

激光二极管相干长度的压缩

孙东松 乔立杰 蔡喜平 南京达

(哈尔滨工业大学应用物理系, 哈尔滨 150001)

摘 要 激光二极管的相干长度在高频调制的驱动电流下可以减小, 在实验中对一个 980 nm 的激光二极管进行了测量, 表明相干长度已减小了近 20 倍。

关键词 外差干涉仪, 相干函数, 相干长度。

1 引 言

位相移干涉仪的光学表面测量已经得到了深入的研究并广泛地用于高精度测量^[1-4]。随着误差补偿和误差非敏感算法的发展, 位相移干涉仪的精度已经不断地得到了改善^[5-7]。采用激光二极管作为光源的位相移干涉仪也已出现, 其中通过改变温度或驱动电流产生光源的波长变化, 以产生必要的位相移动。然而, 对于测量亚秒的表面倾斜或平行板的平行度, 位相移干涉仪在响应时间和精度上受到了限制。采用位置敏感器(PSD)的外差干涉仪系统可以达到一定的测量精度, 并具有表面识别能力, 以此代替成像元件, 例如用 CCD 照相机测量表面的微小倾斜或平面的平行度。为了利用外差干涉系统得到高的测量精度, 激光二极管的相干长度必须相当小。

一般地, 激光二极管具有梳状功率谱分布, 相干长度相对较长, 这对于某些应用是必要的。但是, 在精确测量应用方面, 例如空间光学诊断中, 要求激光的相干长度应小于要测量的相邻光学表面的间距, 一般地相干长度小于几毫米。为了得到压缩的激光相干长度, 必须采用对多模二极管激光器进行调制。在理论上, 通过选择适当的调制深度和足够的调制频率, 就可以获得较短的相干长度和高峰值功率。但是, 功率谱的相干函数中会存在边峰, 而边峰的存在会影响测量结果, 所以必须用深度调制抑制边峰。

本实验对一个波长为 980 nm 的多模激光二极管进行了在调制和无调制情况下的相干函数测量, 由此确定它的相干长度。

2 基本原理

激光二极管的特性取决于它的驱动电流, 从而决定了它的功率谱。功率谱的中心以及线型随注入电流(激发水平)的变化而变化。根据这个特性, 激光二极管的相干函数可以改变。假如多模激光二极管的理想模型功率谱为

$$I(\nu) = [G(\nu/\omega_1) \otimes \text{comb}(\nu/\Delta\nu)] G(\nu/\omega_2) \quad (1)$$

$$G(x) = \exp(-\pi x^2), \quad \text{comb}(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x-n) \quad (2)$$

且 $\omega_1 < \Delta\nu < \omega_2$, 则相干函数 $\mathcal{Y}(z)$ 是它的傅里叶逆变换, 即

$$\mathcal{Y}(z) = [g(\omega_1 z) \text{comb}(\Delta\nu z)] \otimes g(\omega_2 z) \quad (3)$$

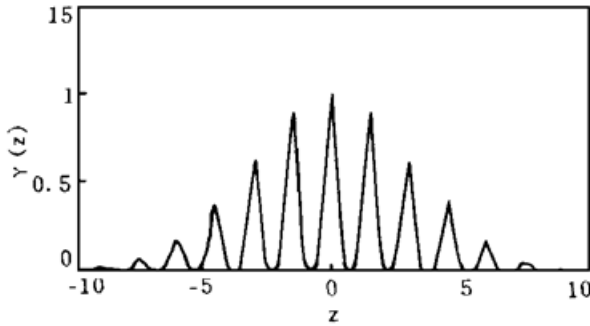


Fig. 1 Coherence function of a typical multi-mode laser diode

由于高斯函数的傅里叶变换仍为高斯函数, 因此相干函数 $\mathcal{Y}(z)$ 与功率谱 $I(\nu)$ 有类似的形式, 图 1 是典型的 $\mathcal{Y}(z)$ 分布。实际的多模激光二极管的相干函数也具有类似的分布, 只是形状彼此不同, 功率谱的包络和每个边峰可以不是高斯分布。

考虑激光二极管的注入电流被一高频信号调制使探测器不能响应该频率, 则可以近似地得到预期的一时间平均的功率谱, 即压缩的相干长度。对于一般情况, 非调制下的多模激光二极管功率谱可写为

$$I(\omega) = [f(\omega) \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(\omega) \otimes \delta(\omega - n\Delta\omega)] \otimes \delta(\omega - \omega_0) \quad (4)$$

式中 $I_n(\omega)$ 为第 n 极边峰频率为 ω 的分布, $\Delta\omega$ 为连续两个边峰的间隔, $f(\omega)$ 为整个谱的包络, 且整个谱以 ω_0 为中心。如果驱动电流被一信号调制, 即 $I(\omega)$ 随调制频率变化, 同时探测器不能响应 $I_n(\omega)$ 和 $f(\omega)$ 的变化, 则功率谱可以表示为

$$I'(\omega, \omega_m) = [f(\omega) \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(\omega) \otimes \delta(\omega - n\Delta\omega) \otimes \delta(\omega - \omega_m)] \otimes \delta(\omega - \omega_0) \quad (5)$$

式中, ω_m 为时间的函数, 由调制源决定。假设谱的移动与注入电流信号有线性关系, 并采用正弦调制信号, 则有

$$\omega_m(t) = \Delta\omega_m \sin(\Omega t) \quad (6)$$

式中 Ω 是调制频率, $\Delta\omega_m$ 是谱移动的幅度, 正比于调制深度。对于低响应速度的探测器, 有效功率谱由 $I'(\omega, \omega_m)$ 在频率范围 $2\Delta\omega_m$ 对时间的积分给出为

$$I(\omega) = \int_{-\Delta\omega_m}^{\Delta\omega_m} [f(\omega) \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(\omega) \otimes \delta(\omega - n\Delta\omega) \otimes \delta(\omega - \omega_m)] \otimes \delta(\omega - \omega_0) d\omega_m \quad (7)$$

改变积分和求和次序并进行积分, 方程(7)可以简化为

$$I(\omega) = \left[f(\omega) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(\omega) \otimes \text{rect}\left(\frac{\omega}{2\Delta\omega_m}\right) \otimes \delta(\omega - n\Delta\omega) \right] \otimes \delta(\omega - \omega_0) \quad (8)$$

式中, $\text{rect}(\omega)$ 是矩形函数。假设对所有不同的 n 值 $I_n(\omega)$ 近似相同, 且等于 $I_0(\omega)$, 则卷积和求和次序可以交换并表示为

$$I(\omega) = \left[f(\omega) \left[I_0(\omega) \otimes \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{\omega}{2\Delta\omega_m}\right) \otimes \delta(\omega - n\Delta\omega) \right] \right] \otimes \delta(\omega - \omega_0) \quad (9)$$

在 $\Delta\omega_m = \Delta\omega$ 下, 求和部分产生常数 1, 因此 $I_0(\omega)$ 和求和的卷积产生 $I_0(\omega)$ 下的面积 A 。于是方程(8)化简成

$$I(\omega) = Af(\omega) \otimes \delta(\omega - \omega_0) \quad (10)$$

得到一展宽的单峰谱, 中心为 ω_0 。但是, 对于不同的 $I_n(\omega)$ 和不确定的 $\Delta\omega_m$, 很难满足上述条

件, 结果相干函数中的边峰不可避免地存在。上述分析表明, 为得到最佳的结果, 光源的调制信号必须有适当的 $\Delta\omega_m$, 即调制深度。

3 相干函数的测量

激光二极管的相干函数测量框图是一个基本的外差干涉仪的光学系统, 如图 2 所示。激光束由一个透镜准直后被一个分束片 BS_1 分成两束, 分别为参考光束和信号光束。参考光束通过一个 PZT 驱动的角反射器 1 反射, 平行的入射到位置敏感器 PSD 上。同样, 信号光束由另一个角反射器 2 反射, 经过透镜 2 由分束片 BS_2 与参考光束结合, 然后一起入射到 PSD 和监视器。为了避免沿着光路的各个表面的反射反馈回激光二极管而影响测量, 将一个偏振片和一个四分之一波片置于激光二极管后, 以达到隔离激光源和反馈光束的目的。角反射器固定在一个可移动的小平台上, 其沿着光路的移动范围为 0~50 mm。由于有限的相干长度和干涉仅能发生在光源相干长度内, 所以两路的光程必须匹配且近似相等, 而且当角反射器 2 从一端移动到另一端时应通过该光程匹配点。

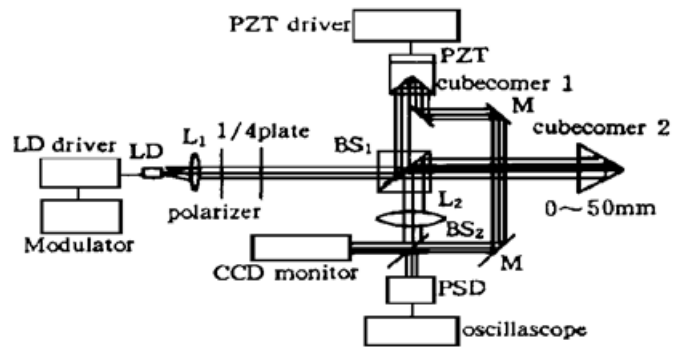


Fig. 2 Schematic experimental setup of a heterodyne interferometer

在实验中, 激光二极管由 LDX3207B 型精密电流源驱动, 输出电流为 36 mA, 同时由一个偏置电路进行调制。调制信号由一个 50 MHz 的 HP8552 型信号发生器产生, 接收器为 PSD 器件。在测量中, 载有角反射器 1 的 PZT 被驱动并振动, 干涉强度图随着 PZT 的纵向运动而变化。因为 PZT 的振动范围远小于相干长度, 所以 PSD 输出信号振幅就反映了对应光程差处的相对信号强度, 于是通过改变角反射器 2 的位置, 就可以得到随光程差变化的相对强度分布, 依次得到光源的相干函数。

理论上, 一个多纵模激光二极管在受到足够的频率和适当的深度调制时, 其相干长度可以被压缩。在实验中, 采用前面描述的外差干涉仪系统对相干函数进行了测量, 并发现为得到明显的相干长度的压缩, 调制频率需要大于约 40 MHz, 调制深度大于 0.5。图 3 给出了调制和非调制下的相干函数。可以看出, 相干长度的压缩情况, 压缩后的主峰比未调制的窄很多, 中心峰值的宽度小于 0.3 mm, 而非调制下的相干长度约为 6.5 mm。非调制的相干函数

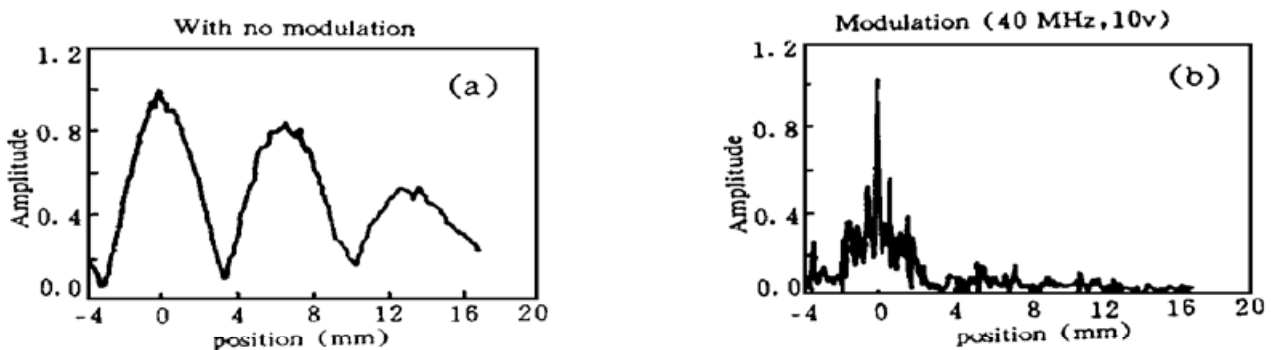


Fig. 3 Coherence function with and without modulation

(a) no modulation, (b) modulation (frequency 40 MHz, depth 0.5)

非常光滑和平缓, 每个边峰非常清晰, 而调制后的相干函数存在许多峰, 大多数峰集中于主瓣内, 与非调制下相干函数相比边带减小迅速。尽管在主瓣中有很多峰, 但是大多数落在 3 mm 光程差范围内, 这已经可以满足自动光学校准和空间光学诊断系统的应用。从实验得到的相干函数还可以发现, 在很多情况下相干函数是类似的, 只是不同的调制频率和深度下的边带幅度不同。

结 论 一个 980 nm 激光二极管在光源调制下的相干长度的压缩过程已经得到。与非调制情况相比, 调制下的相干长度缩小了近 20 倍, 约为 0.3 mm, 这作为光学系统粘结和自动光学校准应用具有足够的空间分辨率。在主瓣存在很多峰, 但是主要集中于距离中心 3 mm 的范围内。边带峰值受调制深度和频率的影响很大, 大调制深度将获得大边带峰压缩。在该系统中, 最佳调制条件为 40 MHz 调制频率和调制深度 0.5。

参 考 文 献

- [1] J. H. Bruning, D. R. Herriott, J. E. Gallagher *et al.*, Digital wavefront measuring interferometer for testing optical surfaces and lenses. *Appl. Opt.*, 1974, **13**(16) : 2693~ 2703
- [2] J. C. Wyant, K. Creath, Recent advances in interferometer optical testing. *Laser Focus/Elect. Opt.*, 1985(Nov) : 118~ 121
- [3] B. Bhushan, J. C. Wyant, C. L. Koliopoulos, Measurement of surface topography of magnetic tapes by mirau interferometry. *Appl. Opt.*, 1985, **24**(9) : 1489~ 1497
- [4] K. Creath, Y. Y. Cheng, J. C. Wyant, Contouring aspheric surfaces using two-wavelength phase-shifting interferometry. *Opt. Acta.*, 1985, **32**(12) : 1455~ 1464
- [5] J. Schwider, T. Burow, K. E. Elssner *et al.*, Digital wave-front measuring interferometry: some systematic error sources. *Appl. Opt.*, 1983, **22**(16) : 3421~ 3432
- [6] K. Creath, Phase-measurement interferometry. *Prog. Opt.*, 1988, **26**(2) : 351~ 398
- [7] J. Schwider, Phase shifting interferometry: reference phase error reduction. *Appl. Opt.*, 1989, **28**(18) : 3889~ 3892

Compressing the Coherence Length of a Laser Diode

Sun Dongsong Qiao Lijie Cai Xiping Nan Jingda
 (Department of Applied Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001)
 (Received 24 December 1995)

Abstract The coherence length of a laser diode can be reduced by modulating the source with a high frequency signal superposed on the driving current for the laser diode. Experiments are made with a 980nm laser diode. It is shown that the coherence length has been reduced by 20 times.

Key words heterodyne interferometer, coherence length, coherence function.