

声光效应对光学相干度的调制

董孝义 盛秋琴 王全月 陈森林
(南开大学现代光学研究室)

提 要

本文报道和讨论了用超声驻波调制激光相干度的原理与实验结果。给出了不同声功率下双狭缝干涉的光强分布,并作出了调制相干因子与换能器所加高频电压的关系曲线。此外,还对铌酸锂电光调制器的调制相干度作用进行了初步测量与探讨。

一

在光学图象信息处理中,图象质量与光源的相干条件有明显的依赖关系,尤其是所谓散斑噪声更是与照明光源的相干程度密切相关,消除散斑噪声已经成为全息处理领域中重要的研究课题之一,另外,在激光显示、激光存储等方面都对光学相干度提出要求,可见,控制光的相干度已不仅仅是相干光的理论问题,而且也是当前技术领域中的实际问题。已经有人提出了一些消除或控制光学相干度的方法^[1~8],其中 Ohtsuka 提出的声光调制相干度方法可以方便地调节光学相干度大小,是一种控制光学相干度行之有效的方法。最近 Ohtsuka 对此又作了系统研究,并对这种方法作了较全面的综述^[4]。不过,他的工作几乎主要的是用行波型器件完成的,当然其理论研究也主要限于这一范围。我们在 Ohtsuka 的理论基础上对驻波型声光器件控制光学相干度进行了初步理论分析,并作了若干有关实验,证明:对驻波型声光器件来说也具有控制光学相干度的能力,而且与理论分析基本相符。此外,我们还利用铌酸锂电光调制器的声共振耦合效应^[9]对电光晶体的调制相干度作用进行了初步实验探讨,证明:这种调制相干作用也较为明显,有一定实际意义。

二

实验使用的声光调制器的结构及其各作用量关系如图1所示。令器件在 Raman-Nath 范畴运转^[5]。这时声场的作用表现为对光束的相位调制作用。当光束通过声场时,将产生多级 Raman-Nath 衍射,而且各级衍射光皆出现多重多普勒频移^[6],这正是声光效应可以调节或消除光学相干性质的原因所在。从原理上讲,在这方面驻波型与行波型声光器件没有本质上的差别。

以双狭缝衍射为例(见图2),行波声光器件对激光相干度的调制作用可用下式表示^[3]:

$$\Gamma_{12}(x_1, x_2) = \Gamma'_{12}(x'_1, x'_2) \cdot G_{12}(x_1, x_2), \quad (1)$$

式中 $\Gamma'_{12}(x'_1, x'_2)$ 与 $\Gamma_{12}(x_1, x_2)$ 分别表示入射面与出射面上相应两点的互相干度; $G_{12}(x_1, x_2)$

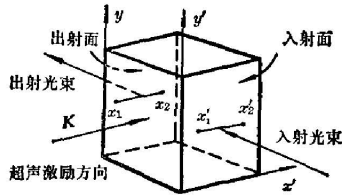


图 1

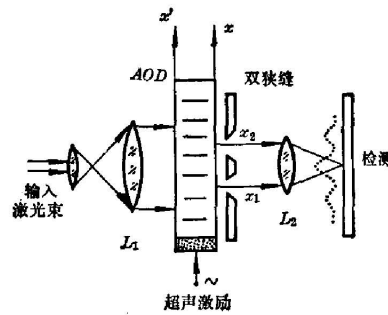


图 2

则表示因声光作用而导致光波相干性改变的比例因子,可称其为调制相干因子,不难看出,其倒数可用来表征消相干作用的大小。在行波情况下为

$$G_{12}(x_1, x_2) = J_0\{2v \sin[\pi(x_1 - x_2)/\Lambda]\}, \quad (2)$$

式中 $v = \Delta n k L$ 为 Raman-Nath 参数, Λ 为超声波长, L 为声光作用长度, Δn 为超声作用引起的折射率变化幅度。可以证明^[5], Δn 幅值与加在声光器件换能器上的高频电压成比例关系。

对于驻波情况与行波有所不同,因声场作用导致的相位因子改变可写成如下形式:

$$U_s(x, t) = n_0 k L + v \sin \Omega t \sin Kx, \quad (3)$$

式中 Ω 、 K 分别为超声波的圆频率和波矢,因此在驻波情况下互相干度为^[7]

$$I_{12s}(x_1, x_2) = \langle V(x_1, t) \cdot V^*(x_2, t) \rangle = I'_{12s}(x'_1, x'_2) \cdot G_{12s}(x_1, x_2), \quad (4)$$

$$G_{12s}(x_1, x_2) = \langle \exp[iv(\sin Kx_1 - \sin Kx_2) \sin \Omega t] \rangle, \quad (5)$$

式中符号“ $\langle \rangle$ ”表示对时间求平均,因有 $\langle f(\sin \Omega t) \rangle = \langle f(\cos \Omega t) \rangle$ 以及

$$J_m(\alpha) = \frac{i^{-m}}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(i\alpha \cos \alpha) \exp(im\alpha) d\alpha = e^{-m} \langle \exp(i\alpha \cos \alpha) \cdot \exp(im\alpha) \rangle,$$

故(5)式可改写成如下形式:

$$G_{12s}(x_1, x_2) = J_0 \left[2v \left| \sin \frac{\pi}{\Lambda} (x_1 - x_2) \cos \frac{\pi}{\Lambda} (x_1 + x_2) \right| \right]. \quad (6)$$

与(2)式所示的行波情况比较,驻波情况下的调制相干因子不仅与两点的相对位置有关,而且还与两点的中心坐标 $(x_1 + x_2)/2$ 有关。当中心坐标固定时, G_{12s} 也随 $(x_1 - x_2)$ 作周期性变化,周期仍为 Λ ; 反之,如果两点相对位置确定, G_{12s} 大小将随中心坐标改变作周期性变化,这一点是不同于行波情况的。对于一些特殊点,如 $x_1 - x_2 = m\Lambda$, 或 $x_1 + x_2 = [m + (1/2)]\Lambda$ 时, $G_{12s} = 1$, 即不受声场影响。除这些特殊点外,总可以找到合适的 v 值(即声功率)使(6)式为零,亦即两点相干性完全被消除,但从上述分析可知,对于驻波,使 $G_{12s} = 1$ 的点比行波情况更多一些,虽然这是它的缺点。

G_{12s} 的大小可通过双狭缝干涉条纹的可见度 γ 加以测量, γ 的定义为

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (7)$$

这里 I_{\max} 、 I_{\min} 为干涉条纹的相邻极大值与极小值,如令双缝在观测点产生的光强分别为 I_1 、 I_2 ,则由(7)式不难得到

$$|G_{12s}| = \gamma \frac{I_1 + I_2}{2\sqrt{I_1 I_2}}. \quad (8)$$

因为不加声场时有 $|G_{12s}^0| = \gamma_0 [(I_1 + I_2)/2\sqrt{I_1 I_2}] = J_0(v=0) = 1$, 故(8)式可写成

$$|G_{12s}^0| = \gamma/\gamma_0. \quad (9)$$

此外,通过声光调制的激光束在发生单缝衍射时各级衍射光强极大值与零级之比为^[10]

$$\left. \begin{aligned} I_{2m}/I_0 &= \frac{\sum_{p=0}^{\infty} J_{m-p}^2\left(\frac{v}{2}\right) J_{m+p}^2\left(\frac{v}{2}\right)}{\sum_{p=0}^{\infty} J_p^4\left(\frac{v}{2}\right)}, \\ I_{2m+1}/I_0 &= \frac{\sum_{p=0}^{\infty} J_{m-p}^2\left(\frac{v}{2}\right) \cdot J_{m+p+1}\left(\frac{v}{2}\right)}{\sum_{p=0}^{\infty} J_p^4\left(\frac{v}{2}\right)}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

由此可以看出,各级衍射光皆为 v 的函数,亦即与加在换能器上的高频电压 u 的大小有关,这样一来,对于双缝干涉来说,其干涉条纹的强度包络也将随 u 的大小而改变。

三

实验装置如图 3 所示。由 He-Ne 激光器 ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) 产生的相干光经光学系统 L_1 扩

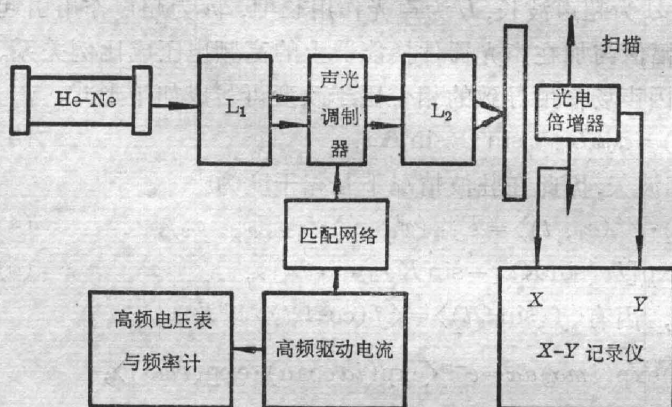


图 3

束后入射到声光调制器,所使用的声光介质为重火石玻璃,换能器为石英晶体;设计声光调制器使其 Raman-Nath 范畴运转,它由频率可以调节的高频电源通过匹配网络对其驱动,并由频率计指示读数,光束通过声光调制器经过双狭缝并在其后的屏上产生干涉条纹,除了使用照相机拍摄条纹外,为了测量其可见度,我们还自制一种光电倍增器扫描装置,由 X-Y 函数记录仪直接绘出干涉条纹强度分布曲线,并由此计算出相应的可见度大小。

利用图 3 所示系统进行了如下测量:

利用图 3 所示系统进行了如下测量:

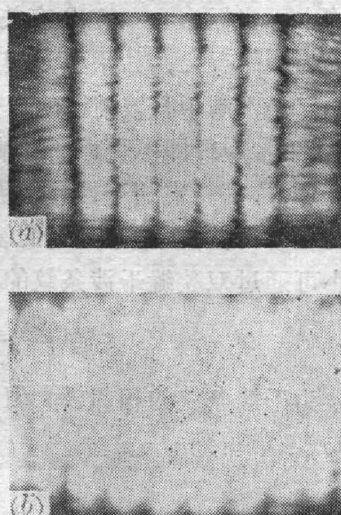
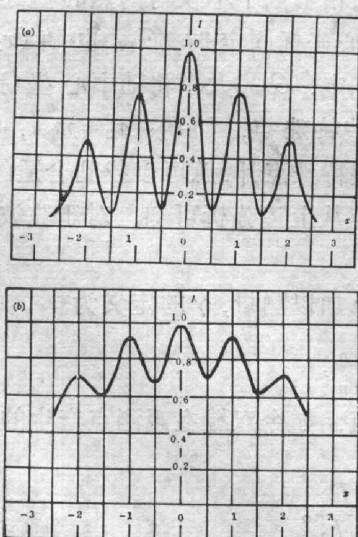


图 4

1. 超声驻波作用下双狭缝干涉条纹的强度分布

直接由 X-Y 函数记录仪绘出分布曲线, 测量结果如图 4 所示; 图中标出的 u 值系指高频驱动信号输出幅值读数, (a)、(b) 分别对应未加声场 ($u=0$) 和加声场 ($u=100$) 的两种情况。(a')、(b') 则分别为两种情况下拍摄的干涉条纹照片。从中可以明显看出, 超声驻波具有消相干作用。这时, 如果移动双缝中心坐标, 我们即可观察到光强分布对比度的周期变化; 如果改变双缝的相对位置, 与行波情况相似^[7], 同样可观察到相干度的周期变化, 这些实验结果与理论分析[即(6)式]相符。

2. 调制相干因子与声场的高频驱动电压之间的关系曲线

已知 Raman-Nath 参数 v 与声场的高频驱动电压 u 成比例关系, 因此, 调制相干因子 G_{12s} 与参数 v 之间的关系, 由(6)式可简化为

$$G_{12}(v) \propto G_{12}(au) = J_0(au), \quad (10)$$

式中 a 为比例常数, 实验上可固定一双狭缝, 调节高频信号源输出, 测出相应的 G_{12} 值, 即可作出 $G_{12} \sim u$ 关系曲线。图 5 画出了一组实验结果, 其中标号“+”为实验值, 实线为理论曲线。可以看出, 二者大体相符, 由此可见, 声场强弱对光学相干度具有调节控制作用。只要驱动声场的换能器高频电压足够高, 并且驱动频率调节适当, 即可得到 $G_{12}=0$; 进一步增加驱动电压, G_{12} 便改变符号, 变为负值, 即干涉条纹对比度发生反转, 这一结果与行波情况^[7,8] 有类同之处。图 6 是与图 5 对应的三种典型干涉条纹强度分布, 从中可以看出条纹对比度随高频电压 u 的增加而降低, 并且进一步达到反转的现象。

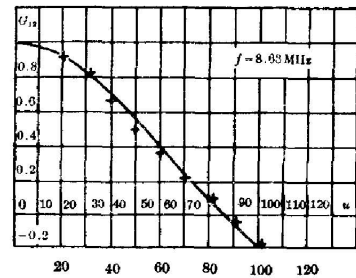


图 5

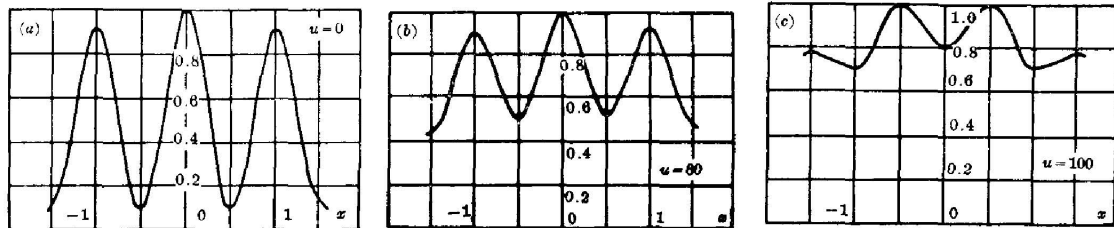


图 6

3. 利用铌酸锂电光调制器件的声共振耦合效应对光学相干度进行调制

铌酸锂一类电光晶体在适当频率下可产生声共振效应, 从而形成两维相位光栅作用, 亦即构成两个以上的驻波声场, 它相当于几个声光调制器的叠合, 故能从理论上预言, 它也具有调制光学相干度的作用。实验上证明了这一点。图 7 是铌酸锂电光调制器的结构图, 故将其作为声光器件使用, 故在电极上注入高频电压。图 8 是按实验装置图 3 测得的几组曲线, 使用频率为 11.1 MHz。根据(9)式算得它们分别为 (a) $\sim G_{12}=1$; (b) $\sim G_{12}=0.52$; (c) $\sim G_{12}=0.22$, 对应的高频电压分别为 $u=0, 30, 60$ (相对值), 由此可以看出, 当高频电压馈入时, 有明显的消相干作用出现, 并随之加大而增强。由于是两维声场的作用, 故在另外一些方向上也可观测到类似的情况, 不难看出, 这种器件较之声光器件, 工艺结构简单得多,

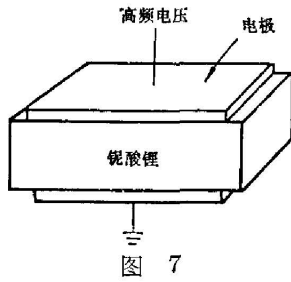


图 7

使用上也较为方便,因此它更具有实际意义。

从上述理论分析及其实验结果证明,驻波型声光器件也具有明显的调节控制光学相干度作用。只是由于不能消相干的特殊点较之行波器件为多,所以在使用中会受到一定的限制,这是有待解决的问题。但是,由驻波型理论及其相应实验证明,将铌酸锂一类电光器件用于调节控制光学相干度具有实际意义。同时,由该理论的分析还可以说明,在使用驻波型声光器件的场合(例如激光器的声光主动锁模等)应注意声光效应的消相干作用,并在系统设计中加以考虑。

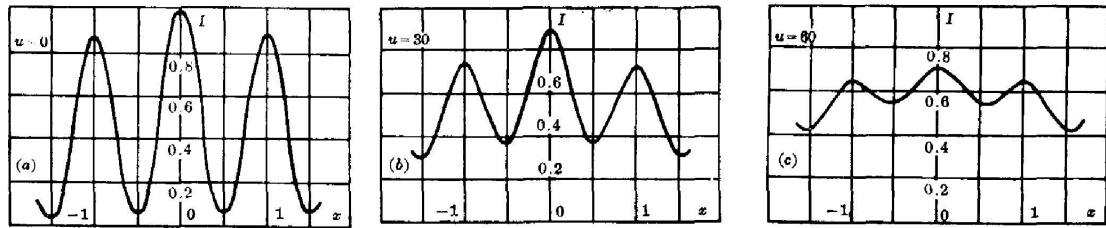


图 8

参 考 文 献

- [1] S. Lowenthal, D. Joyeux; *J. O. S. A.*, 1971, **61**, No. 7 (Jul), 848.
- [2] G. S. Ih; *Appl. Opt.*, 1977, **16**, No. 6 (Jun), 1478.
- [3] Y. Ohtsuka; *Opt. Commun.*, 1976, **17**, No. 3 (Jun), 234.
- [4] Y. Ohtsuka; *Opt. Acta*, 1982, **29**, No. 6 (Jun), 771.
- [5] 徐介平;《北京工业大学学报》,1980, No. 2, 50.
- [6] 董孝义,盛秋琴;《激光》,1982, **9**, No. 3 (Mar), 157.
- [7] Y. Ohtsuka, Y. Imai; *J. O. S. A.*, 1979, **69**, No. 5 (May), 684.
- [8] Y. Ohtsuka; *Canada. J. Phys.*, 1979, **57**, No. 9 (Sep), 1420.
- [9] 董孝义,盛秋琴;《中国激光》,1983, **10**, No. 2 (Feb), 97.
- [10] 李荫远,杨顺华;《非线性光学》,(科学出版社,北京,1974).

Optical coherence modulation by A-O effect

DONG XIAOYI SHEN QIUGIN WANG JIYUE AND CHEN SHENLIN

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin)

(Received 26 July 1983; revised 3 January 1984)

Abstract

The theory and corresponding experimental results of spatial degree of coherence modulation with ultrasonic standing wave which is controlled by electricity are reported and experimental curves are made under different transducer voltages. In addition, we have measured and probed the optical degree of coherence modulation by Lithium Niobate EO-crystal as a beginning work in this field.