

全息剪切干涉法测量光场相干性

谢建平 姚焜明 海
(中国科学技术大学物理系)

提 要

本文主要描述用全息剪切干涉来测量光场相干性的方法,给出非相干光源的空间和时间相干性测量的一些实验结果,以及对铜蒸气激光束相干性的测量实例,对其应用前景作粗略的讨论。

一、引 言

部分相干光的理论研究在过去三四十年中获得了较大的进展,已有不少论著对此作了描述^[1,2]。这种理论在解决照明对显微镜分辨率的影响^[3],天文学中测定星体直径,分辨双星体等方面^[4]都得到了成功。

部分相干光的实验研究方面则进展较少,目前主要有光学衍射仪^[5]、棱镜波前剪切^[6]、光栅剪切干涉^[7]等方法,已用于非相干光源的空间相干性和激光束因大气扰动而产生的空间相干性的下降^[7]等方面的测量,证实了理论的正确性。但是这些实验方法仍有其不足和局限性,如剪切量不能很小和连续变化,或干涉场强弱检测困难,工艺上麻烦等。本文介绍一种全息剪切干涉测定光学相干性的实验方法,给出非相干光源相干性的测量结果,并对铜蒸气激光束相干性测量的实例,分析这种方法的优缺点和可能的应用。

二、基本 原 理

平稳的非相干光源的相干性已由范西特-泽尼克定理给出,即光源的相干性由其发光强度分布的归一化傅里叶变换所给出。

本实验采用全息剪切干涉来测定光场的相干性^[8]。用两次曝光法在一张全息底片上制作两个空间周期相差很少的光栅,这种复合光栅将入射光波同时衍射成有较小夹角的两个+1级分量相互迭加产生干涉条纹,显然这是波前剪切干涉产生的条纹。当观察距离改变时,两波前的剪切量和条纹的可见度也随着改变,这样全息复合光栅所在平面上光场的相干性可方便地测得。实验采用如图1所示的实验装置来测量。透镜 L_1 将光源成像在狭缝上,透镜 L_2 对透过狭缝的光束准直后照射到全息复合光栅上,两

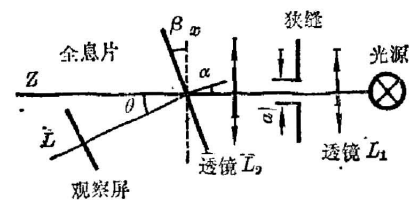


图1 光场相干性测试装置

Fig. 1 Experimental set-up for measuring optical coherence

个+1级(或两个-1级)衍射分量相互干涉,用毛玻璃屏观察条纹。随着观测距离不同,条纹的清晰程度也不同,用胶片记录并作黑度测量得到可见度随剪切量变化的曲线。这里测得的相干度为准直透镜前主平面上的相干度^[3]。

设复合光栅的常数为 d_1 和 d_2 , 全息片法线、观测方向与光轴 Z 分别成 β 和 θ 角, 宽度为 a 的狭缝对光轴成对称放置, 且平行于光栅上的条纹。取 x 轴垂直狭缝, 狭缝上 x' 处的线源准直成平面波 $A_0 \exp[-ik(x \sin \alpha + Z \cos \alpha)]$, 一般 x' 很小, $\alpha \sim (x'/f_2)$, $|\alpha| \ll (a/2f_2)$ 。光栅的透射函数为

$$t(x, z) = \frac{1}{4} \left[1 + \cos \frac{2\pi}{d_1} (x \cos \beta + Z \sin \beta) \right] + \frac{1}{4} \left[1 + \cos \frac{2\pi}{d_2} (x \cos \beta + Z \sin \beta) \right]。 \quad (1)$$

两个+1级分量的强度分布为 $\frac{I_0}{32} \left[1 + \cos \frac{2\pi}{d'} (x \cos \beta + Z \sin \beta) \right]$, 其中 $(1/d') = (1/d_1) - (1/d_2)$ 为复合光栅的拍周期, I_0 为入射光强度。这种条纹是平行直条纹, 间距与波长无关, 但随线源位置而发生平移, 平移量 $\Delta x = Z(x'/f_2)$ 。同时光波波长不同, +1级衍射方向不同, 它们的条纹相互平移错开, 平移量 $\Delta x = (Z\Delta\lambda/\bar{d}) \cdot [1 - (\bar{\lambda}/\bar{d}) \sin \beta]^{-2}$, 其中 $\bar{d} = (d_1 + d_2)/2$, $\bar{\lambda}$ 为光谱分布的平均波长。那么光谱分布为矩形函数, 光强均匀分布的狭缝光源产生的条纹为

$$I(x, Z) = \frac{I_0}{32} a \Delta\lambda \left[1 + \operatorname{sinc} \frac{aZ \cos \beta}{d' f_2} \operatorname{sinc} \frac{Z \Delta\lambda \cos \beta}{d' \bar{d} \left(1 - \frac{\bar{\lambda}}{\bar{d}} \sin \beta \right)^2} \cdot \cos \frac{2\pi}{d'} (x \cos \beta + Z \sin \beta) \right]。 \quad (2)$$

条纹的可见度由下式表示:

$$V(Z) = \operatorname{sinc} \frac{aZ \cos \beta}{d' f_2} \operatorname{sinc} \frac{Z \Delta\lambda \cos \beta}{d' \bar{d} \left(1 - \frac{\bar{\lambda}}{\bar{d}} \sin \beta \right)^2}, \quad (3)$$

它是光源强度和光谱分布的傅里叶 \cos 变换的乘积, 观察距离 Z 处的剪切量近似为 $Z(\lambda/d')$ 。当观察屏位置为

$$\left. \begin{aligned} \frac{aZ \cos \beta}{d' f_2} = n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \\ Z = L \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

时条纹消失, 可得知光源的限度。消失前后的条纹可见度发生反转, 即条纹相互平移半个间隔。

同理, 当观察屏位置为

$$\frac{Z \Delta\lambda \cos \beta}{d' \bar{d} \left(1 - \frac{\bar{\lambda}}{\bar{d}} \sin \beta \right)^2} = n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (5)$$

时条纹也消失, 从而可求得光谱宽度。

三、实验和结果

实验装置如图1所示, 光源为钠光灯或白炽灯泡等, 调整时首先使透镜 L_1 和 L_2 同轴,

狭缝放在成像透镜 L_1 的像面上, 用望远镜观察使狭缝处于准直透镜 L_2 的前焦面上。 L_1 的焦距为 110 mm, 口径 40 mm, 成像倍率 1:1, 其爱里斑直径约 $4 \mu\text{m}$, 远小于狭缝宽度, 因此狭缝可看成非相干的次级光源。

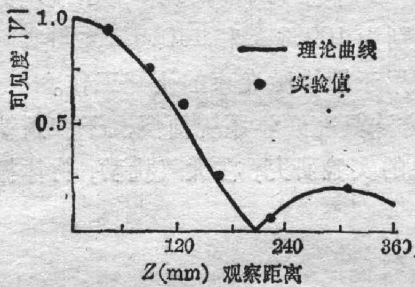


图 2 狭缝光源($\lambda=5893 \text{ \AA}$)的可见度曲线
Fig. 2 Visibility curve of slit source ($\lambda=5893 \text{ \AA}$)

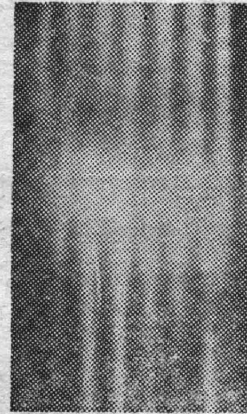


图 3 可见度反转前后的条纹
Fig. 3 The fringes in front of and behind the visibility conversion

取狭缝宽度 $a=0.507 \text{ mm}$, 全息复合光栅的 \bar{d} 和 d' 分别为 $1.447 \times 10^{-3} \text{ mm}$ 和 2.186 mm , L_2 焦距 $f'_2=47.478 \text{ mm}$ 时, 在不同的观察距离上用胶片记录后, 用测微密度计测定条纹的可见度。图 2 是可见度随观察距离变化的实验曲线。图中横标尺 $Z=120、240、360 \text{ mm}$ 所对应的剪切量分别为 $32.3、64.6、97 \mu\text{m}$, 在 $Z=205 \text{ mm}$ 处条纹第一次消失, 将胶片斜插在光路中, 其上下部各为消失前后的干涉条纹(图 3), 由图可见上下部条纹相互错开半个条纹间隔, 可见度发生了反转。

当狭缝宽度改变时, 条纹第一(或第二)次消失位置 L 也随之改变, 由(4)式可得狭缝宽度。实验中我们对不同宽度的狭缝进行测量, 并同读数显微镜测得的狭缝宽度进行了比较, 二者符合较好, 进一步说明了这种方法的可靠性。

用全息剪切干涉法可以测量各类激光束的空间相干性。图 4 是对溴化铜蒸气激光束中心的测量结果^[8]。铜蒸气激光管的口径和长度分别为 20 mm 和 40 cm, 两端布氏窗口相距 1 m, 双脉冲放电激励, 工作温度 480°C , 用 $4f$ 傅氏变换光路测量, 全息光栅位于 $4f$ 系统的前焦面上, 测量平面在后焦面以远。实验结果表明无腔铜蒸气激光束仍具有一定的空间相干性, 只有一个反馈腔片时相干直径为 0.24 mm 。这种相干性的测量将有助于解决图像亮度放大中的分辨率问题, 同时可为无腔激光束空间相干性和选空间模激光器等研究提供实验手段。

在测光源时间相干性时, 狭缝要窄, 使得光源限度比光谱宽度所造成的条纹第一次消失位置远得多。测量条纹可见度随观察距离变化的曲线及第一次消失位置可得知光谱线型及线宽。测量装置同图

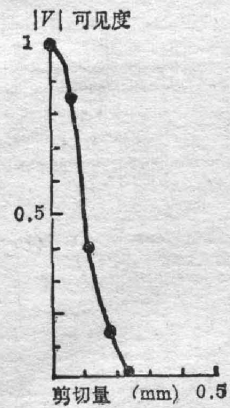


图 4 单腔片铜激光束空间相干性随剪切量变化的实验曲线
Fig. 4 Experimental curve of spatial coherence of Cu-vapor laser with one cavity mirror vs shearing

1, 光源是 2.5 W 白炽灯, 用中心波长分别为 4990 Å 和 5470 Å、半宽度 110 Å 和 140 Å 的滤光片滤光后作为复色光源。条纹第一次消失分别为 228 mm 和 177.5 mm, 光谱用高斯型 $\exp[-(\Delta\lambda)^2/2\sigma^2]$ 来近似, 可见度函数为 $\exp\left[-\frac{\sigma^2}{2}\left(2\pi\cdot\frac{Z\cos\beta}{d'\bar{d}\left(1-\frac{\lambda}{d}\sin\beta\right)^3}\right)^2\right]$ 。实验中

$\beta=0^\circ$, $d'=2.186$ mm, $\bar{d}=1.43$ μm, $a=0.244$ mm, 条纹用毛玻璃目视观察, 由瑞利分辨率判据 $\sigma=0.3384(d'\bar{d}/Z)$, 因此测得的光谱半宽度分别为 109.3 Å 和 140.9 Å, 与实际值符合较好。这种方法适合测量相干长度较短的光源, 可用于锁模激光束的研究工作。

本文用全息剪切干涉来测量光场的二阶相干性的方法具有光学系统简便, 干涉条纹非常稳定, 检测方便等优点。这种方法将有助部分相干性的实验研究, 在大气扰动, 物体振动的探测及统计光学实验方面还可起一些促进作用。

吴云霞同志也参加了部分实验工作。

参 考 文 献

- [1] M. 玻恩, E. 沃耳夫;《光学原理》, (科学出版社, 1981), 第十章。
- [2] A. S. Marathay; 《Elements of Optical Coherence Theory》, (John Wiley & Sons, 1982)。
- [3] B. J. Thompson, E. Wolf; *J. O. S. A.*, 1957, **47**, No. 6 (Jun), 895.
- [4] J. B. Breckinridge; *Appl. Opt.*, 1972., **11**, No. 12 (Dec), 2996.
- [5] D. N. Grimes; *Appl. Opt.*, 1971, **10**, No. 7 (Jul), 1567.
- [6] J. C. Wyant; *Appl. Opt.*, 1975, **14**, No. 7 (Jul), 1613.
- [7] H. W. Wessley, J. O. Bolstad; *J. O. S. A.*, 1970, **60**, No. 5 (May), 678.
- [8] 黑田和男, 谢建平;《日本 1983 年秋季应用物理学术报告会文稿集》, 26a-Q-8, 26a-Q-9.

Measurement of optical coherence with holographic shearing interferometer

XIE JIANPING YAO KUN AND MING HAI

(Department of Physics, China University of Science and Technology)

(Received 4 June 1984; revised 20 August 1984)

Abstract

In this paper the method of measuring the coherence of optical field with holographic shearing interferometer is described. Some experimental results are given about the spatial and temporal coherence of incoherent sources, and the example of Cu-vapor laser beam coherence measurement. Also given is a brief discussion about its applications.