

分布反馈式半导体激光器耦合 系数计算与垂向结构设计

罗毅 蒲锐 彭吉虎

(清华大学电子工程系 集成光电子学国家重点实验室 北京 100084)

摘要 本文推导出增益耦合型分布反馈式(DFB)半导体激光器 TE、TM 模耦合系数 κ 的计算公式. 分析了 DFB 激光器的横模, 讨论了 κ 与 DFB 激光器横模、光栅级数、占空比及吸收光栅层厚的关系. 最后得出含吸收光栅的 GaAlAs/GaAs 增益耦合型 DFB 激光器在采用三级光栅时的优化设计结果为: 占空比 0.16, 吸收层厚 50nm.

EEACC: 4320J

1 引言

分布反馈式(DFB)半导体激光器是大容量、长距离光纤通信中不可替代的光源. 随着光电子技术的发展, DFB 半导体激光器在光测量、光存贮等领域也越来越得到广泛的重视.

耦合系数 κ 是 DFB 激光器中一个至关重要的参数^[1], κ 从物理意义上讲反映了两反相传输波耦合的强弱, 所起的作用类似于 F-P 腔激光器的端面反射率, 它直接影响到器件的性能, 如阈值增益、单模特性等. DFB 激光器两种反馈机理(即增益耦合和折射率耦合)的区别表现在耦合系数 κ 上即耦合系数 κ 为实数或复数. 无论是折射率耦合还是增益耦合都要求选取适当的耦合系数. 耦合系数过小, 激光器的谐振腔损耗增大, 使得阈值增益上升. 而过大的折射率耦合系数又使得激光器的激射特性极易受空间烧孔的影响^[2].

以往报道的 DFB 激光器均为折射率耦合型, 有关 κ 的计算也仅考虑折射率耦合^[3,4]. 而近年来, 增益耦合型 DFB 半导体激光器的研究取得了突破性进展^[5], 客观上要求开发一种能够计算增益耦合系数的方法. 本文在国内首次给出了考虑增益耦合时 κ 的计算方法及结果以指导器件制作. 就作者的了解范围而言, 如此系统地给出含增益耦合的耦合系数计算方法的报道在国际上也不多见.

此外, TE、TM 模同时激射是 DFB 激光器中的常见问题. 因为在介质波导中 TE、TM 基模的有效折射率相差甚微(小于1%), 对于同一光栅周期, TE、TM 基模都能产生较强的耦

罗毅 男, 1960年生, 教授, 从事半导体光电子学方面的研究

蒲锐 女, 1969年生, 硕士生, 研究方向为增益耦合型 DFB 半导体激光器/电吸收型调制器单片光子集成器件
1993年11月28日收到初稿, 1994年2月23日收到修改稿

合. 为此, 本文也分别给出了 TE、TM 模 κ 的计算方法和结果, 以寻找 TE 模单独激射的条件.

对于内含吸收光栅的增益耦合型 DFB 激光器耦合系数 κ 、模式增益 $\Gamma_{act}g$ 、模式损耗 $\Gamma_{abs}\alpha$ (其中 Γ_{act} 、 Γ_{abs} 分别为有源层和吸收层光限制因子, g 、 α 分别为有源层的增益系数和吸收层的吸收系数) 是决定激光器工作特性的重要参数, 这些参数与激光器的垂向构造有着密切的关系. 这是由于计算上述参数时场的垂向分布的计算是不可缺少的. 以往在计算折射率耦合系数时多选用较实际构造简单得多的模型^[3,4], 而引入吸收光栅层的增益耦合型 DFB 半导体激光器垂向结构相对复杂, 因此仍采用原来的模型将会给计算带来很大的误差. 本文在计算方法上的特点在于选用了十分接近于实际器件的模型, 从而大大提高了计算精度. 选用接近实际的计算模型也为同时进行激光器的横向结构设计提供了方便, 为获得适当的 κ 、 $\Gamma_{act}g$ 和尽可能小的 $\Gamma_{abs}\alpha$, 而对器件的垂向结构设计进行探索也是本文目的之一.

2 耦合系数 κ 的计算方法

计算中采用的 DFB 激光器模型及坐标系如图 1 所示, 此结构与实际器件十分接近^[6]. 则 TE 模满足波动方程:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k_0^2 \tilde{n}^2(x, z) E_y = 0 \quad (1)$$

其中 E_y 为电场 y 向分量, k_0 为自由空间传播常数, $\tilde{n}^2(x, z)$ 为复介电常数, 且:

$$\tilde{n}^2(x, z) = n^2(x, z) - i\alpha(x, z)/\kappa_0 \quad (2)$$

其中 $\tilde{n}^2(x, z)$ 为波导折射率, $\alpha(x, z)$ 为电场吸收系数 (当 α 为负值时则表示增益系数), i 为单位虚数.

考虑如下情况, 波导本征传播常数 β_0 满足: $\beta_0 = m\pi/\Lambda$ (3)

其中 Λ 为光栅周期, m 为光栅级数. 可仅考虑 m 阶背向 Bragg 散射, 将场按横向模式展开, 则场解有如下形式:

$$E_y(x, z) = \sum_j [R_j(z)\exp(i\beta_0 z) + S_j(z)\exp(-i\beta_0 z)] E_j(x) \quad (4)$$

其中 j 为横模级数. 并将复介电常数 $\tilde{n}^2(x, z)$ 按光栅周期傅里叶展开为:

$$\tilde{n}^2(x, z) = \sum_q \tilde{A}_q(x) \exp(i2\pi qz/\Lambda) \quad (5)$$

其中

$$\tilde{A}_q(x) = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \tilde{n}^2(x, z) \exp(i2\pi qz/\Lambda) dz \quad (6)$$

$\tilde{A}_0(x)$ 则表示复介电常数 z 向平均值, 令:

$$\tilde{A}_0(x) = n_0^2(x) - i\alpha_0(x)/\kappa_0 \quad (7)$$

将式(4)(5)代入(1), 得到:

$$\frac{d^2 E_j(x)}{dx^2} + [k_0^2 n_0^2(x) - \beta_j^2] E_j(x) = 0 \quad (8)$$

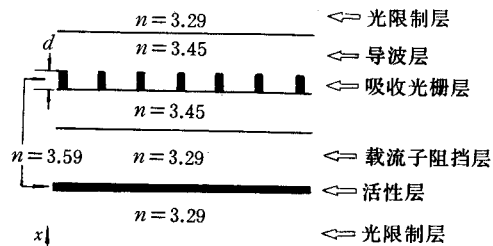


图 1 内含吸收光栅的增益耦合型 DFB 激光器结构示意图

$$\sum_j \{2i\beta_0 R'_j E_j(x) + [\beta_j^2 - \beta_0^2 - ik_0 n_0(x) \alpha_0(x)] R_j E_j(x) + k_0^2 \tilde{A}_m S_j E_j(x)\} = 0 \quad (9)$$

$$\sum_j \{-2i\beta_0 R'_j E_j(x) + [\beta_j^2 - \beta_0^2 - ik_0 n_0(x) \alpha_0(x)] S_j E_j(x) + k_0^2 \tilde{A}_m R_j E_j(x)\} = 0 \quad (10)$$

由于 $R(z), S(z)$ 相对于 $\exp(i\beta_0 z)$ 为 z 的慢变函数, 其二阶导数可忽略. 且过程中用到 $\exp(-i\beta_0 z) \exp(i2\pi m/\Lambda) = \exp(i\beta_0 z)$ 和 $\tilde{A}_m = \tilde{A}_m^*$.

方程(8)可按通常多层平板波导求解, 具体过程下一节介绍.

求解方程(9)(10). 方程两端同乘 $E_0^*(x)$, 并积分. 因为 $E_0(x)$ 是方程(7)的本征解, 即波导本征模对应本征传播常数 β , 所以具有正交性:

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_j(x) E_k^*(x) dx = 0 \quad (j \neq k) \quad (11)$$

则得到耦合波方程:

$$R' + (-\bar{\alpha} - i\delta)R = i\kappa_m^* S \quad (12)$$

$$-S' + (-\bar{\alpha} - i\delta)S = i\kappa_m R \quad (13)$$

其中:

$$\delta = \beta - \beta_0 \quad (14)$$

$$\bar{\alpha} = \frac{k_0}{\beta_0 p} \int_{-\infty}^{\infty} n_0(x) \alpha_0(x) E_0(x) E_0^*(x) dx \quad (15)$$

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x) E_0^*(x) dx \quad (16)$$

$$\kappa_m = \frac{k_0^2}{2\beta_0 p} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_m(x) E_0(x) E_0^*(x) dx \quad (17)$$

这样得到耦合系数 κ 的计算公式(17). 由(17)式可以看出耦合系数 κ_m 与波导模式横向场分布及光栅级数 m 有关. 利用此式可求得复耦合系数, 其中 κ 实部为折射率耦合系数, 虚部为增益耦合系数.

对于 TM 模, 磁场 y 向分量 H_y 满足波动方程^[4]:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\tilde{n}^2(x, z)} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\tilde{n}^2(x, z)} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + k_0^2 H_y = 0 \quad (18)$$

推导过程类似于 TE 模, 可得耦合系数 κ 的计算公式:

$$\kappa_m = \frac{k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_m(x) H_0(x) H_0^*(x) dx - \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_m(x) \left[\frac{dH_y}{dx} \right] \left[\frac{dH_y}{dx} \right]^* dx}{2\beta_0 \int_{-\infty}^{\infty} A_0(x) H_0(x) H_0^*(x) dx} \quad (19)$$

其中

$$\tilde{A}_m(x) = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \frac{1}{\tilde{n}^2(x, z)} \exp(-i2\pi qz/\Lambda) dz \quad (20)$$

3 横模的计算方法

分析激光器横模即计算纵向传播常数和横向光场分布, 是计算耦合系数和模式增益、模

式损耗的基础,同时也为半导体激光器单横模设计提供了条件.我们采用多层平板波导模型.光栅部分的折射率仅考虑 z 方向平均值,即 z 向傅里叶展开的零阶项:

$$n_0(x) = \frac{1}{\Lambda} \int_{-1/\Lambda}^{1/\Lambda} n(x, z) dx \quad (21)$$

这样在计算横向场分布时,可仅考虑折射率 x 方向分布所起的作用,而 z 向分布仅为一种在光栅周期内的平均效果.另外激光器 z 向尺寸($\sim 100\mu\text{m}$)较 y 向尺寸($\sim 1\mu\text{m}$)大得多, y 向尺寸又较 x 向尺寸($\sim 0.1\mu\text{m}$)大得多,可近似认为光场为沿 z 向传播的平面波,且横向光场分布沿 y 向均匀,只是 x 的函数.

3.1 TE 模的计算

令多层平板波导第 i 层折射率为 n_i ,且波导共分为 $N+1$ 层,第0层与第 N 层均为阻挡层.则 j 阶TE横模电场 y 向量 E_j 在第 i 层波导内满足波动方程:

$$\frac{d^2 E_j(x)}{dx^2} + [k_0^2 n_i^2 - \beta_j^2] E_j(x) = 0 \quad (22)$$

其中 β 为波导纵向传播常数, k_0 为自由空间传播常数.

$$\text{方程(22)的通解形式为: } E_j = A_i \exp(k_i x) + B_i \exp(-k_i x) \quad (23)$$

$$\text{其中 } k_i = (\beta_j^2 - k_0^2 n_i^2)^{1/2} \quad (24)$$

各层交界处应满足边界条件:

$$A_{i+1} \exp(k_{i+1} t_i) + B_{i+1} \exp(-k_{i+1} t_i) = A_i \exp(k_i t_i) + B_i \exp(-k_i t_i) \quad (25)$$

$$A_{i+1} k_{i+1} \exp(k_{i+1} t_i) - B_{i+1} k_{i+1} \exp(-k_{i+1} t_i) = A_i k_i \exp(k_i t_i) - B_i k_i \exp(-k_i t_i) \quad (26)$$

考虑到导波模式在阻挡层(第0层和第 N 层)应为衰减场,所以:

$$B(0) = 0 \quad (27)$$

$$A(N) = 0 \quad (28)$$

不失一般性令 $A(0) = 1$,且由(27)知 $B(0) = 0$,根据(25)(26)递推关系得到 $A(N)$ 、 $B(N)$,数值求解 β_j 使 $A(N)$ 满足(28).

求得 β_j 后,代入(23),可得横向光场分布.

图2给出图1所示激光器结构TE模的横向电场分布.该结构有两个导波模式,活性层和吸收层由于有较大的折射率,所以导波模式的峰值位置均在这两层.可以看出高阶模式在吸收层有很强光场分布,而在活性层分布较弱,这将带来很大的模式损耗和较小的模式增益,所以高阶模不会激射,该结构应为单横模工作.

3.2 TM 模的计算

对于TM模式在第 i 层波导内, j 阶TM横模磁场 y 向量 $H_j(x)$ 满足波动方程:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n_i^2} \frac{\partial H_j}{\partial x} \right) + \left(k_0^2 - \frac{\beta_j^2}{n_i^2} \right) H_j = 0 \quad (29)$$

由于各层内 n_i 可视为常数,式(29)可化为与式(22)相同的形式:

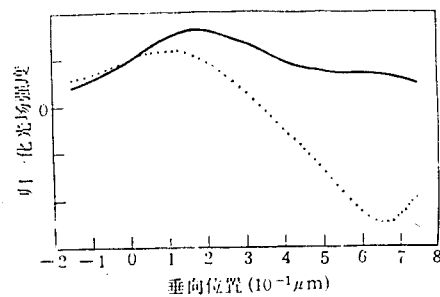


图2 TE模横向场分布
——TE1模……TE2模

$$\frac{d^2 H_j(x)}{dx^2} + [k_0^2 n_i^2 - \beta_j^2] H_j(x) = 0 \quad (30)$$

此方程有通解形式: $H_j = A_i \exp(k_i x) + B_i \exp(-k_i x)$ (31)

其中 $k_i = (\beta_j^2 - k_0^2 n_i^2)^{1/2}$ (32)

且需满足边界条件:

$$A_{i+1} \exp(k_{i+1} t_i) + B_{i+1} \exp(-k_{i+1} t_i) = A_i \exp(k_i t_i) + B_i \exp(-k_i t_i) \quad (33)$$

$$\frac{1}{n_i^2} [A_{i+1} k_{i+1} \exp(k_{i+1} t_i) - B_{i+1} k_{i+1} \exp(-k_{i+1} t_i)] = \frac{1}{n_{i+1}^2} [A_i k_i \exp(k_i t_i) - B_i k_i \exp(-k_i t_i)] \quad (34)$$

及 $B(0) = 0$ (35)

$$A(N) = 0 \quad (36)$$

采用与求解 TE 模相同的方法可解得 β_j 和 $H_j(x)$.

图 3 给出了图 1 所示结构 TE、TM 基模归一化场分布图. 其中 TE 模用实线表示, TM 模用虚线表示. 其有效折射率分别为 3.38 和 3.37. 可以看出其场分布相差甚微, 模式增益和损耗会很接近.

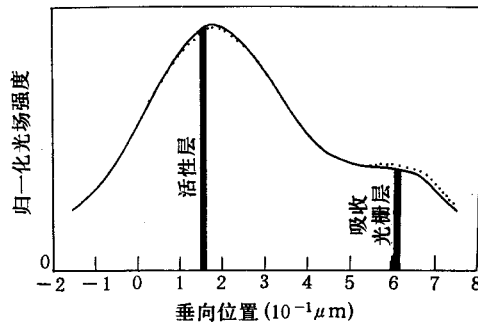


图 3 TE、TM 模基模横向场分布
— TE 模……TM 模

4 计算结果及讨论

我们计算耦合系数 κ , 目的在于合理地设计光栅形状. 设计时考虑的因素有: 归一化增益耦合系数, 模式损耗和模式增益. 为获得增益耦合型 DFB 激光器的优异特性, 归一化增益耦合系数 $\kappa_g L$ 需达到 0.5^[5]. 此外当采用吸收光栅时为降低阈值应引入尽量小的模式损耗和尽量大的模式增益.

本计算中使用的用量子阱 DFB 激光器模型如图 1 所示. 图 1 中的光栅为吸收型光栅 (loss grating), 所以该激光器中含有增益耦合. 这里给出的光栅形状虽然是矩形, 但在计算中可以计算任意形状的光栅, 计算方法即为将光栅处细分为多层, 每一层的光栅用矩形来近似, 当光栅分层很多时, 与实际构造的误差是可以忽略不计的.

首先我们讨论图 4: TE 基模的归一化增益耦合系数 $\kappa_g L$ 与矩形吸收光栅占空比的关系. 图中三条曲线分别对应一、二、三级光栅. 为引入较小的平均吸收 (模式损耗), 我们希望采用较小的占空比. 由图 4 可以看出当占空比较小时各级光栅 $\kappa_g L$ 相差不多. 且占空比为 0.16 时, 即使是三级光栅的 $\kappa_g L$ 也能达到 0.5. 短波长半导体激光器不可能用一般的方

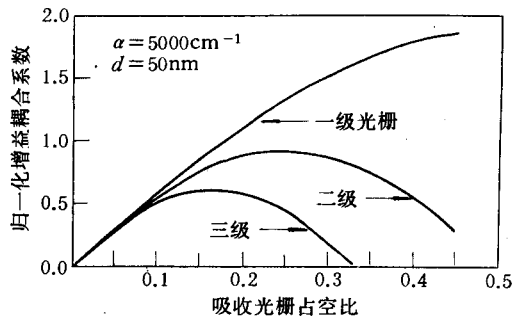


图 4 归一化耦合系数与矩形光栅占空比的关系

法制备一级光栅,制备二级光栅时形状的可控性较差,而制备三级光栅较容易且可控性也较好.这样选择三级光栅的优越性就显而易见了.以下计算均采用三级光栅.

图 5 给出归一化增益耦合系数 $\kappa_g L$ 与吸收层厚 d 的关系,其中实线为 TE 模 $\kappa_g L$,虚线为 TM 模.两组曲线分别对应吸收系数 $\alpha=2500\text{cm}^{-1}$, 5000cm^{-1} .可以看出 TE 模 $\kappa_g L$ 始终大于 TM 模,因而该结构 TE 模将激励.当 $\alpha=2500\text{cm}^{-1}$ 时,为得到 $\kappa_g L=0.5$,光栅层厚需 60 nm.而当 $\alpha=5000\text{cm}^{-1}$ 时光栅层厚只需 45 nm.

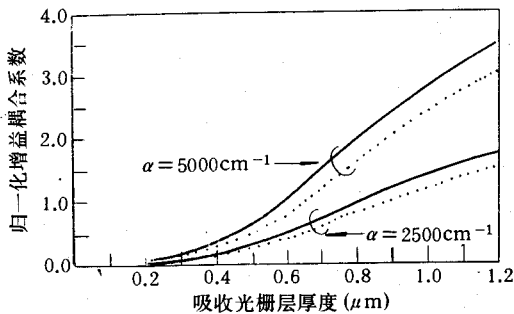


图 5 归一化耦合系数与光栅层厚的关系
— TE 模……TM 模

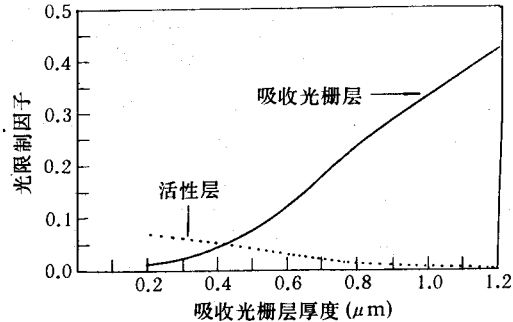


图 6 活性层及吸收层光限制因子与光栅层厚的关系

但是,当吸收光栅层厚度增加时会带来另外一些问题.如图 6 所示,活性层的光限制因子随吸收层厚单调减少,而吸收层光限制因子单调增加.特别是在层厚为 50 nm 附近变化尤为显著.那么当吸收光栅层厚度增加时激光器的模式增益 $\Gamma_{act}g$ 将显著减少,而由吸收光栅引入的模式损耗 $\Gamma_{abs}\alpha$ 将显著增加.所以出于阈值方面的考虑,增益耦合型 DFB 激光器吸收层的厚度在 50 nm 时为宜.

5 结论

我们开发出了可以计算多层波导结构、任意形状光栅、TE、TM 模增益耦合系数和折射率耦合系数的计算程序.分析了 DFB 激光器的横模,计算了含增益耦合的耦合系数,并讨论了增益耦合系数 $\kappa_g L$ 与光栅占空比、吸收系数及吸收层厚的关系.最后得到最佳结构为:采用三级光栅、吸收层厚 50nm、占空比 0.16.此时归一化增益耦合系数 $\kappa_g L$ 可大于 0.5.

致谢 作者特别感谢日本东京大学电子工学科多田邦雄教授、中野义昭副教授给与的指导.

参 考 文 献

- [1] H. Kogelnik and C. Shank, J. Appl. Phys., 1972, 43:2327.
- [2] H. Soda *et al.*, IEEE J. Quantum. Electron., 1987, 23:804.
- [3] W. Streifer *et al.*, IEEE J. Quantum. Electron., 1976, 12:74.
- [4] W. Streifer *et al.*, IEEE J. Quantum. Electron., 1977, 13:134.

- [5] Y. Luo *et al.* , IEEE J. Quantum. Electron. ,1991, **27**:1724.
[6] H. L. Cao *et al.* , IEEE Photonics Technol. Lett. ,1992, **4**:1099.

Analysis of Coupling Coefficients and Transverse Structure of DFB Semiconductor Lasers with Gain Coupling Mechanism

Luo Yi, Pu Rui and Peng Jihu

(National Integrated Optoelectronics Laboratory

Department of Electronic Engineering

Tsinghua University, Beijing, 100084)

Received 28 November 1993, revised manuscript received 23 February 1994

Abstract A method for calculating coupling coefficients including gain coupling part of DFB lasers is developed. The results considering both TE-and TM-mode are given. For high performance, the transverse structure of the gain-coupled DFB semiconductor laser with loss gratings is analyzed. Considering the coupling coefficients, the modal gain and loss of the gain coupled DFB laser with loss gratings, the optimized structural parameters are presented.

EEACC: 4320J