

与理论分析完全一致。经测试出射 CO_2 激光功率与入射 CO_2 激光功率之比即转换效率为 85%，表明我们的制备工艺也是可行的。

2. 用能量 1.5 J、脉冲宽度 70 ns、峰值功率达 42.5 MW/cm^2 的 TEA CO_2 激光射入 ZnSe 推迟器作实验，使用三年，经几千次脉冲工作后，该器件仍完好无损。

3. 将位相推迟器应用于受激氢 Raman 散射 $16 \mu\text{m}$ 激光系统中，使泵浦光转换为圆偏振光泵浦仲氢，达到了增加散射截面、提高 Raman 增益系数、降低阈值的效果，从而克服了大功率泵浦光对光学元件破坏的难题。

三、结 论

1. 我们研制的 ZnSe 棱镜位相推迟器能使入射的线偏振 CO_2 激光经底面一次全内反射就能有效地转换为圆偏振光，实验测定转换效率为 85%，设计合理，制备工艺可行；

2. 与 KBr 费涅尔棱体型光波位相推迟器比较，ZnSe 推迟器不潮解，使用寿命长，更具有实用价值，且在 $0.6 \sim 14 \mu\text{m}$ 波段范围内透射带平滑，适用波长范围大，装调方便；

3. 与 [2] 采用的 CaS 单晶薄片透射式 $1/4$ 波片相比较，ZnSe 多晶体透可见光，吸收系数低，机械强度高，抗激光损伤能力强，能用于强激光系统；

4. 如果进一步改善晶体材料的质量，使游离金属 Zn 和 Se 减至最小程度，从而降低吸收散射损耗，推迟器的转换效率还可得到提高。

参 考 文 献

- 1 P. Rabinwitz *et al.*, *Opt. Lett.*, **3**, 147 (1978)
- 2 赵远 *et al.*, *激光与红外*, **18** (5), 43 (1988)
- 3 D. Fekete, *Opt. Lett.*, **5** (2), 52 (1980)
- 4 蔡邦维, *中国激光*, **12** (9), 572 (1985)

(收稿日期: 1988 年 12 月 16 日)

用条形散斑屏摄制的彩虹全息图显示位相体

于秋芳 田志伟

(杭州大学物理系, 310028)

Phase display using rainbow holograms recorded with striped-speckle screens

Yu Qiufang, Tian Zhiwei

(Physics Department, Hangzhou University, Hangzhou)

Abstract: A new method for phase display using a rainbow hologram recorded with a

striped-speckle screen is presented. The characteristics of this method and the results of the experiment are also described.

Key words: striped-speckle screen, rainbow hologram, phase object

彩虹全息与其它全息不同之处就在于再现时有不同颜色的狭缝再现像的出现。而条形散斑屏的频谱分布为一狭条,这一狭条的长宽由摄制条形散斑屏时的光路参数决定。[1]正是抓住了条形散斑屏的这一特点,而首先将它引入到了彩虹全息的摄制之中。

本文利用条形散斑屏能对透明片摄制彩虹全息的特点,采用传统的双曝光方法^[2],通过彩虹全息图中有及无位相体两种情况下的光场产生干涉条纹,达到显示位相体的目的。

一、实验装置与原理

1.1 散斑屏参数

摄制条形散斑屏时,在一个长为 100 mm、宽为 4 mm 的狭缝后贴上一块毛玻璃,然后用激光去照射,在其后 200 mm 处放上全息干板记录条形散斑花样。

按照散斑统计理论可知,条形散斑在长和宽方向的尺寸由 $(\lambda/\Delta)d$ 公式确定,其中 Δ 为狭缝尺寸, d 为狭缝离全息干板的距离, λ 为记录条形散斑屏时的激光波长。

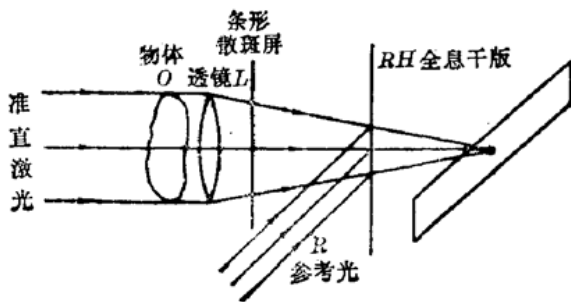


图 1 摄制原理图

在焦平面上可观察到条状的分布,条状分布的中点处有一亮斑。条状分布的尺寸以及中点处亮斑的亮度与条状的平均亮度之比由条形散斑屏决定。

1.3 实验原理

本文采用的是双曝光干涉计量方法。第一次曝光时,位相物 O 未插入光路中;第二次曝光时,插入位相物 O ,当然这种顺序也可调换。

设参考光束为 $r(x, y) = R_0 \exp[j\varphi_R(x, y)]$, 初始物光波 $O(x, y) = O_0(x, y) \exp[j\varphi_0(x, y)]$, 变化后(即插入位相物 O 后)的物光波 $O'(x, y) = O'_0(x, y) \exp\{j[\varphi_0(x, y) + \Delta\varphi_0(x, y)]\}$ 。设两次曝光时间分别为 t_1 和 t_2 ,在线性记录条件下,全息图的振幅透射系数 τ_H 与曝光量成正比,即

$$\begin{aligned} \tau_H(x, y) &\propto t_1 |O + r|^2 + t_2 |O' + r|^2 \\ &= t_1 (O_0^2 + R_0^2) + t_1 O_0 R_0 \exp[j(\varphi_0 - \varphi_R)] + t_1 O_0 R_0 \exp[-j(\varphi_0 - \varphi_R)] \\ &\quad + t_2 (O'_0{}^2 + R_0^2) + t_2 O'_0 R_0 \exp[j(\varphi_0 + \Delta\varphi_0 - \varphi_R)] + t_2 O'_0 R_0 \exp[-j(\varphi_0 + \Delta\varphi_0 - \varphi_R)]. \end{aligned} \quad (1)$$

对于本文,条形散斑长宽向的尺寸分别为

$$\begin{aligned} \frac{\lambda}{\Delta} d &= \frac{6328 \times 10^{-7} \times 200}{100} \approx 0.001(\text{mm}), \\ \frac{6328 \times 10^{-7} \times 200}{4} &\approx 0.032(\text{mm}). \end{aligned}$$

1.2 实验装置

如图 1 所示,经过准直后的平行激光束去照射位相物,将其后面的光场用一个透镜转换成会聚光束之后再通过一个条形散斑屏,这样

假设再现光束 $C(x, y) = C_0(x, y) \exp[j\varphi_C(x, y)]$, 则再现光波为

$$\begin{aligned} i = & t_1(O_0^2 + R_0^2)C(x, y) + t_1O_0R_0C_0 \exp[j(\varphi_0 - \varphi_R + \varphi_C)] \\ & + t_1O_0R_0C_0 \exp[-j(\varphi_0 - \varphi_R - \varphi_C)] + t_2(O_0^2 + R_0^2)C(x, y) \\ & + t_2O_0R_0C_0 \exp[j(\varphi_0 + \Delta\varphi_0 - \varphi_R + \varphi_C)] \\ & + t_2O_0R_0C_0 \exp[-j(\varphi_0 + \Delta\varphi_0 - \varphi_R - \varphi_C)]. \end{aligned} \quad (2)$$

(2)式中第一、四项是直射光,二、五项是原始像项。其复振幅为

$$A = t_1O_0R_0C_0 \exp[j(\varphi_0 - \varphi_R + \varphi_C)] + t_2O_0R_0C_0 \exp[j(\varphi_0 - \varphi_R + \varphi_C + \Delta\varphi_0)]. \quad (3)$$

对于本文位相物, $O_0 \approx O_0'$, 取 $t_1 = t_2$, 略去不必要的常数项, 可得强度分布:

$$\phi = AA^* \propto 1 + \cos[\Delta\varphi_0(x, y)]. \quad (4)$$

这一结果表明, 条纹的形状完全取决于两次曝光时位相的变化值。

二、实验结果与讨论

实验中位相物用一块透明玻璃片代替, 用原理中所叙的方法拍摄成彩虹全息图。将该全息图拿到溴钨灯平行光下再现, 将再现光束尽量调到和原参考光方向一致。在其后观察干涉条纹, 观察位置应处在狭缝再现像处, 即原条形散斑屏的频谱处。这时可以观察到干涉条纹, 移动观察位置可以观察到不同颜色的条纹, 但其干涉条纹的分布皆一样, 仅边缘轮廓大小因再现光波波长的变化而稍有不同。实验结果如图 2 所示, 这是用普通照相机摄下的绿色像。

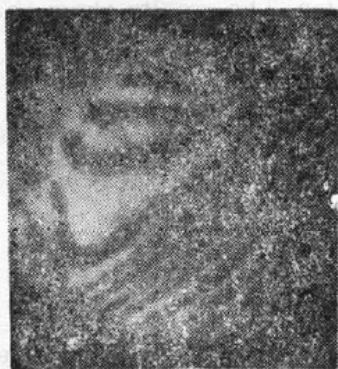


图 2 再现干涉条纹像

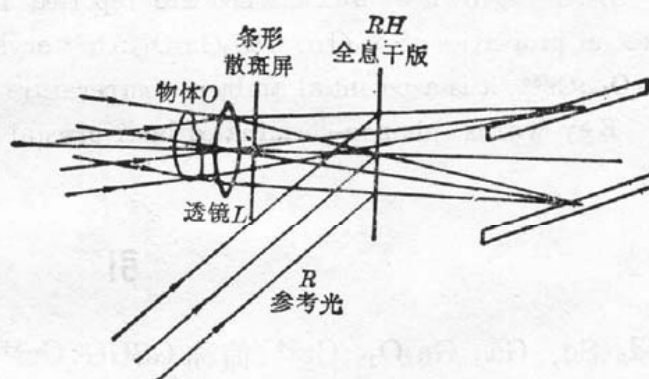


图 3 四次曝光摄制时的光路图

在观察这种双曝光摄制的全息图时, 我们发现如下特点: 1. 能用白光再现, 消除了散斑, 同时还能获得多组明亮的不同颜色的干涉条纹; 2. 能够直接用眼在等效狭缝像处观察。当在等效狭缝像中点亮斑处观察时, 能观察到亮度高的干涉条纹; 3. 记录时由于透镜对光束的会聚作用, 因而能够用小的全息图记录大的位相物; 4. 菲涅耳型全息干涉条纹和其投影在全息干板上的干涉条纹同时出现, 有单眼深度感觉, 但这两幅条纹的分布完全一样。5. 与一般需置入狭缝的彩虹全息两次曝光干涉计量相比, 本文的新方法不需在物前置入漫射体, 因而改变记录对入射到位相体上平行光束的方向便可反映出位相体沿这一方向上位相的变化。

如果透镜孔径足够大, 位相体足够小, 可将位相体沿两个不同方向的位相变化通过四次曝光而摄制在同一块干板上, 如图 3 所示。只要二者的等效狭缝分得足够开, 则再现时它们的等

效狭缝像在叠加处便具有不同的颜色,而非叠加处各自单独显示其位相的变化情况。实验结果与之相符。

参 考 文 献

- 1 于美文,光学学报,6(3), 207(1986)
- 2 于美文编著,光学信息及信息处理(国防工业出版社,北京,1984) 169

(收稿日期: 1988年12月19日)

新型激光晶体 $Y_3(\text{In}, \text{Ga})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Cr}^{3+}$ 的光谱特性

李运奎* 汤洪高 杭 寅 陈述春*

(中国科学院安徽光机所 230031)

Spectral properties of a novel laser crystal

$Y_3(\text{In}, \text{Ga})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Cr}^{3+}$

Li Yunkui, Tang Honggao, Hang Yin, Chen Shuchun

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Anhui)

Abstract: Spectral properties of a novel phonon-terminated laser crystal $Y_3(\text{In}, \text{Ga})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Cr}^{3+}$ grown by flux method are reported for the first time. The results show that the spectral properties of $Y_3(\text{In}, \text{Ga})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Cr}^{3+}$ crystal are compatible to those of $\text{Gd}_3(\text{Sc}, \text{Ga})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Cr}^{3+}$, it is a potential ambient temperature tunable laser crystal.

Key words: phonon-terminated laser crystal

引 言

$\text{Gd}_3(\text{Sc}, \text{Ga})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Cr}^{3+}$ (简称 GSGG: Cr^{3+})是一种性能优异的终端声子激光晶体^[1]。其晶场强度较弱,电子-声子耦合作用较强,室温下可观测到强的半宽度约为 100 nm 的终端声子发射谱带,同时已在实验上观察到了室温下的宽带连续可调谐激光输出^[2]。自报道以来倍受人们重视。但因铈(So)的稀有昂贵使其应用受到局限。作者曾以离子半径与之相近的 In 离子替代 So,生长出 $\text{Gd}_3(\text{In}, \text{Ga})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Cr}^{3+}$ (简称 GIGG: Cr^{3+})单晶,其晶场强度与 GSGG: Cr^{3+} 相同,但斯托克斯频移及荧光带宽都明显比 GSGG: Cr^{3+} 小,结果不甚理想^[3]。

本工作以 Y、In 分别替代 Gd、So,用熔盐法生长出 $Y_3(\text{In}, \text{Ga})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Cr}^{3+}$ 单晶(以后简称 YIGG: Cr^{3+})。由室温吸收光谱、荧光光谱及时间分辨光谱确定了该晶体的若干晶场参数和荧光寿命,结果表明 YIGG: Cr^{3+} 晶体的光谱性能明显优于 GIGG: Cr^{3+} ,可与 GSGG: Cr^{3+} 相媲美,是一种很有前途的室温终端声子可调谐激光晶体。

*现在通讯地址:中国科学院上海光机所。