

梯形截面掩埋结构垂直腔面发射 半导体激光器的横模控制*

张宇生 赵一广 陈妮兮

(北京大学物理系 北京 100871)
(半导体超晶格国家重点实验室 北京 100083)

摘要 本文采用求解光场方程,载流子扩散方程和模式耦合方程自洽解的方法研究了具有梯形截面掩埋结构垂直腔面发射半导体激光器的横模控制.计算了掩埋限制区的倾角以及激光器有源区半径等对基模和一阶模的辐射损耗的影响.结果表明,在这种结构的半导体激光器中,一阶模的辐射损耗总比基模大,因而可以很好地抑制高阶横模.增大限制区的倾角,虽然有利于实现单基模工作,但是因为基模的辐射损耗也随之增大,从而激光器的阈值电流也相应增大.对于一定的有源区半径,我们找到了不同限制区倾角时单基横模工作的注入电流区域.从而可以确定在特定的注入电流范围内实现单基横模的最佳限制区倾角.

PACC: 4255P, 7340L

1 引言

垂直腔面发射半导体激光器(以下用其英文缩写 VCSELs)是当前光电子领域最活跃的研究课题之一.与边发射半导体激光器比较,VCSELs 具有较小的远场发散角,圆形的光斑,易于实现单纵模工作,和二维集成等优点.因而,在光通信,光互联,光信号处理以及光集成元件等方面有着广泛的应用前景,引起了人们的极大兴趣.自从 1977 年 Iga 提出制作 VCSELs 的设想^[1]至今,对 VCSELs 的研究已经取得了很大的进展.室温连续工作,极低阈值电流(100 μ m 以下^[2])的 VCSELs 已相继问世.目前制作的 VCSELs 大多是圆形或方形的增益波导结构,出射光透过顶面或衬底.

到目前为止,在 VCSELs 的研究中,仍然存在着几个问题急待解决.这些问题限制着 VCSELs 的推广应用.其中之一是当注入电流升高时,VCSELs 输出高阶横模^[3,4].即使是在脉冲工作的情况下也不例外^[5,6].为解决这一问题,人们曾进行了实验和理论的研究.提出了一些实现单横模工作的 VCSELs 结构.例如使腔的横截面直径小于 5 μ m^[7],或使出射窗口

* 国家自然科学基金资助项目,项目批准号 69676027

张宇生 男,1973 年出生,硕士,从事垂直腔面发射激光器模式特性的实验测量和理论研究
赵一广 男,副教授,从事垂直腔面发射半导体激光器以及 III-V 族半导体量子阱方面的研究
1996-11-22 收到,1997-03-14 定稿

的直径小于 $5\mu\text{m}$ ^[8]等 理论研究表明,增益波导 VCSELs 高阶横模的起源主要是由于注入电流增大时 有源区温度的升高以及注入载流子的空间烧孔^[9~11] 因为一阶模光场的峰值一般在远离其中心 $2.5\mu\text{m}$ 以上^[9],因而当腔的横截面比较小时,高阶横模不可能激射 当 VCSELs 的出射窗口半径小于 $2.5\mu\text{m}$ 时,一阶模的光场峰值部分难以透过出射窗口 这一结论已被最近我们的实验所证实^[12,13] 然而当 VCSELs 的有源区横截面和出射窗口较小时,其输出光功率将受到限制 Chang 等报道了一种掩埋形 VCSELs^[14],其垂直剖面呈梯形结构 即使有源区横截面直径达 $32\mu\text{m}$,在几倍阈值的注入电流下,这种激光器也能较好地实现单基横模工作 这就为设计单模工作较大功率输出的 VCSELs 提供了可能性 然而,直到现在对这种结构 VCSELs 的理论研究还是缺少的 为了对这种结构的 VCSELs 有更深入全面的了解,搞清楚其实现单横模工作的物理机制,特别是限制区的倾角,有源区的尺寸,注入电流等对模式光场的影响是非常必要的

我们曾经用解光场方程,载流子扩散方程和热导方程自洽解的方法系统地研究了增益波导 VCSELs 中的横模控制^[9] 本文在原来工作的基础上,结合模式耦合方法研究了具有梯形垂直截面的掩埋结构 VCSELs 的限制区倾角以及有源区半径等对各阶导波模式的光场向辐射模的能量转移的影响,从而研究其横模控制

模式耦合方法最初主要用于计算不规则波导结构的集成光波导以及光纤中模式间的耦合和能量转移^[15] 这种方法也曾被用于研究 DFB 激光器中前进波和后退波之间的耦合^[16] 我们的计算结果表明,用这种方法研究具有梯形垂直截面的掩埋结构 VCSELs 的横模控制也是行之有效的

2 理论模型

2.1 激光器的结构

图 1 所示为本文所研究的 VCSELs 结构 有源区由三个 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变量子

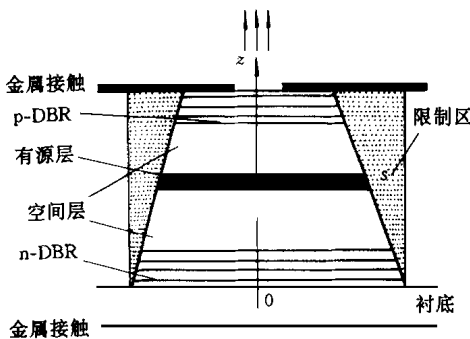


图 1 波导截面为梯形的掩埋结构 VCSEL 示意图

阱组成,每个量子阱厚 8nm 。量子阱被 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ 构成的一个波长厚的限制层所包围 两个反射镜分别为 $1/4$ 波长 GaAs 和 AlAs 周期结构组成的 n 型和 p 型 DBR 堆 其中 n 型 DBR 共 27.5 个周期(掺 Be,浓度为 $5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$); p 型 DBR 共 19.5 个周期(掺 Si,浓度为 $3 \times 10^{18} \sim 10^{19}\text{cm}^{-3}$)。以上所有各层被生长在 n^+ -GaAs 衬底上 分别在衬底和 p 型 DBR 的外表面制作金属接触层,并在 p 型 DBR 上制成一个圆形的出光窗口 分离的激光器由二次生长技术制作的侧面被一个空心圆台形的掺杂成 $n\text{-ip-i}$ 排列的 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 层所包围,构成一个高阻限制区,详细结构见文献[14] 因为 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 所构成的限制区的折射率小于量子阱层以及 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ 一波长空间层的折射率,其差值约为 0.15 ,因而这是一个

折射率波导结构的 VCSELs

2.2 扩散方程和光场方程

在 VCSELs 内的电流扩展比较大的情况下, 当注入电流增大时, 有源区的温度上升可能高达 25 以上^[10], 从而影响 VCSELs 的横模^[9]. 图 1 所示结构的 VCSELs, 注入电流得到很好的限制, 因而其温度的影响可以被忽略. 这里我们只考虑载流子和光场的分布. 采用柱坐标, 载流子扩散方程可以写作^[9]:

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

其中 $N(r)$ 是载流子分布; D_n 是电子扩散系数; τ_s 是载流子寿命; P_a 为平均光功率密度; $I(r)$ 为有源区中的电流密度分布; h 为普朗克常数; ν 是激光频率; d 是有源区的厚度; q 为单电子电荷; $g(N(r))$ 是有源区增益; $|\bar{E}_t(r)|^2$ 是腔内全部模式光场的归一化分布; $g(N(r)) = a(N(r) - N_{th})$, 其中 a 为增益系数; N_{th} 是透明载流子浓度. P_a 和 $|\bar{E}_t(r)|^2$ 被定义为:

$$P_a = \frac{1}{\pi s^2} \iint_{ct} \frac{1}{2} c n_r \epsilon_0 |\Psi_t(r)|^2 d\sigma \quad (2)$$

$$|\bar{E}_t(r)|^2 = \frac{|\Psi_t(r)|^2}{\frac{1}{2s} \int |\Psi_t(r)|^2 dr} \quad (3)$$

其中 s 为有源区半径; ϵ_0 为真空介电常数; n_r 为有源区的折射率; \iint_{ct} 表示对有源区的面积分, 有源区电流分布近似为:

$$I(r) = \begin{cases} I_0 & r \leq s \\ 0 & r > s \end{cases} \quad (4)$$

场方程可以写为:

$$\nabla^2 E + \omega^2 \mu_0 \epsilon E = 0 \quad (5)$$

其中 E 是特定模式电场分布; $\omega = 2\pi\nu$, μ_0 为真空磁导率; ϵ 为介电常数, 由腔材料的折射率以及增益决定, $\epsilon/\epsilon_0 = n^2 + i\text{ng}/k_0$ ^[17], n 为折射率分布, 在有源区内为 n_r , 在限制区为 n_l , $i = \sqrt{-1}$; k_0 为真空传播常数. 假设, $E(r, \theta, z) = \Psi(r) \mathcal{Q}(\theta) \exp(-i\beta z)$ 场方程可以被简化为:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \left(k_0^2 \frac{\epsilon}{\epsilon_0} - \frac{m^2}{r^2} - \beta^2 \right) \Psi = 0$$

$$\mathcal{Q}(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2m}} e^{im\theta} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (6)$$

由于载流子浓度的变化所引起的折射率的变化为:

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial N} \Delta N(r) \quad (7)$$

其中^[18]

$$\frac{\partial n}{\partial N} = - \frac{q^2}{2n_0 \epsilon_0 \omega^2 m_n} \quad (8)$$

这里 m_n 为电子等效质量. 奇阶模和偶阶模的边界条件分别是 $\partial \Psi / \partial r|_{r=0} = 0$ 和 $\Psi|_{r=0} = 0$. 激光腔内的光场分布 $\Psi(r)$ 由方程(6)求解可得, 限制区的光场分布可近似表示为 $\Psi_l(r) = \Psi(r) \exp[-\gamma(r-s)]$, 其中 $\gamma^2 = \beta^2 - n_l^2 k_0^2$.

2.3 模式耦合方程

图 1 所示具有梯形截面掩埋结构 VCSELs, 在有源区和限制区的分界处折射率存在一

个纵向不均匀分布,因而模式之间将发生耦合,除了导波模式之间的耦合外,导波模式还会与自由空间模式(辐射模)耦合,表现为对外的散射损耗.于是光场的横向分量 E_t 可用理想规则矩形波导中已知本征模式的展开表示^[15],即

$$E_t = \sum_u a_u E_{ut} \quad (9)$$

其中 a_u 为本征模式的振幅系数.引入正向波和反向波的振幅 $c_u^{(+)}$ 和 $c_u^{(-)}$,并定义为

$$a_u = c_u^{(+)} \exp(-i\beta_u z) + c_u^{(-)} \exp(i\beta_u z) \quad (10)$$

则有如下耦合方程^[15]:

$$\begin{aligned} dc_u^{(+)} / dz &= \sum_v \{ K_{uv}^{(+,+)} \exp[i(\beta_u - \beta_v)z] c_v^{(+)} + K_{uv}^{(+,-)} \exp[i(\beta_u + \beta_v)z] c_v^{(-)} \} \\ dc_u^{(-)} / dz &= \sum_v \{ K_{uv}^{(-,+)} \exp[-i(\beta_u + \beta_v)z] c_v^{(+)} + K_{uv}^{(-,-)} \exp[-i(\beta_u - \beta_v)z] c_v^{(-)} \} \end{aligned} \quad (11)$$

其中 u 或 v 标志波导中的不同模式; K_{uv} 为模式之间的耦合系数,它直接反映了由于波导纵向不均匀性造成的 v 阶模能量向 u 阶模的转移,它的大小与这两种模式间光场重叠程度以及波导偏离原来均匀波导的程度有关:

$$K_{uv}^{(p,q)} = \frac{\omega \epsilon_0}{4iP} \left(\chi \frac{|\beta_v|}{\beta_u} \int_0^s r dr \int_0^{2\pi} (n^2 - n_0^2) E_{ut}^* E_{vt} d\theta + \xi \frac{|\beta_v|}{\beta_u} \int_0^s r dr \int_0^{2\pi} \frac{n_0^2}{n^2} (n^2 - n_0^2) E_{uz}^* E_{vz} d\theta \right) \quad (12)$$

其中 χ, ξ 取+ 或-; t, z 分别代表电场横向分量和纵向分量; P 为光功率; $n_0(r, \theta)$ 为截面是规则的矩形波导的折射率分布,可表示为:

$$n_0(r, \theta) = \begin{cases} n_r & r < s \\ n_l & r > s \end{cases} \quad (13)$$

$n(r, \theta, z)$ 为具有梯形截面的掩埋结构 VCSELs 的折射率分布.如上所述,因为在图 1 中阴影部分 $(n^2 - n_0^2)$ 不再为 0,由方程(12)可得模式之间的耦合系数

近似采用光纤中的辐射模光场分布^[15],其传播常数 β 为连续值.对于 y 方向偏振,传播常数为 $|\beta| \approx n_1 k_0$ 的光场,可写为:

$$\begin{aligned} E_y &= \begin{cases} B J_v(\sigma r) f(v\theta) & (r < s) \\ C [H_v^{(1)}(\rho r) + D H_v^{(2)}(\rho r)] f(v\theta) & (r > s) \end{cases} \quad (14) \\ E_z &= \begin{cases} (i\sigma/2\beta) [J_{v+1}(\sigma r) F((v+1)\theta) + J_{v-1}(\sigma r) F((v-1)\theta)] & (r < s) \\ (iC\rho/2\beta) \{ [H_{v+1}^{(1)}(\rho r) + D H_{v+1}^{(2)}(\rho r)] F((v+1)\theta) \\ + [H_{v-1}^{(1)}(\rho r) + D H_{v-1}^{(2)}(\rho r)] F((v-1)\theta) \} & (r > s) \end{cases} \end{aligned}$$

当 $\beta \ll n_1 k_0$ 时,光纤中辐射模光场分布将更趋于自由空间的辐射模光场分布,

$$E_y = \begin{cases} F J_v(\rho r) f(v\theta) & (r < s) \\ E_z = (iF\rho/2\beta) [J_{v+1}(\rho r) F((v+1)\theta) + J_{v-1}(\rho r) F((v-1)\theta)] & (r > s) \end{cases} \quad (15)$$

其中 B, C, D, F 为归一化常数,其具体计算表达式可以参见文献[15]. J_v, H_v 分别是 v 阶贝塞耳函数和汉克函数.对于奇辐射模, $f(v\theta) = \sin(v\theta)$, $F(v\theta) = \sin(v\theta)$; 对于偶辐射模,

$f(v\theta) = \cos(v\theta)$, $F(v\theta) = \cos(v\theta)$. $\rho = \sqrt{n^2 k^2 - \beta^2}$, $\sigma = \sqrt{n_1^2 k^2 - \beta^2}$, $k = 2\pi/\lambda$, λ 为激光波长

2.4 数值计算方法

方程(1)和(6)用有限差分法求解.在有源层内沿着 r 方向分成许多小区间.每个区间光

场和载流子分布可以认为是定值 于是方程(1)和(6)被划为差分方程组 方程(6)的解变为求解代数本征值问题 假设 $m = 0$, 而且只计及基模与一阶模, 即

$$\Psi_i(r) = \Psi_0(r) + \Psi_1(r)$$

耦合方程(11)是一组多元线性常微分方程组, 求解析解很困难 由于导波光场主要集中在有源区内, 而辐射模在空间呈振荡分布 由方程(12)可知耦合系数 K_{uv} 不只与模式分布有关, 还是折射率分布的函数 在激光腔内因为 $n^2 - n_0^2 = 0$, 故 K_{uv} 为 0 K_{uv} 的数值主要取决于截面为矩形的规则波导与截面是梯形的波导在图 1 中阴影部分的折射率平方差 ($n^2 - n_0^2$) 以及不同的模式光场分布 因为基模的光场主要集中在激光器的中心部分, 而一阶模峰值在远离激光器中心 $2.5\mu\text{m}$ 以上^[9], 所以在图 1 中阴影部分, 基模与一阶模的重叠程度比它们与辐射模重叠程度小得多, 因而导模之间耦合系数远远小于它们与辐射模的耦合系数 我们计算了上述结构激光器中基模和一阶模之间的耦合系数, 其数值为它们与辐射模耦合系数的 $1/10^6$, 因而导波模式之间的耦合可以忽略 对于辐射模式, 由于其振幅很小, 因此辐射模与辐射模之间的耦合也可以忽略 我们先单独分析第 j 个导模与第 ρ 个辐射模之间的耦合, 暂时不考虑其他导模对 ρ 的影响, 并假设导模 j 在传播方向上振幅保持不变(即 $c_j = c_j^{(\pm)}$). 这样耦合方程(11)可以近似写为:

$$\begin{aligned} dc_\rho^{(+)} / dz &= K_{\rho j}^{(+,+)} \exp[i(\beta_j - \beta_\rho)z] c_j^{(+)} + K_{\rho j}^{(+,-)} \exp[i(\beta_j + \beta_\rho)z] c_j^{(-)} \\ dc_\rho^{(-)} / dz &= K_{\rho j}^{(-,+)} \exp[-i(\beta_j + \beta_\rho)z] c_j^{(+)} + K_{\rho j}^{(-,-)} \exp[-i(\beta_j - \beta_\rho)z] c_j^{(-)} \end{aligned} \quad (16)$$

由此方程可求出第 j 个导模激发的第 ρ 辐射模的振幅, 对第 j 个模式激发的所有辐射模的能量进行积分, 便可求出第 j 个导模与辐射模发生耦合所损失总的能量

$$\Delta P = P \left[\int_0^{n_{k_0}} |c_\rho^{(+)}(L)|^2 d\rho + \int_0^{n_{k_0}} |c_\rho^{(-)}(0)|^2 d\rho \right] \quad (17)$$

L 是腔的等效长度 因此第 j 个导模在激光腔中行进一个来回总的损耗可以写为:

$$\alpha = \Delta P / (2 |c_j|^2 PL) \quad (18)$$

对方程(16)的处理同样采用有限差分法, 沿 z 方向分成许多小区间, 将方程(16)化为一组差分方程求解

综上所述, 因为存在多个未知量需要被计算, 这些量为载流子分布 $N(r)$, 光场分布 $\Psi(r)$, 注入电流 I , 光功率 P_a 以及导模的损耗 我们用求解载流子扩散方程, 场方程和耦合方程自洽解的方法来确定这些量, 计算方法分如下两步: 第一步, 计算激光器的阈值电流 假定 $P_a = 0$, 对于一个注入电流的试探值 I_0 , 解扩散方程(1). 然后由方程(7)计算由于注入载流子的变化所引起的有源区内折射率的变化 并计算光场方程, 得到光场分布; 接着由方程(12)计算特定的模式与辐射模的耦合系数, 并由方程(17)计算其辐射损耗; 最后判断模式增益 $G_j = 2 \text{Im}(\beta_j)$ 和总的损耗 $\alpha = \alpha_+ + \alpha_- + \frac{1}{L} \ln(\frac{1}{R})$ 是否相等 如不等则增大或减小 I_0 , 直至满足精度为止 于是模式光场分布, 载流子分布, 模式光场的辐射损耗等被同时求得 这里 α_+ 是激光腔的内部损耗, R 是端镜面的反射率 第二步, 对于给定的注入电流, 用光功率 P_a 作为试探值, 重复上述迭代步骤, 可求得激光器被偏置在阈值以上时的模式光场, 载流子分布以及模式光场的辐射损耗

我们对有源区半径分别为 $6, 10, 14\mu\text{m}$ 和不同倾斜角度的梯形截面埋形 VCSELs 进行了计算, 所用参数见表 1, 计算结果如下.

表 1 激光器参数

参数	符号	参数值
电子扩散系数	D_n	$50\text{cm}^2/\text{s}$
载流子寿命	τ_s	$2 \times 10^{-9}\text{s}$
增益系数	a	$2.5 \times 10^{-16}\text{cm}^{-2}$
透明载流子浓度	N_{th}	$1.5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$
腔内体损耗	α_f	46cm^{-1}
腔镜反射率	R	0.99
有效腔长	L	$1\mu\text{m}$
激光频率	ν	$3.48 \times 10^{14}\text{s}^{-1}$

3 计算结果与讨论

图 2(a) 和(b) 分别为 $r_1 = 4$ 和 $16\mu\text{m}$, 限制区倾角为 0° (即规则的截面为矩形的波导) 时的基模和一阶模的光场分布. 其中曲线 A 和 B 分别代表基模和一阶模的光场分布. 由此二图我们可以清楚地看出, 有源区半径越大, 基模和一阶模光场位于限制区的部分越小.

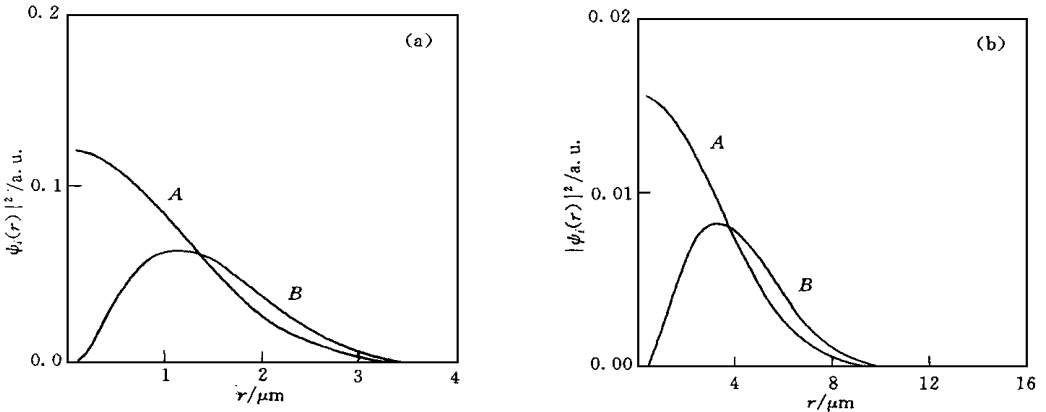


图 2 限制区倾角为 0° 时基模和一阶模的光场强度分布

其中曲线 A 代表基模的光场分布, 曲线 B 代表一阶模的光场分布;

图(a)和(b)表示激光器的有源区半径分别为 4 和 $16\mu\text{m}$ 的模式光场分布

图 3(a), (b) 和(c) 分别为有源区半径 $r_1 = 6, 10$ 和 $14\mu\text{m}$ 的 VCSELs 由于不同限制区倾角引起的导波模式光场向辐射模的能量转移 (以下称辐射损耗). 其中曲线 A 和 B 分别代表基模和一阶模的辐射损耗. 由图 3(a), (b) 和(c) 我们可以得出如下两点结论: (1) 对于相同有源区半径的 VCSELs, 基模和一阶模的辐射损耗都随着限制区倾角增大而单调增大. (2) 对于相同倾角, 一阶模损耗始终比基模大. 当有源区半径比较小时, 一阶模的损耗与基模损耗的差比有源区半径大时要大得多. 这一事实从另一方面证明了为什么文献^[7]中有源区半径比较小时 VCSELs 容易实现单基模工作. 上述第一个结论可以从图 2(a) 和(b) 中所示的模式光场分布和公式(12) 得到解释. 基模是峰值光强位于波导中心的高斯分布, 一阶模的峰值光强远离中心. 具有梯形截面的掩埋结构相对理想规则矩形截面的 VCSELs 的折射率分布的不同主要发生在图 1 中阴影部分. 即对规则的矩形截面的掩埋结构 VCSELs, 在相

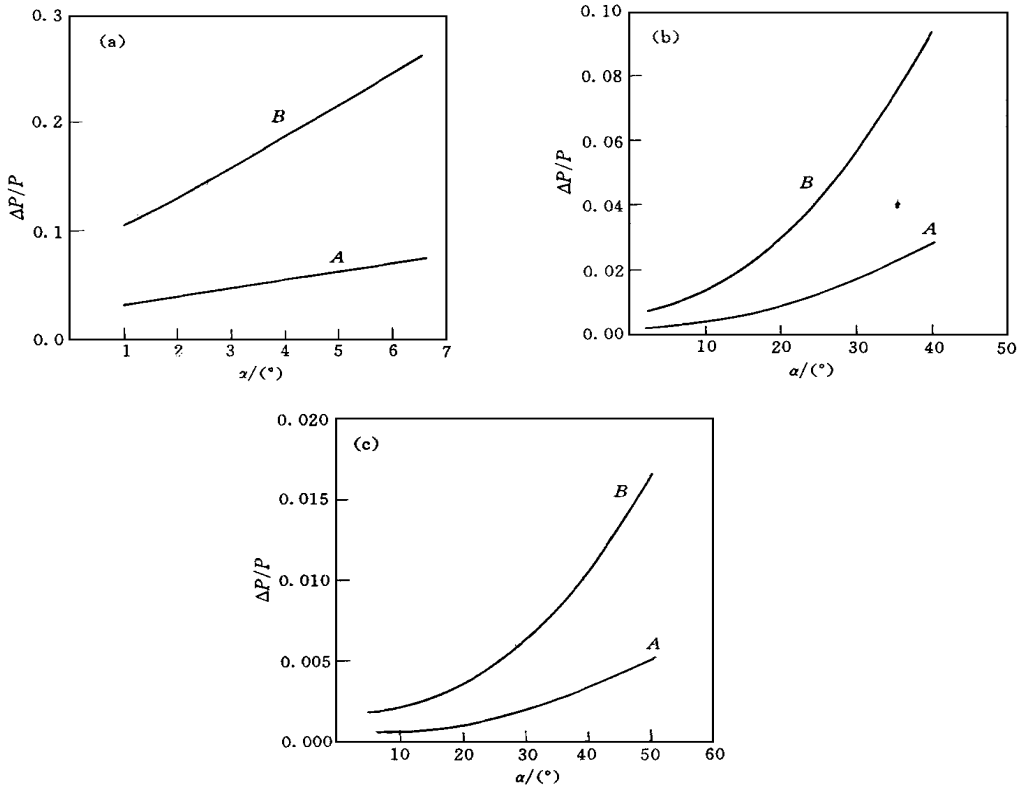


图 3 基模和一阶模向辐射模能量转移(ΔP)与其功率(P)比和限制区倾角的关系

其中曲线A 代表基模辐射损耗, 曲线B 代表一阶模辐射损耗;

图(a), (b)和(c)为有源区半径分别为 6、10 和 14 μm 的辐射损耗和限制区倾角的关系

同半径 r 处折射率可以看作与 z 的分布无关 而对于梯形截面的掩埋结构 VCSELs, 其折射率分布在有源区与限制区的交界处是 z 的函数 因此倾角增大导致公式(12)的有效积分范围随之增大, 故增大了导波模式进入辐射模式的分量 我们也可以从光线模型对结论(2)作出解释^[19]. 因为在波导中传播的导波模中, 高阶模需要更小的临界角, 即高阶模在波导中传播时与波导壁夹角比基模大, 当波导存在倾角时, 各阶模式光线与波导壁夹角都变大, 某些波导模式的全反射条件被破坏, 造成辐射损耗 对相同倾角高阶模辐射损耗将比基模大, 这就是这种结构波导可以选模的物理根源

图 4 曲线B 表示 $r_1 = 10\mu\text{m}$ 的 VCSELs 阈值电流与限制层倾角的关系, 阈值电流随着倾角增大而增大, 这是因为损耗随倾角的增大而增大 曲线A 表示限制区倾角改变时, 基模工作区和一阶模工作区的分界线 图中曲线A 左上部分为一阶模工作区, 右下区域为基模工作区 由图中可见随着限制区倾角的增大, 注入电流增大时, 仍然保持单基模工作 当限制区倾角小于 2 时, 曲线A 的变化比较缓慢; 而当它大于 2 时, 曲线A 的变化加快 因而, 当限制区倾角小于 2 时, 不利于实现单基模工作; 增大限制区的倾角虽然对单基模工作有利, 但阈值电流也随着增大, 所以并不是限制区倾角越大越好, 必须兼顾单基模工作和减小阈值电流两个方面 假如注入电流的变化在 5 倍阈值电流以内, 则由图 4 中曲线B 我们可以找到比较理想的限制区倾角大约为 5.°

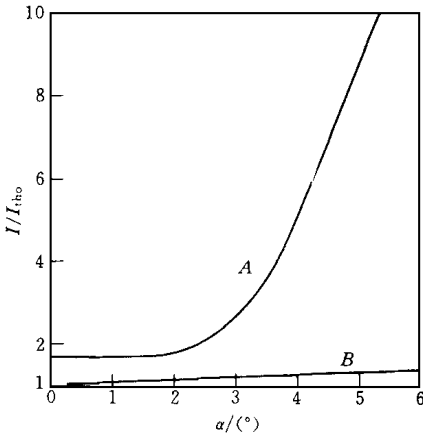


图 4 有源区半径为 $10\mu\text{m}$ 的 VCSEL 激光状态与限制区倾角的关系

其中曲线 B 表示阈值电流与限制区倾角的关系,

曲线 A 表示限制区倾角改变时, 基模工作区和一阶模工作区的

注入电流分界线; $I_{\text{th}0}$ 为倾角 0 时的阈值电流

由图 3(a), (b) 和 (c) 我们还可以看出, 基模和一阶模的辐射损耗还与源区半径有关。当源区半径增大时, 在相同的限制区倾角, 基模和一阶模的辐射损耗都随之减小, 而且它们二者之差也相应减小。因而对于源区半径比较大时具有梯形截面的掩埋结构 VCSELs, 要实现单基模工作必须增大限制区的倾角。

4 结论

以上结果表明采用解光场方程, 载流子扩散方程和模式耦合方程自洽解的方法研究具有梯形截面掩埋结构 VCSELs 的横模控制是行之有效的。计算结果为设计这种结构的 VCSELs 提供了数据和理论根据。我们的计算表明, 在具有梯形截面的掩埋结构 VCSELs 中, 基模和高阶模有着不同的辐射损耗。这种损耗是由于波导的折射率在源区与限制区的交界处产生了一个纵向分布。一阶模的辐射损耗比基模大, 而且随着限制区倾角的增大, 一阶模的辐射损耗比基模的辐射损耗增加得更快, 因而增加限制区的倾角有利于实现单基模工作。然而, 当限制区的倾角增大时, 由于基模的辐射损耗也增大, 激光器的阈值电流也随之增大。故选择合适的限制区倾角必须兼顾尽可能低的激光器阈值电流和单基模工作两个方面。我们的计算为选择特定的注入电流下设计最佳的限制区倾角提供了数据。我们的计算还表明, 基模和一阶模的辐射损耗还与激光器的源区半径有关。对于相同限制区倾角的 VCSELs, 当源区半径增大时, 它们的辐射损耗随之减小。而且相同限制区倾角下, 源区半径越大, 其一阶模的辐射损耗与基模的辐射损耗之差也越小。因而对于较大源区半径的 VCSELs, 要实现单基模工作, 必须增大限制区的倾角。

大, 而且随着限制区倾角的增大, 一阶模的辐射损耗比基模的辐射损耗增加得更快, 因而增加限制区的倾角有利于实现单基模工作。然而, 当限制区的倾角增大时, 由于基模的辐射损耗也增大, 激光器的阈值电流也随之增大。故选择合适的限制区倾角必须兼顾尽可能低的激光器阈值电流和单基模工作两个方面。我们的计算为选择特定的注入电流下设计最佳的限制区倾角提供了数据。我们的计算还表明, 基模和一阶模的辐射损耗还与激光器的源区半径有关。对于相同限制区倾角的 VCSELs, 当源区半径增大时, 它们的辐射损耗随之减小。而且相同限制区倾角下, 源区半径越大, 其一阶模的辐射损耗与基模的辐射损耗之差也越小。因而对于较大源区半径的 VCSELs, 要实现单基模工作, 必须增大限制区的倾角。

参 考 文 献

- [1] K. Iga, F. Koyama and S. Kinoshita, IEEE J. Quantum Electron., 1988, 24(9): 1845
- [2] Y. Hayashi, T. Mnkainara, N. Hatori *et al*., IEEE Photon Technol Lett., 1995, 7(11): 1234
- [3] C. J. Chang-Hasnain, J. P. Harbison, G. Hasnain *et al*., IEEE J. Quantum Electron., 1991, 27(6): 1402
- [4] Y. -G. Zhao, J. G. McInerney and R. A. Morgan, IEEE Photon Technol Lett., 1995, 6(11): 1231
- [5] Y. -G. Zhao, J. G. McInerney and R. A. Morgan, Optical Engineering, 1994, 33(12): 3917
- [6] Y. -G. Zhao and J. G. McInerney, Chin. Phys Lett., 1995, 12(3): 160
- [7] C. J. Chang-Hasnain, M. Orenstein, A. V. Lenmen *et al*., Appl Phys Lett., 1990, 57(3): 218
- [8] R. A. Morgan, G. D. Gnth, M. W. Focht *et al*., IEEE Photon Technol Lett., 1993, 4(4): 374
- [9] Y. -G. Zhao and J. G. McInerney, IEEE J. Quantum. Electron., 1996, 32(11): 1950
- [10] Y. -G. Zhao and J. G. McInerney, IEEE J. Quantum. Electron., 1995, 31(9): 1668
- [11] D. Vakhshoori, J. D. Wgnn, G. J. Zydzik *et al*., Appl Phys Lett., 1993, 62(13): 1448

- [12] Y. -G Zhao, Y. -S Zhang, X. -L. Huang *et al* , *Appl Phys Lett* , 1996, **69**(13): 1829.
- [13] Y. -G Zhao, Y. -S Zhang, X. -L. Huang *et al* , *Proc SPIE*, 1996, 2886: 2
- [14] C. J. Chang-Hasnain, Y. A. Wu, G. S. Li *et al* , *Appl Phys Lett* , 1993, **63**(10): 1307.
- [15] D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides*, Academic Press, New York and London, 1974
- [16] H. Kogelnik and C. V. Shank, *J. Appl Phys* , 1972, **43**(5): 2327.
- [17] J. K. Butler and D. Botez, *IEEE J. Quantum Electron*, 1982, **18**(6): 952
- [18] D. D. Cook and F. R. Nash, *J. Appl Phys* , 1975, **46**(4): 1660
- [19] 方俊鑫, “光波导技术物理基础”, 上海交通大学出版社, 1987.

Transverse-Mode Control of Buried-Structure Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers With Trapezoid Section

Zhang Yusheng, Zhao Yi-Guang and Chen Weixi

*Department of Physics, Peking University, Beijing 100871, and
National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Beijing 100083)*

Received 22 November 1996, revised manuscript received 14 March 1997

Abstract Using a method for finding self-consistent solutions of the optical field, carrier diffusion, and mode coupling equations, we have studied the transverse-mode control of buried-structure vertical-cavity surface-emitting lasers with trapezoid section. The influence of the slope angle of the confining region, the radius of the active region, and injected current on the radiation losses of the fundamental mode and the first-order mode have been investigated. The results show that the radiation loss of the first-order mode is always larger than that of the fundamental mode, so that the high-order transverse mode can be suppressed very well in this laser. Increasing the slope angle of the confining region is in favour of single fundamental mode operation. However, the radiation loss of the fundamental mode also increases with the slope angle, giving rise to a large threshold current. For a given radius of the active region, we have calculated an injected current range of single mode operation for different slope angles. Thus, the best slope angle of the confining region for single mode operation can be obtained in a given injected current range.

PACC: 4255P, 7340L