm。LBO 晶体为 I 类 ($e \rightarrow o+o$) 非临界相位匹配 ($\Theta=90^\circ, \Phi=0^\circ$)，镀有对泵光及参量光高透膜。532 nm 泵浦光的偏振方向平行于 LBO 晶体的 y 轴，信号光和闲频光的偏振方向平行于 LBO 的 z 轴。LBO 晶体放置于控温精度为 0.1°C 的控温炉中。信号光经 M4 输出后，再经棱镜把信号光、泵光及闲频光分开后进行测量。

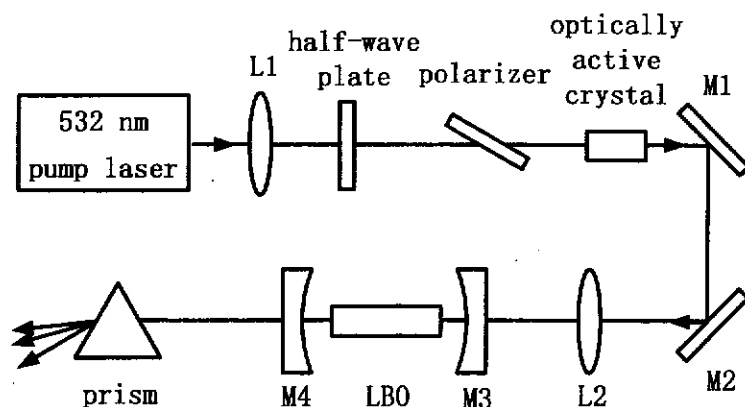


图 4.22 OPO 实验装置示意图

二. 实验结果

OPO 的输出主要为信号光, 包含大约 9% 的剩余泵浦光及闲频光。图 4.23 给出了信号光为 860 nm 时信号光输出功率及转换效率随泵浦光功率的变化关系。从图中可以看出, 随着泵浦光功率的增加, 信号光输出功率不断增加; 信号光转换效率在泵浦功率较低时增加而在泵浦光增大时达到饱和而有所下降, 继续增大泵浦功率, 信号光效率又有所增加。在泵浦功率为 65 W 时, 信号光功率达到 18 W, 这是目前 ns LBO-OPO 的信号光最高平均功率输出。信号光转换效率曲线中出现的下降是由于在高转换效率时出现逆过程, 信号光和闲频光和频从而产生泵浦光。实验结果与图 4.8 所示的理论模拟结果符合较好。

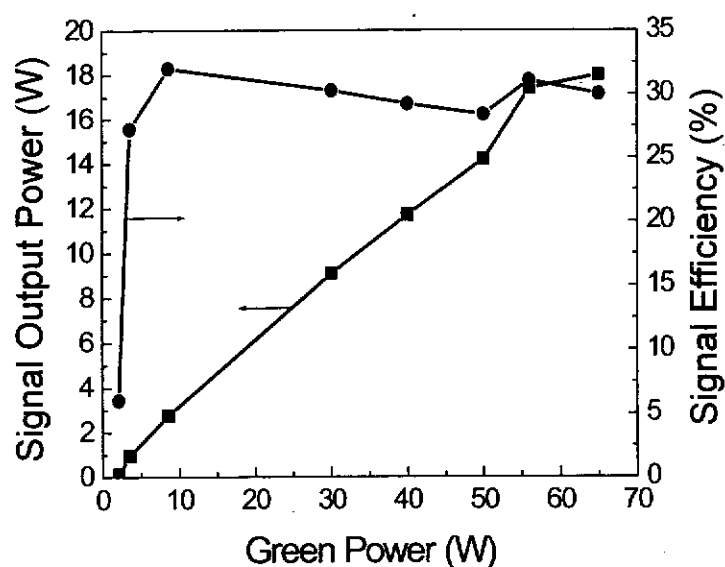


图 4.23 860nm 信号光功率和效率与泵光功率的关系

用型号 MS9710B、分辨率为 0.1 nm 的光谱分析仪测得 860 nm 信号光线宽约为 3 nm, 其线型如图 4.24 所示。

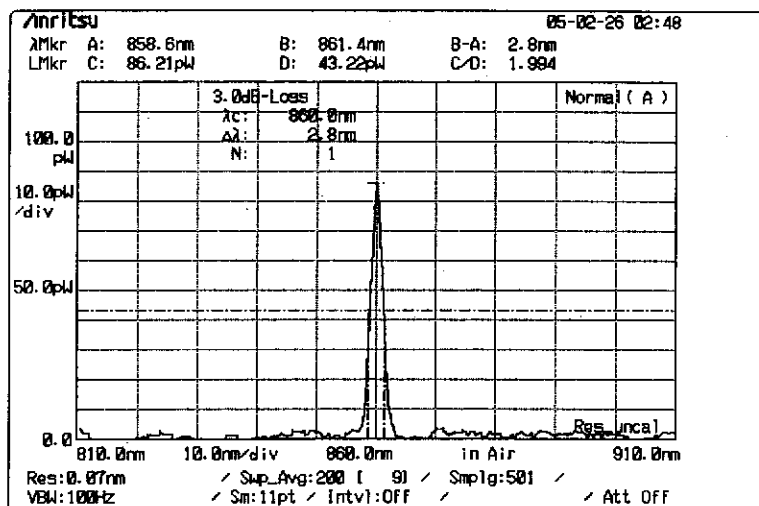


图 4.24 860nm 信号光谱线

4.5 OPO 信号光光束质量研究

一. 光束质量因子 M^2 基本理论

理想平行的激光束是不存在的, 要描述一个实际的光束, 需要知道给定位置的光束半径来描述光束剖面情况和远场发散角来描述光束的发散程度。

实际应用中, 激光束通常不是理想的基横模高斯光束, 实际使用的光束通常不具备轴对称性, 在这种情况下, 只有对光束中心作定义才能对光束进行讨论。光束中心的较严格的定义是所谓一阶矩定义, 它事实上就是按照光束的功率密度分布求出其“重心”^[18,19]。设激光横截面的功率密度分布为 $P(x,y)$, 该“重心”位置在 (x_0, y_0) 处, 数学上表示为^[19,20]

$$x_0 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x P(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x, y) dx dy} \quad (4.20)$$

$$y_0 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} y P(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x, y) dx dy} \quad (4.21)$$

任意功率密度分布光束半径的定义是基横模高斯光束的定义的推广, 若光束功率

为 P_0 , 功率密度分布为 $P(x, y)$, 当光束中心 (x_0, y_0) 确定之后, 该点为中心, 容纳了整个光束功率的 86.5% 的圆形区域的边界可以视为光束的边界。于是, 光束半径 w 与光束功率密度的关系可以在极坐标下表为

$$0.865P_0 = \int_0^w r dr \int_0^{2\pi} P(r \cos \theta - x_0, r \sin \theta - y_0) d\theta \quad (4.22)$$

当激光腔失调较严重或因为某些原因, 光束截面与圆形截面相距较远时, 只规定光束半径则不能较好地描述实际光束。当光束中心按照式 (4.20), (4.21) 确定后, 国际标准化组织 (ISO) 对光束的束宽统一由二阶矩定义, 通过光束中心沿 x 及 y 方向的束宽 D_x , D_y 可以通过以下两式求出^[20]:

$$D_x^2 = \frac{4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x - x_0)^2 P(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x, y) dx dy} \quad (4.23)$$

$$D_y^2 = \frac{4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (y - y_0)^2 P(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x, y) dx dy} \quad (4.24)$$

当光腰位置在坐标原点时, 一束沿 z 轴传播的激光束的远场发散角定义为

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} \quad (4.25)$$

由于光束沿 x 及 y 方向上的剖面半宽度一般不相等, 则根据上式可以定义出沿 x 及 y 方向的不同发散角 θ_x 及 θ_y 。

为同时兼顾光束剖面尺寸及远场发散角这两个参数, 1991 年, 国际标准化组织 (ISO) 在“激光束宽度、发散角和辐射特性系数的试验方法”中提出用光束质量因子 M^2 来描述光束。 M^2 因子的定义如下^[20,21]:

$$M^2 = \frac{\text{实际光束的束腰半径与远场发散角的乘积}}{\text{理想光束的束腰半径与远场发散角的乘积}} \quad (4.26)$$

这个定义基于激光束的一个重要特性, 那就是对于一个给定的激光束, 当它

通过理想无衍射、无像差光学系统时,光束的束腰半径与远场发散角的乘积通常是一个不变量^[20]。在一般情况下,上式中的理想光束即指基横模高斯光束,若令基横模高斯光束的束腰半径为 w_0 , 则束腰半径和远场发散角的乘积为

$$w_0 \theta_0 = w_0 \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w_0^2}{z} \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{\lambda}{\pi} \quad (4.27)$$

由于基横模高斯光束发散角最小,因此,实际光束的束腰半径与远场发散角的乘积均大于 λ/π , 即光束质量因子 M^2 始终满足 $M^2 \geq 1$ 。 M^2 越大,则光束发散角越大。当光束的半宽度沿 x, y 方向不同时,可以得到与坐标相关的质量因子 M_x^2 及 M_y^2 。

由于在实际测量中容易测量的只是光束功率密度分布,虽然可以按照式(4.23)、(4.24)计算不同位置的光束半宽度,但并不能知道光束半宽度随传播距离变化的数学关系。因此,从式(4.25)出发来计算远场发散角则不可能,必须找到远场发散角的确定方法。根据理论研究,可以通过光束功率密度分布的功率谱密度的计算,将远场发散角表为频谱的二阶中心矩^[20]

$$\theta_x^2 = \frac{4\lambda^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (S_x - S_{x0})^2 P(S_x, S_y) dS_x dS_y}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(S_x, S_y) dS_x dS_y} \quad (4.28)$$

$$\theta_y^2 = \frac{4\lambda^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (S_y - S_{y0})^2 P(S_x, S_y) dS_x dS_y}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(S_x, S_y) dS_x dS_y} \quad (4.29)$$

式中 $P(S_x, S_y)$ 为 $P(x, y)$ 在空间频率域中的傅立叶变换对, 而

$$S_{x0} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_x P(S_x, S_y) dS_x dS_y}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(S_x, S_y) dS_x dS_y} \quad (4.30)$$

$$S_{y0} = \frac{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} S_y P(S_x, S_y) dS_x dS_y}{\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} P(S_x, S_y) dS_x dS_y} \quad (4.31)$$

则由式 (4.26) 和 (4.27) 可求出任意光束的 M^2 因子。

美国 Spiricon 公司的 M^2 -200 型光束质量分析仪就是以此为基础设计的, 因而可以比较准确的测量光束的 M^2 因子。基于通过光轴的平面与光束边界的交线是两条双曲线的基本假设, 可将 M^2 因子近似表示为

$$M^2 = \frac{\pi w_0 \sqrt{w^2 - w_0^2}}{\lambda |z - z_0|} \quad (4.32)$$

其中 z_0 为束腰位置。通过三次不同位置 z 的光束功率密度分布测量, 求出三组不同的 w 及 z 后, 便能建立方程组求出 M^2 因子, 这是一种简单测量 M^2 因子的方法。

二. OPO 信号光光束质量研究

OPO 的光束质量是一个重要的参数, 此前还没有人在实验上研究过 OPO 信号光光束质量与泵光光束质量及泵光功率的关系。在大多数的理论研究中都假设泵光为严格的高斯光束, 光束质量因子 M^2 为 1^[22,23], 还未有人研究过泵光 M^2 较大的情况。我们对于 70 W 532 nm 绿光泵浦的 OPO, 研究了信号光的 M^2 随泵光功率的变化特性以及信号光与泵浦光光束质量间的关系。 M^2 值由美国 Spiricon 公司的 M^2 -200 型光束质量分析仪测量。

首先, 通过改变 Nd:YAG 激光器的二极管泵浦功率来改变绿光输出功率, 我们同时测量了绿光和 OPO 信号光的光束质量因子 M^2 , 图 4.25 给出了绿光和 OPO 信号光的 M^2 因子随绿光功率的变化关系。随绿光功率增加, 绿光和信号光的 M^2 因子都呈增长趋势, 对于相同的绿光功率, 它们的 M^2 值较接近。在绿光功率较低时, 绿光和信号光的 M^2 因子都显著增长, 而在绿光功率较高时增长变得缓慢。

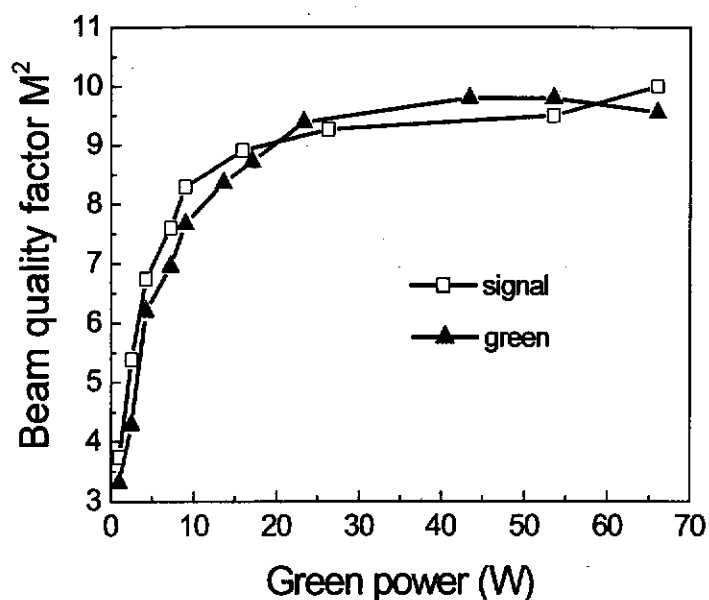
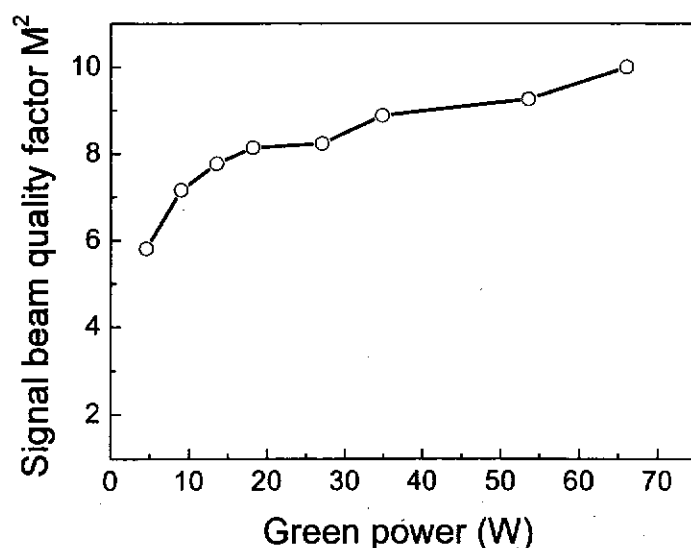


图 4.25 信号光及泵光光束质量与泵浦功率的关系

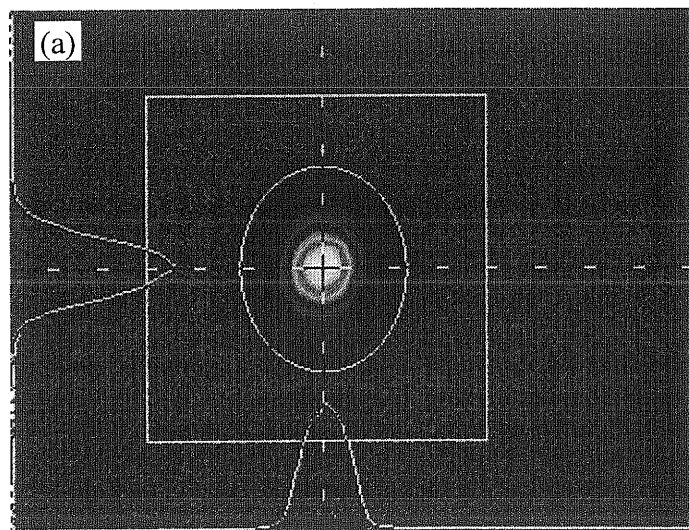
然后,保持绿光输出功率为 65 W,其光束质量因子 M^2 值为 9.5。通过旋转图 4.22 中的 $\lambda/2$ 波片来改变进入 OPO 腔的泵浦绿光功率,我们测量了 OPO 信号光 M^2 因子随泵浦绿光功率的变化关系,如图 4.26 所示。从图中可看出,在绿光功率 5-55 W 范围内,信号光 M^2 因子小于绿光 M^2 因子;在绿光功率 65 W 时,信号光 M^2 因子约为 10,稍大于绿光 M^2 因子。

图 4.26 信号光光束质量与泵光功率关系 (泵光 M^2 不变)

从实验结果可知, 在泵浦光光束质量 $M^2=9.5$ 的情况下仍可以得到高功率和较高转换效率的信号光输出, 信号光的光束质量主要取决于泵浦光的光束质量, 二者比较接近, 信号光的光束质量相对于泵浦光并无明显变差。在文献[22]中, 泵浦光的空间强度被假设为高斯分布, 即 $M^2=1$, 文中理论分析结果表明, 信号光的 M^2 因子随泵浦能量的增加而急剧增长, 比泵光 M^2 因子大很多。我们分析产生这种结果的原因可能是, 对于理想高斯光束, 光束中心强度远高于其边缘强度, 中心的增益高的多, 因而非线性频率变换过程先在光束中心产生。这种高增益的结果往往是产生从信号光和闲频光到泵浦光的逆过程, 逆过程将严重影响 OPO 的转换效率及光束质量。

然而, 对于光束质量较差的泵浦光 (相对于 $M^2=1$), 其空间强度分布比较均匀, 与 M^2 因子小的光束相比其中心强度不是高于边缘很多。在这种情况下非线性过程在光束更大空间范围内发生, 不容易在中心产生逆过程, 参量光的光束质量相对于泵光不会明显变差。这样, 即使用光束质量较差的泵浦光, 也可以得到较高转换效率的高功率参量光输出。这是一个关于高功率 OPO 与其泵光光束质量关系的新发现, 对于得到高功率 OPO 是十分有利的。

我们的实验得到了高功率和高光束质量的参量信号光, 图 4.27 给出了信号光 18 W 时的 (a)二维光束分布和 (b)三维光束分布, 其光束质量因子为 $M^2=10$, 测量时得到的拟合曲线如图 4.28 所示。



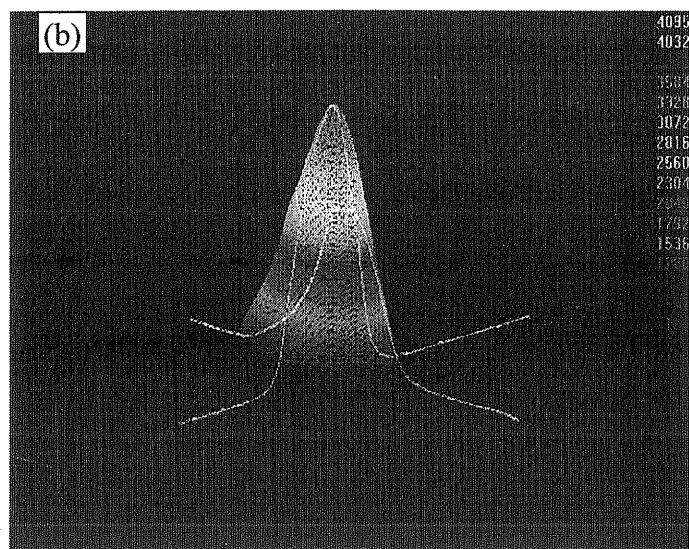


图 4.27 信号光 18 W 时的 (a)二维光束分布 (b)三维光束分布

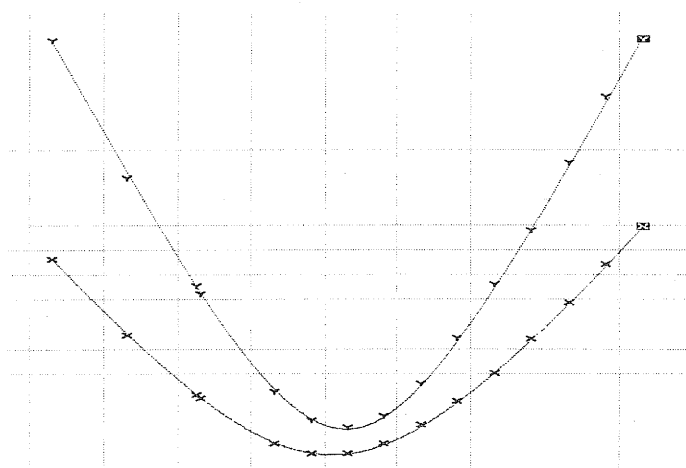


图 4.28 OPO 信号光光束质量测量

本章小结:

在本章里，我们在实验上得到了高平均功率、高转换效率和宽调谐的 OPO 信号光输出。首先在理论上仔细研究了 LBO-OPO 的相位匹配、阈值特性、转换效率、谐振腔及模式匹配等问题，根据数值模拟结果进行实验设计。在实验中采用全固态 Nd:YAG 激光的腔外倍频 30 W 绿光做泵源，50 mm I 类 NCPM LBO 晶体，得到 13.5 W 900 nm 信号光输出，泵光 18 W 时效率为 52%，为国际最高；通过改变晶体温度，得到 778-1036 nm 可调谐近红外输出，并用 BiBO 晶体进行走离补偿倍频，得到 450-495 nm 瓦级全波段可调谐蓝光输出。采用全固态 Nd:YAG 激光的腔内倍频 70 W 绿光做泵源，60 mm LBO 晶体，860 nm 信号光输

出达到 18 W, 为 ns LBO-OPO 国际最高输出; 并对信号光的光束质量做了测量和分析, 它主要取决于泵浦光的光束质量。在信号光为 18 W 时光束质量因子 $M^2 \sim 10$ 。

参考文献

- [1] R.L Byer and R.L. Herbst, in Topics in Applied Physics, Nonlinear Infrared Generation, 1977 (16): 81
- [2] K.Finsterbusch, R.Urschel, and H.Zacharias, *Appl. Phys. B*, 2000 (70): 741
- [3] Jing-yuan Zhang, Zuyan Xu, Yufei Kong, Chaowen Yu, and Yicheng Wu, *Applied Optics*, 1998 (37): 3299
- [4] K.kato, *IEEE J.Quantum Electron*, 1994 (30): 2950
- [5] S.P. Velsko, M.Webb, L.Davis, C.Huang, *IEEE J. Quantum Electron.*, 1991 (QE-27): 2182
- [6] 姚建铨, 非线性光学频率变换及激光调谐技术 北京 科学出版社, 1995
- [7] N. Hodgson, H. Weber, *Optical Resonators*, Springer, Berlin, 1996
- [8] A. Fix and R. Wallenstein, *J. Opt. Soc. Am. B*, 1996 (13): 2484
- [9] 吕百达 激光束的传输变换和光束质量控制 成都 四川大学出版社, 1992
- [10] Gordon Robertson, Miles J. Padgett, Malcolm H. Dunn, *Opt. Lett.*, 1994 (19): 1735
- [11] H. Zhou, J. Zhang, T. Chen, C. Chen, and Y. R. Shen, *Appl. Phys. Lett.*, 1993 (62): 1457
- [12] J.D. Kafka, M.L. Watts, J.W. Pieterse, R.L. Herbst, *Appl. Phys. B*, 1995 (60): 449
- [13] A. Robertson, A. I. Ferguson, *Opt. Lett.*, 1994 (19): 117
- [14] S. French, M. Ebrahimzadeh, and A. Miller, *Opt. Lett.*, 1996 (21): 976
- [15] B.Ruffing, A.Nebel, R.Wallenstein, *Appl. Phys. B*, 2001 (72): 137

- [16] Yong Bi, Ruining Li, Yan Feng, Xuechun Lin, Dafu Cui, Zuyan Xu, *Opt. Commun.*, 2003(218): 183
- [17] S. J. Brosnan and R. L. Byer, *IEEE JQE*, 1979 (QE-15): 415
- [18] Siegman A E. *Laser*. California; University Science Books Mill Valley, 1986
- [19] 李俊昌, 激光热处理优化控制研究 北京 冶金工业出版社, 1995
- [20] 吕百达 强激光的传输与控制 北京 国防工业出版社, 1999
- [21] 丘军林 气体放电与气体激光 武汉 华中理工大学出版社, 1995
- [22] R. Urschel, A. Borsutzky, and R. Wallenstein, *Appl. Phys. B*, 2000(70): 203
- [23] Gunnar Arisholm, Rudiger Paschotta and Thomas Sudmeyer, *J. Opt. Soc. Am. B*, 2004(21): 578

第五章 高功率垂直腔面发射半导体激光器优化设计研究

为了获得效率高、体积小、结构紧凑的 OP0 器件,我们提出了用垂直腔面发射半导体激光器 (VCSEL) 作为 OP0 泵浦源的设想。VCSEL 与传统边发射半导体激光器相比具有圆形对称光斑分布,发散角小,可做成外腔式,因而可用来直接泵浦 OP0 等非线性频率变换过程,具有泵浦效率高、体积小、运行稳定、寿命长等优点。

就高功率 VCSEL 器件而言,结构参数的优化,如良好的热沉,以及合适的氧化物限制层等对器件的性能均起着至关重要的作用。在 VCSEL 中,有源区的电流分布直接影响出射光的强度分布,因而有些人曾进行过电流分布的计算^[1-4],但他们都是针对小面积发射器件进行的。有关大发射孔径的 VCSEL,目前还没有人对其电流分布做过理论研究。我们针对底发射大孔径 ($>100\ \mu\text{m}$) VCSEL 首先从理论方面研究了有源区量子阱层数,有源区直径,材料热导,串联电阻,电极间距等对器件性能的影响,优化参数,进行最佳设计,与中科院长春光机与物理所合作,研制出了高性能的 980 nm $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ VCSEL 器件,单管室温连续波输出功率已达 1.95W,为 VCSEL 国际最高输出功率。

5.1 高功率 VCSEL 的特点、历史、现状及应用前景

垂直腔面发射激光器是一种具有很大潜力的固体激光源,被称为新千年最重要的光通信器件,同时可作为非线性频率变换如倍频、光参量振荡的泵浦源。其优点为发散角小,易与光纤耦合,转换效率高,调制速度快,阈值很低,噪声小;垂直腔面很小,易于高密度大规模集成和成管前整片检测。VCSEL 还非常适合在光互联、激光打印、气体检测、高密度光存储、显示方面的应用。VCSEL 的运用,使得曾经受控于 LED 或边发射的激光技术获得更高效率、更大作用以及更高精度。从光驱到多维光导网络,从 DVD 播放器到动作感应装置,从信息到工业乃至医药市场无数的应用中,VCSEL 科技都能实现惊人的成效。VCSEL 已完全使光电科技步入更高水平。

由于垂直腔面发射激光器这些独特的优点,国际上从八十年代就开展了有关的研究,主要集中在面向光通信应用的 850 nm 波长器件上^[5,6]。但由于在材料生

长和器件工艺上的限制,进展一直缓慢。自上世纪九十年代中期发明了侧氧化技术以来^[7-11],器件的阈值电流密度、输出光功率等指标得到迅速的提高。目前国际市场上波长 850 nm、调制频率 2.5 GHz 的 mW 级小功率激光器已经商品化^[12]。

850 nm VCSEL 是采用小的激光窗口($<25\text{ }\mu\text{m}$),输出功率为 10 mW 左右^[13]。由于在医学、材料加工、自由空间通讯和激光泵浦等方面对于大功率半导体激光器的市场需求日益增长,因而有必要开发大功率 VCSEL^[14-19]。大功率 VCSEL 具有很好的光束质量,既可以高效率地与光纤耦合,又可以方便地制成列阵,提高输出功率。

大功率 VCSEL 在高功率泵源、空间通信、激光显示、材料加工及医疗等领域具有广泛的应用前景。大功率 VCSEL 研究国际上仍处在起步阶段,国外最高水平的报道是 VCSEL 单管连续 890 mW^[20],列阵连续 1 W,脉冲 10 W,产品水平为单管连续 100 mW。在高功率 VCSEL 中 980 nm 是一个重要波段,它是掺铒光纤放大器的泵浦源,在光通信中有极为重要的应用,同时它还是掺铒光纤激光器的泵浦源。另外可以利用它来泵浦固体激光器,获得蓝绿光输出。美国 Novalux 公司已有外腔镜 VCSEL 产品,980 nm 的连续输出功率已达 1 W。用此 VCSEL 进行腔内倍频,获得 42.2 mW 蓝光输出^[21]。据 Laser Focus World 报导, Novalux 公司正在利用 VCSEL 腔内倍频方法研制 488 nm 蓝光,以取代风冷亚离子激光器;研制 460 nm 和 530 nm 蓝、绿激光器,用于长距离通信、数字成像、激光显示等。Juan L. A. Chilla 等人利用光泵的面发射激光器得到了 30 W 980 nm 的红外光输出,并对其进行腔外倍频得到 15 W 连续波蓝光输出^[22]。

大功率 VCSEL 在短距离和高速数据通信中也有重要的应用前景,如用于自由空间光通信;在激光医疗上用于检测、诊断、手术等;在军事方面有着深远的重要的应用前景,包括激光武器、激光制导和测距等,980 nm 与 808 nm 相比肉眼不可见,消除了“红暴”现象,可以在军事上用于目标指示、探测,是隐蔽安全的军用光源。由于 VCSEL 便于面阵集成、高效光耦合等优点,预期功率为百瓦一千瓦的高功率列阵将得到大力发展,替代目前的激光器线阵、叠阵等而应用于工业加工、固体激光泵浦等方面。因此大功率 VCSEL 无论在工业加工还是在军事、通信等领域都有着极为重要的应用。

高功率半导体激光技术在工业、通讯、医学、信息显示、军事等领域均有广泛的应用前景和巨大的市场需求。2000 年国际市场上二极管激光器产值 66 亿美元, 2001 年 56.2 亿美元, 2002 年 43 亿美元, 2003 年 48 亿美元。高功率面发射激光器作为一种新型器件, 由于其独特的优点, 在很多方面都将替代现有的半导体激光器。随着器件关键技术的突破, 其产业应用必将扩展到工业、军事、医疗、通信等各个领域, 由此带来其市场份额的爆发式增长, 其市场份额以每年 30% 的速度增加, 军方需求量每年以 200% 的速度增加, 其发展将带动一大批相关产业的发展。

5.2 面发射激光器与传统的边发射激光器相比较

垂直腔面发射激光器与传统的侧向出光的边发射激光器的结构有根本的不同, 是半导体激光器发展历程中的一个历史性的重大进程^[23,24]。图 5.1(a)、(b)分别为垂直腔面发射激光器与传统边发射激光器的结构示意图。二者在性能上的比较如表 5.1 所示, VCSEL 的输出光垂直于衬底, 易于实现二维密集可寻址列阵, 圆形对称的远近场分布和很小的光束发散角 (小于 10 度), 使得其与光纤的耦合效率大为提高。极短的腔长导致纵膜间距较大, 在较宽的温度范围内易于得到动态单纵模工作, 极小的有源区体积与极高的模式反射率 (大于 99%), 使其有望实现极低阈值、极低功耗工作。传统边发射激光器的自发发射因子很小 (约为 $10^{-4} \sim 10^{-5}$), 这是因为大部分自发辐射的光子都进入非激光模中, VCSEL 由于其腔长只有相当于辐射波长的数量级, 腔内载流子的自发辐射特性便有很大改变^[25], 自发发射因子大大增加 (约为 $10^{-2} \sim 10^{-3}$), 自发发射因子的增加使激光输出特性引起很大的改变, 特别是在阈值附近。另一方面, 随着腔体积的减小, 动态调制频率可以大大地提高。同时由于平面工艺的兼容性使得器件全真空制备成为可能, 无须解理的水平测量手段极大地方便了器件的制作。VCSEL 及其列阵是光子学器件在集成化上的一个重大突破, 它有利于发挥光子的平行操作能力, 因而具有广阔的应用前景, 对光通信、图像信号处理、模式识别和神经网络、激光打印、光存储读/写光源、光互联和光显示等方面起到根本改变面貌的重大作用。

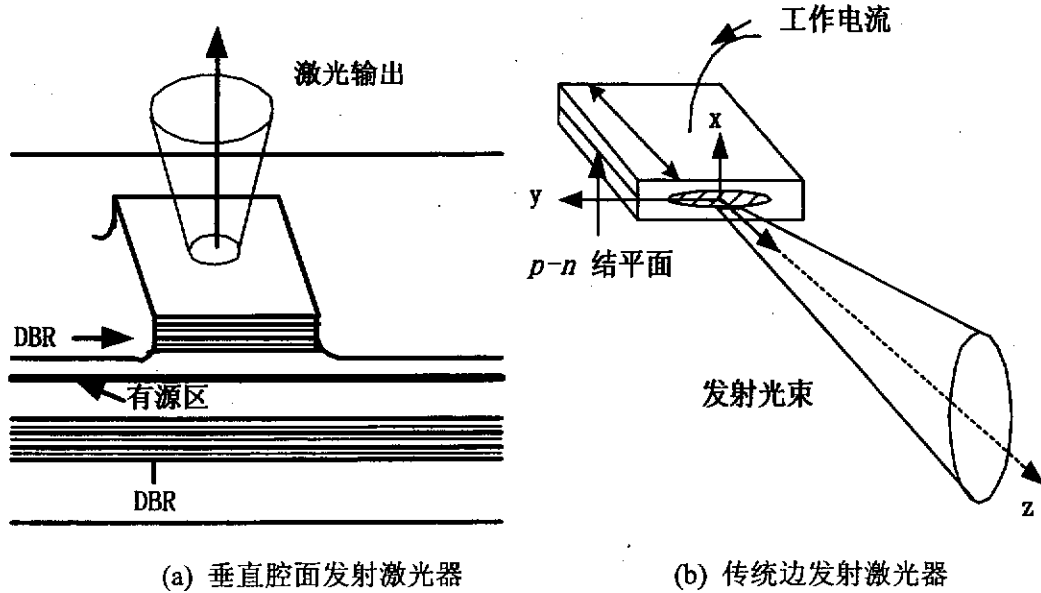


图 5.1 垂直腔面发射激光器与传统边发射激光器的结构示意图

表 5.1 VCSEL 与传统边发射激光器性能比较

	VCSEL	传统的边发射激光器
输出光方向	垂至于衬底	平行于衬底
光束发散角	$<10^\circ$	$\theta_{\perp} \sim 10^\circ$, $\theta_{\parallel} \sim 40^\circ$
光束质量	圆形对称高斯光束	不对称光束, 具有像散
直接耦合效率	$\sim 100\%$	12%
谐振腔长度	0.2-0.3 μm	300 μm
F-P 镜面反射率	$>99\%$	30%
单管体积	2 μm 2 μm 8 μm	300 μm 2 μm 2 μm
增益体积	2 μm 2 μm 0.2 μm	300 μm 2 μm 0.2 μm
侧向波导结构	增益波导型、折射率波导	增益波导型、折射率波导
纵模间距	500-1000 $\text{\AA}$	4 $\text{\AA}$
横模间距	几个埃	几十埃
生长手段	MBE、CBE、MOCVD	LPE、MBE、CBE、MOCVD
中间检测	无须解理, 水平探针测量	必须解理成单管测量

列 阵	易于实现二维列阵	一维列阵
自发发射因子	$10^{-2} \sim 10^{-3}$	$10^{-4} \sim 10^{-5}$
已达到最低阈值	70 μA	1mA (不镀膜)
模式特性	易于得到稳定的单纵模工作	不易得到稳定的单纵模工作
调制频率	8GHz	>10GHz
最小单管功耗	<0.01mW	$\sim 1 \text{ mW}$

5.3 顶发射 VCSEL 与底发射 VCSEL 比较

顶发射 VCSEL 示意图如图 5.2(a)所示^[26], 顶发射装置附于铜基底上用来实现电源供给和机械稳定性。图中的曲线表示电流走向, 由于 DBR 层高与有源区直径的纵横比 (DBR 层高 $\sim 3.5\mu\text{m}$, 有源区直径 $\sim 100\mu\text{m}$) 及顶端的环形电极导致电流聚集, 从而引起载流子在发射孔径周边的群集。图 5.2(b)为有源区直径 $100\mu\text{m}$ 装置的近场发射光斑, 为环形光斑, 其环形强度分布对应于有源区的圆周。

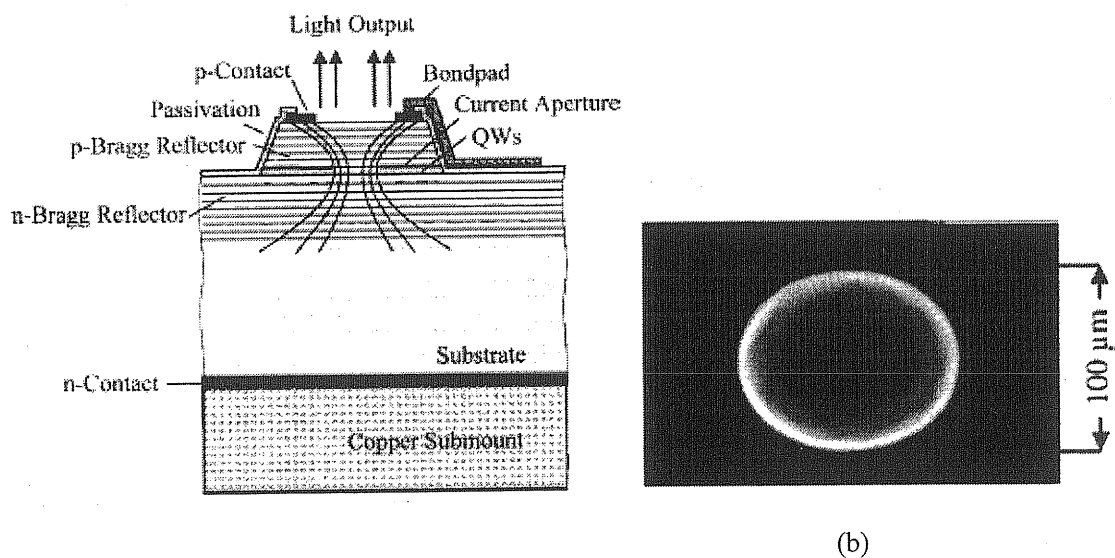


图 5.2 (a) 顶发射 VCSEL 示意图,

(b)有源区直径为 $100\mu\text{m}$ 装置的近场环形光斑, 对应于电流分布

图 5.3(a) 为底发射 VCSEL 示意图^[26], 其内腔结构与图 5.2(a)所示顶发射装置相同。同样, 图中曲线表示出了电流的走向。由于台面顶部全部由 P 型电极覆盖, 因而可以得到相当均匀的电流分布。图 5.3(b)为有源区直径 $100\mu\text{m}$ 装置的近场发射光斑, 与顶发射装置相比其强度分布要均匀的多。

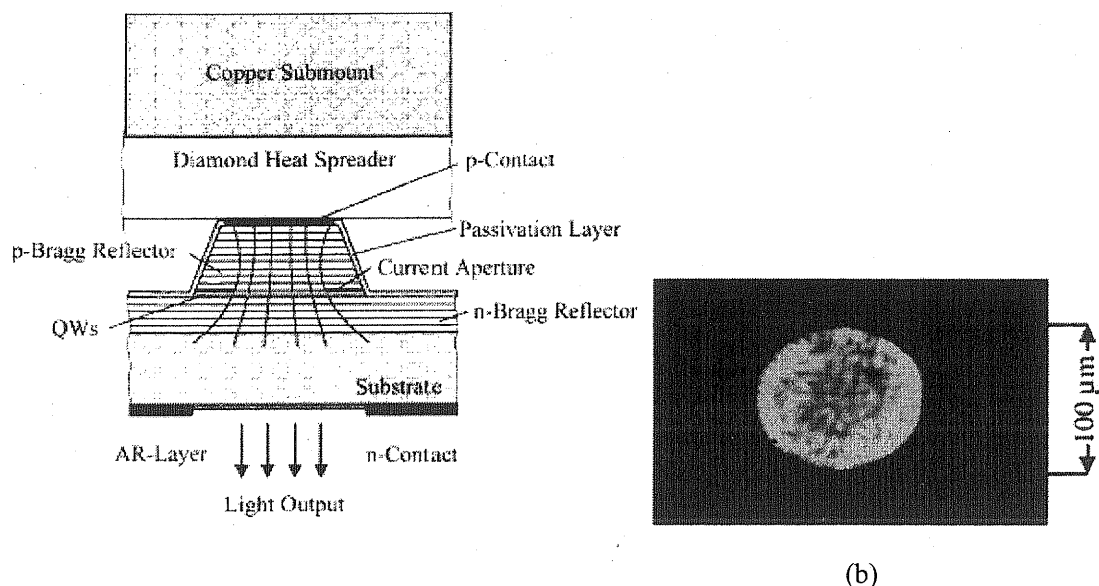


图 5.3 (a) 底发射 VCSEL 示意图,

(b) 有源区直径为 $100\ \mu\text{m}$ 装置的近场均匀光斑, 对应于电流分布

由于激光从衬底方向出射, 可将底发射装置与散热装置焊接在一起 (如图 5.3(a) 所示), 因为热沉紧挨最主要的热源 P 型 DBR, 从而可以实现有效散热。

5.4 VCSEL 泵浦 OPO 需要经历的发展阶段

为实现高效率、小型化的 OPO 结构, 我们提出用 VCSEL 直接泵浦 OPO, VCSEL 与传统 LD 相比具有圆形对称光斑分布, 发散角小, 可做成外腔式, 因而可用来直接泵浦 OPO 过程。与通常 DPL 泵浦的 OPO 相比, 其突出优点是泵浦效率高、体积小, 并且运行稳定、寿命长。随着 VCSEL 的发展, 这种高效泵浦方式必将得到大力发展。VCSEL 器件从目前的结构发展到可作为 OPO 等非线性频率变换的泵浦源, 要经历三个发展阶段:

- 一. 内腔式 VCSEL, 即通常的双 DBR 结构。图 5.4 所示为底发射内腔式 VCSEL 示意图, 激光器的腔镜由 P 型 DBR 和 N 型 DBR 组成, 激光从衬底一侧出射。这种结构目前国内外正处于大力发展阶段。本章通过理论分析对这种结构进行了优化设计, 得到大功率输出, 为 VCSEL 泵浦 OPO 做初步研究。

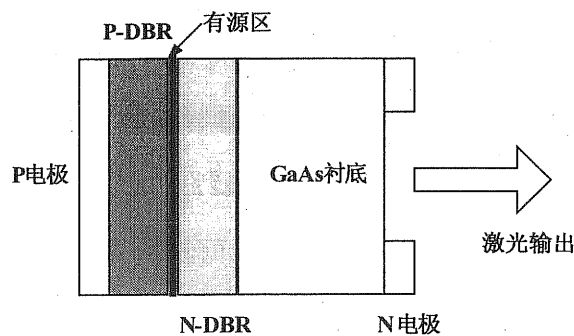


图 5.4 内腔式 VCSEL 示意图

二. 外腔式 VCSEL，即 VCSEL 做成单 DBR 结构，在器件之外加一外腔镜和 DBR 一起构成谐振腔，如图 5.5 所示。目前这种结构有待发展。

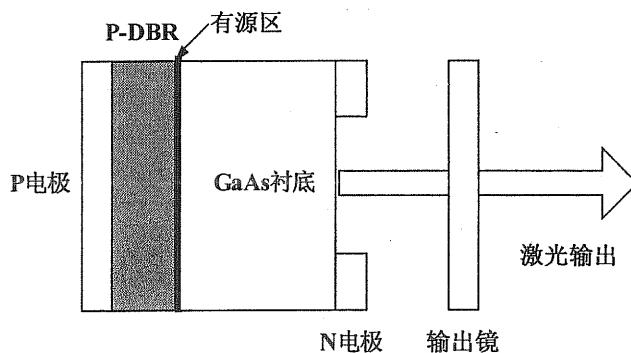


图 5.5 外腔式 VCSEL 示意图

三. VCSEL 腔内 OPO，以外腔式 VCSEL 为基础，在其谐振腔内加入非线性频率变换晶体，产生的参量光从输出镜输出，如图 5.6 所示。由于是用半导体激光器直接泵浦，所以相对于通常的 DPL 泵浦的全固态 OPO，其突出优点是总体效率高，体积小，因而具有很好的发展前景，是将来的发展方向。

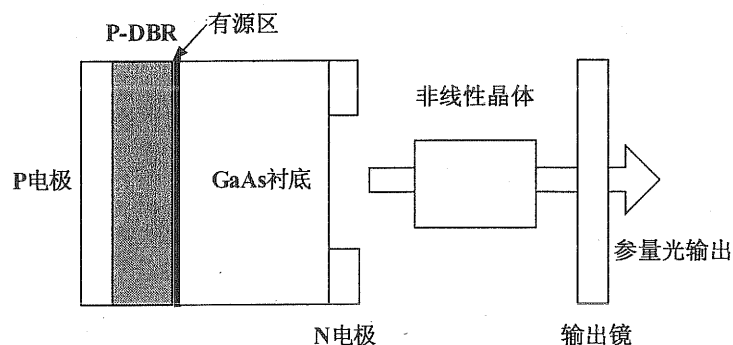


图 5.6 VCSEL 腔内 OPO 示意图

5.5 VCSEL 优化设计物理模型

载流子浓度, 量子阱层数, 以及材料的热导等参数, 对半导体激光器的性能, 如阈值增益, 输出功率等均有着重要影响。垂直腔面发射半导体激光器的阈值载流子浓度 $N_{th}(R, n)$ 与阈值增益 $G_{th}(R, n)$ 的关系可表示为:

$$N_{th}(R, n) = N_0 \exp[G_{th}(R, n)/g_0] \quad (5.1)$$

其中, $R = (R_p \cdot R_n)^{1/2}$, R_p 和 R_n 分别为 P 型和 N 型 Bragg 反射器(DBR)的反射率, N_0 是量子阱材料的透明载流子浓度, g_0 是增益系数, n 是量子阱层数。 $N_{th}(R, n)$ 和 $G_{th}(R, n)$ 均与 R 和 n 有关,

$$G_{th}(R, n) = [L(n) + \ln(1/\sqrt{R})]/(\Gamma \cdot n \cdot L_w) \quad (5.2)$$

这里, $L(n)$ 是包括量子阱, 氧化层和衬底等在内的材料损耗, L_w 是单个量子阱宽度, Γ 是限制因子, 对大面积垂直腔面发射半导体激光器 $\Gamma \approx 1$ 。

输出功率 P 可以表示为^[26]

$$P(R, n) = \eta_d(R, n) \cdot h\nu/q \cdot (I - I_{th}) \cdot (1 - \Delta T/T_{off}) \quad (5.3)$$

其中, $\eta_d(R, n) = \eta_g \cdot \frac{\ln(1/\sqrt{R})}{L(n) + \ln(1/\sqrt{R})}$ 是微分量子效率, η_g 为最大微分量子

效率, $h\nu$ 是光子能量, q 是基本电荷, I 是外加电流, I_{th} 是阈值电流。

截止温度 $T_{off} = 170K$, 器件的上升温度 ΔT 表示为

$$\Delta T = R_{therm} [(V_k + I \cdot R_d) \cdot I - P] \quad (5.4)$$

这里, V_k 代表折点电压, R_d 代表微分电阻。热阻 R_{therm} 与平均热导 σ 及激光有源区直径 D 成反比, 即:

$$R_{therm} = (2\sigma D)^{-1} \quad (5.5)$$

利用公式(5.1)-(5.5), 我们研究了量子阱层数对输出功率的影响; 还计算了输出功率、温差与有源区直径、热导、激光器电流之间的关系。

为考察 VCSEL 出射激光的强度分布, 我们研究了电极间距和串联电阻对有源区的电流密度的影响, 用有限元分析软件 ANSYS 数值计算了有源区的电流密度分布。有限元分析 (FEA) 是一个有效的数值分析方法, 用于模拟范围广泛的物理现象。一个几何型体被划分成为一个有诸多有限元素的组合体, 然后用数值计算方法来求解物理方程。有限元分析基础是将物理模型准确地表达为数学模型。本文的计算分析应用程序选择有限元分析软件 ANSYS, 它在有限元计算方面有很强的能力, 可以精确的计算各种磁场、电场、流场、热场等方面的物理问题。本文利用它对 VCSEL 进行电场分析, 得到有源区的电流密度分布。首先建立分析模型, 有限元分析模型的建立一般有两步: 1. 建立实体模型, 2. 对实体模型进行网格剖分, 生成有限元模型。然后设定每部分的物理参数 (如电阻率) 和所加的载荷 (如电压), 进行计算。

5.6 VCSEL 优化设计结果与讨论

在具体计算和分析中, 我们以 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 多量子阱双 DBR 底发射 VCSEL 为例, 激光器的输出波长为 980 nm, 基本结构如图 5.7 所示。有源区为 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 多量子阱, 氧化物限制层采用 AlAs 材料, 氧化物孔径对电流起到限制作用, 使有源区中心部分电流密度增大, 减小阈值, 提高泵浦效率。激光器的腔镜由不同反射率的 P 型和 N 型 DBR 组成, 激光输出窗口在 GaAs 衬底一侧, P 型上电极为圆形金属电极, N 型下电极为围绕着圆形激光输出窗口的环形电极。

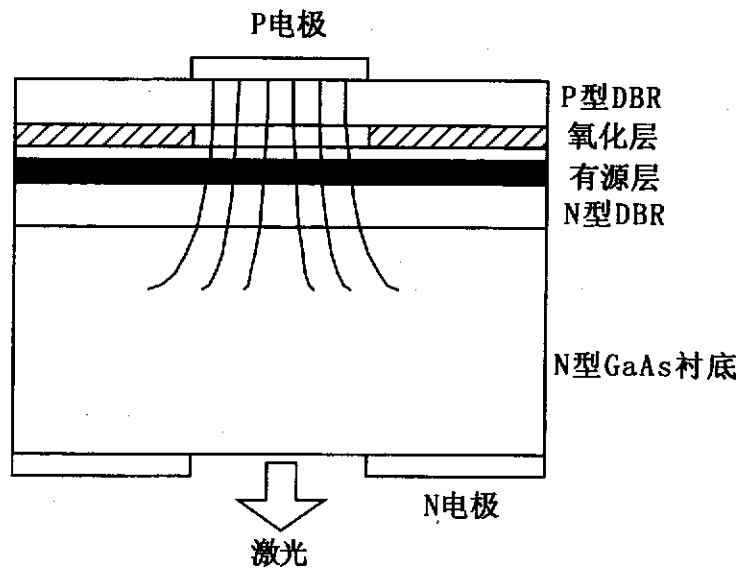
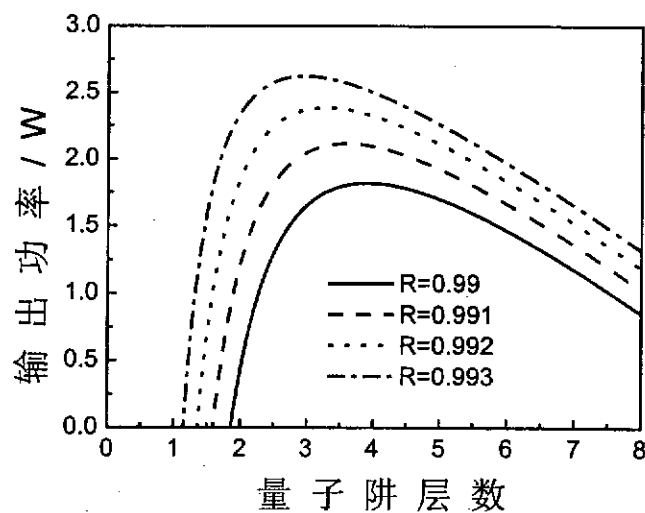


图 5.7 底发射 VCSEL 的基本结构示意图

有源区是 VCSEL 的核心部分，对于多量子阱 VCSEL，量子阱的层数直接影响到器件的输出特性。我们对双 DBR 结构，在有源区直径 $D=0.5\text{ mm}$ ，注入电流 $I=6\text{ A}$ ，不考虑温升的条件下，计算了不同反射率 R 时的输出功率 P 与量子阱层数 n 之间的典型依赖关系，如图 5.8 所示。由图可知，在 R 为 99.0% - 99.3% 范围内，量子阱层数 n 取为 2-4 时，VCSEL 的输出功率有最大值，一般选择 3 个量子阱为佳。

图 5.8 不同反射率 R 条件下，输出功率与量子阱层数的依赖关系

为研究 VCSEL 的输出特性,我们在阈值电流密度 $J_{th}=0.8 \text{ kA/cm}^2$ 和热导 $\sigma = 5 \text{ W/cmK}$ 条件下,对不同激光有源区直径分别计算了输出功率及外加电流的依赖关系,如图 5.9 所示。从图 5.9 可以清楚看出,在给定的阈值电流密度和热导条件下,输出功率首先随着激光有源区直径和外加电流的增加而增加;接着,输出功率达到最大值;然后,输出功率呈下降趋势。显然,输出功率与激光有源区直径及外加电流之间有一个最佳值。如图 5.9 所示,在目前的条件下,当有源区直径 $D=0.5 \text{ mm}$ 和电流 $I=6 \text{ A}$ 时, VCSEL 的输出功率可达 2 W 。

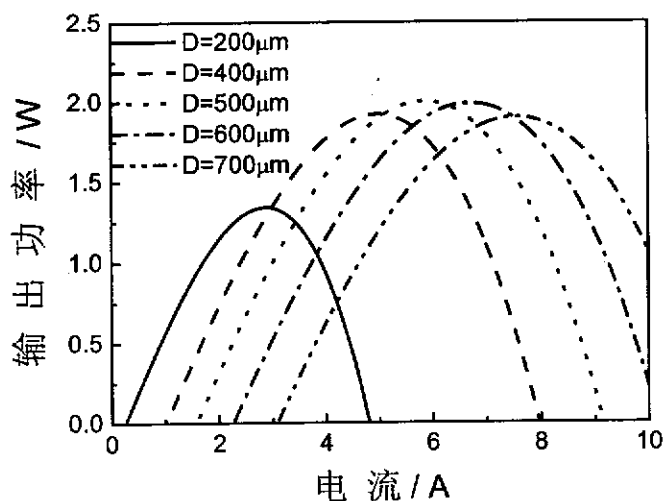


图 5.9 不同激光有源区直径条件下,输出功率及外加电流的依赖关系

大发射窗口面积的 VCSEL 与小发射窗口面积的 VCSEL 相比,最大的优势是可增大输出功率,对于有源区直径确定的装置,最大输出功率由热交换所限制^[20]。为讨论热交换对最大输出功率的影响,图 5.10 给出了阈值电流密度 $J_{th}=0.8 \text{ kA/cm}^2$ 时,在不同热导条件下最大输出功率与激光有源区直径依赖关系。显然,在给定的热导条件下,最大输出功率对应最佳有源区直径;热导越大,对应的最佳有源区直径越大,输出功率也越大。由此可见,在制作 VCSEL 器件时,应尽量选用热导大的材料,有效的热沉对于大功率 VCSEL 是很关键的。

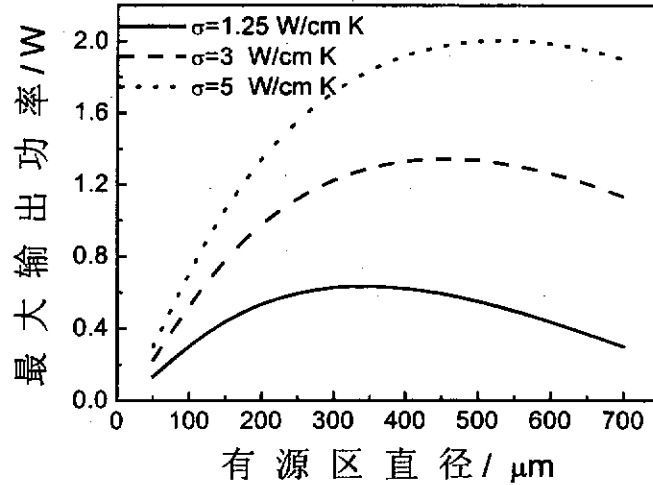


图 5.10 不同热导条件下, 最大输出功率与激光有源区直径依赖关系

图 5.11 给出了量子阱层数 $n=3$ 时, 阈值电流密度 $J_{th}=0.8 \text{ kA/cm}^2$ 和热导 $\sigma = 5 \text{ W/cmK}$ 条件下, 器件上升温度 ΔT 与激光有源区直径及外加电流的关系。正如图 5.11 所示, 当电流增加时, 有源区直径越小, 器件的温度上升越快; 反之, 有源区直径越大, 器件的温度上升的越慢。这就意味着, 激活区直径越大, 就越有利于器件的散热, 从而有利于提高激光器的效率。

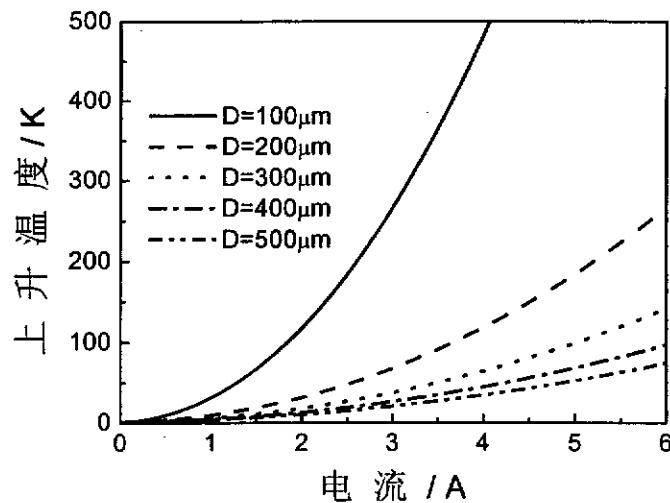


图 5.11 不同有源区直径条件下, 器件上升温度 ΔT 与外加电流的关系

有源区有效直径内的电流分布对激光束光斑强度分布有直接影响。在以上的研究中, 我们采用了有源区直径内电流是均匀分布的模型, 从而, 认为激光束光斑也是均匀分布。实际上, 对于大面积底发射 VCSEL, 由于 N 型下电极是围绕着圆形激光输出窗口的环形电极, 这就会使得有源区内电流分布具有不均匀

性。因此,采用适当的技术,使激光束光斑能够均匀分布,则是大面积底发射 VCSEL 的一个重要研究课题。下面,我们用 ANSYS 有限元分析软件,对 VCSEL 的有源区内电场进行分析,得到有源区的电流密度分布。我们分别计算了 GaAs 衬底厚度(相应于电极间距)、串联电阻大小与有源区电流密度分布的关系。

图 5.12 给出了有源区直径取为 $500\text{ }\mu\text{m}$, 器件串联电阻取为 $0.4\text{ }\Omega$, 加 25V 电压的条件下,有源区的电流密度分布随衬底厚度 D_{sub} 的变化关系。对于大面积底发射 VCSEL, N 型和 P 型电极间距主要取决于 GaAs 衬底厚度,有源区与 DBR 等所占的厚度只是电极间距中很小一部分,而且该厚度值是相对固定的($\sim 10\text{ }\mu\text{m}$)。因而,调节电极间距,就是靠改变衬底厚度。从图 5.12 可以看出,当衬底厚度小于 $50\text{ }\mu\text{m}$ 时,有源区的电流密度分布非常不均匀,中央区域电流密度几乎为 0, 电流主要集中在有源区的边缘。这样,激光光斑就呈现环状,环中间光强几乎为 0。中央区域电流密度随着衬底厚度的增加而增加,当衬底厚度为 $200\text{ }\mu\text{m}$ 时,有源区的电流密度分布就比较均匀了。考虑到衬底损耗等因素,衬底厚度也不宜太厚。综合各种因素以后,衬底最佳厚度取 $100\text{ }\mu\text{m}$ 左右。对于较厚的衬底,可以考虑对衬底部分刻蚀,减薄出射窗口处的衬底厚度,以减小衬底对出射光的吸收,因为影响电流密度分布的主要因素是两电极间的距离。

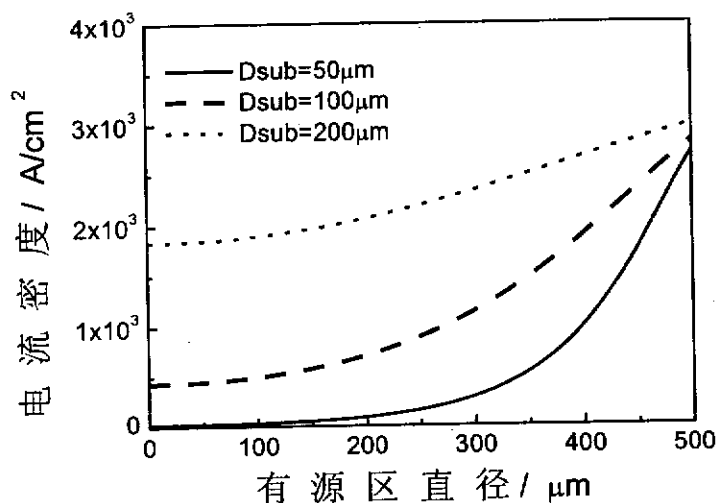


图 5.12 有源区的电流密度分布与衬底厚度的关系

图 5.13 给出了有源区直径取为 $500\text{ }\mu\text{m}$, 衬底厚度取为 $200\text{ }\mu\text{m}$, 加 25V 电压的条件下, 器件串联电阻分别取 $1\text{ }\Omega$ 、 $0.8\text{ }\Omega$ 、 $0.5\text{ }\Omega$ 和 $0.2\text{ }\Omega$ 时有源区的电流密度分布。显然, 串联电阻越小, 有源区的电流密度越大, 从而就有利于提

高激光输出功率。

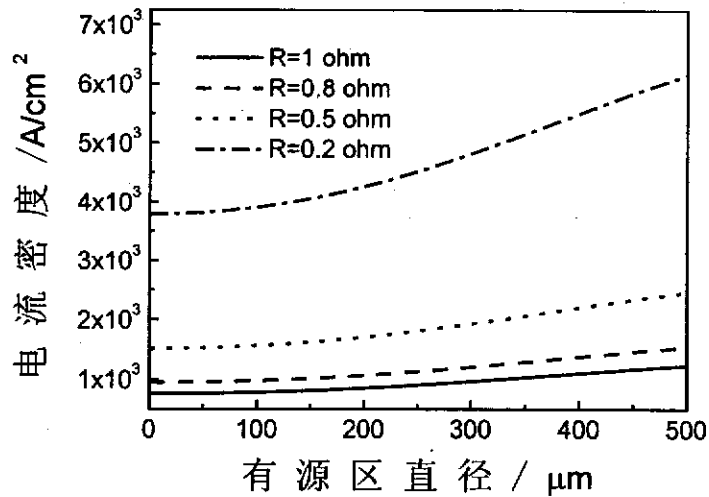


图 5.13 有源区的电流密度分布与串联电阻的关系

理论研究表明,加大有源区(发射窗口)面积,并采用底发射结构增加电极间距、提高材料热导、降低串联电阻等措施,可以获得高功率 VCSEL 器件。优化参数为:

有源区量子阱层数: 2-3 (双 DBR)

$\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} / \text{GaAs}$, $\sim 980\text{ nm}$

掺杂浓度: $4 \times 10^{18} (\text{Si})$

材料热导: $> 5\text{ W/K}\cdot\text{cm}$

串联电阻: $< 0.2\ \Omega$

电极间距: $\sim 100\ \mu\text{m}$

氧化物限制层孔径: $0.3 - 0.7\text{ mm}$

DBR: 全反镜 29.5 对 $\text{p-In}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As} / \text{GaAs}$

输出镜 20 对 $\text{n-In}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As} / \text{GaAs}$

根据理论计算结果,对 VCSEL 进行了优化设计,我们与长春光机与物理所合作研制出了有源区有效直径为 $500\ \mu\text{m}$ 的 3 量子阱的 VCSEL,外加电流与激光输出的关系曲线如图 5.14 所示,在注入电流为 6A 时得到了室温连续波 1.95W 的

激光输出, 为 VCSEL 国际最高输出功率。图 5.15 为实验得到的谱线图, 峰值波长为 987.7nm, 线宽为 0.7 nm。图 5.16 为不同封装的面发射激光器照片。

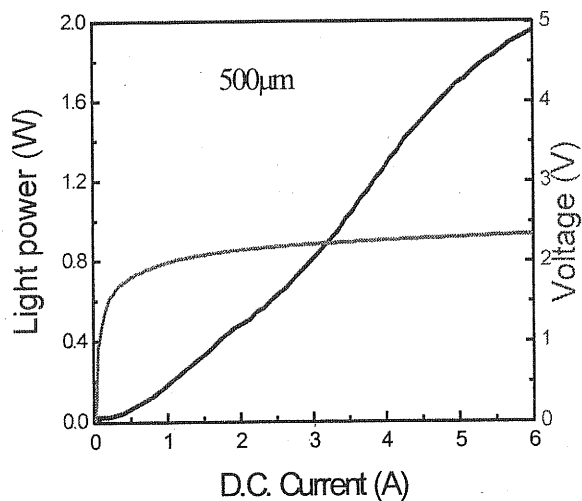


图 5.14 实验得到的输出功率与注入电流的关系

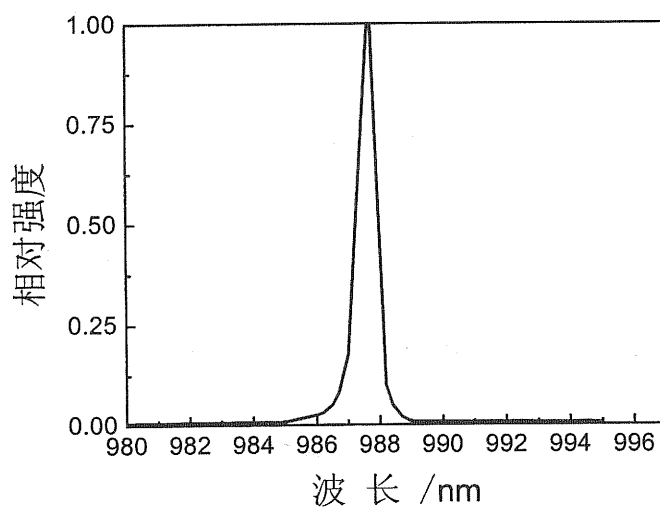


图 5.15 实验得到的激光线型

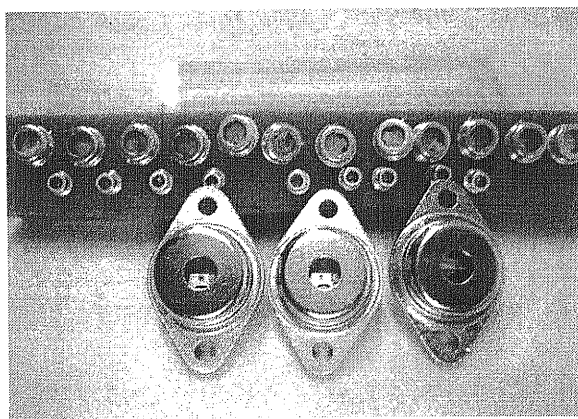


图 5.16 不同封装的面发射激光器照片

综上所述, 对于大发射窗口面积的 VCSEL, 要得到高功率的激光输出, 且有源区的电流分布更加均匀以及中心区的电流密度相对较大, 应选择适当的量子阱层数、有源区直径和衬底厚度以及热导大、电阻小的材料。优化参数, 进行最佳设计, 研制出了高性能的 980 nm $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ VCSEL 器件, 单管室温连续波输出功率已达 1.95W, 为 VCSEL 国际最高输出功率。结果表明实验与理论分析符合的很好。

本章小结:

在本章里, 我们建立了分析 VCSEL 器件性能的理论模型, 计算了有源区量子阱层数、有源区直径和材料热导等对 VCSEL 器件性能的影响; 采用有限元方法分析了串联电阻、电极间距等对有源区电流密度的影响。通过参数优化, 在实验上得到高功率输出, 为研制 LD 直接泵浦 OPO 开辟了新的途径。

参考文献

- [1] Hideki Hirayama, Yasunari Miyake, and Masahiro Asada, *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992(28): 68
- [2] N.K.Dutta, *J. Appl. Phys.*, 1990(68): 1961
- [3] Wlodzimierz Nakwaski and Marek Osinski, *IEEE J. Quantum Electron.*, 1991(27): 1391
- [4] Eric R.Hegblom, Near M.Margalit, Brian J.Thibeault, Larry A.Coldren and John E.Bowers, *Proc.SPIE photonics*, 1997 (West 3003): 176
- [5] Y.M.Wong et al., in Proc. 46th Electron. Comp. & Technol. Conf., ECTC, Orlando, FL, May 1996, pp. 269-278
- [6] K.H.Hahn et al., in Proc. 46th Electron. Comp. & Technol. Conf., ECTC, Orlando, FL, May 1996, pp. 301-307
- [7] E.R.Hegblom et al., *Appl. Phys. Lett.*, 1996(68): 1757-1759
- [8] E.R.Hegblom et al., *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 1997(3)

- [9] B.J.Thibeault et al., *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 1996(8): 593-596
- [10] K.D.Choquette et al., *IEEE LEOS* 1996, Boston, MA, 1996
- [11] GR.Hadley, *IEEE LEOS* 1996, Boston, MA, 1996
- [12] M.Lebby et al., in Proc. 46th Electron. Comp. & Technol. Conf., ECTC, Orlando, FL, May 1996, pp. 279-291
- [13] T.Milster, W.Jiang, E.Walker, D.Burak, P.Claesse, P.Kelly and R.Binder., *Appl. Phys. Lett.*, 1998(72): 3425
- [14] F.H.Peters, M.G.Peters, D.B.Young, J.W.Scott, B.J.Thibeault, S.W.Corzine, and L.A.coldren, *Electron Lett.*, 1993(29): 200
- [15] M.Grabherr, B.Weigl, G.Reiner, M.miller, and K.J.Ebeling, *Electron Lett.*, 1996 (32): 1723
- [16] M.Grabherr, R.Jäger, M.miller, C.Thalmaier, J.Heerlein, R.Michalzik, and K.J.Ebeling, *IEEE photon. Technol. Lett.*, 1998(10): 1061
- [17] K.D.Choquette, H.Q.Hou, K.M.Geib, and B.E.Hammons, *Proc. IEEE/LEOS Summer Topical Meetings*, 1997, Montreal, Canada, Aug. 11-12
- [18] D.Francis, H.L.Chen, W.Yuen, G.Li, and C.chang-Hasnein, *Electron Lett.*, 1998 (34): 2132
- [19] D.L.Huffaker, D.G.Deppe, and K.Kumar, *Appl. Phys. Lett.*, 1994(65): 97
- [20] Michael Miller, Martin Grabherr, Roger King, Roland Jäger, Rainer Michalzik, and Karl Joachim Ebeling, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 2001(7): 210
- [21] E.U.Rafailov and W.Sibbett et al, *Opt. Lett.*, 2003(28): 2091
- [22] Juan L. A. Chilla et al, *Proceedings of SPIE*, 2004(5332): 143-150
- [23] K.Iga, *Opto-Electronics*, 1994(9): 167
- [24] Jack L. Jewell et al., *IEEE Quantum Electron*, 1991(27): 1332

- [25] T. Baba et al., *IEEE J. QE*, 1991(27): 1347
- [26] Martin Grabherr, Michael Miller, Roland Jäger, Rainer Michalzik, Ulrich Martin, Heiko J. Unold, and Karl Joachim Ebeling, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 1999(5): 495

第六章 全文总结

高功率全固态光参量振荡器(OPO)具有高平均功率和宽调谐等优点,属光参量振荡器的重大发展方向之一,在生物医学、光谱学、材料加工、科学研究及国防等方面有广阔的应用,因而成为近年来的研究热点。本论文对高功率全固态OPO进行了理论与实验研究,在理论上发展了高功率 ns OPO 特性的理论模型,计算了最佳参数,模拟了光束发散性的影响,对实验进行最佳设计;在实验上实现了 ns LBO-OPO 高平均功率、高转换效率及宽调谐输出;为了获得效率高、体积小、结构紧凑的 OPO 器件,我们提出了用 VCSEL 直接泵浦 OPO 的设想,并做了初步研究,在理论上对大功率 VCSEL 最佳参数优化及热管理进行了计算和分析,以此为依据进行优化设计,提高器件性能,得到高功率输出。论文有以下创新之处:

1. 发展了高功率 ns OPO 特性的理论模型,首次将此模型用于分析 CPM BBO-OPO 和 NCPM LBO-OPO 泵光光束发散性对转换效率的影响,结果表明光束发散强烈影响最佳泵浦强度、最佳晶体长度和 OPO 转换效率,光束发散对 BBO-OPO 的影响比对 LBO-OPO 的影响大。其结果提供了优化 OPO 设计参数的依据。
2. 对高平均功率 ns OPO 的相位匹配、谐振腔设计和模式匹配做了详细研究,通过优化设计,采用 532 nm 大功率全固态绿光做泵浦源,我们研制的 LBO-OPO 激光器在腔内泵浦功率为 18 W 时得到 900 nm 输出 9.4 W,对应信号光效率 52%,为信号光最高转换效率,最高信号光功率达到 13.5 W;采用更高功率泵浦源在 860 nm 的输出功率达到 18 W,为 ns LBO-OPO 的国际最高水平。
3. 通过改变 LBO-OPO 的晶体温度得到 778-1036 nm 的宽调谐输出,并采用新型非线性光学晶体 BiBO 进行走离补偿倍频,得到瓦级可调谐蓝光全波段(450-495 nm)输出。
4. 首次对高功率 ns LBO-OPO 信号光的光束质量进行了测量分析,表明在泵浦光光束质量 $M^2=9.5$ 的情况下,信号光的光束质量主要取决于泵浦光的光束

质量,二者比较接近,并可以得到较高的 OPO 转换效率和高平均功率输出。

5. 对 OPO 的高效率直接泵浦源 VCSEL,在理论上详细研究和分析了有源区量子阱层数、有源区直径、材料热导、串联电阻和电极间距等对 VCSEL 器件性能的影响。通过对设计参数进行优化,与长春光机所合作,我们研制的 980 nm 高功率 VCSEL 器件,在输出窗口为 500 μm 直径时,连续波光功率输出达到 1.95W,经中国科学院成果鉴定,该指标处于国际领先水平。