

窄线宽半导体激光器谱宽测试技术研究^{*}

黎海涛^{**} 杨亚培 邓兴成

(电子科技大学电子技术系, 光电子技术系, 应用物理所 成都 610054)

【摘要】 提出一种新颖的窄线宽半导体激光器测试技术—延迟光纤干涉法。利用部分相干光理论推出延迟光纤干涉的计算公式, 通过模拟计算, 总结出采用这种技术的测试方法, 建立了实验系统, 对实验结果进行数据分析, 证明了这种新的测试技术方案是正确可行的。

关键词 光纤; 干涉; 窄线宽; 半导体激光器

中图分类号 TN248.4; TN935.1

随着光电技术的迅速发展以及社会对信息传输速率的日益增长的需求, 空间光通信得到了许多国家的重视, 并投入大量的人力物力进行研究。空间光通信受背景辐射的影响是一个十分重要的问题, 因此, 如何从强背景辐射中提取有用的信号是空间光通信极为关键的技术之一。在空间光通信技术中, 通常的方法是在接收系统中加入“窄带光滤波器”, 例如“原子滤光器”, 该器件的带宽为 1~10 nm。因此, 要求激光的波长要严格稳定, 且线宽要窄。同时, 窄线宽半导体激光器也是相干光通信系统和密集波分复用光纤传输系统等必需的关键器件, 其线宽特性对系统性能有决定性的影响。因此, 对半导体激光器的线宽特性进行研究是一项十分有意义的工作。

目前, 满足单纵模窄谱宽要求的实用半导体激光器主要有: 小型外腔半导体激光器, 集成外腔半导体激光, 分布反馈 DFB 激光器以及分布布位格反射 DBR 激光器。经过人们的努力, 这些器件的线宽特性不断得到改善。外腔半导体激光器的线宽下降到 100 kHz 以下, 最高水平为 1 kHz; 分布反馈激光二极管的线宽达到数兆赫芝。要精确测定这样窄的谱线宽度, 传统方法已不可能。例如, Fabry—Perot 扫描干涉仪的分辨率最高只能达到 1~10 MHz 之间。因此, 必须发展新的测试技术才能满足准确测量线宽的需要。文献 [1] 提出了延迟自外差法, 它是把半导体激光输出光束分成两路, 一路通过光纤延时 τ_d , 另一路通过声光移频器移 f_s 。然后, 把两路光入射到 PIN 光电探测器上进行混频, 混频产生的中频信号则频谱分析仪测量。通过理论分析知道, 当选择光纤延迟线长度, 使 $\tau_d \gg \tau$ (激光器相干时间), 且假设半导体激光器的光谱为洛伦兹线型时, 中频信号的半幅全宽 Δf 是原激光器线宽的两倍, 故可由观测到的拍频谱的 Δf 导出被测激光的线宽特性。对此系统的进一步改进工作是把延时光纤和声光移频器合并在一路中^[2~4], 这种结构的优点是能在不改变光纤长度的情况下观察到不同延时的光谱, 具有更高的分辨率。文献 [5] 是利用自零差拍原理研制的一种实用化长波长光谱线宽测试仪, 采用延迟自零差拍的优点是系统简单, 但仍保持了自零差拍法的高性能。

上述各种延迟外差测试仪中都需要频谱仪测量中频信号, 难以实现测试系统的仪器化。本文从部分相干光理论出发, 结合延迟外差测试仪结构特点, 提出一种新的测试技术——延迟光纤干涉法, 以利于实现测试系统的小型化、仪器化。

1 延迟光纤干涉法

1.1 洛伦兹线型光源干涉定律

干涉现象是光的波动本质明显表现之一, 对于严格的单色光, 它的振幅在空间各点为一常量, 位相与位置、时间成线性关系。若分成两束后, 在空间相遇, 两束光涨落一致, 可形成稳定的干涉场, 称为完全相干光束。对于来自不同光源的光束, 它们的涨落是随机变化的, 即完全不相干。实际的物理光源发出的光总是具有一定的谱线宽度, 为讨论一个具有有限光谱范围的光源发出的光场的相干性问题, 必须确定场中任意两点的振动之间的相干性。引入描述部分相干光场的基本物理量——互相干函数。定义为

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle E_1(t + \tau)E_2^*(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E_1(t + \tau)E_2^*(t) dt \quad (1)$$

它描述具有一定相对时间延迟, 位于两个空间点上的光场之间的相关性。归一化的 $\Gamma_{12}(\tau)$ 称为复相干度 $\gamma_{12}(\tau)$ 。

对于半导体激光器, 一般假设其光谱为洛伦兹线型。它的复相干度是^[6]

$$\gamma(\tau) \approx \exp[-\pi\Delta\nu|\tau|] \exp[-j2\pi\nu_0\tau] \quad (2)$$

式中 τ 为延时; $\Delta\nu$ 为谱宽。

若半导体激光器发出的光照射到杨氏相干实验装置上, 观察点 Q 的光强为

$$I(Q) = I_1(Q) + I_2(Q) + 2\sqrt{I_1(Q)I_2(Q)} \exp[-\pi\Delta\nu|\tau|] \operatorname{Re} \exp[-j2\pi\nu_0\tau] \quad (3)$$

式 (3) 即为光谱为洛伦兹线型的光源在研究其时间相干性时的干涉定律方程。

1.2 延迟光纤理论分析

1) 实验系统模型

图 1 给出了延迟光纤干涉系统结构图。

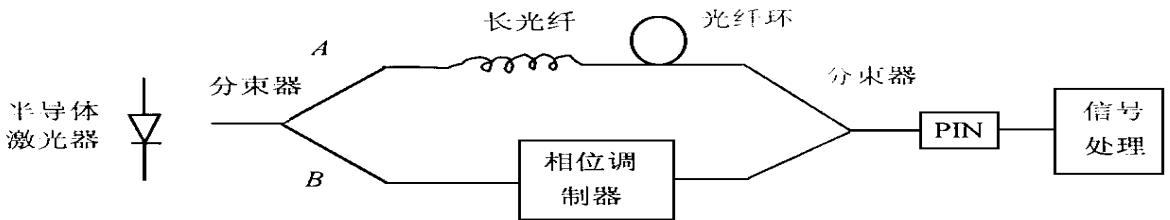


图 1 延迟光纤干涉原理图

窄线宽半导体激光发出的光被分束器分为两路。A 路光经长度为 L 的长光纤和周长为 l 的光纤环延时; B 路光经相位调制器调制。两路光在输出端合束后, 输出到光探测器上转换成电信号, 最后进行信号处理。

设入射光波

$$E_1(t) = E_0 \exp[i(2\pi\nu_0 t + \phi_0(t))] \quad (4)$$

式中 ν_0 为激光器的中心频率; $\phi_0(t)$ 为初始相位抖动。

经 A 路光延时后到达 PIN 的光波

$$E_{11}(t) = E_0(t) \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\sqrt{2}}{2}\right)^{n+2} \exp[i(2\pi\nu_0 t + \frac{2\pi n}{\lambda}(L + nl))] \quad (5)$$

式中 n 是光在光纤环中环绕圈数, $\frac{2\pi n \text{折}}{\lambda}(L + nl)$ 是相位延迟, $n \text{折}$ 是光纤折射率。

B 路光经相位调制器调制后到达 PIN 的光波

$$E_{12}(t) = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0(t) \exp[i 2\pi\nu_0 t + \phi_m(t)] \quad (6)$$

式中 $\phi_m(t)$ 是频率为几 kHz ~ 几十 kHz 的正弦调制信号。

PIN 处光场合成振动

$$E_2(t) = E_{11}(t) + E_{12}(t) \quad (7)$$

光场强度

$$I = \langle E_2(t) E_2^*(t) \rangle = \langle |E_{11}(t)|^2 \rangle + \langle |E_{12}(t)|^2 \rangle + \langle E_{11}^*(t) E_{12}(t) \rangle + \langle E_{11}(t) E_{12}^*(t) \rangle \quad (8)$$

式中

$$\langle |E_{11}(t)|^2 \rangle = [E_0(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\frac{\sqrt{2}}{2})^{n+2}]^2 = I_1 \quad (9)$$

$$\langle |E_{12}(t)|^2 \rangle = \frac{1}{2} E_0(t) = I_2 \quad (10)$$

$$\langle E_{11}^*(t) E_{12}(t) \rangle = \exp[i\phi_m(t)] \langle \{ E_0(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\frac{\sqrt{2}}{2})^{n+2} \exp[-i 2\pi\nu_0 t + \frac{2\pi n \text{折}}{\lambda}(L + nl)] \}^* \times [\frac{\sqrt{2}}{2} E_0(t) \exp i 2\pi\nu_0 t] \rangle \quad (11)$$

式中 $E_0(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\frac{\sqrt{2}}{2})^{n+2} \exp[i 2\pi\nu_0 t + 2\pi n \text{折} / (L + nl) / \lambda]$ 表示延时部分光波; $E_1(t + \tau) \frac{\sqrt{2}}{2} E_0(t) \exp i 2\pi\nu_0 t$ 表示未延时光波 $E_2(t)$, 故式 (11) 可写成

$$\langle E_{11}^*(t) E_{12}(t) \rangle = \exp i\phi_m(t) \langle E_1^*(t + \tau) E_2(t) \rangle = \exp i\phi_m(t) T_{12}(t) = \sqrt{I_1 I_2} \times r_{12}(\tau) \times \exp i\phi_m(t) \quad (12)$$

把式 (2) 代入式 (12) 后得到

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \exp[-\pi\Delta\nu |\tau|] \cos[-2\pi\nu_0 t + \phi_m(t)] \quad (13)$$

根据光探测器的平方率特性, 输出光电流为

$$i(t) = \alpha I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \exp[-\pi\Delta\nu |\tau|] \cos[-2\pi\nu_0 t + \phi_m(t)] \quad (14)$$

其中 α 是光电探测器的增益因子。式中第一、第二项可视为直流背景, 第三项中含有谱宽信息, 对它作进一步讨论, 这一项可表示为

$$i(t) = \alpha E_0^2(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\frac{\sqrt{2}}{2})^{n+1} \exp[-\pi\Delta\nu \frac{n \text{折}(L + nl)}{c}] \cos[-\frac{2\pi n \text{折}(L + nl)}{\lambda} + \phi_m(t)] \quad (15)$$

设调相信号 $\phi_m(t) = m \sin \omega_m t$, m 是调相指数, ω_m 是角频率, 代入式 (15), 展开得到

$$i(t) = \alpha E_0^2(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta\nu \frac{n(L+nl)}{c}] \left\{ \cos\left[-\frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}\right] \times \right. \\ \left. \cos(m \sin \omega_m t) - \sin\left[-\frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}\right] \sin(m \sin \omega_m t) \right\} \quad (16)$$

进一步展开贝塞尔函数,小信号调制下,取调制频率 $\omega_m, 2\omega_m, 3\omega_m$ 项得

$$i(t) = \alpha E_0^2(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta\nu \frac{n(L+nl)}{c}] \left\{ \cos\left[-\frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}\right] \times \right. \\ \left. [J_0(m) + 2J_2(m) \cos 2\omega_m t] + \sin\left[\frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}\right] [2J_1(m) \sin \omega_m t + 2J_3(m) \sin 3\omega_m t] \right\} \quad (17)$$

从式(17)中得含频率 $\omega_m, 2\omega_m, 3\omega_m$ 项分别是

$$i_{\omega_m}(t) = 2\alpha J_1(m) E_0^2(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta\nu \frac{n(L+nl)}{c}] \times \\ \sin\left[\frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}\right] \sin \omega_m t \quad (18a)$$

$$i_{2\omega_m}(t) = 2\alpha J_2(m) E_0^2(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta\nu \frac{n(L+nl)}{c}] \times \\ \cos\left[\frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}\right] \cos 2\omega_m t \quad (18b)$$

$$i_{3\omega_m}(t) = 2\alpha J_3(m) E_0^2(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta\nu \frac{n(L+nl)}{c}] \times \\ \sin\left[\frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}\right] \sin 3\omega_m t \quad (18c)$$

设频率分别是 $\omega_m, 2\omega_m, 3\omega_m$ 的调制信号幅度分别是 $A_{\omega}, A_{2\omega}, A_{3\omega}$, 则

$$A_{\omega} = 2\alpha J_1(m) E_0^2(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta\nu \frac{n(L+nl)}{c}] \sin\left[\frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}\right] \quad (19a)$$

$$A_{2\omega} = 2\alpha J_2(m) E_0^2(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta\nu \frac{n(L+nl)}{c}] \cos\left[\frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}\right] \quad (19b)$$

$$A_{3\omega} = 2\alpha J_3(m) E_0^2(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta\nu \frac{n(L+nl)}{c}] \sin\left[\frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}\right] \quad (19c)$$

式(19)中幅度可从示波器上观测到,作为已知量移到公式右端,把贝塞尔函数项移到左端得

$$J_1(m) = \frac{A_{\omega}}{2\alpha E_0^2(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta\nu \frac{n(L+nl)}{c}] \sin\left[\frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}\right]} \quad (20a)$$

$$J_3(m) = \frac{A_{3\omega}}{2\alpha E_0^2(t) \sum_{n=0}^{\infty} (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta\nu \frac{n(L+nl)}{c}] \sin\left[\frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}\right]} \quad (20b)$$

由贝塞尔递推公式 $J_{n-1}(m) + J_{n+1}(m) = \frac{2}{m} n J_n(m)$, 当 $n = 2$ 时得

$$J_1(m) + J_3(m) = 4/m \times J_2(m) \quad (21)$$

贝塞尔函数 $J_\nu(x)$ 和 x 的关系, 如图2所示。

从图中可看出, 当 $m = 3.832$ 时, $J_1(3.832) = 0$, 式(21)可写成

$$J_3(m) = 4/m \times J_2(m) \quad (22)$$

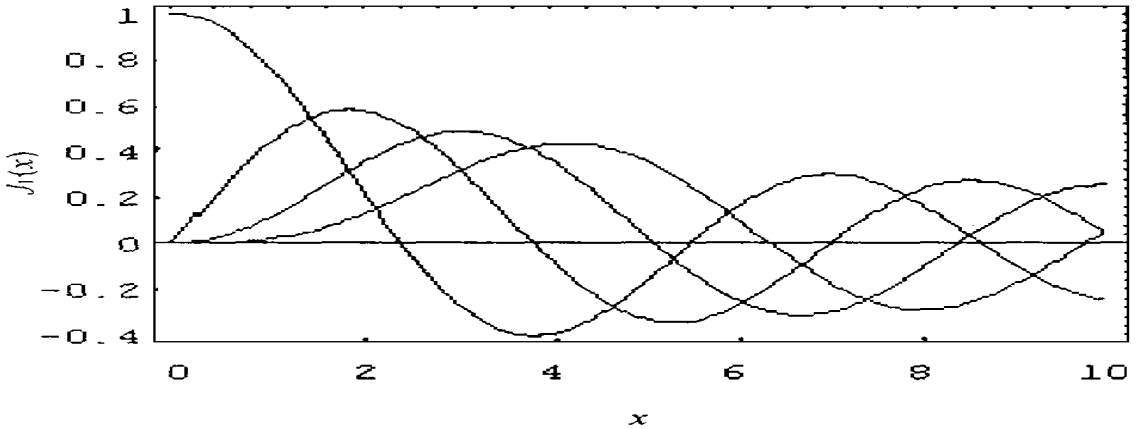


图2 贝塞尔函数 $J_\nu(x)$ 和 x 的关系

把式(20)代入式(22)得

$$\frac{\sum_{n=0}^{\infty} (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta_\nu \frac{n \text{折}(L+nl)}{c}] \cos \frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}}{\sum_{n=0}^{\infty} (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta_\nu \frac{n \text{折}(L+nl)}{c}] \sin \frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}} = \frac{4}{3.832} \times \frac{A_{2\omega}}{A_{3\omega}} \quad (23)$$

当一个延迟光纤干涉系统建立后, 光纤折射率 n , 光纤长度 L , 光纤环周长 l , 激光器波长均已知, 待确定的值是二、三倍频幅度 $A_{2\omega}$, $A_{3\omega}$, 光在光纤环中绕圈数 n 。对于 $A_{2\omega}$, $A_{3\omega}$ 的确定, 我们从图2中可以看到, 当调节 m , 使 m 逐渐从0增大到3.832时, 有以下关系存在 $J_1(3.832) = 0$, $J_2(3.832) \neq 0$, $J_3(3.832) \neq 0$, 故 $A_\omega = 0$, $A_{2\omega} \neq 0$, $A_{3\omega} \neq 0$ 其值可从示波器上观测到。环绕圈数 n 与光源相干长度有关, 设环绕 N 圈后, 延迟时间大于相干时间, 则延时光与未延时光不干涉, 干涉项为0, 故(23)式可写成

$$\frac{\sum_{n=0}^N (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta_\nu \frac{n \text{折}(L+nl)}{c}] \cos \frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}}{\sum_{n=0}^N (\sqrt{2}/2)^{n+1} \exp[-\pi \Delta_\nu \frac{n \text{折}(L+nl)}{c}] \sin \frac{2\pi n \text{折}(L+nl)}{\lambda}} = \frac{4}{3.832} \times \frac{A_{2\omega}}{A_{3\omega}} \quad (24)$$

联系相干时间定义^[6], 即

$$|r(\tau_c)| = \exp[-\pi \Delta_\nu \frac{n \text{折}(L+nl)}{c}] = 1/\sqrt{2} \quad (25)$$

联立式(24)、(25), 可确定线宽 Δ_ν 。

(2) 模拟计算

若有一延迟光干涉系统, 已知: 长光纤长度 L , 光纤环周长 l , 光纤折射率 $n \text{折}$, 待测激光器波长 λ , 以及测得的幅度值 $A_{2\omega}$, $A_{3\omega}$ 。

计算步骤如下:

(1) 从预先知道的激光器谱宽范围假定 $\Delta\nu$ 几个典型值 $\Delta\nu_1, \Delta\nu_2, \dots, \Delta\nu_k$, 由式 (25) 得

$$N = \frac{c \ln \sqrt{2} - L}{\pi \Delta\nu n_{折} l} \quad (26)$$

分别把 $\Delta\nu_1, \Delta\nu_2, \dots, \Delta\nu_3$, 代入式(26)求得对应的环绕圈数 N_1, N_2, \dots, N_k 。

(2) 分别把 N_1, N_2, \dots, N_k 代入式 (24) 中, 计算出对应的 $\frac{A_{2\omega}}{A_{3\omega}}$ 值。与测得的 $\frac{A_{2\omega}}{A_{3\omega}}$ 值比较, 找出接近的值, 得到对应的 $\Delta\nu$ 。上述计算均可编程实现。

下面用一组具体数据来模拟计算。设要测试一波长 $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ 的单纵模外腔激光器谱宽, 其带宽范围在 100 k 以下。

我们假设 $\Delta\nu$ 分布在 30 kHz、50 kHz、100 kHz 左右。

1) 由式 (25) 得延时光纤长度 $L + Nl = c \ln \sqrt{2} / \pi \Delta\nu n_{折}$, 代入 $\Delta\nu$ 可算出 $L + Nl$, 如表 1 所示。

表 1 对应的 $L + Nl$

A_ν / kHz	30	50	100
$(L + Nl) / \text{m}$	755	433	226

2) 根据延时光纤长度, 把系统设计成: 长光纤长度 $L = 200 \text{ m}$, 光纤环周长 $L = 50 \text{ m}$, 代入到式 (26) 中得到不同的 $\Delta\nu$ 对应的环绕圈数 N , 如表 2 所示。

表 2 $\Delta\nu$ 对应的光纤环绕圈数 N

$\Delta\nu / \text{k}$	30	50	100k
N	11	5	1

3) 计算出不同 $\Delta\nu$ 对应的 $\frac{A_{2\omega}}{A_{3\omega}}$, 结果如表 3 所示。

表 3 $\Delta\nu$ 对应的 $\frac{A_{2\omega}}{A_{3\omega}}$

N	11	5	1
$\frac{A_{2\omega}}{A_{3\omega}}$	5.92	3.50	2.88

在求 N 时, 对 N 进行了取整, 由此带来的最大误差是 $N' = N \pm 0.5$, 即环绕圈数多或少半圈。从式(25)知, 当时 $N' = N \pm 0.5$ 时, $\Delta\nu' = \frac{c \ln \sqrt{2}}{\pi n_{折} [L + (N \pm 0.5)l]}$, 误差为

$$|\Delta\nu' - \Delta\nu| = \left| \frac{c \ln \sqrt{2}}{\pi n_{折} [L + (N \pm 0.5)l]} - \frac{c \ln \sqrt{2}}{\pi n_{折} (L + Nl)} \right|$$

通过计算得到不同线宽 $\Delta\nu$ 对应的误差, 结果如表 4 所示。

表 4 不同线宽 $\Delta\nu$ 对应的误差对应的

$\Delta\nu/k$	30	50	100
误差/kHz	1	3	10

由表 4 可以看出, 谱宽越窄, 误差越小, 这也说明延迟光纤干涉法在测量窄线宽时的优越性。

2 实验结果与结论

为验证上述理论结果, 我们建立了一个延迟光纤干涉测试系统, 系统中由单模光纤定向耦合器进行被测光的分束。把定向耦合器、光纤环、相位调制器、延迟光纤熔焊成整体, 使用权整个测试仪做成全光纤型。用此系统对武汉电信器件公司研制的 $1.5\ \mu\text{m}$ 单纵模外腔半导体激光进行了测试。当调节正弦调相信号为 $3.8\ \text{V}$ 、频率 $10\ \text{kHz}$ 时, 从示波器上观测到 $20\ \text{kHz}$ 信号幅值是 $0.27\ \text{mV}$, $30\ \text{kHz}$ 信号幅值是 $0.11\ \text{mV}$, 二、三倍频幅度之比为 2.5 , 与前面模拟计算理论结果比较, 可得到该外腔激光器谱宽约为 $100\ \text{kHz}$, 与公司提供的数据在 $100\ \text{kHz}$ 左右相一致。

本测量方法的误差主要由以下因素决定: 光在光纤环中传输时的损耗, 由光的偏振态所决定的干涉状态, 光纤耦合器的精度, 读数所用示波器的精度等。

为了提高测量系统的精度, 可在光纤环中加入 EDFA 补偿损耗, 使用偏振控制器控制光的偏振态, 设计高精度的信号采集与处理电路, 通过计算机进行测试。

延迟光纤干涉法与目前采用的延迟自外差法相比, 具有以下优点: 系统的光学部分可通过光纤熔接成一体; 可用示波器代替自外差系统中必不可少而价格昂贵的频谱分析仪; 结构简单, 有利于将此系统实现仪器化。目前, 对延迟光纤干涉法测试原理及系统结构, 国内外尚未有报道, 因此, 我们提出的这种测试技术具有一定的现实意义和应用前景。

参 考 文 献

- 1 Okoshi T, Kikuchi K, Nakayama A. Novel network for high resolution measurement of laser output spectrum. *Electron. Lett.*, 1980, 16 (16): 630~631
- 2 Tsuchida H. Simple technique for improving the resolution of the delayed self-heterodyne method. *Opt Lett.*, 1990, 15: 640~642
- 3 Okamura H, Iwatsuki K. Spectral linewidth broadening in Er-doped fiber amplifiers measured with less than $1.4\ \text{kHz}$ linewidth light source. *Electron. Lett.*, 1990, 26: 1965~1967
- 4 Dawson Jay W, Park Namkyoo, Vahala Kerry J. An improved delayed self-heterodyne interferometer for linewidth measurements. *IEEE photonic technology letters*, 1992, 4: 1063~1066
- 5 谢世钟, 张汉一, 周炳琨等. 高灵敏度实用化延迟自零差光谱线宽测试仪. 1991 年光电子器件与集成技术年会论文集, 北京: 清华大学出版社, 1991: 394~397
- 6 羊国光, 宋菲君. 高等物理光学. 合肥: 中国科技大学出版社, 1991

Research of Linewidth Measurement of Narrow Linewidth Semiconductor Laser

Li Haitao Yang Yapei Deng Xingcheng

(Dept. of Elect. Tech., Dept. of Opto-Elect. Tech., Inst. of Applied Physics, UEST of China, Chengdu 610054)

Abstract By analyzing the delayed self-heterodyne method and investigating partial coherent theory, a novel technique-delayed optical fiber interferometer is proposed. This paper also deduces the formula describing the measurement of spectral linewidth of semiconductor laser with delayed optical fiber interferometer, which is demonstrated by simultaneous computation and experimental results.

Key words measurement; optical fiber; interferometer; narrow-linewidth; semiconductor laser.