

# 增益导波垂直腔激光器注入电流空间分布及其对激光近场模式影响的理论分析和表征<sup>\*</sup>

蔡鲁刚 吴 坚

(北京航空航天大学理学院物理系, 北京 100083)

(2007 年 10 月 10 日收到, 2007 年 11 月 10 日收到修改稿)

依据导电介质的稳态电场理论建立了一种对增益导波型垂直腔半导体激光器注入电流矢量分析的三维解析模型. 计算研究了电流密度空间分布及其与顶面电注入环参量之间的相互关联性. 结果显示在两极之间存在一个载流子径向分布中心极大的区域. 由于激光功率与注入电流之间存在线性关系, 因此, 要使器件能够获得基模或中心均匀的光强输出以及尽可能低的阈值, 应使激光有源层与载流子均匀分布的临界层重合. 计算结果对顶发射与底发射结构以及不同环参数下的载流子分布情况及对近场模式形成的影响进行了分析和讨论.

关键词: 垂直谐振腔激光器, 注入电流, 激光模式

PACC: 4255P, 4260

## 1. 引 言

垂直腔面发射半导体激光器(VCSEL)由于轴对称与超短谐振腔等结构特点使其与边发射半导体激光器相比较具有许多优良的本征特性, 如轴对称输出光束、低发散角与单纵模以及容易制造二维面阵器件等等. 这些特性使 VCSEL 在成为新型的直接耦合激励光源或抽运源, 例如在与多通道光纤通讯器件、光子激光器或固态微型激光器等光学器件的直接耦合激励应用以及微光学检测等方面具有广泛的发展前途和潜力, 并因此成为国内外的研究热点<sup>[1-4]</sup>. 为了获得尽可能高的 VCSEL 激光功率, 通常采用两种方法: 一是通过增大激光有源区面积以发展大孔径的单管 VCSEL 器件; 二是采用高密度二维集成面阵技术. 在前一方法中, 通过增加有源区面积会使注入载流子在谐振区的复合率增加进而提高激光输出功率, 然而此方法带来的一个突出问题是有源区载流子分布的不均匀性导致模式增益在横向的变化, 相应的导致一种典型的环形近场激光多横模结构的产生<sup>[5,6]</sup>, 而这种强度非均匀的高阶横模将限制 VCSEL 器件的应用范围, 特别是需要光强更为均匀的与其他光学器件直接耦合的应用场合. 虽然谐振腔的波导效应对光学近场模式的形成具有重

要的影响, 但对于 VCSEL 这种孔径尺寸远大于谐振腔尺度的激光器结构而言, 有源区的注入载流子浓度及其横向分布与其他扩散效应相比较对激光器的横模构成起着主导的作用, 这种情况在大孔径器件中显得尤为突出, 它不仅影响激光器的强度和增益, 而且导致谐振腔折射率的变化, 从而也影响到激光器的波导效应. 因此研究注入电流在器件内部的分布情况尤其是在有源区内的分布就成为一个重要的研究课题.

对此, 国内外已经有很多文章研究了 VCSEL 器件内部的电流分布情况及其对器件特性的影响<sup>[7-13]</sup>. 到目前为止, 在针对激光模式的研究中, 对于载流子在有源区的分布绝大多数文章采用了直接按指数函数或高斯函数模型, 这实际上是一种近似的实验拟合处理和缺乏严格的理论基础. 而一些复杂的有关电流分布的计算模型则显示具有较为狭窄的适用性. 其中, Osinski 的研究小组通过对质子注入型顶发射 VCSEL 的 p 型-DBR 内电压和电流的分布的数值求解, 得到有源区内电流的分布情况, 并针对有源区面积较小和较大两种情况下的电流密度分布的偏微分方程采取简化处理, 从而得到相应情况的解析电流分布<sup>[8]</sup>. 这种模型并不适用于分析以增益导波为主的器件模式结构特性, 计算模型过于复杂. 而 Angelos 等人<sup>[9]</sup>对底发射的 VCSEL 电流分布

<sup>\*</sup> 国家教育部留学回国人员科研启动基金(批准号: 373155)资助的课题.

的模拟是将电流限制区直接键合在衬底的上方,通过对注入正极和限制区之间的电势的分析得到电流分布,并对腐蚀性器件和非腐蚀性器件的电流分布进行了对比,但是没有考虑衬底厚度对电流分布的影响.此外,Lysak 的小组在对内腔接触型的 VCSEL 研究中,将 p-DBR 刻蚀同时使欧姆接触电极与谐振腔两端的外延包层直接接触使电流可以不经过 DBR 而直接注入到有源层,从而避免了电流经过 DBR 层所产生的高电压和高电阻,并因此分析了有源区外延层厚度的变化对电流分布的影响<sup>[10]</sup>.然而该结构的特点是实验制作工艺复杂,而且掺杂的接触层容易造成电流注入不均匀和激发高阶横模.

本文依据导电介质的稳态电场理论建立了一种对增益导波型垂直腔半导体激光器(VCSEL)空间电流密度矢量分析的三维解析模型,并由此获得了描述 VCSEL 器件内部注入载流子分布规律的详细量化表征.其结果揭示了在器件不同空间层面上的载流子分布变化规律与电流注入孔径环参量之间的相互关联性.由于激光功率与有源区载流子浓度存在线性关系,因此该模型及其结果对于研究分析 VCSEL 的激光近场模式特性与器件结构的关系,获取横向基模与高器件转换效率提供了一个有用的理论分析方法.

## 2. 计算模型

由于 VCSEL 器件的轴对称性,电流注入可以被认为是 在一个侧向开放的圆柱体内进行,对于典型的增益导波型顶发射 VCSEL 结构,p 型区电极为 一有限大小的顶面环形正电极,中心为激光输出窗口;n 型区电极通常覆盖整个芯片衬底,与顶面环形电极尺寸相比可视为一无限大负极板,在电注入作用下两电极之间形成电场.其中包括 p 型区,pin 结区,n 型区以及衬底四个区域,因此,两极间的电压由四个区的电压组成, $V = V_p + V_{pin} + V_n + V_s$ .由于各层略有差异的介电系数、电导率以及各区之间的界面效应所引起的电场和载流子的扩散变化并不是构成影响整个载流子主体在极间流动分布和激光横模形成的决定因素,因此这里忽略其作用,将器件内部的电场按均匀介质的等效稳态电场处理,其计算模型如图 1 所示.其中,电注入圆环的内外半径分别是  $R_0, R_m$ ,两极之间的距离为  $H$ .由恒定条件和欧姆定律的微分形式可得

$$\oint_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} = \sigma_{\text{eq}} \oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = 0, \quad (1)$$

其中,  $\sigma_{\text{eq}}$  为等效电导率.在此情况下,两电极间产生的电场决定了电流的分布,载流子的流向与电场方向保持一致.基于该模型的稳态电流密度方程可以表示为

$$\mathbf{J}(r, z) = -\sigma_{\text{eq}} \nabla U(r, z), \quad (2)$$

其中,  $U$  为器件内空间任一点  $P$  的电势.

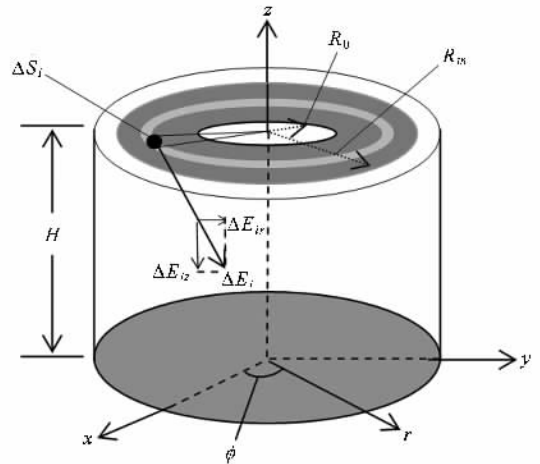


图 1 基于三维稳态电场的 VCSEL 电流密度矢量分析解析模型

如果电极所带电量为  $Q$ ,则电流环上的电荷面密度为

$$\rho = \frac{Q}{\pi(R_m^2 - R_0^2)}. \quad (3)$$

将带电圆环分割成宽度为  $\Delta R$  的  $m$  个微小环带,则每个环带宽度为

$$\Delta R = \frac{R_m - R_0}{m}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (4)$$

第  $i$  个环带的半径可以写为

$$\begin{aligned} R_i &= R_0 + i\Delta R \\ &= R_0 + (i-1)\frac{R_m - R_0}{m}, \end{aligned} \quad (5)$$

第  $i$  个微环带所带电量为

$$\begin{aligned} Q_i &= 2\pi R_i \Delta R \rho \\ &= \frac{2Q}{m(R_m + R_0)} \left[ R_0 + (i-1)\frac{R_m - R_0}{m} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

由此,我们可以获得第  $i$  个环带空间任一点  $P$  产生的电势分布

$$U_i(r, z) = \frac{Q_i}{2\epsilon_{\text{eq}} \sqrt{(R_i + r)^2 + (H - z)^2}}$$

$$\times \left[ 1 + \left( \frac{1}{2} \right)^2 k_i^2 + \left( \frac{1}{2} \times \frac{3}{4} \right)^2 k_i^4 + \left( \frac{1}{2} \times \frac{3}{4} \times \frac{5}{6} \right)^2 k_i^6 + \dots \right], \quad (7)$$

$$k_i^2 = \frac{4R_i r}{(R_i + r)^2 + (H - z)^2}, \quad (8)$$

其中,  $\epsilon_{\text{eq}}$  为等效介电系数,  $r$  为中心轴到空间  $P$  点的径向距离. 因此, 第  $i$  个环带在空间任一点  $P$  产生的轴向场强为

$$E_z(r, z) = -\frac{\partial U_i(r, z)}{\partial z} = -\frac{Q_i(H-z)}{2\epsilon_{\text{eq}}[(R_i+r)^2+(H-z)^2]^{3/2}} \times \sum_{n=0}^m \left[ \frac{(2n-1)!!}{(2n)!!} \right]^2 (1+2n)k_i^{2n}, \quad (9)$$

而整个电注入环在空间  $P$  点产生的轴向场强为

$$E_z(r, z) = \sum_{i=0}^m E_{zi}(r, z) = -\frac{Q(H-z)}{m\epsilon_{\text{eq}}(R_0+R_m)} \times \sum_{i=1}^m \left\{ \frac{R_i}{[(R_i+r)^2+(H-z)^2]^{3/2}} \times \sum_{n=0}^m \left[ \frac{(2n-1)!!}{(2n)!!} \right]^2 (1+2n)k_i^{2n} \right\}, \quad (10)$$

因此, 由顶面电注入环与负极板共同作用在  $P$  点产生的轴向场强为

$$E_z(r, z) = \sum_{i=0}^m E_{zi}(r, z) - \frac{\rho'}{2\epsilon_{\text{eq}}} = -\frac{Q(H-z)}{m\epsilon_{\text{eq}}(R_0+R_m)} \times \sum_{i=1}^m \left\{ \frac{R_i}{[(R_i+r)^2+(H-z)^2]^{3/2}} \times \sum_{n=0}^m \left[ \frac{(2n-1)!!}{(2n)!!} \right]^2 (1+2n)k_i^{2n} \right\} - \frac{\rho'}{2\epsilon_{\text{eq}}}, \quad (11)$$

其中,  $\rho' = Q/S$  是负极板上的电荷面密度.  $S$  为负极板面积. 依据微分欧姆定律, 由(2)和(12)式可以得到器件内部任一点  $P$  在  $z$  方向的电流密度

$$J_z(r, z) = \sigma_{\text{eq}} E_z(r, z) = -\frac{\sigma_{\text{eq}} Q(H-z)}{m\epsilon_{\text{eq}}(R_0+R_m)} \times \sum_{i=1}^m \left\{ \frac{R_i}{[(R_i+r)^2+(H-z)^2]^{3/2}} \right.$$

$$\times \sum_{n=0}^m \left[ \frac{(2n-1)!!}{(2n)!!} \right]^2 (1+2n)k_i^{2n} \left. \right\} - \frac{\sigma_{\text{eq}} Q}{2\epsilon_{\text{eq}} S}. \quad (12)$$

电场高斯定理与物质方程给出电荷电量  $Q$  与注入电流的关系

$$Q = \int_{\Sigma} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \frac{\epsilon_{\text{eq}}}{\sigma_{\text{eq}}} \int_{\Sigma} \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} = \frac{\epsilon_{\text{eq}}}{\sigma_{\text{eq}}} I_0, \quad (13)$$

其中  $I_0$  为总的注入电流强度. 因此(13)式用注入电流表示可以写为

$$J_z(r, z) = -\frac{I_0(H-z)}{m(R_0+R_m)} \times \sum_{i=1}^m \left\{ \frac{R_i}{[(R_i+r)^2+(H-z)^2]^{3/2}} \times \sum_{n=0}^m \left[ \frac{(2n-1)!!}{(2n)!!} \right]^2 (1+2n)k_i^{2n} \right\} - \frac{I_0}{2S}. \quad (14)$$

### 3. 计算结果与讨论

图2给出了在固定环宽度和不同环孔径条件下, 距电注入环不同距离  $z$  层面上的电流密度横向分布计算结果. 其中假设两极间距  $100 \mu\text{m}$ , 电流环宽为  $\Delta R = R_m - R_0 = 20 \mu\text{m}$ . 图2(a)(b)(c)分别对应电流环孔径  $R_0 = 10, 30$  和  $50 \mu\text{m}$  条件下注入电流密度在距底面电极不同距离横截面上的分布情况. 结果显示, 对于图2(a)  $R_0 = 10 \mu\text{m}$  的小孔径器件, 靠近电流环的层面上 ( $z \geq 95 \mu\text{m}$ ) 电流密度产生明显的边缘强、中心弱的环形分布特点, 而随着层面远离电流环, 电流密度峰值向中心方向移动. 在  $z \leq 80 \mu\text{m}$  范围内, 注入电流展现了中心强的横向分布特性, 但在有效孔径范围内的总强度有所下降.

从图2(b)和(c)可以发现, 随着 VCSEL 器件的电注入孔径增大, 边缘强中心弱的电流环形分布特点出现在距环更大的范围内, 即图2(b)中  $z \geq 60 \mu\text{m}$  和图2(c)中  $z \geq 40 \mu\text{m}$  的空间区域. 相应地在更加远离电流环的区域, 如图2(b)中  $z \leq 50 \mu\text{m}$  和图2(c)中  $z \leq 30 \mu\text{m}$  区域, 环边缘电流密度下降, 电流分布均匀性得到极大改善. 在图2(a)(b)和(c)中, 电流密度出现中心强分布的临界层位置分别在  $z = 80, 50$  和  $30 \mu\text{m}$ . 因此, 与小孔径器件相比较, 大孔径器件沿径向的电流密度分布在  $z$  值更低的层面上才呈现更好的中心强特征. 由于在大孔径器件中电流在

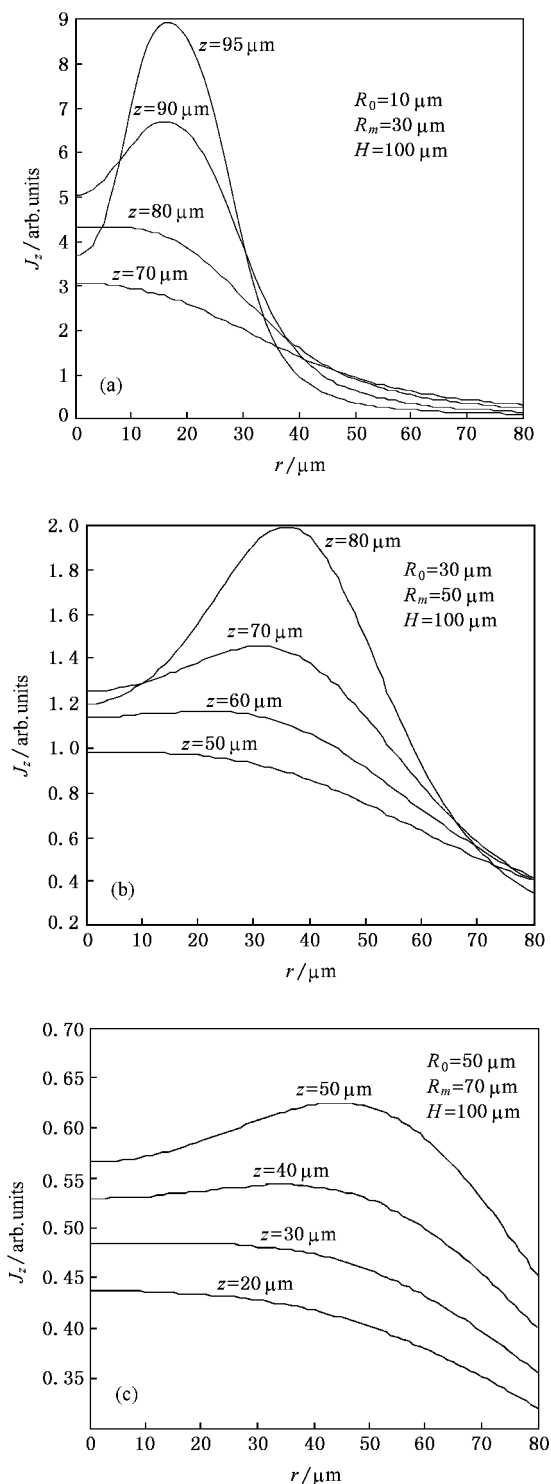


图 2 电流环宽度一定和不同环孔径条件下,空间层面上的注入电流横向分布(其中,环宽  $\Delta R = 20 \mu\text{m}$ ,环孔径  $R_0 = 10, 30$  和  $50 \mu\text{m}$  分别对应(a)(b)和(c))

更为宽阔的径向区域分布,因此在相同的电注入条件下其总强度降低.此外,图 2 的结果还显示,对任何孔径的器件,在有效孔径范围内电流密度在轴向

分布存在一个饱和值,该值出现在电流密度的径向分布从中心低到中心高过渡的临界区域,这在图 2 (a)(b)和(c)中分别对应  $z = 90, 70$  和  $50 \mu\text{m}$  的位置附近.

图 3 给出了小孔径器件电注入环宽度变化对电流空间分布影响的计算结果.其中两极间距  $H = 100 \mu\text{m}$ ,环孔径  $R_0 = 10 \mu\text{m}$ .图 3(a)(b)(c)分别对应环宽  $\Delta R = 10, 30$  和  $50 \mu\text{m}$  条件下不同空间层面上电流密度的变化.

结果显示,随着电注入环宽度  $\Delta R$  的增加,径向电流分布展宽,总强度降低.在有效孔径范围内,电流密度中心强的临界层位置逐渐向底面方向移动,这在图 3(a)(b)(c)中分别对应  $z = 85, 80$  和  $70 \mu\text{m}$ .由于环宽的增加将减小电流密度的绝对值,这将导致注入载流子损耗和器件阈值的增加.因此,对于小孔径 VCSEL 器件应尽可能减小电注入环的宽度.

图 4 给出了大孔径器件条件下电注入环宽度变化对电流空间分布影响的计算结果.其中,两极间距仍然保持  $H = 100 \mu\text{m}$ ,环孔径  $R_0 = 50 \mu\text{m}$ .图 4(a)(b)(c)分别对应环宽  $\Delta R = 10, 30$  和  $50 \mu\text{m}$  条件下不同空间层面上的电流密度变化.与小孔径器件的情况略有不同,在大孔径器件中,电流密度的轴向饱和值随环宽的变化位置基本不变,约在  $z = 50 \mu\text{m}$  附近.这表示对于大孔径器件,电流密度的轴向极值位置对电注入环宽度的变化影响是不敏感的.显然,当环宽最窄时,该值的位置与电流密度中心强的临界层位置重合.随着环宽的增加,电流横向分布中心强的区域向负极板方向移动,因此,电流密度轴向饱和值位置不再与横向分布均匀的层面一致.

由于 VCSEL 的激光功率正比于注入电流与阈值电流的差值,  $P_{\text{out}} \propto J - J_{\text{th}}$ ,因此,在激光有源区层面上横向各点的注入载流子密度  $J(r)$  将决定 VCSEL 的激光功率空间分布的主要特点,即横向环形或均匀的激光模式结构.同时,这种注入载流子密度的横向分布变化也将影响到器件的损耗与阈值特性.结合以上的分析和结果我们可以得出结论,由于注入电流密度在  $z$  方向各空间层面上的径向分布与大小不同,因此在器件的设计中,如果使激光有源区的位置与载流子分布中心强的临界层面重合不仅可以获得强度分布更为均匀的低阶模或基模输出,而且可以最大程度减少注入载流子的损耗和降

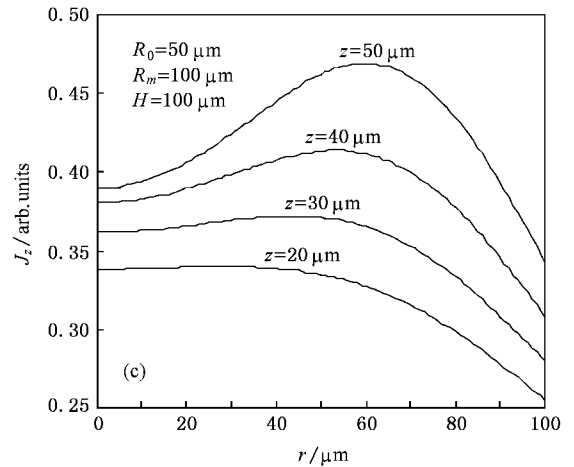
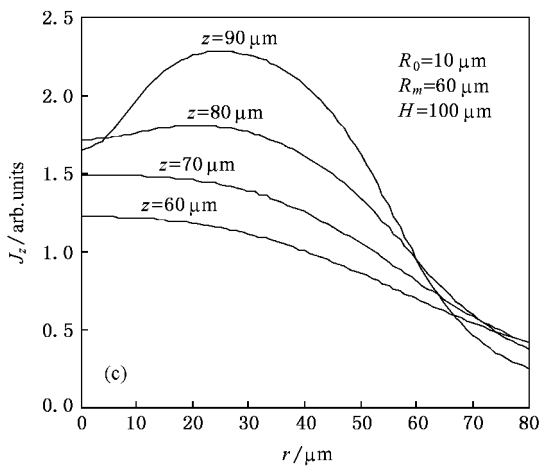
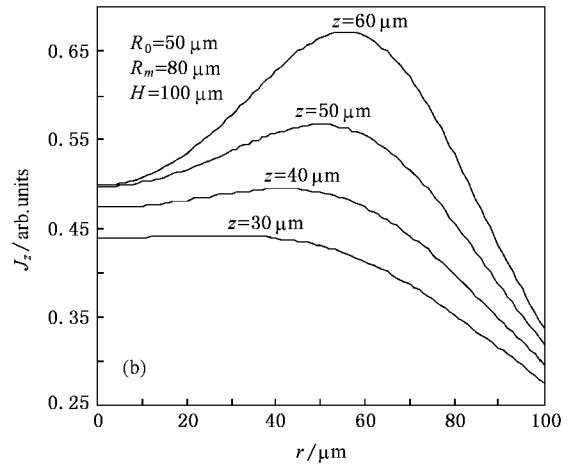
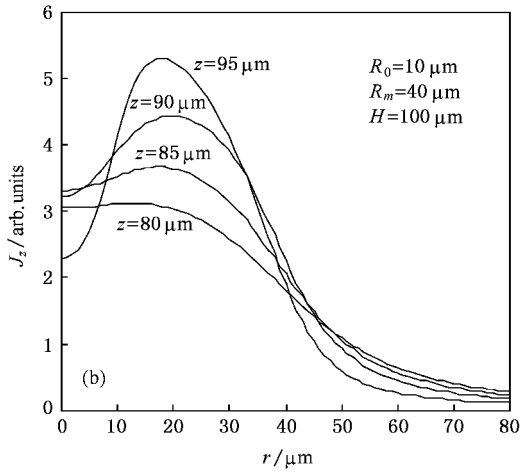
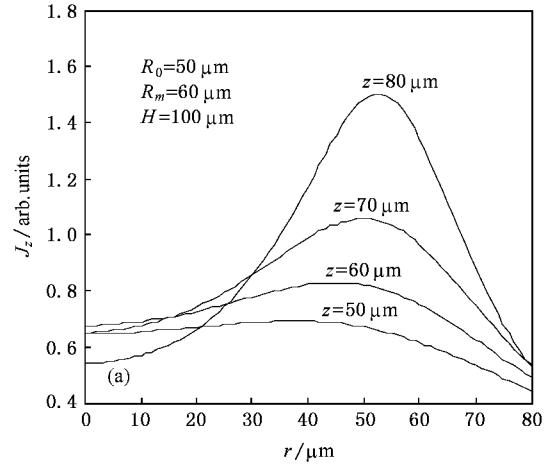
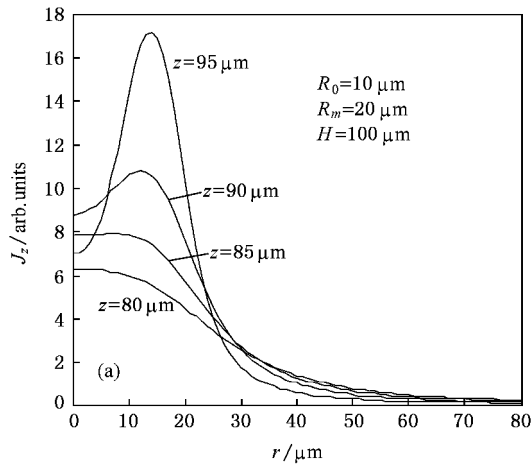


图3 小孔径器件电流环宽度变化对电流空间分布的影响(其中  $H = 100 \mu\text{m}$ ,  $R_0 = 10 \mu\text{m}$ 。(a)(b)(c)分别对应电流环宽  $\Delta R = 10, 30$  和  $50 \mu\text{m}$  条件下电流密度的变化)

图4 大孔径器件电流注入环宽度变化对电流空间分布的影响(其中,两极间距  $H = 100 \mu\text{m}$ , 环半径  $R_0 = 50 \mu\text{m}$ 。(a)(b)(c)分别对应环宽  $\Delta R = 10, 30$  和  $50 \mu\text{m}$ )

低阈值。对于小孔径器件应使有源区与顶面电注入环保持适当的距离和尽可能减小环宽以减少注入载

流子损耗,而对于大孔径的器件则需要使有源区更加远离电注入环甚至接近底面极板。这说明对于大

孔径的器件采用底发射的结构形式可以获取更好的激光横向模式结构,但对于小孔径,由于注入载流子的损耗增加,因此底发射的形式并不适用于小孔径的 VCSEL 器件.

## 4. 结 论

我们通过导电介质的稳态电场理论建立了一种对增益导波型垂直腔半导体激光器(VCSEL)注入电流矢量分析的解析模型并由此给出了描述器件内部空间任一点注入电流密度变化规律的表征. 计算给出了器件内部不同空间层面上的电流密度分布与电注入环孔径及其环宽度之间的相互关联性. 其结果显示在两极之间存在一个载流子径向分布呈现中心极大的区域和临界层. 该区域随电注入环孔径和宽

度增加向负极板方向减小,即临界层向负极板方向移动. 对于小孔径的 VCSEL 器件,窄的环宽可以产生更高的电流密度和分布的均匀性. 而对于大孔径器件,减小环的宽度导致明显的中心弱边缘强的环形电流密度分布结构. 但在距环更远的层面上,其中心电流密度上升从而在有效孔径范围内趋向更为均匀的电流密度分布,但同时导致电流密度的绝对值下降. 由于激光功率与有源区载流子密度的线性关系,因此,不同的电流分布特征和有源区的位置相结合将决定器件光学近场模式的主要结构特性及其对器件损耗特性的影响. 对于大孔径的器件采用底发射的结构形式可以获取更好的激光横向模式结构,但对于小孔径由于注入载流子的损耗和阈值增加,这种结构形式并不适用于小孔径的 VCSEL 器件.

- 
- [ 1 ] O'Brien J D , Lee P T , Cao J R , Kim C , Kim W J , Choi S J , Dapkus P D 2002 *Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics , CLEO-Technical Digest* 295
- [ 2 ] Wu J , Iordache G , Summers H D , Roberts J S 2001 *Opt. Commun.* **196** 251
- [ 3 ] Lan Y P , Chen Y F , Huang K F , Lai H C , Pan J S 2002 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14** 272
- [ 4 ] Quchi T , Imada A , Sato T , Sakata H 2002 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14** 263
- [ 5 ] Iga K , Koyama F , Kinoshita S 1988 *IEEE J. Quantum. Electron.* **24** 1845
- [ 6 ] Huffaker C J , Graham L A , Deng H *et al* 1996 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8** 974
- [ 7 ] Zhao Y G , McInerney J G 1996 *IEEE J. Quantum Electronics* **32** 1950
- [ 8 ] Osinski M , Nakwaski W , Varangis P M 1994 *Proc. SPIE* **2416** 388
- [ 9 ] Angelos C , Hinckley S , Michalzik R *et al* 2004 *Proc. SPIE.* **5277** 261
- [ 10 ] Lysak V V , Chang K S , Lee Y T 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 231118
- [ 11 ] Hegblom E R , Margalit N , Thibeault B *et al* 1997 *Proc. SPIE* **3003** 176
- [ 12 ] Xiong Y Y , Lo Y H 1998 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10** 1202
- [ 13 ] Li H Q , Zhang J , Cui D F , Xu Z Y , Ning Y Q , Yan C L , Qin L , Liu Y , Wang L J , Cao J L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2986 ( in Chinese ) [ 李惠青、张 杰、崔大复、许祖彦、宁永强、晏长岭、秦 莉、刘 云、王立军、曹建林 2004 物理学报 **53** 2986 ]

# Theoretical analysis and characterization of injection current distribution and influences on optical near-field modes in gain-guided vertical-cavity surface-emitting lasers \*

Cai Lu-Gang Wu Jian

( *Department of Physics , School of Science , Beihang University , Beijing 100083 , China* )

( Received 10 October 2007 ; revised manuscript received 10 November 2007 )

## Abstract

Three-dimensional analytical model for analyzing injection current vectors in gain-guided vertical-cavity surface-emitting lasers was developed based on the theory of steady-state electric field. Our calculation covered the spatial distribution of injected current density and its correlation with parameters of the top electric contact ring. The results showed that there exists a region between the two contacts where the radial carrier distribution has a maximum at the center. As the optical power is proportional to the injected current, to obtain fundamental mode or uniform light intensity output with low threshold, the active region should be set to overlap with the boundary layer where the uniform carrier distribution just occurs. The carrier distributions for top-and bottom-emitting configurations with various ring parameters as well as the influences on the near-field modes were discussed.

**Keywords** : vertical-cavity surface-emitting laser , injection current , lasing modes

**PACC** : 4255P , 4260

---

\* Project supported by the Scientific Research Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars , the State Ministry of Education of China ( Grant No. 373155 ).