

电负反馈半导体激光器中网络截止 频率的影响及改进方案*

张建平 李 玲 叶培大
(北京邮电学院无线电工程系)

提 要

计算机模拟表明半导体激光器非理想调频响应对反馈网络低频截止频率 f_c 的限制,阻碍提高线宽压窄率。半经典理论分析表明,用双电极非均匀线宽展宽因子半导体激光器不仅能压窄谱线而且可以取消对 f_c 的限制,大大提高线宽压窄率。本文提出了电负反馈半导体激光器的改进方案。
关键词: 半导体激光器,光通信,应用光学。

一、引 言

近年来,由于光纤通信、传感等技术的发展对半导体激光器的性能提出了更高的要求,1984年 Ohtsu 和 Saito 等人提出了电负反馈半导体激光器的概念。与外腔光反馈技术比较电负反馈无需改变半导体激光器的腔结构,因而方法简单,避免了光反馈所引起的不稳定性^[3]。从运用鉴别调频噪声的方法,电负反馈技术可分为两种。一种类似于相干光纤传输频率键控系统^[4]中的相干解调。由窄线宽稳频的本振光源的光与半导体激光器输出光进行光混频,然后对转换成电信号的差频信号限幅放大,最后由鉴频器提取调频噪声^[2];另一种则利用光学元件(如法布里-珀罗标准具)直接鉴频提取调频噪声^[4]。前者需要一个窄线宽稳频的本振光源,而这本身就不易做到,相比之下后者就简单多了。

1985年 Yamamoto 对电负反馈技术原理作了全量子分析^[5]。最近 Ohtsu 等人报道实现了谱线宽 360 kHz(线宽压窄率 27)的电负反馈半导体激光器^[6],同时他们用网络分析方法,理论上预言可达强度噪声限制的线宽压窄率(630)。为什么实际的线宽压窄率(27)与理论预言(630)相差如此之远?我们认为 Ohtsu 等人强调提高反馈网络增益,压制反馈带宽内噪声却忽视带宽以外的残留 $1/f$ 型调频噪声,而低频噪声对激光器线宽影响非常大。本文以利用光学元件(如法布里-珀罗标准具)直接鉴频提取调频噪声作为研究模型,通过计算机模拟分析了残留的 $1/f$ 型调频噪声对谱线宽度的影响,分析表明 f_c 不够低是造成理论与实验相差甚大的原因之一。基于反馈网络低频截止频率 f_c 的限制来自半导体激光器直接调制时相频特性不平坦^[7]。所以本文接着运用半经典理论证明对双电极非均匀 α 因子的半导体激光器采用适当的反馈方式可取消对 f_c 的限制,达到充分压窄谱线的目的,并导出了此时的调频噪声功率谱密度。在此基础上给出一种新的改进方案。

收稿日期: 1989年1月16日; 收到修改稿日期: 1989年3月31日

* 国家自然科学基金资助的项目。

二、 f_c 对线宽的影响

在调制频率的低频段, 激光器振荡频率随注入电流的变化来自热调制效应, 在高频段则是载流子密度调制效应起作用, 而这两种效应存在 π 的相位差, 使半导体激光器的相频特性不平坦, 以致反馈网络在某个频率以下形成正反馈, 阻碍反馈网络 f_c 的降低和增益的提高^[6, 7]。在调频噪声功率谱 50 kHz 以下的频段中, $1/f$ 型噪声是主要的噪声源, 它与激光器的输出功率无关^[8]。调频噪声功率谱的低频分量决定了半导体激光器的谱线宽度, 因此反馈带宽之内的残留噪声和带宽以外的 $1/f$ 型调频噪声必然要限制谱线压窄率的提高。

根据 Yamamoto 的全量子理论分析, 考虑 $1/f$ 型调频噪声后, 电负反馈半导体激光器的调频噪声功率谱密度可表示为

$$S_{FB}(\Omega) = \frac{[S_0(\Omega) + (k/\Omega)]}{|1+H|^2}, \quad (1)$$

其中 $S_0(\Omega)$ 表示自由运转的半导体激光器自发辐射引起的调频噪声, 设此项为白噪声不致

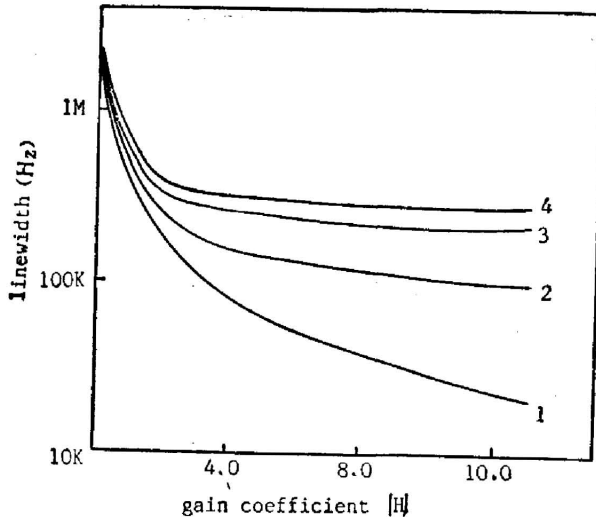


Fig. 1 Linewidth V_s gain coefficient at different f_c . Curves 1 to 4 corresponde to $f_c=20$ kHz, 10 kHz, 5 kHz and 1 kHz, respectively

引起过大的误差^[4]。第二项则表示 $1/f$ 型噪声, 我们取 $k=10^{11}$ (rad Hz²)^[8]。 H 是反馈网络传递函数, 它包含网络增益及相移 (为叙述方便称 $|H|$ 为增益系数)。图 1 是由 (1) 式通过常规计算线型方法^[12]求得的在不同低频截止频率之下, 激光器线宽随增益系数的变化曲线。对一定的网络增益, 当反馈网络的高频截止频率 f_h 大于激光器自由运转时的线宽值 (通常小于 50 MHz) 以后, 线宽压窄率不随 f_h 的变化而变化^[4], 因此计算中可取 f_h 为无穷。直接调制相频特性不仅可限制截止频率 f_c 而且也阻碍 $|H|$ 提高, 为突出 f_c 的影响, 设 $|H|$ 可以任意取值。由图 1 可见, 如果 $f_c=10$ kHz 当 $|H|>5$ 以后, 激光器线宽几乎不随 $|H|$ 的增加而减小, 饱和线宽约为 300 kHz。这点与 Ohtsu 实验结果 360 kHz 非常接近^[6]。这就是说尽管提高网络增益, 抑制了反馈带宽内的噪声, 但带宽之外的 $1/f$ 型噪声仍然能造成线宽压窄率饱和。这样就解释了实验结果与理论预言相差甚远的现象。如果 $f_c=1$ kHz 由于充分抑制了低频 $1/f$ 型噪声, 其饱和和线宽要小得多。故作者认为为了获得极窄谱线的输出光, 通过降低截止频率 f_c 是有效的途径之一。

三、改进措施

上节的分析说明这样一个事实: 如果能改善半导体激光器直接调频时的相频特性, 就可

以提高线宽压窄率。Nilsson 等人的研究表明, 双电极非均匀线宽展宽因子(α 因子)的半导体可能具有近似理想的调频响应^[9,10]。本节运用半经典理论证明此类激光器可在电负反馈技术中, 适当控制反馈电流就可取消对截止频率 f_c 的限制。最后提出改进的电负反馈激光器方案。

图 2 是双电极半导体激光器示意图。设 $L_1=L_2$, 两区域具有相同的波导结构, 光腔完全相通, 但两区域的 α 因子不同, 注入电流分开, 增益系数也不一样, 对此激光器可写出如下的速率方程

$$\dot{N}_i = J_i - G_i I - \gamma_i N_i + F_N(t), \quad (2)$$

$$(i=1, 2)$$

$$\dot{I} = (G_1 + G_2 - \Gamma) I + R_s + F_I(t), \quad (3)$$

式中 i 表示区域 1 或区域 2, N_i 为载流子数, J_i 为注入载流子速率, γ_i 为载流子寿命的倒数, I 为光子数, G_i 为增益系数, Γ 为损耗系数(光子寿命的倒数), R_s 为自发辐射光子进入激光模的速率, $F_N(t)$, $F_I(t)$ 均为兰格文(Langevin)噪声项, 满足^[11]

$$\langle F_u(t) \rangle = 0, \quad \text{和} \quad \langle F_u(t) F_v(\tau) \rangle = 2D_{uv} \delta(t - \tau), \quad (4)$$

式中 D_{uv} 为扩散系数。设注入电流有一微小变化 ΔJ_i , 满足小信号近似条件 ($|\Delta J_i| \ll J_{i0}$), 从而引起 N_i 及 I 也有一微小变化 ΔN_i 和 ΔI , 同时有

$$G_i = G_{i0} + \frac{\partial G_i}{\partial N_i} \Delta N_i + \frac{\partial G_i}{\partial I} \Delta I = G_{i0} + G_{N_i} \Delta N_i + G_{I_i} \Delta I, \quad (5)$$

由(2)、(3)式可求得关于新变量 ΔJ_i 、 ΔN_i 和 ΔI 的方程

$$\Delta \dot{N}_i = \Delta J_i - (\gamma + I_0 G_{N_i}) \Delta N_i - (G_{i0} + I_0 G_{I_i}) \Delta I + F_N(t), \quad (6)$$

$$\Delta \dot{I} = I_0 (G_{N_1} \Delta N_1 + G_{N_2} \Delta N_2) + I_0 (G_{I_0} + G_{I_2}) \Delta I - (R_s / I_0) \Delta I + F_I(t), \quad (7)$$

式中 J_{i0} 、 N_{i0} 、 I_0 和 G_{i0} 分别为 J_i 、 N_i 、 I 和 G_i 的稳态值。对光场相位可以写成^[11]

$$\dot{\varphi} = \frac{1}{2} (\alpha_1 G_{N_1} \Delta N_1 + \alpha_2 G_{N_2} \Delta N_2) + F_\varphi(t), \quad (8)$$

式中 α_i ($i=1, 2$) 为区域 i 的 α 因子, $F_\varphi(t)$ 为兰格文噪声项, 对(6)~(8)式作傅里叶变换, 并令 $D_i = \gamma + B_i + j\Omega$, $D_c = -C_1 - C_2 - (R_s / I_0) + j\Omega$, $A_i = G_{i0} + C_i$, $B_i = I_0 G_{N_i}$, $C_i = I_0 G_{I_i}$, 其中 $i=1, 2$, 则有

$$\left. \begin{aligned} D_c \Delta \tilde{I}(\Omega) &= B_1 \Delta \tilde{N}_1(\Omega) + B_2 \Delta \tilde{N}_2(\Omega) + \tilde{F}_I(\Omega), \\ D_i \Delta \tilde{N}_i(\Omega) &= \Delta \tilde{J}_i - A_i \Delta \tilde{I}(\Omega) + \tilde{F}_N(\Omega), \\ \dot{\varphi}(\Omega) &= \frac{1}{2} [\alpha_1 G_{N_1} \Delta \tilde{N}_1(\Omega) + \alpha_2 G_{N_2} \Delta \tilde{N}_2(\Omega)] + \tilde{F}_\varphi(\Omega), \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

式中 $\Delta \tilde{I}(\Omega)$ 、 $\Delta \tilde{N}_i(\Omega)$ 、 $\dot{\varphi}(\Omega)$ 、 $\Delta \tilde{J}_i(\Omega)$ 、 $\tilde{F}_I(\Omega)$ 、 $\tilde{F}_N(\Omega)$ 和 $\tilde{F}_\varphi(\Omega)$ 为各自对应截短函数的傅里叶变换函数, 不难求得

$$\left. \begin{aligned} \Delta \tilde{I}(\Omega) &= \frac{1}{Y} \left[B_1 D_2 \Delta \tilde{J}_1 + B_2 D_1 \Delta \tilde{J}_2 + \frac{1}{D_0} (B_1 D_2 A_1 + B_2 D_1 A_2 + 1) \tilde{F}_I + (B_1 D_2 + D_1 B_2) \tilde{F}_N \right], \\ Y &= D_1 D_2 D_0 + D_1 A_2 B_2 + D_2 A_1 B_1. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

让我们考虑一个简单情况, 激光器两区域除 α 因子不同外, 其余参数均相同。由(10)

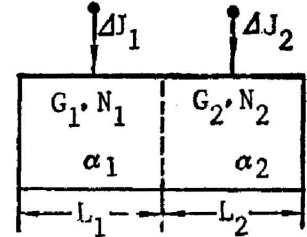


Fig. 2 Two-electrode semiconductor laser with inhomogeneous linewidth enhancement factor

式可知,如果控制 ΔJ_2 使其满足 $\Delta J = -\Delta J_1$ (推-挽方式),则不存在寄生调幅。同时在推-挽方式之下的双电极半导体激光器具有平坦的相频特性^[10]。由前节分析可知,此时不必再限制 f_c 。下面证明在此工作方式下,仍能抑制激光器调频噪声。

由电负反馈技术的原理可知,注入电流的变化是与法布里-珀罗标准具输出的误差信号成正例,即与激光器瞬时振荡和平均值的偏差成比例,因此 ΔJ_1 可写成

$$\Delta J_1 = - \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) [\dot{\varphi}(t-\tau) + \beta(t-\tau)] d\tau, \quad (11)$$

式中 $h(\tau)$ 是反馈网络的脉冲响应, $\beta(t)$ 是网络元件自身的噪声。对(11)式作傅里叶变换,得

$$\Delta \tilde{J}_1 = -\tilde{H}(\Omega) [\dot{\varphi}(\Omega) + \tilde{\beta}(\Omega)] \quad (12)$$

把(12)式代入(9)式,并注意到 $\Delta \tilde{J}_2 = -\Delta \tilde{J}_1$, 可求得在推-挽工作方式下的调频噪声功率谱

$$S_{\dot{\varphi}}(\Omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{\langle |\dot{\varphi}|^2 \rangle}{2T} \right) = \frac{(R_s/I_0)}{\left| 1 + \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) G_N \tilde{H}}{2(\gamma + B + j\Omega)} \right|^{2*}} + \frac{[|P_2|^2 R_s (2I_0 + 1) + |P_3|^2 R_s]}{|DD_0 + 2AB|^2 |2D + (\alpha_1 - \alpha_2) G_N \tilde{H}|^2} - \frac{R_s R_0 (P_2 P_3)}{|DD_0 + 2AB|^2} + \frac{\langle |\tilde{\beta}|^2 \rangle}{\left| 1 + \frac{(\gamma + B + j\Omega)}{(\alpha_1 - \alpha_2) G_N \tilde{H}} \right|^2}, \quad (13)$$

式中 $A = G_0 + G_I I_0$, $B = I_0 G_N$, $D = \gamma + B + j\Omega$, $P_2 = G_N D A (\alpha_1 + \alpha_2)$, $P_3 = G_N D D_0 (\alpha_1 + \alpha_2)$ 。尽管注入半导体激光器的净反馈电流为零,由于 $\alpha_1 \neq \alpha_2$, 仍能抑制调制噪声。当 $|\tilde{H}| \rightarrow \infty$, 有 $S_{\dot{\varphi}}(\Omega) \rightarrow \langle |\tilde{\beta}|^2 \rangle$, 即半导体激光器调频噪声功率谱密度趋向于反馈网络本身引进的噪声功率谱密度。这和 Yamamoto 用全量子理论对单电极理想半导体激光器分析得出的结论相一致的^[5]。

图3是根据上述理论分析而设计的电负反馈半导体激光器方案。采用双电极具有非均匀 α 因子的半导体激光器,从激光器输出的光进入光纤环形腔鉴频,由雪崩二极管转换成电信号,经放大器1预放大后分为两路,一路送入同相放大器后由电极1注入;另一路经反相放大器放大后,由电极2注入,并使 $\Delta J_2 = -\Delta J_1$ 。此方案有如下特点,首先是反馈电流采用推-挽方式,注入激光器的净反馈电流为零,不存在寄生调幅噪声;其次光鉴频器采用光纤环形谐振腔,与法布里-珀罗标准具相比,结构紧凑、稳定、具有较高的鉴频效率^[13]。最大的优点就是取消对反馈网络 f_c 的限制,从而可充分抑制低频调频噪声,获取更高的谱线压窄率。

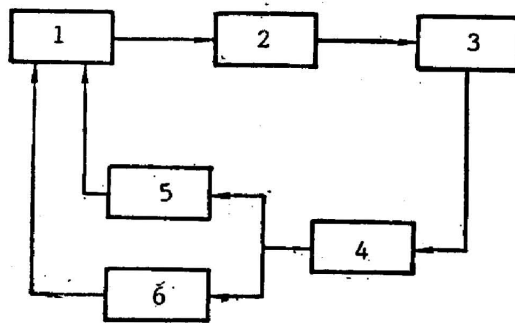


Fig. 3 Scheme of improved negative electrical feedback semiconductor laser

1: two-electrode laser diode; 2: optical fiber ring resonator; 3: avalanche photodiode (APD); 4: amplifier; 5: in-phase amplifier; 6: out-phase amplifier

半导体激光器中的低频调频噪声对其输出光谱线宽度影响很大。通过计算机模拟解释了为什么实验实现的谱线压窄率远小于理论预测。用半经典理论证明,双电极非均匀 α 因子半导体激光器在推-挽方式下不仅没有寄生调

幅噪声,且能抑制寄生调幅噪声,获取更高的谱线压窄率。

幅噪声, 而且有平坦的近似理想的相频特性, 无需限制反馈网络的 f_c , 就可获取极窄谱线的输出光。根据这一结论提出了改进的电负反馈半导体激光器方案。

参 考 文 献

- [1] M. Ohtsu *et al.*; *Japan. J. Appl. Phys.*, 1985, **24**, No. 4 (Apr), L256~L258.
- [2] S. Saito *et al.*; *Electron. Lett.*, 1984, **20**, No. 17 (Sep), 703~704.
- [3] R. Lang *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1980, **QE-16**, No. 3 (Mar), 347~355.
- [4] M. Ohtsu *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **QE-21**, No. 12 (Dec), 1905~1913.
- [5] Y. Yamamoto *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **QE-21**, No. 12 (Dec), 1919~1927.
- [6] M. Ohtsu *et al.*; *IEEE J. Lightwave Tech.*, 1988, **6**, No. 3 (Mar), 357~369.
- [7] S. Kobayashi *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**, No. 4 (Apr), 582~595.
- [8] K. Kikuchi; *Electron. Lett.*, 1988, **24**, No. 16 (Aug), 1001~1002.
- [9] O. Nilsson *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **46**, No. 3 (Feb), 223~225.
- [10] O. Nilsson *et al.*; *Electron. Lett.*, 1987, **23**, No. 25 (Dec), 1371~1372.
- [11] A. Yariv; *Quantum Electronics*, (Second Edition, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1975).
- [12] C. Y. Yue *et al.*; *Electron. Lett.*, 1988, **24**, 622~623.

Effect of cutoff frequency and proposals for improvement in negative electrical feedback semiconductor laser

ZHANG JIANPING, LI LING AND YE PEIDA

(Department of Radio Engineering Beijing University of Posts & Telecommunications)

(Received 16 January 1989; revised 31 March 1989)

Abstract

Computer simulation shows that the rate of linewidth narrowing is limited by the low cutoff frequency (f_c) of feedback loop, because of the FM response of usual semiconductor laser. Semiclassical theory analysis shows that not only the narrowed linewidth output can be obtained, but also the limits to f_c can be canceled by using two-electrode inhomogeneous linewidth enhancement factor semiconductor laser. In this paper we present proposals for improvement.

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