

半导体激光器谱宽的测量研究

杜筱诚 何震川 唐树兰

(桂林光通信研究所)

摘要: 本文从范德玻尔(van der Pol)方程出发,导出了描述延迟自差拍法谱宽测量的公式。讨论了各结构参数对测量的影响。报道了用该法对单频半导体激光器平线测量的一些结果。

Measurement of spectral linewidth of semiconductor lasers

Du Xiaocheng, He Zhengchuan, Tang Sulan

(Guilin Institute of Optical Fiber Communication, Guilin)

Abstract: Based on van der Pol equation, the paper deduces the formulas describing the measurement of spectral linewidth of semiconductor lasers with delay self-heterodyne method, and discusses the influence of the spectral parameters on the measurement. Also reported are some measurement results on single frequency semiconductor lasers.

一、引言

光纤通信,特别是相干型(差拍型)光纤通信的发展对半导体激光器的频谱纯度及频率稳定度要求越来越高。众所周知,最初用于通信的半导体激光器的谱线宽度(3dB带宽,以下同)是2.0 nm。尔后为了避开光纤材料色散对通信的严重影响,要求光源谱宽下降到0.1 nm或0.01 nm左右。目前相干型光纤通信对光源谱宽又提出更为苛刻的要求。据分析,光源谱宽至少要小于1 MHz才可保证必需的通信质量。以上情况推动半导体激光器不断的发展。目前最稳定的GaAlAs半导体激光器的谱宽已下降到1 MHz以下。要精确测定这样窄的谱线宽度,传统的方法

已不可能,所以不得不发展新的方法。

通常用于测量激光器谱宽的方法是法布里-珀罗(Fobry-Perot)干涉计法和差拍法。Fabry-Perot干涉计的分辨率最高只能达到1~10 MHz之间。而差拍法虽可达到很高的分辨率,但要求高稳定度的本振光源。1980年日本学者提出了延迟自差拍法^[1,2]。这种方法的分辨率取决于所用光纤的长度,所以能达到高的分辨率,同时又避开了对本振光源的苛刻要求,因此为众多实验室采用^[3~5]。

本文详细地分析了这种方法的工作原理、装置设计,并报道了国内研制的半导体单频激光器的初步测量结果。

收稿日期:1986年2月13日。

参加本工作的还有李海波、杨亚培同志。

二 延迟自差拍法原理

如图 1 所示, 待测激光器输出光束被分成两束, 一束通过光纤, 延时 τ_a ; 另一束通过声光移频器, 移频 f_s 。然后将两光合束并投射到 PIN 光电检测器上混频。混频产生的中频 (IF) 信号由频谱分析仪测量。当延时 τ_a 远大于激光相干时间时, 两光束彼此无关。我们可以把其中任一光束看成“本振”, 而另一光束看成“信号”。以下分析表明, 自差拍产生的 IF 频谱宽度同待测激光器谱线宽度之间存在简单的数学关系, 所以可以把待测激光器谱宽确切地表示出来。

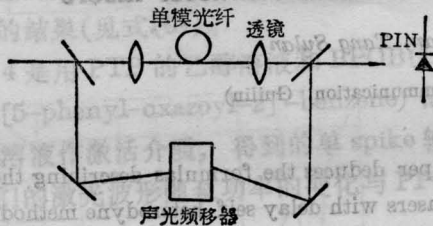


图 1 延迟自差拍法原理图

根据范德玻尔理论, 描述含有噪声项的激光振荡场强可用以下方程表示,

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + (\gamma - \alpha) \frac{dE}{dt} + \beta \left(E^2 \frac{dE}{dt} \right)_{lf} + \omega_0^2 E = \omega_0^2 N(t) \quad (1)$$

式中, α 为小信号增益系数; γ 为损耗; $-\beta E^2$ 表示增益饱和效应; 括号下标 lf 表示保留低频项、略去高频 ($3\omega_0$) 项; $N(t)$ 表示触发和扰动激光振荡的噪声项; E 表示激光振荡场强。

这里我们研究窄带噪声作用下 (1) 式的解。令

$$N(t) = n_1(t) \cos \omega_0 t + n_2(t) \sin \omega_0 t \quad (2)$$

$$E = A \exp[-i\omega_0 t - i\phi(t)] + e_n(t) \quad (3)$$

式中, $n_1(t)$ 、 $n_2(t)$ 是随机函数; A 描写相干输出的振幅, 它不受扰动也不随时间变化; $\phi(t)$ 为描写相位随机涨落的函数, 其涨落的均方根值与 ω_0 相比较慢; 函数 $e(t)$ 描写强度涨落, 其中心频率为 ω_0 , 假定其涨落的均方根值远

小于 A , 把 (2)、(3) 式代入 (1) 式, 略去 $\dot{\phi}$ 、 $(\phi)^2$ 等项, 得:

$$A^2 = \frac{4(\alpha - \gamma)}{\beta} - 4\langle e_n^2 \rangle_t$$

$$\ddot{e}_n + \left(\gamma - \alpha + \frac{1}{2} A^2 \right) \dot{e}_n + \omega_0^2 e_n$$

$$= \omega_0^2 n_2(t) \sin \omega_0 t$$

$$\dot{\phi} = -\omega_0 n_1(t) / 2A \quad (4)$$

大家知道, 可以假定半导体激光器的频谱展宽主要由相位涨落引入。所以下边我们将通过对相位涨落 $\langle \Delta\phi^2 \rangle$ 的计算推导出谱宽表达式。相位随机涨落是一个平稳随机过程。所以这里的求平均值 $\langle \rangle$ 既可以是按系综平均, 也可以是按时间平均, 二者是等效的。

从 (4) 式通过运算可得,

$$\langle \Delta\phi^2 \rangle = \left(\frac{\omega_0}{2A} \right)^2 \int_0^t \int_{-t}^{+t} \langle n_1 \left(\frac{\xi - \eta}{2} \right) n_1 \left(\frac{\xi + \eta}{2} \right) \rangle d\eta d\xi \quad (5)$$

自相关函数仅在 η 接近于零的区域内有较大的值, 如图 2 所示。

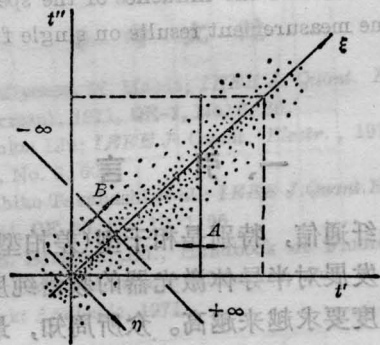


图 2 (5) 式积分的计算值

点的密度粗略地表示积分平面内不同区域的自相关函数值。 $\xi = t' + t''$; $\eta = t' - t''$

对 η 的积分可扩展到 $-\infty \sim +\infty$ 。这一积分可定义为零频下 $n_1(t)$ 的频谱密度 $G_{n_1}(\omega=0)$ 。于是 (5) 式可写成

$$\langle \Delta\phi^2 \rangle = \left(\frac{\omega_0}{2A} \right)^2 G_{n_1}(\omega=0) t = \lambda\tau \quad (6)$$

相位涨落服从高斯分布,

$$P(\Delta\phi) = [\sqrt{2\pi}\sigma]^{-1} \exp[-(\Delta\phi)^2 / 2\sigma^2] \quad (7)$$

这是一维概率密度,其中 σ 为均方差

$$\sigma = [\lambda\tau]^{1/2} \quad (8)$$

现在推导自相关函数 $\Gamma_\phi(\tau)$,

$$\Gamma_\phi(\tau) = \langle E(t+\tau)E^*(t) \rangle_{\text{系踪}} \quad (9)$$

把(3)、(7)式代入(9),得

$$\begin{aligned} \Gamma_\phi(\tau) &= \frac{A^2}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp(-i\omega_0\tau) \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{-i\Delta\phi - (\Delta\phi)^2/2\sigma^2\} d(\Delta\phi) \\ &= A^2 \exp\{-i\omega_0\tau - \lambda\tau/2\} \quad (10) \end{aligned}$$

因为 $G(\omega_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_\phi(\tau) \exp(i\omega\tau) d\tau$

所以

$$G(\omega_0) = \frac{\lambda}{2\pi\{(f-f_0)^2 + (\lambda/2)^2\}} \quad (11)$$

这就是激光振荡的频谱密度,其谱形是洛伦兹形状。

接着我们推导自差拍情况下的频谱密度。可把两光束 E_1 、 E_2 分别表示成

$$E_1 = A_1 \exp\{j[\phi_n(t) + 2\pi(f_0 + f_s)t]\} \quad (12)$$

$$E_2 = A_2 \exp\{j[\phi_n(t - \tau_d) + 2\pi f_0(t - \tau_d)]\} \quad (13)$$

式中, A_1 、 A_2 表示恒定幅度。光电检测器输出电流 $i(t)$

$$\begin{aligned} i(t) &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos\{2\pi f_s t \\ &\quad + 2\pi f_0\tau_d + \phi_n(t) - \phi_n(t - \tau_d)\} \end{aligned}$$

略去常数因子,

$$I(t) = \exp\{j[\phi_n(t) - \phi_n(t - \tau_d)]\} \quad (14)$$

$I(t)$ 的自相关函数,

$$\begin{aligned} R_\phi(\tau) &= \langle I(t+\tau)I^*(t) \rangle_{\text{系踪}} \\ &= \langle \exp\{j[\phi_n(t+\tau) - \phi_n(t) \\ &\quad - \phi_n(t+\tau - \tau_d) + \phi_n(t - \tau_d)]\} \rangle_{\text{系踪}} \\ &= \langle \exp(j\Delta\phi_1 - j\Delta\phi_2) \rangle_{\text{系踪}} \quad (15) \end{aligned}$$

这里要用二维概率密度 $P(\Delta\phi_1, \Delta\phi_2)$ 进行运算。

$$\begin{aligned} P(\Delta\phi_1, \Delta\phi_2) &= \frac{1}{2\pi\sigma_1\sigma_2\sqrt{1-\rho^2}} \\ &\times \exp\left\{-\frac{\left(\frac{\Delta\phi_1}{\sigma_1}\right)^2 - 2\rho\frac{\Delta\phi_1\Delta\phi_2}{\sigma_1\sigma_2} + \left(\frac{\Delta\phi_2}{\sigma_2}\right)^2}{2(1-\rho^2)}\right\} \quad (16) \end{aligned}$$

式中 ρ 为相关系数, $\rho = \frac{E\{\Delta\phi_1\Delta\phi_2\}}{\sigma_1\sigma_2}$; σ_1 、 σ_2 为方差

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= [\lambda\tau_1]^{1/2} \\ \sigma_2 &= [\lambda\tau_2]^{1/2} \quad (17) \end{aligned}$$

$E\{\}$ 表示数学期望值。把(16)代入(15)

$$\begin{aligned} R_\phi(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\pi\sigma_1\sigma_2\sqrt{1-\rho^2}} \\ &\times \exp\{i\Delta\phi_1 - i\Delta\phi_2 \\ &\quad - \frac{\left(\frac{\Delta\phi_1}{\sigma_1}\right)^2 - 2\rho\frac{\Delta\phi_1\Delta\phi_2}{\sigma_1\sigma_2} + \left(\frac{\Delta\phi_2}{\sigma_2}\right)^2}{2(1-\rho^2)}\} \\ &\quad d(\Delta\phi_1)d(\Delta\phi_2) \end{aligned}$$

令

$$Z = \frac{1}{\sqrt{1-\rho^2}} \left(\frac{\Delta\phi_1}{\sigma_1} - \rho \frac{\Delta\phi_2}{\sigma_2} \right), \quad t = \frac{\Delta\phi_2}{\sigma_2}$$

$$\begin{aligned} R_\phi(\tau) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{(i\sigma_1\rho - i\sigma_2)t - \frac{t^2}{2}} dt \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\sigma_1\sqrt{1-\rho^2}Z - \frac{Z^2}{2}} dZ \\ &= e^{(i\sigma_1\rho - i\sigma_2)t/2} e^{(i\sigma_1\sqrt{1-\rho^2})^2/2} \\ &= e^{-\frac{\lambda\tau_1}{2} - \frac{\lambda\tau_2}{2} + \rho\lambda\sqrt{\tau_1\tau_2}} = e^{-\tau\lambda + \rho\lambda\tau} \quad (18) \end{aligned}$$

ρ 的取值在 $0 \sim 1$ 之间。 ρ 为零时,相当于 τ_d 远大于激光器相干时间的情形。此时两光束彼此无关, $R_\phi(\tau) = \exp(-\lambda\tau)$; ρ 为1时,相当于 τ_d 为零的情形。此时两光束完全相关, $R_\phi(\tau) = 0$ 。

如前所述,测量时要求 τ_d 远大于激光器相干时间。从图2可知当 $\tau \geq \tau_d$ 时,自相关函数很小。所以对(18)式作如下规定而不会带来大的误差:

$$R_\phi(\tau) = \begin{cases} \exp(-\lambda|\tau|) & |\tau| \leq \tau_d \\ \exp(-\lambda\tau_d) & |\tau| > \tau_d \end{cases} \quad (19)$$

到此我们可求出 IF 信号功率谱 $S(f)$,

$$\begin{aligned}
 S(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\lambda\tau_d} e^{-j2\pi f\tau} d\tau \\
 &\quad - \int_{-\tau_d}^{+\tau_d} e^{-\lambda\tau} e^{-j2\pi f\tau} d\tau \\
 &\quad + \int_{-\tau_d}^{0} e^{-\lambda\tau} e^{-j2\pi f\tau} d\tau \\
 &\quad + \int_{0}^{+\tau_d} e^{-\lambda\tau} e^{-j2\pi f\tau} d\tau \\
 &= e^{-\lambda\tau_d} \delta(f) + \frac{\lambda}{\pi\{(f-f_0)^2 + \lambda^2\}} \\
 &\quad \times \left[1 - e^{-\lambda\tau_d} \left(\cos \tau_d f + \frac{\lambda}{f} \sin \tau_d f \right) \right]
 \end{aligned} \quad (20)$$

这与文献[2]的结果相同。

从(20)可知, τ_d 的取值对 IF 功率谱有明显影响。当 $\tau_d \ll \frac{1}{\lambda}$ 时, (20) 式中以第一项为主, $\delta(f)$ 是线状谱, IF 是频率为 f_s 的纯正弦波; 当 $\tau_d \gg \frac{1}{\lambda}$ 时, (20) 式中以第二项为主, 其近似式为,

$$S(f) \approx \frac{\lambda}{\pi[(f-f_0)^2 + \lambda^2]} \quad (21)$$

同(11)式比较, 可知这一曲线的半极大全宽(FWHM)是待测激光器谱宽的两倍。当 τ_d 取上述两种情况的中间值时, $\delta(f)$ 由线状谱和连续谱两部份组成。

到此为止我们系统地讨论了延时 τ_d 对测量的影响。接着我们分析频移 f_s 的作用。这里我们近似地认为激光振荡是由一系列分离的频率成份组成的。因此参与差拍的两条光束可表示成,

$$E_1 = \sum_{n=-n}^{+n} A_{cn} \cos[(\omega_{cn} + \omega_s)t + \phi_{cn}] \quad (22)$$

$$E_2 = \sum_{m=-m}^{+m} A_{cm} \cos[\omega_{cm}t + \phi_{cm} + \omega_{cm}\tau_d] \quad (23)$$

经过冗长的计算, 略去相位项, 得到光电检测器输出电流 $i(t)$,

$$\begin{aligned}
 i(t) &= 2 \sum_{p=-n}^{+n} \sum_{q=-n}^{+n} A_{cp} A_{cq} \\
 &\quad \times \cos[(\omega_{cp} - \omega_{cq} + \omega_s)t + \omega_{cq}\tau_d]
 \end{aligned} \quad (24)$$

可以看出这是一个以 ω_s 为中心频率的信号。换言之, f_s 的作用是赋与测量系统一个中频。如图 3 所示, 它的取值应大于待测激光器谱宽, 否则将出现重叠。

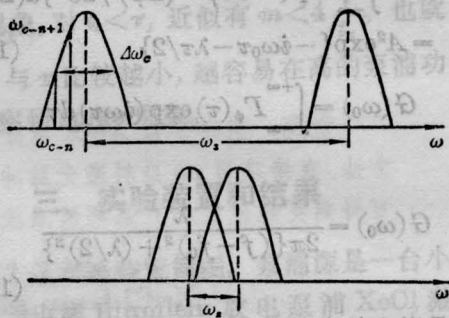


图 3 频移 ω_s 同待测激光器谱宽的关系

三、测量装置

自差拍法激光器谱宽测量装置由光束合分机构、单模光纤耦合机构、光纤延时线、声光移频器、波前匹配机构、PIN 光电管及后续放大器等部份构成, 见图 4。IF 频谱显示采用日本 TR4110/4111 频谱分析仪。整个系统准直由一台 He-Ne 激光器来完成。

我们使用的光纤长度为 1km。按文献[2]提供的分辨率计算公式 $\Delta = 0.5/\tau_d$ 计算, 本装置的分辨率 $\Delta = 100$ kHz。为了减轻光纤端面反射对激光器谱宽的影响, 我们采用球形光纤端面耦合方式。

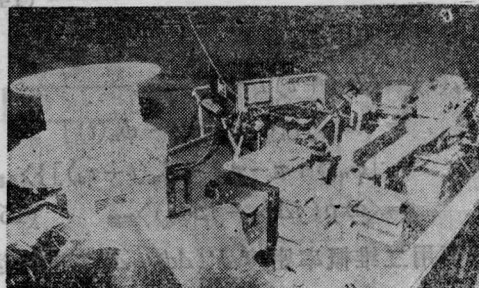


图 4 激光器谱宽测试装置

四、国产单频半导体激光器的谱宽测量

测量装置的安排如图 5 所示。扫描 Fabry-Perot 干涉仪的自由光谱区为 4GHz, 分辨率为 50 MHz。

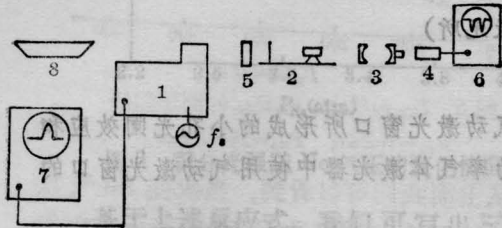


图 5 测激光器谱宽的实验安排

- 1—线宽测量装置; 2—单频激光器;
3—F-P 扫描干涉仪; 4—光电倍增管;
5—衰减器; 6—示波器;
7—频谱分析仪; 8—He-Ne 激光器

待测激光器由清华大学无线电系电子学系研制, 系平面外腔结构。该激光器采用的芯片是中国科学院北京半导体所制造的 GaAlAs 双异质结质子轰击型条形激光器。平面外腔的加入对各纵模引入大小不同、正负各异的附加损耗, 从而使主模获得比其它各模大得多的净增益, 形成振荡优势, 同时把其它模式抑制掉, 达到单频输出。

在良好的恒温条件下, 精细调构成外腔的平面反射镜, 使扫描干涉仪的输出波形达到图 6 所示的水平。与此同时在频谱仪上即可出现图 7 的波形。

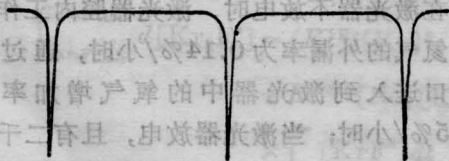


图 6 法布里-珀罗干涉仪输出波形

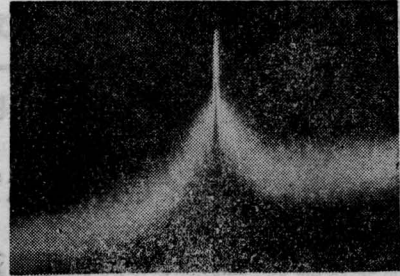


图 7 所测激光器的谱线
尖峰为电辐射。横坐标: 2MC/分度
纵坐标: 5dB/分度

根据前边建立的理论, 实际谱宽为图 7 波形读数的 1/2。因此可知待测激光器谱宽小于 1MHz。

五、结束语

我们系统地分析了延迟自差拍法原理, 并建立了分辨率为 100kHz 的谱宽测量装置。此一装置已在 1985 年 12 月通过了技术鉴定。

参考文献

- [1] T. Okoshi *et al.*; *Electr. Lett.*, 1980, **16**, No. 8, 630.
- [2] Y. Suematsu; "Optical Device and Fibers", Ohmsa, LTD and North-Holland Publishing Company Tokyo, 1982, p. 51.
- [3] L. Goldberg *et al.*; *Electr. Lett.*, 1981, **17**, No. 19, 677.
- [4] P. Favre *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1982, **QE-18**, No. 10, 1717.
- [5] K.-Y. Liou, C. A. Burrus; *Electr. Lett.*, 1985, **21**, No. 8, 354.
- [6] A. Maitland, M. H. Dunn; "Laser Physics", North-Holland Publishing Company Amsterdam-London, 1969, p.292.
- [7] 中山大学数学力学系; "概率论及数理统计"(上册), 人民教育出版社, 北京, 1980, p. 177.