

文章编号: 0258-7025(2001)10-0885-05

三相移分布反馈激光器的静态及动态特性分析

卓均飞¹ 鲍吉龙² 沈丹勋¹

(¹ 浙江大学西溪校区计算机中心 杭州 310028; ² 河海大学计算机及信息工程学院 常州 213022)

提要 提出了一种新的分布反馈(DFB)激光器的传输矩阵(TMM)分析方法——向量法,并建立了一个新的小信号分析模型。利用向量法及小信号分析模型,考虑了空间烧孔(SHB)及非线性增益的因素,分析了三相移分布反馈激光器(3PS-DFB)的静态及动态特性,得出不同电流注入情况下的载流子密度及光子密度的轴向分布。此分析方法亦可用于其他 DFB 结构的分析。

关键词 分布反馈激光器,耦合波方程,速率方程,向量处理

中图分类号 TN 248.4 **文献标识码** A

Static and Dynamic Analysis of Three Phase Shift Distributed Feedback Laser Diodes

ZHUO Jun-Fei¹ BAO Ji-Long² SHEN Dan-xun¹

(¹ The Computer Center of Xixi Branch, Zhejiang University, Hangzhou 310012)
(² Changzhou Branch, Hohai University, Changzhou 213022)

Abstract Using transfer matrix method with rate equations and coupling wave theory, a static and dynamic analysis of 3PS-DFB diodes is presented. With vector processing rather than NR algorithm, the carrier density and photon density distribution biased at different injection current density are obtained.

Key words distributed feedback laser, coupling mode equation, rate equation, vector processing

1 引言

随着光通信技术的发展,具有分布反馈(DFB)结构的激光器也将成为高速大容量光通信系统中必不可少的器件。然而 DFB 激光器的单模稳定性随着偏置电流的增加而变差。这是由于随着注入电流的增加,光子密度沿轴向变化增大,引起载流子变化增大,从而造成有效折射率随腔轴方向而变化,这样就影响腔内相位特性,出现多模振荡及跳模等现象。近来的研究表明,在高于阈值电流注入的 DFB 特性分析中,空间烧孔(SHB)及非线性增益是分析中不可忽略的因素^[1]。

传输矩阵(TMM)模型是分析 DFB 激光器的非线性效应的一种有效方法^[2],结合牛顿-拉斐森法(NR),

它可用于各种 DFB 结构激光器的非线性分析。本文用“向量法”代替 NR 法对三相移 DFB 激光器(3PS-DFB)进行静态分析。在动态分析中,我们利用静态解的小信号近似,推出了一个新的分析 DFB 结构的小信号模型并利用向量法给出了 3PS-DFB 调幅响应特性。

2 理论模型

DFB 激光器中的光场可以由下式来描述

$$E(z, t) = R(z, t) \exp(\omega t - j\beta_0 z) + S(z, t) \exp(\omega t - j\beta_0 z) \quad (1)$$

其中 z 是沿腔轴方向, $R(z, t)$, $S(z, t)$ 满足动态耦合波方程式^[3]

$$\frac{1}{v_g} \frac{\partial R(z, t)}{\partial t} - \frac{\partial R(z, t)}{\partial z} + [\alpha(z, t) - j\delta(z, t)]R(z, t) = j\kappa S(z, t) e^{-j\beta_0 z} \quad (2a)$$

$$\frac{1}{v_g} \frac{\partial \mathcal{S}(z, t)}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{S}(z, t)}{\partial z} + [\alpha(z, t) - j\delta(z, t)] \mathcal{S}(z, t) = j\kappa R(z, t) e^{j\phi_0} \quad (2b)$$

ϕ_0 代表光栅相位, $\delta(z, t)$ 为归一化频率系数, $\alpha(z, t)$ 为增益系数, κ 为耦合系数

$$\delta(z, t) = \frac{2\pi n_{\text{eff}}(z, t)}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (3)$$

这里 λ 为振荡波长, $n_{\text{eff}}(z, t)$ 为有效折射率, 它与载流子浓度 $N(z, t)$ 存在下列关系

$$n_{\text{eff}}(z, t) = n_0 + \xi \frac{dn}{dN} [N(z, t) - N_{\text{th}}] \quad (4)$$

其中 N_{th} 为阈值条件下的载流子浓度, ξ 代表模式限制因子, n_0 为阈值时的有效折射率, 并且有下式成立

$$N_{\text{th}} = \frac{2\bar{\alpha} + \alpha_{\text{loss}}}{\xi A_0} - N_G \quad (5)$$

N_G 为腔内透明时的载流子浓度, α 为整个腔长平均增益, $\bar{\alpha} = \int_0^L \alpha(z) dz \cdot L^{-1}$, $\alpha(z)$ 具有下述形式

$$\alpha(z) = \frac{\xi A_0 [N(z) - N_G] - \alpha_{\text{loss}}}{2} \quad (6)$$

载流子浓度满足速率方程, 即

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = \frac{J(z, t)}{eV} - \frac{N(z, t)}{\tau_s} - N(z, t)^2 B - N(z, t)^3 C - \frac{\xi A_0 [N(z, t) - N_G]}{[1 + \epsilon P(z, t)]} P(z, t) v_g \quad (7)$$

这里 $J(z, t)$ 为注入电流密度, V 为有源区体积, τ_s 为载流子寿命, v_g 为腔内光群速度, A_0 为微分增益, B 为

$$- \frac{\partial R_0(z)}{\partial z} + [\alpha(z) - j\delta(z)] R_0(z) = j\kappa S_0(z) e^{-j\phi_0} \quad (10a)$$

$$\frac{\partial S_0(z)}{\partial z} + [\alpha(z) - j\delta(z)] S_0(z) = j\kappa R_0(z) e^{j\phi_0} \quad (10b)$$

$$\frac{J_0(z)}{eV} - \frac{N_0(z)}{\tau_s} - N_0(z)^2 B - N_0(z)^3 C - \frac{\xi A_0 [N_0(z) - N_G]}{[1 + \epsilon P_0(z)]} P_0(z) v_g = 0 \quad (11)$$

把(2)(7)式在静态解 $\{N_0(z), P_0(z), R_0(z), S_0(z)\}$ 附近展开, 可以得到动态小信号情况下的新一组方程

$$- \frac{\partial R_1(z)}{\partial z} + [\alpha(z) - j\delta(z) + i\Omega/v_g] R_1(z) = j\kappa S_1(z) e^{-j\phi_0} \quad (12a)$$

$$\frac{\partial S_1(z)}{\partial z} + [\alpha(z) - j\delta(z) + i\Omega/v_g] S_1(z) = j\kappa R_1(z) e^{j\phi_0} \quad (12b)$$

$$\frac{i\Omega}{v_g} N_1(z) = \frac{J_1(z)}{eV} - \left[\frac{1}{\tau} + 2BN_0(z) + 3CN_0^2(z) + \frac{\xi A_0 P_0(z)}{1 - \epsilon P_0(z)} \right] N_1(z) + \left\{ \frac{\xi A_0 [N_0(z) - N_G]}{[-1 + \epsilon P_0(z)]^2} \right\} P_1(z) \quad (13)$$

其中(13)式是对载流子速率方程(7)在静态解附近进行 Taylor 展开并忽略二阶以上的项得到。边界条件为

$$R(0, t) = r_1 S(0, t) \quad (14a)$$

$$S(L, t) = r_2 R(L, t) \quad (14b)$$

其中 r_1, r_2 分别为左右边界反射率。这里设左边界为 z

辐射复合因子, C 为俄歇复合因子, ϵ 为非线性增益压缩系数。其中(7)式中的光子密度 $P(z, t)$ 与 $R(z, t), S(z, t)$ 有关

$$P(z, t) = \frac{2\epsilon_0 n_{\text{eff}}(z, t)^2}{h\nu} |E(z, t)|^2 = \frac{2\epsilon_0 n_{\text{eff}}(z, t)^2}{h\nu} (|R(z, t)|^2 + |S(z, t)|^2) \quad (8)$$

式中 $h\nu$ 代表光子能量。在小信号正弦调制情况下, 对于 $J(z, t), N(z, t), P(z, t), R(z, t)$ 和 $S(z, t)$, 假设下述关系成立

$$J(z, t) = J_0(z) + J_1(z) e^{i\Omega t} \quad (9a)$$

$$N(z, t) = N_0(z) + N_1(z) e^{i\Omega t} \quad (9b)$$

$$P(z, t) = P_0(z) + P_1(z) e^{i\Omega t} \quad (9c)$$

$$R(z, t) = R_0(z) + R_1(z) e^{i\Omega t} \quad (9d)$$

$$S(z, t) = S_0(z) + S_1(z) e^{i\Omega t} \quad (9e)$$

其中, $J_0(z), N_0(z), P_0(z), R_0(z)$ 和 $S_0(z)$ 是静态解, 并且有 $J_0(z) \gg J_1(z), N_0(z) \gg N_1(z), P_0(z) \gg P_1(z), |R_0(z)| \gg |R_1(z)|$ 和 $|S_0(z)| \gg |S_1(z)|$ 成立。把上述方程组代入动态耦合模方程及载流子速率方程式, 可以分别得出静态及动态小信号情况下关于 $\{N_1(z), P_1(z), R_1(z), S_1(z)\}$ 和 $\{N_1(z), P_1(z), R_1(z), S_1(z)\}$ 一组新的方程。在静态情况下, 令(2)(7)式中关于时间的微分项为零。这样可以得到静态解满足的一组由耦合波方程和速率方程构成的微分方程组。即

坐标零点 ($z = 0$)

3 数值模拟

3.1 静态情况下 $\{N_0(z), P_0(z), R_0(z), S_0(z)\}$ 的解

根据 TMM 理论模型^[2],把激光器分为很多小的部分,并设在某个小的部分中光子密度、载流子密度是与 z 无关的,如图 1 所示。这样在任意部分 m 中,其载流子密度 $N(m)$,光子密度 $P(m)$ 及传输常数 $\alpha(m) - j\delta(m)$ 只与 m 的左边界的场有关。在激光器左边界及右边界的场 $\{R(0), S(0)\}$ 及 $\{R(n), S(n)\}$ 应满足边界条件(14)。

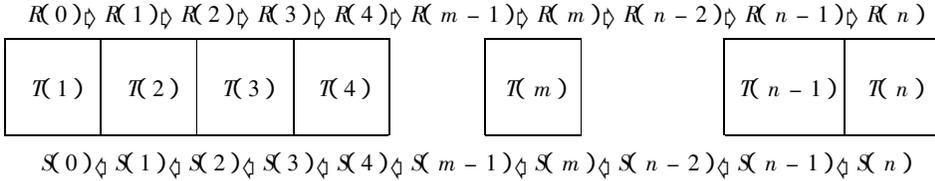


图 1 TMM 法图示

Fig. 1 Scheme of transfer matrix method for DFB laser

T 矩阵表述为

$$T_{11} = \left[\cosh(\gamma l) + \frac{\alpha l - j\delta l}{\gamma l} \sinh(\gamma l) \right] \quad (16a)$$

$$T_{12} = -\frac{j\kappa l}{\gamma l} \sinh(\gamma l) e^{-j\Omega} \quad (16b)$$

$$T_{21} = \frac{j\kappa l}{\gamma l} \sinh(\gamma l) e^{j\Omega} \quad (16c)$$

$$T_{22} = \left[\cosh(\gamma l) - \frac{\alpha l - j\delta l}{\gamma l} \sinh(\gamma l) \right] \quad (16d)$$

其中 $\gamma = \sqrt{(\alpha - j\delta)^2 + \kappa^2}$, l 为每个小部分的长度。这样求振荡的模式就可以通过求上述系统的本征解来得

$$\overline{X(L)} = \begin{bmatrix} S_{1,s}(L) - rR_{1,s}(L) & S_{1,z}(L) - rR_{1,z}(L) & \dots & S_{1,N-1}(L) - rR_{1,N-1}(L) & S_{1,N}(L) - rR_{1,N}(L) \\ S_{1,z}(L) - rR_{1,z}(L) & S_{2,z}(L) - rR_{2,z}(L) & \dots & S_{2,N-1}(L) - rR_{2,N-1}(L) & S_{2,N}(L) - rR_{2,N}(L) \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_{M-1,s}(L) - rR_{M-1,s}(L) & S_{M-1,z}(L) - rR_{M-1,z}(L) & \dots & S_{M-1,N-1}(L) - rR_{M-1,N-1}(L) & S_{M-1,N}(L) - rR_{M-1,N}(L) \\ S_{M,s}(L) - rR_{M,s}(L) & S_{M,z}(L) - rR_{M,z}(L) & \dots & S_{M,N-1}(L) - rR_{M,N-1}(L) & S_{M,N}(L) - rR_{M,N}(L) \end{bmatrix} \quad (19)$$

其最小值即是满足振荡条件的本征根。为了保证一定的精度,可以不断用(17)(18)的结果来缩小波长及电流范围以达到我们所要求的精度。

然后进行高于阈值情况下的静态分析,基于阈值分析的方法,利用阈值分析的结果得出 J_{th} 及 N_{th} ,可以构造出一对波长向量及 $z = 0$ 处的光子密度向量

$$\overline{\lambda} = [\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{M-1} \lambda_M] \quad (20a)$$

$$\overline{P(0)} = [P_s(0) P_z(0) \dots P_{N-1}(0) P_N(0)]^T \quad (20b)$$

此时由于 SHB 及非线性增益的影响,此系统为非线性态分析的结果 $\{N(z) P(z) R(z) S(z)\}$ 及稳态情况下所应用的向量法,来求出小信号情况下的

对于 m 部分,由于光子及载流子是不变的,则可由耦合波方程(2)式得出解析解

$$\begin{bmatrix} R(m) \\ S(m) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R(m-1) \\ S(m-1) \end{bmatrix} = \mathcal{T}(m) \begin{bmatrix} R(m-1) \\ S(m-1) \end{bmatrix} \quad (15)$$

到。本文通过向量法求解系统的本征解,具体步骤如下:

首先进行阈值分析,在阈值条件下,激光器处于自发辐射状态,忽略速率方程中受激辐射项,分别构造波长及电流向量

$$\overline{\lambda} = [\lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{M-1} \lambda_M] \quad (17)$$

$$\overline{J} = [J_1 J_2 \dots J_{N-1} J_N]^T \quad (18)$$

在阈值偏置的条件下,上述系统可视为线性系统。把这两个向量及任一符合初值条件的 $R(0)$ 及 $S(0)$ 代入系统求出矩阵

系统。我们可得出高于阈值时相应的矩阵来找出系统的本征根。需要特别指出的是,在我们的方法中,没有在这一步采用自适应法使每一步的光子及载流子保持自洽(这方法需要大量的运算时间),在开始时分隔的段数 n 取得略小一些,然后计算出光子及载流子的分布。增大 n 之后重复上一步骤,一直到光子及载流子的轴向分布趋于一致。这样就可以针对不同的结构、不同的注入电流有效地选取 n ,使模拟更加得到优化。

3.2 动态小信号响应

在动态小信号调制的情况下,可以利用前面静 $\{N(z) P(z) R(z) S(z)\}$ 。这里用动态响应的(12)及(13)式代替在静态分析中所用的(10)及(11)式

并注意到(12)式与(10)式的传输系数上的不同之处,构成新的传输矩阵及输入向量并运用向量法求出正弦小信号情况下的解。

$\epsilon = 1.5 \times 10^{-17} \text{ cm}^3$, $\Delta = 0.235 \text{ } \mu\text{m}$ 结果见图3 图4所示。

4 3PS-DFB 稳态特性分析

用上述模型分析了图2所示的3PS-DFB激光器的阈值特性及在高于阈值条件下的静态及动态特性。图2所示3PS-DFB激光器的相移位置分别位于 $l/4, l/2, 3l/4$, 相移值均为 $\pi/3$, $\tau_s = 2.5 \text{ ns}$, $\xi = 0.3$, $v_g = 8.5 \times 10^7 \text{ m/s}$, $N_G = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\alpha_{\text{loss}} = 25 \text{ cm}^{-1}$, $A_0 = 2.7 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$, $B = 100 \text{ } \mu\text{m}^3/\text{s}$, $C = 20 \times 10^{-5} \text{ } \mu\text{m}^6/\text{s}$, $dn/dN = -1.7 \times 10^{-29} \text{ cm}^{-2}$, $n_0 = 3.3136$, $\mu = 40 \text{ cm}^{-1}$, $r_1 = 0$, $r_2 = 0$,

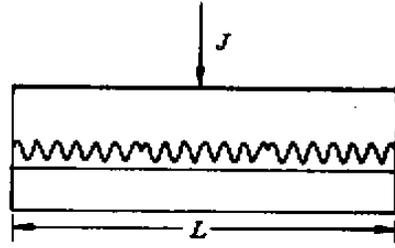


图2 3PS-DFB 激光器结构示意图
腔长 $l = 500 \text{ } \mu\text{m}$, 有源层厚度 $d = 0.12 \text{ } \mu\text{m}$,
有源层宽度 $w = 1.5 \text{ } \mu\text{m}$
Fig.2 Structure sketch of 3PS-DFB laser
cavity length $l = 500 \text{ } \mu\text{m}$, the active layer height
 $d = 0.12 \text{ } \mu\text{m}$ and the active width $w = 1.5 \text{ } \mu\text{m}$

当电流注入增加时相移点处载流子密度是极小

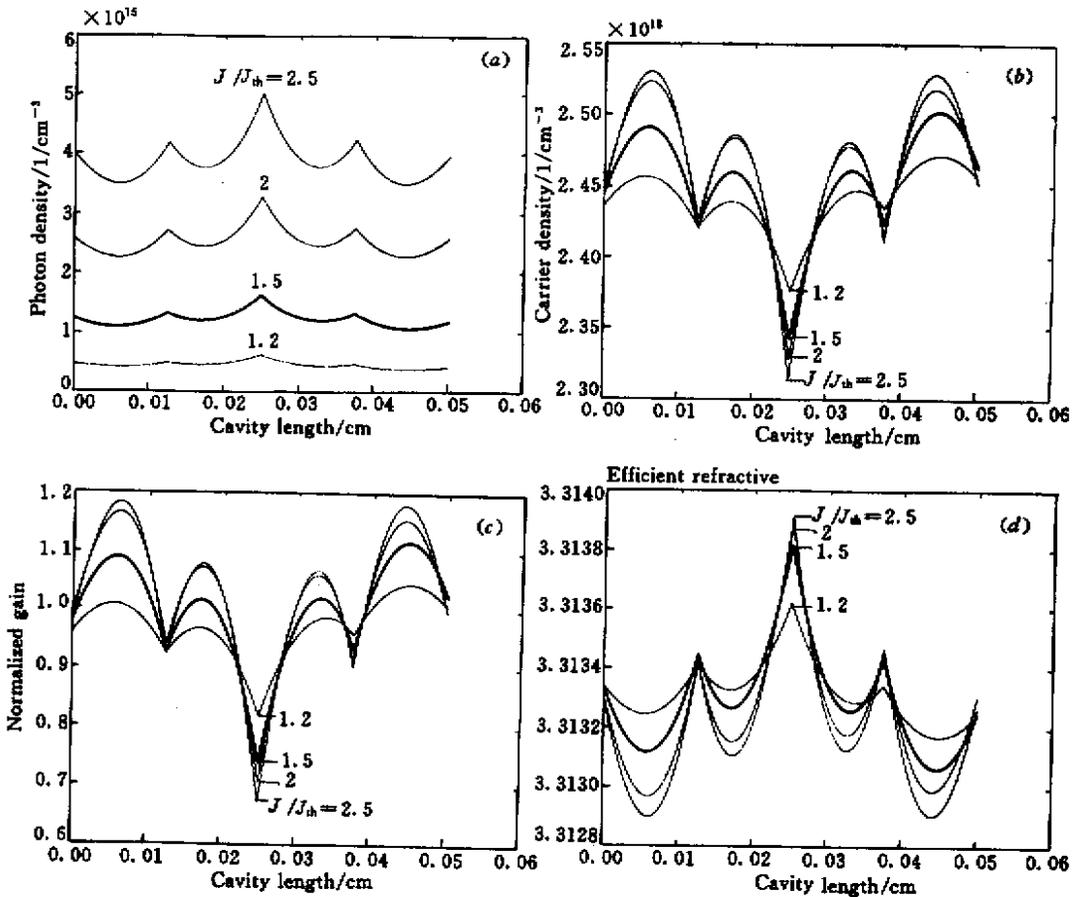


图3 在不同注入电流条件下,光子(a)载流子(b),归一化增益常数(c)及折射率(d)的轴向变化特性
Fig.3 Photon density(a), carrier density(b), normalized gain curves(c) and efficient refractivity(d) changes with cavity length in various injection current density

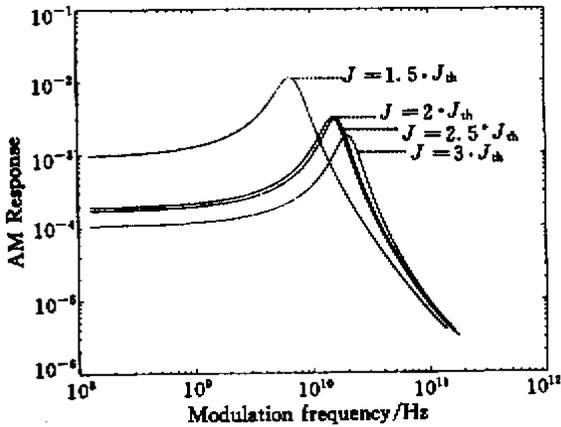


图4 在不同注入电流条件下,器件的调幅动态响应曲线
Fig.4 AM dynamic response curves of the device change with modulation frequency in various injection current density

值,如图3(b),这是由于在相移处光子密度变大而引起的,如图3(a),而且平均载流子密度及光子密度随电流增大而增大。当电流为 $J = 3J_{th}$,SHB的效应非常明显,如图3(d)。由于在三处位置引入了相移结构,因而,器件的空间分布均匀性比单一的四分之一波长DFB要好。从这一点说,器件的单模稳定性要高于四分之一波长相移DFB。3PS-DFB激光器尽管存在着SHB效应,但由于导入了3处相移结构,使光子及载流子的空间分布特性得到了改善,因而SHB效应得到了有效的抑制。图3(d)为3PS-DFB激光器在注入电流分别为 $1.5J_{th}$, $2J_{th}$, $2.5J_{th}$ 和 $3J_{th}$ 情况下的调幅响应。可以看出随着注入电流

的增加,器件的弛豫振荡频率逐渐加大(由 $J = 1.5J_{th}$ 处的5 GHz增加到 $J = 3J_{th}$ 处的20GHz)。而在弛豫振荡频率之内相应的调幅响应降低了一个数量级。这表明在这种DFB结构中调幅响应带宽及强度依赖于器件内载流子或光子密度分布。

5 结 论

提出了一种新的DFB激光器的TMM理论分析方法——向量法,并建立了一个新的小信号分析模型。用向量法结合此模型,分析了三相移DFB激光器动态及静态特性。向量法的优点在于可以同时求出多个模式的解。借助于向量法比较容易观察各模式的变化规律。同常用的NR法相比,它基于一种“并行”处理的思路,放弃了对Jacob行列式的解析求解,因而效率更高。向量法同样适合于其他DFB结构的激光器的分析。

参 考 文 献

- 1 P. Vankwikelberge, G. Morthier, R. Baets. CLADISS-a longitudinal multimode model for the analysis of the static, dynamic, and stochastic behavior of diode lasers with distributed feedback. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1990, **26**(10):1728 ~ 1741
- 2 K. Kikuchi, H. Tomofuji. Analysis of oscillation characteristics of separated-electrode DFB laser diodes. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1990, **26**(10):1717 ~ 1727
- 3 L. M. Zhang, J. E. Carroll. Large-signal dynamic model of the DFB laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(3):604 ~ 611