

非相干光作用下的 $\text{Ce} \cdot \text{BaTiO}_3$ 自泵浦 相位共轭镜特性

周金运

(广东工业大学数理系, 广州 510091)

张为俊 高晓明 韩亚农 王 沛 季 明

(中国科学院安徽光学精密机械研究所激光光谱开放实验室, 合肥 230031)

摘 要 对 $\text{Ce} \cdot \text{BaTiO}_3$ 晶体的自泵浦相位共轭镜在非相干光作用下自泵浦相位共轭反射率增强的特性进行了研究。实验是在 He-Ne 激光产生稳态自泵浦相位共轭输出后, 用非相干光平行 c 轴照射来获得这一增强特性的。当水平移动非相干光入射位置, 发现有两个区域非相干光作用能使相位共轭反射率增加, 本文对此进行了相应的分析和讨论。

关键词 $\text{Ce} \cdot \text{BaTiO}_3$ 晶体, 自泵浦相位共轭镜, 非相干光, 四波混频, 受激光折变后向反射。

1 引 言

自从发现光折变晶体自泵浦相位共轭镜(SPPCM)以来^[1], 人们对它的形成机理和各种特性进行了广泛的研究。非相干光作用下的自泵浦相位共轭镜的特性研究, 最早是在 BaTiO_3 晶体中用某一波长的信号光在偏振方向对应最大电光系数 r_{42} 平面(c - a 面)内产生自泵浦相位共轭镜, 用另一波长的非相干光在垂直上述平面定点或区域照明, 由于非相干擦除作用, 从而可以确定产生自泵浦相位共轭过程的主光栅作用区和用来控制相位共轭输出特性^[2, 3]。后来 James 等人发现^[4], 在 BaTiO_3 晶体中对应最大电光系数 r_{42} 方向的 e 光并不会产生最高的自泵浦相位共轭反射率, 当入射光含有一定成分的 o 光时, e 光才具有最大的自泵浦相位共轭反射率。这是由于在产生自泵浦相位共轭光的过程中伴随着许多杂散光形成的寄生光栅, 这些寄生光栅与主光栅竞争而使得能量重新分配, o 光作为非相干光擦除了寄生光栅, 从而提高了自泵浦相位共轭反射率。

$\text{Ce} \cdot \text{BaTiO}_3$ 晶体比 BaTiO_3 晶体具有更好的相位共轭反射率、响应时间和分辨率等光折变特性^[5]。但 $\text{Ce} \cdot \text{BaTiO}_3$ 与 BaTiO_3 往往有不同的自泵浦相位共轭形成机理, 前者在多数情况下是受激光折变后向散射加四波混频(SPBFWM)过程^[6], 即扇形光和它的受激光折变后向散射(SPBF)与入射光及其共轭光通过四波混频的耦合过程; 后者是全内反射四波混频(TIR-FWM)过程^[1], 即扇形光在一晶体角两邻面全内反射而相互耦合两个四波混频过程。

因而不同的机理过程才使它们具有不同的自泵浦相位共轭镜特性。研究 BaTiO_3 的自泵浦相位共轭镜在非相干光作用下的自泵浦相位共轭特性已有报道^[2~4]，本文研究 $\text{Ce} \cdot \text{BaTiO}_3$ 的自泵浦相位共轭镜在非相干光作用下的特性。

2 理论分析

图 1 为 $\text{Ce} \cdot \text{BaTiO}_3$ 自泵浦相位共轭镜的受激光折变后向散射加四波混频过程示意图，入

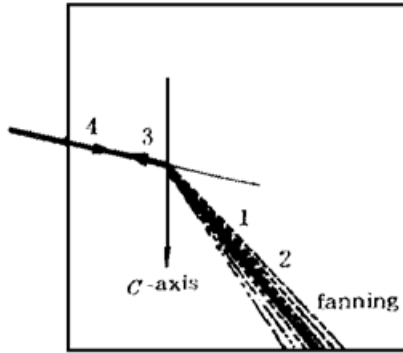


Fig. 1 Configuration of a $\text{Ce} \cdot \text{BaTiO}_3$ SPB-FWM phase conjugator. Forward-going fanning is under consideration

射光 4 由于光折变效应总对应最大耦合方向的扇形光 1，光束 1 和 4 写入透射栅，然后通过 1 与其后向散射光形成 $2K$ 栅而产生的受激光折变后向散射光 2 来读它，结果产生入射光的共轭光 3。这实际上是一个四波混频过程。由于建立自泵浦相位共轭光栅起始于噪音栅，因此除了考虑具有最大耦合方向且通过正反馈加强的扇形光 1 之外，实际过程中也应考虑入射光 4 在四波混频区形成扇开噪音栅的扇形光^[4]，若同时考虑 1 和 2 两自生泵浦光在四波混频区的 $2K$ 栅作用，但忽略四波混频反射栅而只考虑四波混频透射栅^[7]，并假定所有的光是平面波且忽略吸收，则通过慢变振幅和一维近似得到如下四波混频区的耦合波方程：

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} A_1 &= g_1 A_4 - g_2 A_2, & \frac{\partial}{\partial z} A_2^* &= g_1 A_3^* - g_2 A_1^* \\ \frac{\partial}{\partial z} A_3 &= -g_1 A_2, & \frac{\partial}{\partial z} A_4^* &= -g_1 A_1^* - \sum_{i=1}^n g_i A_{fi}^* \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中 g_1 、 g_2 和 g_i 分别为四波混频区内四波耦合相位栅(主光栅)振幅、 $2K$ 栅振幅和不包括 1 的各个扇开噪音栅振幅，它们由下式给出：

$$g_1 = \frac{\gamma_1}{I_0} (A_1 A_4^* + A_2^* A_4), \quad g_2 = \frac{\gamma_2}{I_0} A_1 A_2^*, \quad g_i = \frac{\gamma_{fi}}{I_0} A_i A_4^* \quad (2)$$

其中 γ_1 、 γ_2 、 γ_{fi} 分别对应上面各种光栅的耦合系数， $\gamma_1 > \gamma_2$ ， γ_{fi} ； I_0 为四波混频区内总光强。

虽然四波混频位相栅耦合强度要大于其中 $2K$ 栅和扇开噪音栅的耦合强度，但从(1)式可以看出， $2K$ 栅和扇开噪音栅参与耦合竞争而分配能量，使四波混频主光栅产生相位共轭光的效率降低。假如用非相干光照射四波混频区，因非相干光在晶体内部对应非常低的电光张量系数，不能参与波混频只能增加背景光强，正如 Snowbell 等人用理论和实验证实的那样^[8]，随非相干背景光强的有限增加(即增加了 I_0)，耦合系数低的光栅和耦合系数大的光栅耦合强度变小的灵敏度不同，前者更灵敏将大大地被减小，而后者几乎不受影响。因 $\gamma_1 > \gamma_2$ 、 γ_{fi} ，故耦合系数小的 γ_2 和 γ_{fi} 减小得很多，耦合系数大的 γ_1 减小得很少。甚至根据(1)式和(2)式，随 γ_2 和 γ_{fi} 减小得越多，光栅竞争的结果将使它们越趋于被消除；而四波混频光栅因去除了 $2K$ 栅和扇开噪音栅的竞争反而使四波混频位相栅的耦合强度增加，从而提高了相位共轭光反射率。

包括 1 的各个扇形光离开四波混频区要再一次经过受激光折变后向散射作用区，即通过 $2K$ 栅生成受激放大的后向反射。由于各个 $2K$ 栅的耦合强度不同，因此回到四波混频区的受

激后向反射率亦不同, 它们有如下关系^[9]:

$$M_s = \frac{1 + 2m_0 \exp(\gamma_{2K} l_s) - \sqrt{1 + 4m_0 \exp(\gamma_{2K} l_s)}}{2m_0 \exp(\gamma_{2K} l_s)} \quad (3)$$

其中 M_s 为受激后向反射率, $\gamma_{2K} l_s$ 为 $2K$ 栅的耦合强度, m_0 为后向散射系数。而产生相位共轭的四波混频光栅的耦合强度阈值与受激光折变后向散射的反射率又有如下关系^[7]:

$$(\gamma_{1l})_{th} = \sqrt{1 + M_s} \ln \left[\frac{\sqrt{1 + M_s} - 1}{\sqrt{1 + M_s} + 1} \right] \quad (4)$$

根据(3)和(4)式, $(\gamma_{1l})_{th}$ 随 $\gamma_{2K} l_s$ 的增大而呈指数衰减, 在 $\gamma_{2K} l_s > 10$, $(\gamma_{1l})_{th}$ 达最小稳态值^[9]。因此 $2K$ 栅的耦合强度越小, 产生四波混频的耦合强度阈值就越大, 从而产生相位共轭光就越困难。

假设许多扇开光也能在受激光折变后向散射区产生 $2K$ 栅, 当用非相干光照射该区时, 耦合系数小的 $2K$ 栅会变得更弱, 从而使它们参与四波混频的耦合强度阈值相应变大, 四波混频区光栅竞争的结果将使这部分耦合强度阈值高的扇开噪音栅趋于被抑制, 从而使相位共轭反射率也有所提高。

3 实验与结果

实验装置如图2所示。第一台 He-Ne 激光器输出的激光, 经半波片(用来调节入射光的偏振为水平偏振的 e 光)和分束镜 BS, 以与晶体 a 面法线成 $\theta = 60^\circ$ 角和位置 $t = 4.5$ mm 处入射, 入射功率为 6 mW, 光斑直径 1 mm, 这束激光用来产生自泵浦相位共轭, 故称它为信号光; 另一台激光器输出功率为 15 mW, 光斑直径 1.2 mm, 由 $-c$ 面入射并沿 c 轴方向通过信号光与 c 轴所在的平面, 且偏振方向垂直于该平面, 这种 o 光与最大电光系数 r_{42} 交叉, 不能与光栅耦合只能擦除光栅^[10], 故称它擦除光。所用晶体为 0° 切割的 Ce·BaTiO₃, 掺 Ce 浓度为 25 ppm, 其尺寸为 6.65 mm \times 5.81 mm \times 7.07 mm ($a \times b \times c$), 晶体的 c 轴平行于 7.07 mm 的边。D₁ 和 D₂ 为功率计, 分别检测入射信号光和共轭输出光, 它们连接到装有数据采集卡的计算机上, 光强大小由计算机实时采集。

当信号光在晶体内产生自泵浦相位共轭达稳态以后, 打开擦除光, 按图 2 中 x 的变化方向逐渐移动擦除光位置, x 的大小由信号光入射面到擦除光束的中心之距离来确定, 在每个位置通过计算机连续地采集信号光强和相位共轭光强来计算每一时刻的相位共轭反射率 R (定义为共轭光强与信号光强之比, 本文 $R = I_{cr}/(I_{ir}T)$, I_{ir} 和 I_{cr} 分别为经分束镜反射的信号和共轭光强, T 为分束镜的透射率), 然后对 R 达稳态时刻的各个值求平均, 得到信号光产生自泵浦相位共轭反射率 R 随非相干擦除光照射位置 x 的变化曲线如图 3 所示。从图中可以看出, 当擦除光打开后, 自泵浦相位共轭反射率增加, 并有趣地看到有两个增加的峰, 它们

当信号光在晶体内产生自泵浦相位共轭达稳态以后, 打开擦除光, 按图 2 中 x 的变化方向逐渐移动擦除光位置, x 的大小由信号光入射面到擦除光束的中心之距离来确定, 在每个位置通过计算机连续地采集信号光强和相位共轭光强来计算每一时刻的相位共轭反射率 R (定义为共轭光强与信号光强之比, 本文 $R = I_{cr}/(I_{ir}T)$, I_{ir} 和 I_{cr} 分别为经分束镜反射的信号和共轭光强, T 为分束镜的透射率), 然后对 R 达稳态时刻的各个值求平均, 得到信号光产生自泵浦相位共轭反射率 R 随非相干擦除光照射位置 x 的变化曲线如图 3 所示。从图中可以看出, 当擦除光打开后, 自泵浦相位共轭反射率增加, 并有趣地看到有两个增加的峰, 它们

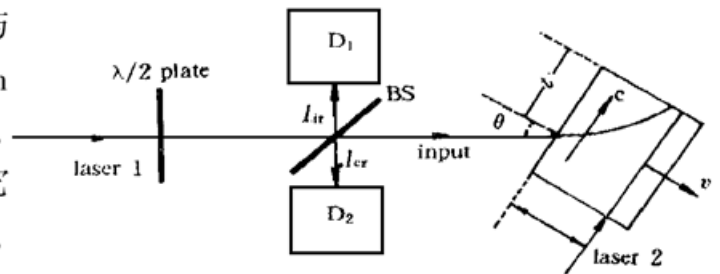


Fig. 2 Schematic diagram of the experimental set up. The external incident angle is $\theta = 60^\circ$, and the incident position $t = 4.5$ mm. Erasure beam movement in the v -direction from $x = -0.6$ mm to $x = 7.05$ mm

近似呈统计分布。为了更直观地看出非相干光擦除使自泵浦相位共轭反射率增加的特性,取 $x = 1 \text{ mm}$ 和 $x = 5 \text{ mm}$ 两个典型的峰值来测量 R 随时间的变化曲线,如图 4 所示。当信号光产生的相位共轭光达到稳态[图 4(a)]以后,再打开擦除光,分别得到 $x = 1 \text{ mm}$ [图 4(b)]和 $x = 5 \text{ mm}$ [图 4(c)]两个不同的稳态相位共轭输出。

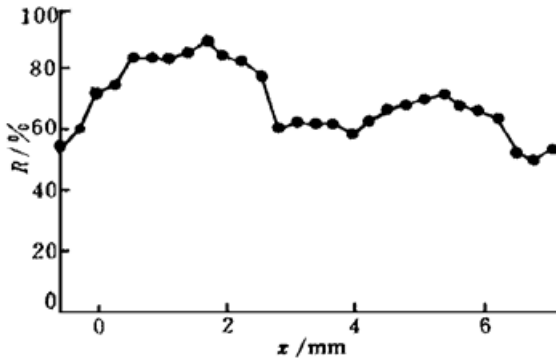


Fig. 3 Phase conjugate reflectivity as a function of the position of erasure beam into crystal

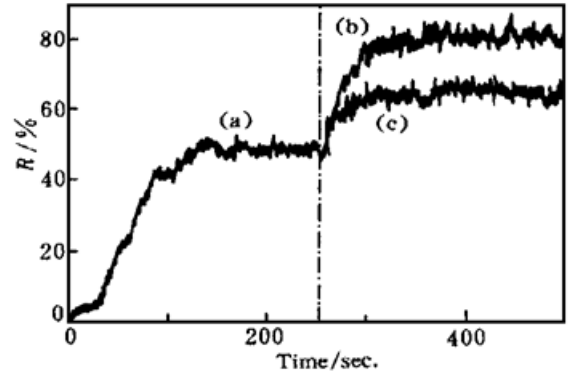


Fig. 4 Time evolution of phase-conjugate signal when the erasure beam is unapplied (a), and applied to two particular position: (b) $x = 1 \text{ mm}$, (c) $x = 5 \text{ mm}$

4 讨 论

1) 当擦除光在 $x = 1 \text{ mm}$ 附近移动,从相位共轭反射率增加的事实,结合文献报道^[6]来看,这个范围是 $\text{Ce} \cdot \text{BaTiO}_3$ 自泵浦相位共轭镜的四波混频区,由于在该区四波混频光栅(主光栅)的耦合强度相对于 $2K$ 栅和其它扇开噪音栅(可以认为是寄生栅)的耦合强度要大得多,所以,正如前面理论分析的那样,用非相干光在该区照射等价于消除了该区竞争的寄生栅,突出了主光栅。从相位共轭反射率增加的幅度看,主光栅区虽然寄生栅的耦合系数小,但寄生栅很多,一旦寄生栅被非相干光擦除,相位共轭反射率会有效地被提高。

2) 当擦除光在 $x = 5 \text{ mm}$ 附近移动,可以认为该范围是受激光折变后向散射作用区。根据前面的分析,擦除光移动到该区,使那些产生 $2K$ 栅耦合强度小的扇形光反馈回四波混频区因在阈值以上而被强光栅抑制掉,从而使相位共轭反射率有所提高。但是 $\text{Ce} \cdot \text{BaTiO}_3$ 产生自泵浦相位共轭有高灵敏低阈值的特性^[11],因此耦合阈值对相位共轭输出的影响毕竟有限,这也是非相干光对受激光折变后向散射区作用使相位共轭反射率提高的幅度不如直接对四波混频区作用提高的幅度大的原因。

3) 在两个不同的区域,随非相干擦除光逐渐地移动,可看到自泵浦相位共轭反射率提高的幅度近似地呈统计分布。可以推测,在四波混频和受激光折变后向散射两个特定区域内,寄生栅是有一定的量并密集分布的。非相干光在这两个特定区域内覆盖的范围不同,擦除寄生栅的数量亦不同,从而使共轭反射率提高的程度不同。越有效地覆盖才使寄生栅被擦除的数量越多,这时相位共轭的提高达峰值。

参 考 文 献

- [1] J. Feinberg, Self-pumped, continuous-wave phase conjugator using internal reflection. *Opt. Lett.*, 1982, 7(10): 486~ 488

- [2] P. S. Brody, Grating structure in self-pumping barium titanate by local erasure. *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **53**(4) : 262~ 264
- [3] G. J. Dunning, D. M. Pepper, M. B. Klein, Control of self-pumped phase-conjugate reflectivity using incoherent erasure. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(2) : 99~ 101
- [4] S. W. James, R. W. Eason, Extraordinary-polarized light does not always yield the highest reflectivity in self-pumped BaTiO₃. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(9) : 633~ 635
- [5] C. X. Yang, Y. H. Zhang, P. Yeh *et al.*, Photorefractive properties of BaTiO₃·Ce crystals. *Opt. Commun.*, 1995, **113**(3, 4) : 416~ 420
- [6] S. X. Dou, H. Gao, J. S. Zhang *et al.*, Studies on formation mechanisms of self-pumped phase conjugation in BaTiO₃·Ce crystals at wavelenths from 570 to 680 nm. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1995, **12**(6) : 1048~ 1055
- [7] M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J. O. White *et al.*, Theory and applications of four-wave mixing in photorefractive media. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1984, **QE-20**(1) : 12~ 28
- [8] M. Snowbell, M. Horowitz, B. Fischer, Dynamics of multiple two-wave mixing and fanning in photorefractive materials. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1994, **11**(10) : 1972~ 1982
- [9] S. H. Lin, Y. W. Lian, P. Yeh *et al.*, 2K-Grating-assisted self-pumped phase conjugation: theoretical and experimental studies. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1996, **13**(8) : 1772~ 1779
- [10] Q. Byron, Pochi Yeh, Fanning noise reduction in photorefractive amplifiers using incoherent erasure. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(2) : 283~ 287
- [11] Changxi Yang, Yong Zhu, Mengjun Hui *et al.*, High efficiency self-pumped phase conjugation at 633 nm in cerium-doped barium titanate crystals. *Optics Comm.*, 1994, **109**(3, 4) : 318~ 323

Properties of Ce·BaTiO₃ Self-Pumped Phase Conjugator under the Interaction of Incoherent Erasure Beam

Zhou Jinyun

(Mathematics and Physics Department, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510091)

Zhang Weijun Gao Xiaoming Han Yannong

Wang Pei Ji Ming

(Laser Spectroscopy Laboratory, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031)

(Received 12 January 1997; revised 5 March 1997)

Abstract The Output property of phase conjugation enhanced by the effect of incoherent erasures upon Ce·BaTiO₃ self-pumped phase conjugator is studied. This result is experimentally achieved by using incoherent beam illumination along the *c*-axis direction of the crystal when a He-Ne laser generates steady phase-conjugate signal. In the cases of the incident position of the erasure beam gradually movement, it is found that the reflectivities are increased by incoherent erasure beam. The results is analyzed and discussed.

Key words Ce·BaTiO₃ crystal, self-pumped phase conjugator (SPPCM), incoherent beam, four wave mixing (FWM), stimulated photorefractive backscattering (SPB).