

垂直腔面发射半导体激光器的 电、热和光波导特性*

赵一广 张宇生 黄显玲

(北京大学物理系 北京 100871)

(超晶格和微结构国家重点实验室 北京 100083)

摘要 本文采用求光场方程、载流子扩散方程、热导方程以及泊松方程自洽解的方法,研究了垂直腔面发射半导体激光器的电、热和光波导特性。计算结果表明,出射窗口半径和限制区的深度、厚度以及半径是影响其注入电流和电压分布的主要因素。在不同的深度,电流和电压的分布是不同的,因而电流的分布不是一个固定的模式。对于较大出射窗口的垂直腔面发射半导体激光器,有源区的电流密度分布不均匀是引起高阶横模的主要原因。限制区的位置对有源区中电流的扩展有很大的影响。

PACC: 4255P, 4260, 428L

1 引言

自从 1977 年 Iga 提出制作垂直腔面发射半导体激光器(英文缩写 VCSELs)的设想以来^[1],对这种激光器的研究已经取得了很大的进展。超低阈值的 VCSELs 已经研制成功^[2]。然而,到目前为止仍然存在的一个主要问题是在大电流注入下 VCSELs 出现高阶横模^[3,4]。即使在脉冲工作状态也不例外^[3,5]。多横模工作展宽了光谱,这就限制了器件的应用范围。成为目前 VCSELs 研究领域亟待解决的问题。

目前研究最多的 VCSELs 结构是圆形或方形的增益波导,光发射通过顶面。对于一个增益波导 VCSELs,注入电流在有源区形成一个增益区。我们以前的计算结果表明,注入电流的空间分布极大地影响有源区的载流子和温度分布,并影响 VCSELs 的横模特性^[4]。在高注入电流时,有源区的载流子分布出现空间烧孔,从而,影响增益和折射率的分布。此外,温度的升高也与注入载流子的分布有关^[6]。温度的变化也影响增益和折射率的分布。由此可见,注入电流的分布是影响 VCSELs 横模特性的主要因素。

对 VCSELs 横模特性的理论研究已有一些报道。然而,这些研究都是用固定的注入电流分布模型^[4,7,8]。由于注入电流分布是由激光器结构、工作条件和材料参数等共同决定的,因而,固定的注入电流模式将与实际的情况有较大的偏离。比较严格的计算应该从电极电压

* 国家自然科学基金资助项目(批准号 19774010)

赵一广 男,副教授,从事垂直腔面发射半导体激光器方面的研究

1998-08-17 收到,1998-12-28 定稿

入手求解注入载流子、光场、电压以及温度分布的自洽解。这是因为，电极电压相对于注入电流、结电压和电阻分布；结电压是激光器内非平衡载流子分布的函数；而载流子分布决定光场和温度分布；光场分布又通过受激复合反过来影响载流子分布。Hadely 等试图求光场、注入载流子、温度以及电压的自洽解。然而，他们把结电压以及结电流作为与空间分布以及注入电流无关的量，用小信号注入的方法处理。这就必然引起误差，因而不可能精确得到，也没有给出注入电流以及电压分布^[9]。

本文发展了一个对 VCSELs 的电、热和光波导特性的二维全自洽解。电的部分包括载流子扩散方程和泊松方程，光和热特性部分包括光波动方程和热导方程。研究了 VCSELs 的电、热和光波导特性。

2 理论模型

2.1 VCSELs 结构

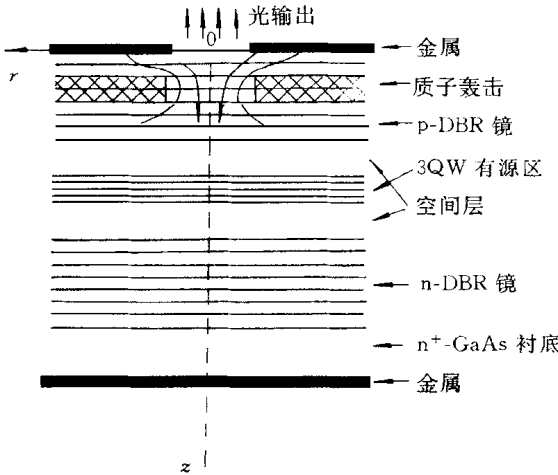


图 1 增益波导 VCSELs 剖面示意图

图 1 为 VCSELs 的结构示意图。N 型和 P 型的布拉格反射镜 (DBR) 分别由 27.5 和 19.5 个周期的 $\text{Al}_{0.5}\text{As}/\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$ 组成。三个 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变量子阱夹在 $\text{Ga}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{As}$ 组成的一波空间层中间。阱和垒厚分别为 8nm 和 10nm。所有以上各层生长在 $\text{N}^+\text{-GaAs}$ 衬底上。P 型布拉格腔镜中用质子轰击或选择氧化方法形成高阻区，用于减小电流扩展，并在有源区中形成一个增益区。激光从一个圆形的窗口出射。

2.2 基本方程

选用柱坐标，并假定坐标原点在 VCSELs 窗口的中心，z 方向垂直于窗口并指向衬底。由于对称性，只计算 z-r 平面内的

分量。有源区中径向光场方程可写为^[4]：

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Psi(r)}{\partial r} \right) + \left[K_0^2 \frac{\epsilon}{\epsilon_0} - \frac{m^2}{r^2} - \beta_z^2 \right] \Psi(r) = 0 \tag{1}$$

这里 K_0 和 ϵ_0 分别是真空中的传播常数和介电常数； $\Psi(r)$ 为光场的径向分量； β_z 是光波模式的传播常数； ϵ 是材料介电常数。

由于不同层的电阻率不同，因而其温度上升也是不同的。第 i 层的热导方程为：

$$\frac{1}{K_i} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{\lambda} Q_i(r, t) \tag{2}$$

这里 T 是温度；t 是时间； λ 和 K_i 分别是第 i 层的热导和热扩散系数； Q_i 是热量密度。

有源层的载流子扩散方程可写为^[4]

$$D_n \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial N(r)}{\partial r} \right) - \frac{N(r)}{\tau_s} - \frac{g(N(r)) P_a |E_r(r)|^2}{h\nu} + \frac{I(r)}{qd} = 0 \tag{3}$$

其中 $N(r)$ 是载流子浓度; D_n 是电子扩散系数; τ_s 是载流子寿命; $I(r)$ 是有源区注入电流分布; h 是普朗克常数; ν 是激光频率; d 是有源层厚度; q 是电子电荷; $g(N(r))$ 是增益; $|\bar{E}_t(r)|^2$ 是归一化光场强度分布; P_a 是平均光功率密度

以上方程的边界条件以及有关量的定义, 我们在文献[4]中已详细叙述, 这里不再重复

由于 N 型布拉格反射镜和衬底的电阻率比 P 型布拉格反射镜小得多^[10,11], 这里, 忽略衬底和 N 型布拉格反射镜的电压降, 近似地认为电极电压等于结电压和 P 型布拉格反射镜电压降的和, 在 P 型 DBR 中电压分布满足泊松方程

$$\nabla(\epsilon W(r, z)) = 0 \quad (4)$$

在柱坐标中, 可近似地写为:

$$\frac{\partial^2 V(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V(r, z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 V(r, z)}{\partial z^2} = 0 \quad (5)$$

注入电流密度为:

$$\vec{J}(r, z) = -\frac{1}{\rho} \nabla W(r, z) \quad (6)$$

其中 ρ 是电阻率

假定电极电压为 V_0 , 泊松方程的边界条件为:

$$\begin{aligned} V &= V_0 \quad (z = 0, r = w) \\ \frac{\partial V}{\partial z} &= 0 \quad (z = 0, r = w) \\ \frac{\partial V}{\partial r} &= 0 \quad (z = 0 \text{ 或 } r = s) \end{aligned} \quad (7)$$

其中 w 和 s 分别是 VCSEL 的窗口和高阻区包围的限制区半径, 结电压可表示为^[12]:

$$V_{JT} = (E_{gw} + E_{in} + E_{ip} + E_{FTM})/q \quad (8)$$

其中 E_{gw} 是阱层材料的带隙能, E_{in} 和 E_{ip} 分别是量子阱中电子和空穴的第一个子带能级; $E_{FTM} = E_{Fn} + E_{Fp}$, E_{Fn} 和 E_{Fp} 分别为准费米能级与第一电子和空穴的能级差

假定只有一个电子子带被填充, 则在导带中的电子数 n 满足如下方程^[13]:

$$n = \frac{m_n^* T}{\pi \hbar^2 L_z} \exp\left(-\frac{E_{Fn}}{k_B T}\right) \quad (9)$$

这里 m_n^* 是电子的等效质量, k_B 是玻尔兹曼常数, L_z 是量子阱宽, $\hbar = h/2\pi$ 对于空穴也有类似的表示式

在应变量子阱中, 温度的变化所引起的激光器波长的变化主要由应变层的带隙的变化所决定, 在室温附近, 主要由阱层材料的带隙随温度的变化所决定^[14]. 对于 InAs 和 GaAs 材料, 带隙随温度的变化为^[15]:

$$E_g^{\text{InAs}}(\text{eV}) = 0.420 - 2.50 \times 10^{-4} T^2 / (T + 75) \quad (10)$$

$$E_g^{\text{GaAs}}(\text{eV}) = 1.519 - 5.405 \times 10^{-4} T^2 / (T + 204) \quad (11)$$

我们用线性插值法计算阱层材料带隙随温度的变化, 增益是载流子浓度和温度的函数, 可以近似地表示为^[16]:

$$g(N, T) = a(T)(N(r) - N_{th}) \quad (12)$$

由实验数据^[17], 假定增益系数 $a(T)$ 随温度线性变化^[16],

$$a(T) = b - \xi(T - T_0) \quad (13)$$

这里 $b=4.12 \times 10^{-16} \text{cm}^2$, $\xi=7.0 \times 10^{-19} \text{cm}^2/\text{K}$, $T_0=140\text{K}$, N_{th} 为透明载流子浓度

2.3 数值方法

光场方程、载流子扩散方程和热导方程的数值计算方法同文献[4]。为计算泊松方程(4),在 $r-z$ 截面内,分别沿 r 和 z 方向分成 40 和 10 等分。用有限差分法,方程(5)可以用一组方程所代替。为了简化计算,只考虑基模和一阶模。我们用两步计算光场方程、载流子扩散方程、热导方程以及泊松方程的自洽解。

第一步,计算阈值电极电压。阈值处光功率很小,假定可以忽略。计算流程图类似于文献[4]。首先,对于给定的 VCSELs 参数并假定 $P_a=0$, 给定一个 V_{th} 的试探值,解泊松方程,得到电压分布的数值。然后由方程(6)计算注入电流密度分布。接着计算载流子分布、温度分布以及光场分布,并得到每一个横模的传播常数 β_{zi} 。最后,检查模式增益 $2I_m(\beta_{zi})$ 是否逼近于腔损耗 $\alpha + \frac{1}{L_e} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$ 。如果相差较大,增加或减小 V_{th} 的数值,重复计算,直到 $2I_m(\beta_{zi})$ 逼近于 $\alpha + \frac{1}{L_e} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$ 。于是,阈值电压 V_{th} 被得到。这里, $I_m(\beta_{zi})$ 是第 i 模的传播常数的虚部, α 是腔内损耗, L_e 是等效腔长, R 是端面反射率。等效腔长的计算同文献[18]。

表 1 VCSELs 的参数

| 参数 | 符号 | 数值 |
|-------------|----------|-------------------------------------|
| 电子扩散系数 | D_n | $48\text{cm}^2/\text{s}$ |
| 载流子寿命 | τ_s | $2 \times 10^{-9}\text{s}$ |
| 透明载流子浓度 | N_{tr} | $1.5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ |
| 内部损耗 | α | 46cm^{-1} |
| 端面反射率 | R | 0.99 |
| GaAs 折射率 | | 3.655 |
| AlAs 折射率 | | 3.178 |
| GaAs 电子等效质量 | m_n | 0.067 |
| GaAs 空穴等效质量 | m_p | 0.45 |
| 激光频率 | ν | $3.482 \times 10^{14}\text{s}^{-1}$ |

第二步,对于给定的阈值以上的电极电压,计算 VCSELs 内相应的电压、电流以及温度分布。平均光功率密度也同时被自洽地得到。计算程序流程图与第一步类似。所不同的是,平均光功率 P_a 被取为调整参数,代替第一步中的 V_{th} 。计算中所用 VCSELs 参数如表 1 所示。

3 计算结果和讨论

为 $2\mu\text{m}$ 和 $3\mu\text{m}$ 的 VCSELs 中的等势线分布。这里假定高阻层位于 P 型 DBR 的正中间,而且厚度为 P 型 DBR 厚度 H_p 的三分之一;激光器被偏置在 $1.02V_{th}$ 。由于高阻层的电阻较大,等势线密度大于周围的区域。电流方向垂直于等势线。由图 2 可以看出,在高阻层以上电流的方向为从电极流向 VCSELs 的中心部分;而在高阻层以下,电流从 VCSELs 的中心部分向外扩展。可见,高阻层的厚度以及在 P 型 DBR 中的位置,对 VCSELs 中的电流分布有重要的影响。

假定 VCSELs 的偏置电压为 $1.02V_{th}$, $w=2\mu\text{m}$, $s=3\mu\text{m}$, 我们计算了不同深度 z 的电流密度分布,如图 3 所示。

由图 3B 和 C 可以看出,在高阻层内,电流

图 2 所示为出射窗口和限制区半径分别

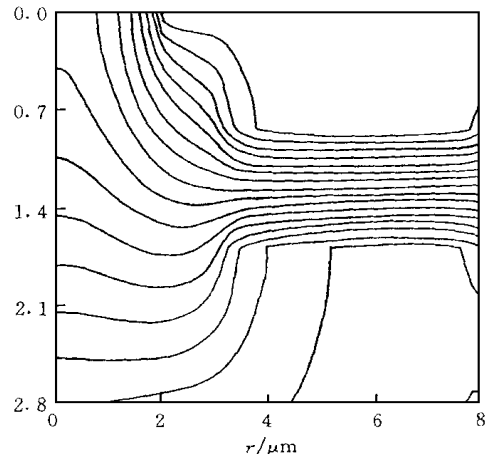


图 2 VCSELs 的等势线分布
图中最上边的粗线表示电极

密度非常小;而在激光器中心部分,电流密度并不是均匀分布;在出射窗口的边缘部分,有个极大值 这是由于,载流子由电极扩散到激光器的中心部分 可见,以前假定有源区中心部分电流密度为均匀分布^[7]与实际情况有较大的偏差 由此图也可以看出,结电流与结电压分布也不是均匀的 因而,用小信号分析方法得到的固定的结电流模式^[9]也将导致大的误差

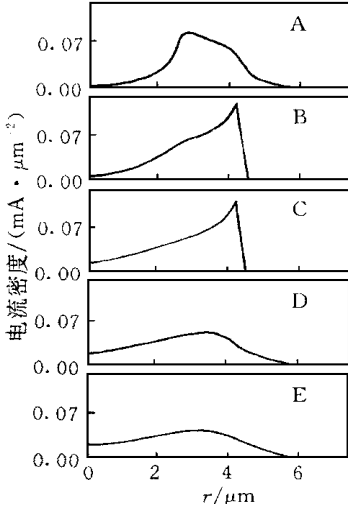


图3 不同深度 Z 的电流密度分布

A: $Z = 1/5H_P$, B: $Z = 2/5H_P$, C: $Z = 3/5H_P$,
D: $Z = 4/5H_P$, E: 结电流分布

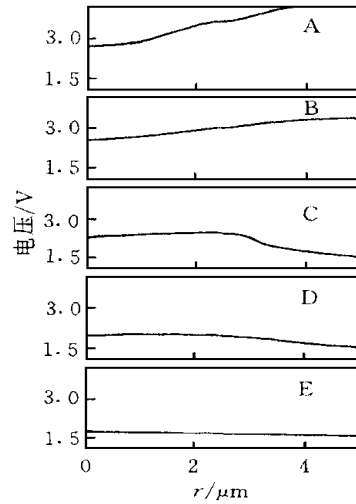


图4 不同深度 Z 的电压分布

A: $Z = 1/5H_P$, B: $Z = 2/5H_P$, C: $Z = 3/5H_P$,
D: $Z = 4/5H_P$, E: 结电压分布, 偏置电压为 $1.2V_{th}$

图4所示为不同深度 Z 的电压分布 在高阻层以下,激光器的中心部分的电压较高 这是因为中心部分以外,沿 z 方向的大部分电压降在高阻层上

图5所示为不同出射窗口和限制区半径的VCSELs有源区中的电流密度、载流子密度

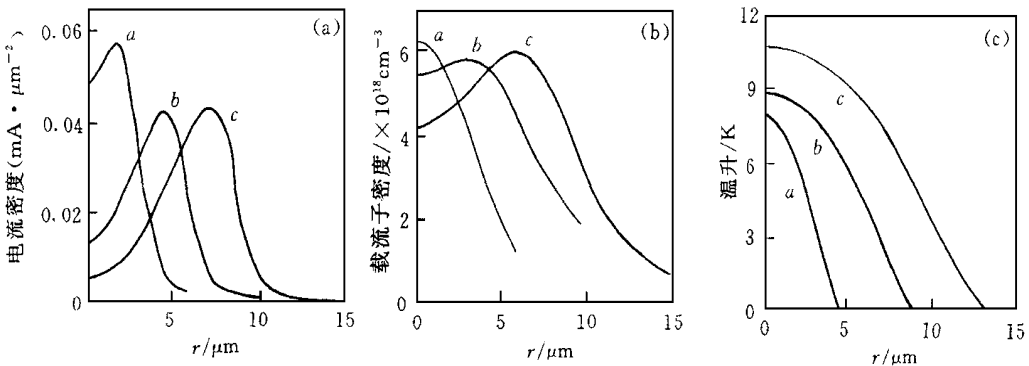


图5 VCSELs的有源区中, (a) 电流密度分布, (b) 载流子密度分布, (c) 温度分布

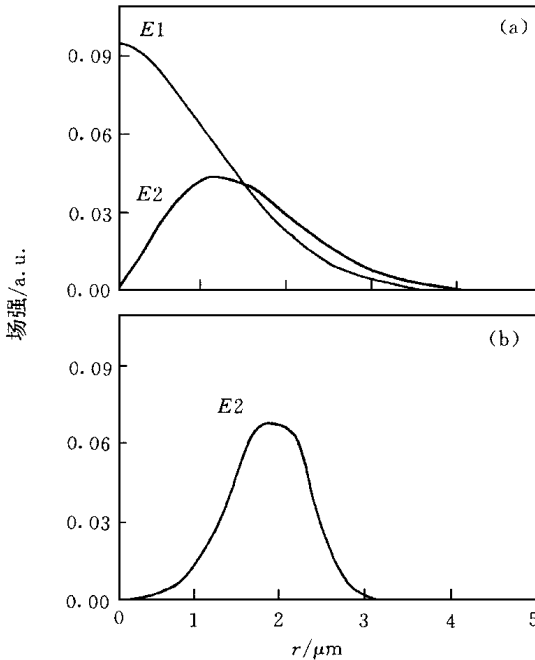
图中的不同曲线表示不同的出射窗口和有源区半径, a: $w = 2\mu m, s = 3\mu m$;

b: $w = 4\mu m, s = 6\mu m$; c: $w = 6\mu m, s = 9\mu m$;

偏置电压为 $1.02V_{th}$, 高阻层厚度为 $1/3H_P$, 且位于 P 型 DBR 的正中间

和温度分布 图中,激光器窗口和限制区半径的比值皆为 1.5 由图5(a)可以看出,出射窗口

越大, 中心电流密度越小 这是因为, 出射窗口越大, 载流子由电极扩散到激光器中心所需要的时间越长 出射窗口越大, 激光器内温度上升越高; 而且, 温度分布的剖面越宽 这与我们以前的实验结果^[19]和计算结果^[14]是一致的 对于 $w = 2\mu\text{m}, s = 3\mu\text{m}$ 的 VCSEL s, 我们的计算



结果表明, 在激光腔内存在基模和一阶模 当出射窗口为 $6\mu\text{m}$, 而限制区半径为 $9\mu\text{m}$ 时, 腔内一阶模占统治地位, 如图 6(a) 和 (b) 所示 这是因为, 增加窗口半径, 有源区中载流子密度的分布变坏, 中心部分减小, 模式增益有利于一阶模 由此可见, 要想得到 VCSEL s 只有基模工作, 必须使有源区中心部分的载流子密度分布比较均匀 这就是为什么较小半径的 VCSEL s ($r = 2.5\mu\text{m}$) 及使在高注入电流时也只有基模工作^[4]. 要制作 VCSEL s 具有较大的出射窗口, 而且又只有基模激励, 一个较好的方法是在窗口上方镀一个较薄的金属层, 或者用非合金欧姆接触层代替 P 型的 DBR. 这些可以得到有源区中的注入载流子分布比较均匀

图 6 不同窗口和限制区半径的 VCSEL s 横模分布
(a) $w = 2\mu\text{m}, s = 3\mu\text{m}$, (b) $w = 6\mu\text{m}, s = 9\mu\text{m}$;
偏置电压为 $1.02V_{th}$, 高阻层位于 P 型 DBR 的中间,
其厚度为 $1/3H_P$.

我们还计算了高阻层深度和厚度对有源区中电流、载流子和温度分布的影响, 结果如图 7 所示 当高阻层的位置较深时, 有源区中电流的扩展减小; 而且载流子密度以及温度的上升也减小, 这也与以前的实验结果符合的很好 这幅图也表明高阻层的深度与厚度

对电流、载流子、温度分布以及横模行为有很大的影响

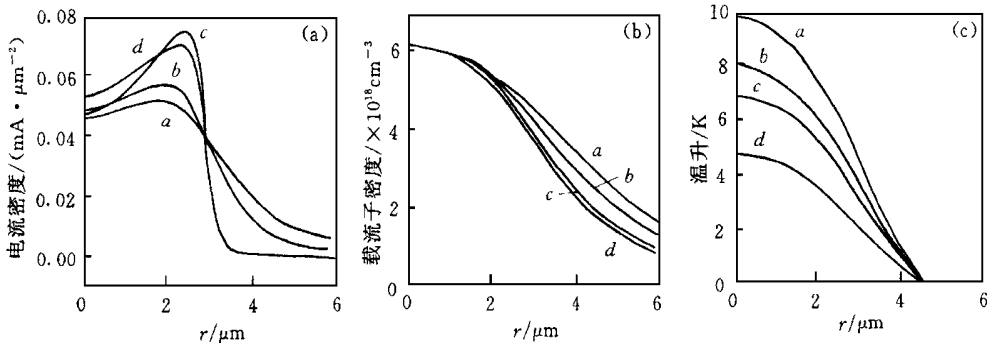


图 7 VCSEL s 有源区的 (a) 电流密度分布, (b) 载流子密度分布, (c) 温度分布
其中: $w = 2\mu\text{m}, s = 3\mu\text{m}$, 偏置电压为 $1.02V_{th}$; 曲线 a, b, c 和 d 分别表示高阻层位于 P 型 DBR 中不同的位置和不同的高阻层厚度: a: $Z_1 = 1/10H_P, Z_2 = 4/10H_P$; b: $Z_1 = 3/10H_P, Z_2 = 6/10H_P$; c: $Z_1 = 6/10H_P, Z_2 = 9/10H_P$; d: $Z_1 = 1/10H_P, Z_2 = 9/10H_P$;

这里 Z_1 和 Z_2 指高阻层的顶部和底部的位置

表 2 所示为计算得到的不同偏置电压下腔内的全部光功率、全部注入电流和微分电阻这些量都随电压的增加而增加

表 2 不同偏置电压下的全部注入电流、微分电阻、以及腔内的全部光功率($w = 2\mu\text{m}$, $s = 3\mu\text{m}$)

| | | | | | |
|---|-------|-------|-------|-------|-------|
| 电极电压/V | 4 300 | 4 515 | 4 730 | 4 945 | 5 160 |
| V_0/V_{th} ($V_{th} = 4 300\text{V}$) | 1.00 | 1.05 | 1.10 | 1.15 | 1.20 |
| 腔内光功率/ μW | 0 000 | 0 040 | 0 097 | 0 149 | 0 197 |
| 全部注入电流/ mA | 3 395 | 3 655 | 3 911 | 4 162 | 4 409 |
| 微分电阻/ Ω | 810 | 824 | 841 | 857 | 868 |

4 结论

以上计算结果表明,注入电流分布是影响 VCSELs 电、热和光波导特性的主要因素。由于注入电流分布由器件结构、工作条件和材料参数等共同决定,因而,固定的注入电流模式将与实际的情况有较大的偏离。从电极电压入手求解注入载流子、光场、电压以及温度分布的自洽解的方法,所得结果较好的符合实际的情况。在 VCSELs 内,注入电流和电压的分布在不同的深度 z 是不均匀的。VCSELs 的窗口和限制区半径越大,其中心部分的电流分布越不均匀,这是导致高阶横模的主要原因。限制区的位置对有源区中电流的扩展有很大的影响。

参 考 文 献

- [1] K. Iga, F. Koyama and S. Kinoshita, IEEE J. Quantum Electron., 1988, **24**(9): 1845~ 1855.
- [2] D. L. Huffaker, L. A. Graham, H. Deng *et al.*, IEEE Photon. Technol. Lett., 1996, **8**(8): 974~ 976.
- [3] C. J. Chang-Hasnain, J. P. Harbison, G. Hasnain *et al.*, IEEE J. Quantum Electron., 1991, **27**(6): 1402~ 1409.
- [4] Y. -G. Zhao and J. G. McInerney, IEEE J. Quantum Electron., 1996, **32**(11): 1950~ 1958.
- [5] Y. -G. Zhao, J. G. McInerney and R. A. Morgan, Opt. Eng., 1994, **33**(12): 3917~ 3920.
- [6] Y. -G. Zhao, Y. -S. Zhang, X. -L. Huang *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1996, **69**(13): 1829~ 1831.
- [7] N. K. Dutta, J. Appl. Phys., 1990, **68**(5): 1961~ 1963.
- [8] M. Shimizu, F. Koyama and K. Iga, IEEE Trans., 1991, **E74**, 3334~ 3341.
- [9] G. R. Hadley, K. L. Lear, M. E. Warren *et al.*, IEEE J. Quantum Electron., 1996, **32**(4): 607~ 616.
- [10] R. S. Geels, S. W. Corzine, J. W. Scott *et al.*, IEEE Photon. Technol. Lett., 1990, **2**(4): 234~ 236.
- [11] K. Tai, Y. H. Yang, Y. H. Wang *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1990, **56**(25): 2496~ 2498.
- [12] G. W. Taylor and P. A. Ewaldsson, IEEE J. Quantum Electron., 1994, **30**(10): 2262~ 2270.
- [13] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, Long Wavelength Semiconductor Lasers, Van Nostrand Reinhold Company Inc, 1986.
- [14] Y. -G. Zhao, R. A. Masut, J. L. Brebner *et al.*, J. Appl. Phys., 1994, **76**(10): 5921~ 5926.
- [15] H. C. Casey Jr. and M. B. Panish, Heterostructure Lasers, Part A, New York: Academic, 1978.
- [16] J. P. Zhang and K. Petemann, IEEE J. Quantum Electron., 1994, **30**(7): 1529~ 1530.
- [17] N. K. Dutta and R. J. Nelson, IEEE J. Quantum Electron., 1982, **18**(5): 871~ 875.
- [18] R. S. Geels, S. W. Corzine and L. A. Coldren, IEEE J. Quantum Electron., 1991, **27**(6): 1359~ 1367.
- [19] Y. -G. Zhao, J. G. McInerney and R. A. Morgan, IEEE Photon. Technol. Lett., 1995, **7**(11): 1231~ 1233.

Electrical, Thermal and Optical-Waveguiding Characteristics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers

Zhao Yiguang, Zhang Yusheng, Huang Xianling

Department of Physics, Peking University, Beijing 100871

and National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Beijing 100083)

Received 17 August 1998, revised manuscript received 28 December 1998

Abstract Using a method of finding self-consistent solution for the carrier-diffusion, optical-field, thermal-conduction and Poisson's equations, and of the calculation beginning from the electrode voltage, we have studied the electrical, thermal and optical-waveguiding characteristics of gain-guided vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs). The calculated results show that the injected-current and voltage distributions in gain-guided VCSELs are determined by the laser window and confined-layer apertures, and by the confined-layer depth and thickness; previous model using a fixed current distribution has larger deviation from the actual situation. At different depths in device, the current and voltage distributions along the r direction is different. For a VCSEL with larger window and confined-layer apertures, the current-density distribution in the active region is ununiform causing high-order transverse mode at high injected current. The position of the confined layer plays an important role in determining the current spreading.

PACC: 4255P, 4260, 4280L