

用时间延迟激光感生双光栅方法 测量两束光的相对相位变化*

姜 谦 俞祖和 米 辛 张治国 傅盘铭

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

提 要

用时间延迟激光感生双光栅研究光路中的相位变化. 实验结果表明, 通过拍频信号峰值的位移, 可以测量两束频率与偏振均不相同的光经过介质后相对相位的变化.

关键词 时间延迟, 激光感生, 双光栅

1 引 言

测量同一光源在不同光路中相位变化的传统方法是采用干涉仪^[1]. 最近, 作者曾用时间延迟激光感生双光栅方法研究两个独立光源之间的拍频^[2], 并得到在很大频差范围内四波混频的调制信号, 此现象来源于两个光栅在空间的干涉. 本文对此作进一步研究, 发现, 通过调制信号峰值位置的移动, 可以测量两束频率与偏振均不相同的光经过介质后相对相位的变化.

2 理 论

时间延迟激光感生双光栅的原理如图 1 所示. 考虑激光感生热栅实验. 如果两束泵浦光 (光束 1 及 2) 分别包括两个频率分量 ω_1 及 ω_2 , 则 ω_1 及 ω_2 将各自在介质中感生出热栅 TG₁ 及

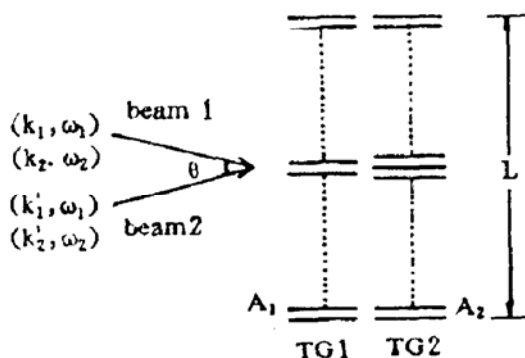


Fig. 1 Schematic of the basic principle for using time-delayed laser-induced double gratings to study the phase change in optical path

TG₂. 由于 $\omega_1 \neq \omega_2$, TG₁ 及 TG₂ 干涉条纹的相对位置将由同相至异相再至同相. 设 L 为 TG₁ 及 TG₂ 两热栅的干涉条纹数目相差 1 的距离, 我们用光斑直径远小于 L 的探测光去探测此热栅. 如果 TG₁ 与 TG₂ 的干涉条纹为同相, 则相长干涉将使四波混频信号增强. 反之, 如果干涉条纹

收稿日期: 1992 年 3 月 9 日

* 本课题由国家自然科学基金资助.

为异相,则混频信号将减弱. 实验中测量混频信号随 1, 2 两束泵浦光相对延迟 τ 的关系. 当 τ 改变时, TG_1 及 TG_2 的相对相位亦随之而改变,使得混频信号产生调制. 调制周期为 $2\pi|\omega_1 - \omega_2|^{-1}$. 用此方法可以得到 ω_1 及 ω_2 两束光之间的拍频. 如果我们在第一束泵浦光(或第 2 束泵浦光)中引入一介质,使泵浦光中 ω_1 及 ω_2 分量的相对相位产生变化,则 TG_1 及 TG_2 的相对相位亦随着改变,这就使混频信号的峰值产生位移,由此可以得到 ω_1 及 ω_2 分量的光经过介质后相对相位变化的信号.

第 1 及第 2 束泵浦光的光场可写成

$$\left. \begin{aligned} E_{p1}(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon_1 \exp[i(\mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t + \omega_1 \tau)] + \varepsilon_2 \exp[i(\mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t + \omega_2 \tau)], \\ E_{p2}(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon'_1 \exp[i(\mathbf{K}'_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t + \varphi_1)] + \varepsilon'_2 \exp[i(\mathbf{K}'_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t + \varphi_2)], \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 τ 为第 1, 2 两束泵浦光的相对延迟时间, φ_1 (φ_2) 为引入第 2 束泵浦光 ω_1 (ω_2) 分量的相位因子, ε_i 及 \mathbf{K}_i ($\varepsilon'_i, \mathbf{K}'_i$) 为第 1 束(第 2 束)泵浦光中 ω_i 分量的光场振幅及光波矢量. 由于 ω_1 及 ω_2 分量的泵浦光将分别在介质中感生各自的热栅 TG_1 及 TG_2 , 于是得到介质的局部温度 $T(\mathbf{r}, t)$ 满足^[3]

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} - D \nabla^2 T &= \frac{anc}{4\pi\rho C_p} \{ \varepsilon_1 \varepsilon'_1 \exp[i(\mathbf{q}_1 \cdot \mathbf{r} + \omega_1 \tau - \varphi_1)] + \varepsilon_2 \varepsilon'_2 \exp[i(\mathbf{q}_2 \cdot \mathbf{r} + \omega_2 \tau - \varphi_2)] \}, \\ \mathbf{q}_i &= \mathbf{K}_i - \mathbf{K}'_i, \quad (i = 1, 2) \quad D = \beta/\rho C_p, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 D 为介质的扩散系数; 而 ρ, C_p, β, a, n 分别为介质的密度, 比热、热导率、能量损耗率和折射率. (2) 式的稳态解为

$$T(\mathbf{r}, t) = \frac{anc}{4\pi\rho C_p} \left\{ \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon'_1}{Dq_1^2} \right) \exp[i(\mathbf{q}_1 \cdot \mathbf{r} + \omega_1 \tau - \varphi_1)] + \left(\frac{\varepsilon_2 \varepsilon'_2}{Dq_2^2} \right) \exp[i(\mathbf{q}_2 \cdot \mathbf{r} + \omega_2 \tau - \varphi_2)] \right\} \quad (3)$$

在 $\mathbf{q}_1 \simeq \mathbf{q}_2$ 情况下, 为简单起见, 假设 $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ 及 $\varepsilon'_1 = \varepsilon'_2$. 用沿第 1 束光反向前进的探测光(光束 3)去探测此热栅, 得到的非线性极化为

$$\begin{aligned} P(\mathbf{r}, t) &= \frac{n}{2\pi} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) T(\mathbf{r}, t) E_3(\mathbf{r}, t) \\ &= \frac{anc^2}{4\pi\rho C_p} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon'_1 \varepsilon_3}{Dq_1^2} \right) \exp\{i[(\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}'_1 + \mathbf{K}_3) \cdot \mathbf{r} - \omega_3 t + \omega_1 \tau]\} \\ &\quad \cdot \{1 + \exp[-i(\Delta\tau - \varphi_1 + \varphi_2)]\} \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $\Delta = \omega_1 - \omega_2$, ε_3 及 \mathbf{K}_3 为探测光的光场振幅及光波矢量, 四波混频信号正比于非线性极化绝对值的平方, 得

$$I(\tau) \propto 1 + \cos[\Delta\tau - (\varphi_1 - \varphi_2)]. \quad (5)$$

式(5)表明, 混频信号以 Δ 频率调制, 而其相位决定于第 2 束(或第 1 束)泵浦光中 ω_1 及 ω_2 分量的相对相位变化.

3 实验装置

实验装置如图 2 所示. 为了能改变相对相位 ($\varphi_1 - \varphi_2$), 将 Soleil 补偿器放入光路内. Soleil 补偿器包括一对光楔和一块固定厚度的平板. 其中一块光楔与平板光胶在一起, 补偿器的厚度可通过丝杠推动另一块光楔的位置来改变. 样品为噁嗪染料. 一台 Quanta-Ray YAG 激光器的二次谐波用来泵浦两台染料激光器 DL_1 及 DL_2 . 其波长分别为 $\lambda_1 = 584.0 \text{ nm}$ 及 $\lambda_2 = 582.0 \text{ nm}$; 线宽为 $\delta\lambda_1 = 0.007 \text{ nm}$ 及 $\delta\lambda_2 = 0.03 \text{ nm}$; 脉宽为 5 ns , 能量为 $50 \mu\text{J}$. 染料激光输出经格兰

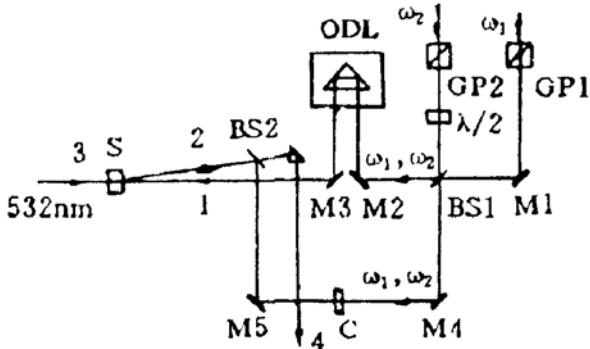


Fig. 2 Experimental setup. BS' s, beam splitters; M' s, mirrors; GP' s, Glan prisms; C, Soleil compensator; $\lambda/2$, half-wave plate; ODL, optical delay line; S, sample

棱镜 GP₁ 及 GP₂ 及 $\lambda/2$ 波片后, ω_1 及 ω_2 分量分别为垂直偏振及水平偏振. 分束片 BS₁ 用来将 ω_1 及 ω_2 分量的光束合并, 以作为泵浦光. 第 1 束泵浦光经光延时器 ODL 后射入到样品 S 上. 将一Soleil 补偿器放入第 2 束泵浦光的光路上, 以改变光束中 ω_1 及 ω_2 分量的相位 φ_1 及 φ_2 . 补偿器中光楔的光轴为垂直取向. 由于 ω_1 及 ω_2 的偏振相互垂直, 因此通过改变补偿器的厚度, 可以很容易地改变相对相位 ($\varphi_1 - \varphi_2$). 第 1, 2 两束泵浦光在样品上的夹角为 1.5° . 其相对延迟可通过改变光延时器棱镜的位置来改变. 探测光 (光束 3) 来源于 YAG 激光器的二次谐波. 它沿着第一束光的反向前进. 探测光在样品上的光斑直径约为 0.2 mm. 四波混频 (第 4 束光) 基本上沿第二束光的反向前进. 它经光电二极管接收后送到 EG&G 4203 信号平均器进行平均, 再送入 HP-85 计算机进行数据处理. HP-85 计算机同时用来控制一台步进电机以改变光延时器上棱镜的位置.

4 实验结果及讨论

实验测量混频信号强度随两束泵浦光相对延时时间 τ 的关系. 图 3 中三条曲线分别为补偿器光楔处于不同位置时的实验结果. 其中图 3(b) 及图 3(c) 相对于图 3(a) 的光楔分别平移 0.25 cm 及 0.5 cm. 结果表明随着 τ 的改变, 混频信号呈现明显的调制, 其周期为 1.83×10^{12} Hz. 此周期对应于波长差为 2 nm 时两束光的拍频. 其次, 随着补偿器厚度的改变, 混频信号峰值对应的延迟时间亦改变.

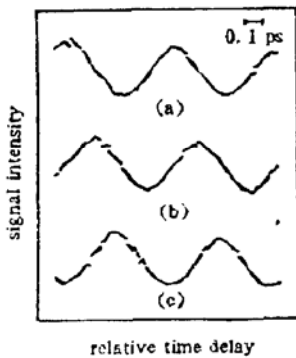


Fig. 3 Four-wave mixing signal intensity versus the relative time delay between two pump beams for $\lambda_1=584$ nm and $\lambda_2=582$ nm. Three curves in the figure are the results for the different displacement of the upper wedge of the compensator

假设 d_1 为补偿器平板的厚度, d_2 为补偿器两个光楔的总厚度. 设 l 为第 2 束泵浦光从分束片 BS₁ 经反射镜 M₄、M₅ 至样品所前进的距离, 则泵浦光中 ω_1 及 ω_2 分量的相位分别为

$$\varphi_1 = (\omega_1/c)[(l - d_1 - d_2) + n_0d_1 + n_e d_2], \quad \varphi_2 = (\omega_2/c)[(l - d_1 - d_2) + n_e d_1 + n_0d_2] \quad (6)$$

因此, ω_1 及 ω_2 的相对相位为

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 &= (\Delta/c)(l - d_1 - d_2) + (d_1/c)(\omega_1 n_0 - \omega_2 n_e) + (d_2/c)(\omega_1 n_e - \omega_2 n_0) \\ &\simeq (\Delta/c)l + (\Delta/c)[(n_0 - 1) - (\omega_1/\Delta)(n_e - n_0)]d_1 + (\Delta/c)[(n_0 - 1) \\ &\quad + (\omega_1/\Delta)(n_e - n_0)]d_2. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

对于补偿器 d_1 为常数, 而 d_2 可通过改变光楔的平移位置 x 来改变. 设 θ 为光楔的角度, 则 $d_2 = d_1 + x \sin \theta$, 于是得到

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 &\simeq A + (\Delta/c)[(n_0 - 1) + (\omega/\Delta)(n_e - n_o)]x \sin \theta \\ A &= (\Delta/c)[l + 2d_1(n_0 - 1)], \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中 A 为一常数, 由图 3 可以推算出要使 $(\varphi_1 - \varphi_2)$ 改变 2π 对应的 x 需改变 1.25 cm. 本文的补偿器由石英制成, 其 $n_o = 1.544$, $n_e = 1.553$. 由 (8) 式得到 $\theta \simeq 6.39 \times 10^{-3}$ rad. 这与说明书上给的数值 $\theta = 5.95 \times 10^{-3}$ rad 基本符合.

5 总 结

采用时间延迟激光感生双光栅方法研究光路中的相位变化. 发现通过四波混频调制信号峰值的位移可以测量两束频率与偏振均不相同的光经过介质后相对相位的变化.

参 考 文 献

- [1] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*. (sixth edition), Oxford: Pergamon Press, 1980: 694
- [2] Xin Mi, Qian Jiang, Zuhe Yu *et al.*, Observation of the beat between two independent light sources by a method of time-delayed laser-induced double gratings. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(19): 1526~1528
- [3] G. Martin, R. W. Hellwarth, Infrared-to-optical image conversion by Bragg reflection from thermally induced index gratings. *Appl. Phys. Lett.* 1979, **34**(6): 371~373

Measurement to the relative phase change between two lights by time-delayed laser induced double gratings

JIANG Qian YU Zuhe MI Xin ZHANG Zhiguo FU Panming

(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

(Received 9 March 1992)

Abstract

We have studied the phase change in the optical path by a method of time-delayed laser induced double gratings. It is found that through the shift of the peak position of the beat, the relative phase change between two lights which have different frequency and polarization can be measured after they pass through a medium.

Key words time-delayed, laser induced, double gratings.