

分布反馈半导体激光器频率调制特性的速率方程分析

张建平 杨祥林

(东南大学电子工程系, 南京 210018)

提 要

本文引入描述分布反馈半导体激光器中光场纵向分布不均匀对其阈值条件影响的 α_p 和 δ_p 因子。建立了包含空间烧孔效应的速率方程模型, 并给出小信号强度、频率调制响应表达式。数值求解理想分布反馈半导体激光器的 $\alpha_{th}L$ 和 δL 随平均光子密度变化曲线及对应的 α_p 和 δ_p 因子。数值模拟表明, 空间烧孔对调制特性影响甚大, 频率调制相应与偏置电流有关, 为得到较宽的调制频带必须适当选择工作点。

关键词: 半导体激光器、光通信、应用光学。

一、引 言

近年在孤子光纤传输系统中用分布反馈半导体激光器产生超短光脉冲^[1]。因此对分布反馈半导体激光器的稳态和动态特性研究得到了广泛的注意。已有不少理论和实验的研究结果报道, 但相当一部分仅仅是沿用研究法布里-珀罗型半导体激光器的速率方程^[2,3]。实验结果表明, 由于分布反馈激光器波导层中非均匀光强引起的非均匀载流子分布, 即空间烧孔, 其动态、稳态特性与法布里-珀罗型激光器有很大的不同^[4]。文献[5]在研究频率调制响应时考虑到空间烧孔效应, 但所用的是唯象模型, 其物理意义不十分明确。Kinoshita 等人^[6]在研究瞬时频率啁啾特性时也考虑到空间烧孔的影响, 但亦没有考察其频率调制和强度调制特性。本文在小信号近似下提出了结合空间烧孔效应的速率方程模型; 导出小信号近似下的频率调制、强度调制和啁啾功率比的表达式; 最后给出数值计算的频率调制特性曲线, 并与已报道的实验结果进行了比较。

二、速率方程模型

法布里-珀罗型半导体激光器, 虽然存在空间烧孔, 由于其反馈损耗并未受影响, 因而动态响应保持不变^[5]。与此不同, 分布反馈半导体激光器中的空间烧孔显著地影响了稳态和动态特性。分布反射器对载流子密度十分敏感, 波导层光强非均匀引起的载流子非均匀使得折射率沿纵轴方向变化, 因此在激射后归一化阈值增益 $\alpha_{th}L$ 和归一化阈值 δL 随注入电流连续变化。已有人讨论了阈值条件变化引起的不稳定性问题^[7]。注入电流直接调制改变光强分布, 载流子分布即随之改变, 有源层等效折射率也作相应变化, 从而影响相位条件以及反馈损耗, 结果引起谐振频率的移动, 使之频率调制、光强调制特性偏离理想情况。

1. 建立小信号近似下的速率方程组

激光器腔中光子密度 $P(t)$ 及载流子密度 $N(t)$ 的速率方程组为

$$\left. \begin{aligned} [dP(t)/dt] &= [G(N, P) - v_g(\alpha_0 + 2\alpha_{th})]P(t), \\ [dN(t)/dt] &= [J(t)/ed] - [N(t)/\tau_s] - G(N, P)P(t), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 $G(N, P)$ 是增益系数, α_0 是腔损耗, α_{th} 是阈值增益, $J(t)$ 是注入电流密度, e 是电子电荷, τ_s 是载流子寿命, d 是有源层厚度, v_g 是群速度。对小信号近似, 有 $J(t) = J_0 + j(t)$ 且满足 $|j(t)| \leq J_0$, 其中 J_0 是不随时间变化的稳态值。对其它的调制变量, 类似地有

$$P(t) = P_0 + p(t), \quad N(t) = N_0 + n(t),$$

在一阶近似之下: 增益系数 $G(N, P)$, 阈值增益 α_{th} 分别为

$$G(N, P) = G_0 + \left. \frac{\partial G}{\partial N} \right|_{N=N_0} \cdot n + \left. \frac{\partial G}{\partial P} \right|_{P=P_0} \cdot P = G_0 + G_N \cdot n + G_P \cdot P, \quad (2)$$

$$\alpha_{th} = \alpha_{th0} + \left. \frac{\partial \alpha_{th}}{\partial P} \right|_{P=P_0} \cdot P = \alpha_{th0} + \alpha_P \cdot P, \quad (3)$$

式中 G_P 和 G_N 表示谱线烧孔和载流子横向扩散效应^[8], α_P 是新引入的参数, 描述了分布反馈半导体激光器反馈损耗与空间烧孔的依赖关系。在上述假设之下, 速率方程组(1)式可以改写为如下形式:

$$\left. \begin{aligned} [dP(t)/dt] &= G_N P_0 n(t) - (G_P + 2v_g \alpha_P) P_0 p(t), \\ [dn(t)/dt] &= [j(t)/ed] - [(1/\tau_s) + G_N P_0] n(t) - (G_0 - G_P P_0) p(t). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

在小信号近似之下, 光在激光器谐振腔中来回一周的相位保持常数, 其模为 2π ^[5]。因而频率偏移 $\Delta\omega$ 可以写成

$$\Delta\omega = \alpha G_N n(t) - v_g \delta_p p(t) \quad (5)$$

式中 $\delta_p = (\partial\delta/\partial p)|_{P=P_0}$ 是新引入的参数, 表示空间烧孔对光在激光器谐振腔中相位移的影响。(5)式中的第二项说明空间烧孔对激光器频率偏移有直接的作用。

(4)式、(5)式组成分布反馈半导体激光器小信号近似速率方程模型。

2. 速率方程组的稳态解

不失一般性, 考虑正弦信号调制的情况。在复数形式下, 对注入电流 $J(t)$ 有 $J(t) = J_0 + \text{Re}(j_0 e^{i\Omega t})$, 对其它变量也有类似形成。这样运用并不复杂的数学运算^[9]可更为直接地求得其稳态解。由(4)式和(5)式求得啁啾功率比 $CPR(\Omega)$ 、 $\Delta f(\Omega)$ 和 $p(\Omega)$ 如下:

$$CPR = \frac{\alpha}{2\pi P_0} (i\Omega + G_P P_0 + 2v_g \alpha_P P_0) - \frac{v_g \delta_P}{2\pi}, \quad (6)$$

$$\frac{\Delta f}{\Delta I (mA)} = \frac{G_N}{2\pi eV} \frac{\alpha (i\Omega + G_P P_0 + 2v_g \alpha_P P_0) - v_g \delta_P P_0}{(i\Omega + \gamma_a)(i\Omega + \gamma_b) + G_N P_0 (G_0 - G_P P_0)}, \quad (7)$$

$$\frac{p}{\Delta I (mA)} = \frac{G_N P_0}{eV} \frac{1}{(i\Omega + \gamma_a)(i\Omega + \gamma_b) + G_N P_0 (G_0 - G_P P_0)}, \quad (8)$$

$$\gamma_a = (G_P + 2v_g \alpha_P) P_0, \quad \gamma_b = \tau_s^{-1} + G_N P_0, \quad \Omega = 2\pi f, \quad (9)$$

式中 V 是有源区体积, 而 f 是调制频率, α 是线宽展宽因子。

三、数值分析

上一节指出, 激光器有源区中光强非均匀分布引起的空间烧孔对分布反馈半导体激光

器 $\alpha_{th}L$ 和 δL 影响很大,因而必将对强度和频率调制有所贡献。本节首先运用速率方程和耦合模方程计算理想分布反馈半导体激光器(端面无反射,在两端面光栅相位为 2π 的整数倍) $\alpha_{th}L$ 和 δL 随谐振腔中平均光子密度的变化。从而求得在某一注入电流之下的 α_p 和 δ_p 因子。随后具体考察分布反馈半导体激光器的频率调制响应特性。

光子密度分布可写为 $P(z) = P_0 u(z)$, 式中 P_0 为平均光子密度, $u(z)$ 为归一化光子分布函数。光子密度非均匀引起的折射率不均匀很小,用微扰法处理不会引入太大的误差。在一阶近似下,增益系数由下式给出

$$G = v_g \alpha_g \Gamma (N - N_0), \quad (10)$$

式中 α_g 为微分增益, Γ 为光场限制因子, N_0 为当增益系数等于零时的载流子密度。从速率方程(1)式及(10)式不难求得载流子密度随注入电流密度的变化。

$$\Delta n(z) = \frac{[1 - u(z)](J_0 - J_{th})/ed}{(1/\tau_s) + [\alpha_g \Gamma (J_0 - J_{th})u(z)/(\alpha_0 + 2\alpha_{th})ed]}, \quad (11)$$

载流子密度的空间分布变化 $\Delta n(z)$ 引起折射指数变化为

$$\Delta \eta(z) = (d\eta/dn) \Delta n(z), \quad (12)$$

式中 $(d\eta/dn)$ 是折射指数变化系数。折射率的变化通过耦合模方程影响模分布、改变本征值,即阈值条件。由标准的耦合模方程可以写出

$$\left. \begin{aligned} [dR(z)/dz] + [\alpha_{th} - j\delta - j\Delta\epsilon(z)]R(z) &= jkS(z), \\ -[dS(z)/dz] + [\alpha_{th} - j\delta - j\Delta\epsilon(z)]S(z) &= jkR(z), \\ R(z) &= R_0(z) + \Delta R(z), \quad S(z) = S_0(z) + \Delta S(z), \\ \Delta\epsilon(z) &= (2\pi/\lambda) \Delta \eta(z), \quad \alpha_{th} = \alpha_{th0} + \Delta\alpha_{th}, \quad \delta = \delta_0 + \Delta\delta_0, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

式中 $R(z)$, $S(z)$ 分别为前向和后向波, k 是耦合常数。带有“0”下标的变量是 $\Delta\epsilon$ 为零时耦合模方程的解。设 $\Delta R(z) = \Delta S(z) = 0$, 由(13)式可以方便地得到一阶微扰解。

$$\left. \begin{aligned} \Delta\alpha_{th}^{(1)} &= 0, \\ \Delta\delta^{(1)} &= - \frac{\int \Delta\epsilon(z) [|R(z)|^2 + |S(z)|^2] dz}{\int [|R(z)|^2 + |S(z)|^2] dz}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

δ_0 的变化使得波函数由 $R(z)$ 、 $S(z)$ 分别成为 $R_0(z) + \Delta R(z)$ 和 $S_0(z) + \Delta S(z)$ 。二阶微扰求得 $\Delta\alpha_{th}$ 为

$$\Delta\alpha_{th}^{(2)} = - \frac{Re(R_0^* \Delta R - S_0^* \Delta S) |_{z=L/2} + 2\alpha_{th} \int Re(R_0^* \Delta R + S_0^* \Delta S) dz}{\int [|R_0|^2 + |S_0|^2] dz + \int Re(R_0^* \Delta R + S_0^* \Delta S) dz}, \quad (15)$$

式中已略去了高阶近似项。(13)和(14)式表明随着平均光强变化 α_{th} 、 $\Delta\delta$ 也随之变化。

运用(11)~(15)式,求得 δL 、 $\alpha_{th}L$ 与谐振腔中光子密度、反馈光栅归一化耦合系数 kL 的关系如图1和图2所示。正象所预料的那样, δL 和 $\alpha_{th}L$ 随着注入电流和归一化耦合系数的增加而增加。当注入电流稍高于阈值, $\alpha_{th}L$ 和 δL 的变化较快,在注入较高电流时, δL 、 $\alpha_{th}L$ 变化趋于缓慢。这是由于在较高注入条件之下,腔中光强较强处进入饱和、光强分布、载流子分布趋于均匀,烧孔效应减弱之缘故。文献[4]的实验证实了这样的分析。当 kL 增加以后,沿激光器谐振腔纵轴方向光强变化更加剧烈,即烧孔加剧,导致 δL 和 $\alpha_{th}L$ 变化也

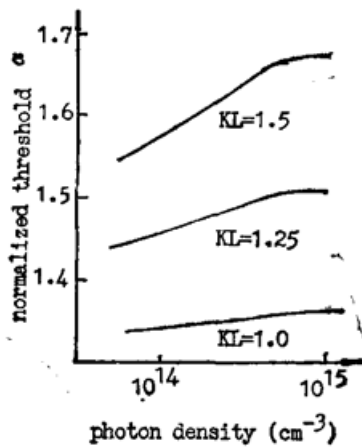


Fig. 1 $\alpha_{th}L$ for fundamental mode as the functions of KL and photon density in laser cavity

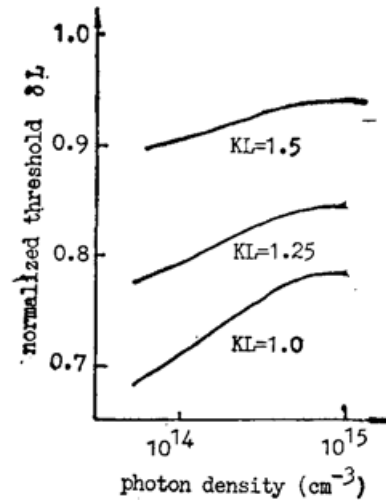


Fig. 2 δL for fundamental mode as the functions of KL and photon density in laser cavity

更加剧烈，图 1、图 2 是根据数值计算给出的最低阶模 $\alpha_{th}L$ 和 δL 与光子密度、归一化耦合系数 kL 的关系曲线。从图 1、图 2 不难求得在不同工作点的 α_p 和 δ_p 值。

前述分析表明分布反馈半导体激光器的空间烧孔效应通过 α_p 和 δ_p 这两个重要因子影响其频率调制和光强调制响应特性。应用 (7) 式具体计算了考虑空间烧孔效应的分布反馈半导体激光器频率调制响应，所采用的材料和结构参数如下： $\alpha_p = 2.03 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ ， $\Gamma = 0.15$ ， $\tau_s = 3 \times 10^{-9} \text{ s}$ ， $d = 0.2 \times 10^{-4} \text{ cm}$ ， $N_0 = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ， $(d\eta/dn) = -0.5 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$ ， $v_g = 8.95 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ， $\alpha_0 = 20.0 \text{ cm}^{-1}$ ， $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ， $G_I = 3.0 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ 和 $G_N = 1.56 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ 。

在半导体激光器中存在热效应调制和载流子调制两种调制机制。本文着重讨论空间烧孔对分布反馈半导体激光器载流子频率调制的影响，选取 10 MHz 为计算的起始调制频率，

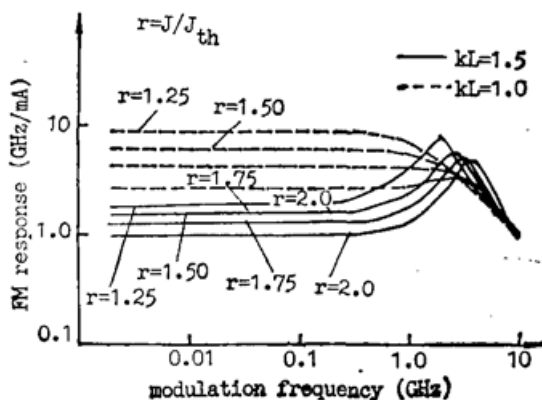


Fig. 3 FM response for different injection current (the normalized coupling coefficient is 1.0 and 1.5)

因为在此频率之下是热调制起主要作用。同时还假设分布反馈激光器是理想的，在后续文章中考虑分布激光器结构参数的作用与影响。图 3 给出了两种归一化耦合系数 ($kL=1.0, 1.5$) 的分布反馈半导体激光器在不同偏置电流之下的频率调制响应与调制频率关系。

首先这三幅图表明分布反馈半导体激光器的频率调制响应与偏置电流大小有关，总趋势是随着偏置电流的增加，频率调制响应下降。这也不难理解，因为当调制频率高于 10 MHz 以后，其频率调制响应主要是自由载流子起作用，而当偏置

电流增加激光器谐振腔中光强分布非均匀度减小，自由载流子效应减弱，从而使得频率调制响应下降，这与文献 [4, 5] 给出的实验与理论分析相一致。其次当归一化耦合系数相对较小时，分布反馈半导体激光器的频率调制响应与法布里-珀罗型半导体激光器十分相似。随着归一化耦合系数的增加，频率调制响应也增加，这是由于较小的 kL 时，波导层光场分布

较平坦自由载流子效应也小。再者对较大的 kL 值在较低的偏置电流, 空间烧孔效应明显, α_p 和 δ_p 也较大, 频率调制响应不出现谐振峰, 较高频率之下响应下降很快。而当偏置电流升高, 腔内光场分布趋于均匀, 烧孔效应减弱(即 α_p 和 δ_p 减小), 这时其频率调制响应又出现类似于法布里-珀罗型激光器频率调制响应的谐振峰, 同时谐振峰向高频方向移动。从图 4 可以看出适当选择偏置电流能够获得较宽的频率调制响应带宽。在文献[4]中可看到类似的实验结果。

本文引入描述分布反馈半导体激光器空间烧孔效应的 α_p 和 δ_p 因子; 建立了包含空间烧孔效应的速率方程模型; 并给出频率调制强度调制和啁啾功率比 (CPR) 的解析表达式。频率调制响应数值分析结果与已报道的实验数据基本吻合, 这说明本文所建立速率方程模型接近实际情况。结果表明在分析分布反馈半导体激光器特性时必须考虑光强非均匀分布产生的烧孔效应。

参 考 文 献

- [1] K. Iwatsuki *et al.*; *IEEE Phot Onics Tech. Lett.*, 1990, **2**, No. 7 (Jul), 507~509.
- [2] X. Pan *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **QE-24**, No. 12 (Dec), 2422~2432.
- [3] M. Kuzneisov *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **55**, No. 18 (Oct), 1826~1828.
- [4] C. Y. Kuo *et al.*; *IEEE Photonics Tech. Lett.*, 1990, **2**, No. 7 (Jul), 461~463.
- [5] P. Vankwikelberge *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, **QE-25**, No. 10 (Oct), 2239~2253.
- [6] J. H. Ktnoshita *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **QE-24**, No. 11 (Nov), 2160~2169.
- [7] H. Soda *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, **QE-23**, No. 6 (Jun), 804~814.
- [8] G. H. Henry; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1983, **19**, No. 9 (Sep), 1391~1397.
- [9] 张建平等;《光学学报》, 1989, **9**, No. 9 (Sep), 787~790.

Rate equation analysis of FM response of distributed feedback (DFB) semiconductor laser

ZHANG JIANPING AND YANG XIANGLIN

(Southeast University Department of Electronic Engineering, Nanjing 210018)

(Received 21 March 1991; revised 22 May 1991)

Abstract

In this paper the factors of α_p and δ_p are introduced to describe the effects of optical field longitudinal nonuniformity on threshold conditions. The rate equation model including spatial hole burning is established, and the expression of IM and FM response within small signal approximation are derived. The relationships between threshold condition of ideal DFB laser diodes and the average photon density in laser cavity are obtained numerically. The numerical analysis show that spatial hole burning affects the modulation properties greatly, and FM reponse depends on the bias current. In order to get wider modulation band width proper bias injection current should be chosen.

Key words: semiconductor laser; optical communication; applied optics.