

# 双光折变晶体半线性相位共轭器的自脉动\*

熊 俊 孙寅官 胡 岗  
(北京师范大学物理系, 北京 100875)

**摘 要** 在由两块光折变 BaTiO<sub>3</sub> 晶体(其中一块晶体为全内反射式自抽运相位共轭镜工作方式, 起外反射镜作用)构成的半线性自抽运相位共轭器中观察到了相位共轭光的自脉动现象。自脉动的平均频率  $f$  与入射光功率  $I_0$  的关系为  $f \propto I_0^{1.43}$ ; 相位共轭光的平均维持时间  $\Delta T$  与入射光功率  $I_0$  近似成反比。观察到光折变 BaTiO<sub>3</sub> 晶体中扇形散射光具有动态的空间结构, 扇形散射光的这种特性是引起上述半线性自抽运相位共轭器中相位共轭光脉动的原因。

**关键词** 光折变晶体, 半线性自抽运相位共轭器, 扇形散射光, 自脉动。

## 1 引 言

自 1982 年以来, 人们实现了各种结构的自抽运相位共轭器<sup>[1-4]</sup>。自抽运相位共轭器在自适应光学、光信号处理、光通讯、光神经网络、光计算和干涉测量等许多方面有着十分诱人的应用前景。在上述应用中, 对所有的器件均要求相位共轭光有长期的空间和时间稳定性。因此, 研究相位共轭光的不稳定性的起源是十分必要的。1985 年, Gunter 等人<sup>[5]</sup>在 BaTiO<sub>3</sub> 晶体自抽运相位共轭镜中观察到自脉动的和混沌的相位共轭光; 1986 年, Smout 等人<sup>[6]</sup>也报道了类似的结果。1988 年, Nowak 等人<sup>[7]</sup>认为相位共轭光自脉动起因于晶体内部不同辅助光束之间存在频移, 频移导致了相位光栅的运动, 当入射光与反射光之间的频率差增大时, 相位共轭反射率会降低。1994 年, Jeffrey 等人<sup>[8]</sup>利用李雅普洛夫指数分析法研究了 BaTiO<sub>3</sub> 自抽运相位共轭器在不同的入射几何位置下输出的相位共轭光的状态。结果表明: 存在着混沌的参数区域。所有这些规则振荡、自脉动和光学混沌被认为是与入射光的几何位置和入射光功率有关。1995 年, Zheng 等人<sup>[9]</sup>在掺铜 KNSBN 晶体自抽运相位共轭镜中观察到了动态的不稳定性。他们认为这种不稳定性源于自产生扇形散射效应和自抽运相位共轭镜形成之间的竞争, 并提出利用部分非常偏振的入射光来抑制自产生扇形散射效应, 从而消除自抽运相位共轭镜的动态的不稳定性。1996 年, Gao 等人<sup>[10]</sup>研究了入射光功率和光束宽度对掺铈 BaTiO<sub>3</sub> 自抽运相位共轭光的影响。宽度较小的入射光有利于在晶体内部形成角反射通道, 宽度较大的入射光有利于在晶体内部形成面反射通道。以上两种情况下的相位共轭光都比较稳定。而中等宽度的入射光束则会引起相位共轭光自脉动。这种不稳定的相位共轭光起因于晶体内部角反射通道与面反射通道之间的竞争。以上研究都只是给出了相位共轭光不稳定性的

\* 国家自然科学基金资助课题。

形式,并未分析不稳定的根源。本文拟从在自抽运相位共轭器中起重要作用的扇形散射光入手,分析不稳定的自抽运相位共轭光产生的原因。

## 2 实 验

实验装置如图 1 所示。图 1(a) 是观察与记录晶体 1 的扇形散射光的实验装置示意图;该扇形散射光经透镜 L 会聚到晶体 2 中,构成了一个半线性自抽运相位共轭器,如图 1(b) 所示。在这个半线性相位共轭器中,用全内反射式自抽运相位共轭镜( $\text{BaTiO}_3$  晶体 2。晶体 2 单独用作全内反射式自抽运相位共轭镜时,其相位共轭光很稳定。)替代普通反射镜。这一设计的新意在于:在通常的单块晶体猫镜相位共轭器中要观察扇形散射光和振荡后晶体内部的腔场的变化是很困难的,而本实验装置从整体上看是一个放大的猫镜。实验中可以通过观察晶体 1 的扇形散射光和半线性腔振荡时腔场的变化来分析自抽运相位共轭光的不稳定性,从而为理解单块晶体猫镜相位共轭器的形成过程和相位共轭光的不稳定性的起源打下基础。

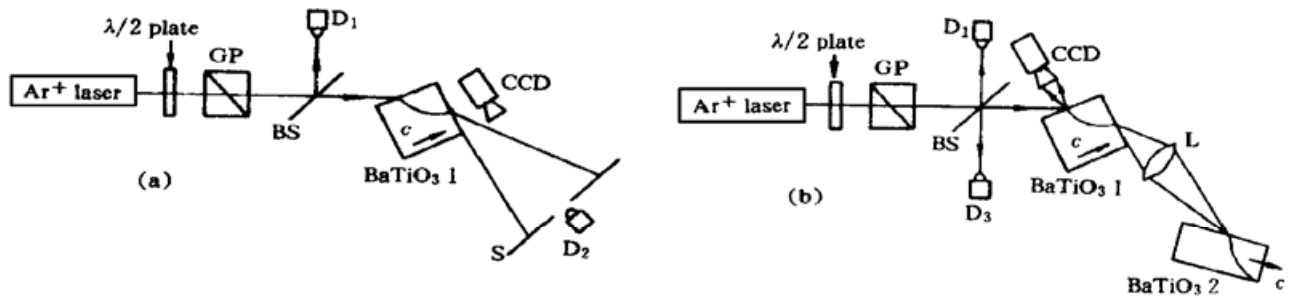


Fig. 1 Experimental setups for the studying of (a) the distribution of the fanning light and (b) the pulsation of phase-conjugated light in semilinear phase conjugator, which contains two  $\text{BaTiO}_3$  crystals

$\text{Ar}^+$  激光器输出波长为 514.5 nm、直径为 1.5 mm 的激光束经半波片与格兰棱镜(GP)后成为非常偏振光,并且以  $61^\circ$  的入射角从  $a$  面入射到  $\text{BaTiO}_3$  晶体 1 上。 $\text{BaTiO}_3$  晶体 1 的尺寸为  $6.0 \text{ mm} \times 6.0 \text{ mm} \times 6.0 \text{ mm}$ ,它所产生的扇形散射光由透镜 L 会聚到  $\text{BaTiO}_3$  晶体 2 上。 $\text{BaTiO}_3$  晶体 2 的尺寸为  $4.0 \text{ mm} \times 4.0 \text{ mm} \times 7.0 \text{ mm}$ 。半波片与格兰棱镜组成了光强调节系统,用于改变输入光强。 $D_1$ 、 $D_2$  和  $D_3$  为光电探测器,分别记录输入光强、晶体 1 的扇形散射光某点的光强以及相位共轭光强度。CCD 摄像机用于拍摄扇形散射光分布及半线性腔光场分布。在图 1(a) 中,观察扇形散射光分布用的不透明屏幕 S 放置在扇形散射光出射方向距离晶体 1 约 70 cm 处,屏上开有 1 mm 的小孔,光电探测器  $D_2$  通过此小孔记录该点的扇形散射光强。

## 3 实验结果与讨论

首先观察  $\text{BaTiO}_3$  晶体 1 产生的扇形散射光的分布。在入射光照射下, $\text{BaTiO}_3$  晶体 1 产生的扇形散射光离开晶体 1 后具有如图 2(a) 所示的分布;图 2(b) 为中央附近的扇形散射光的局部放大,图片尺寸为  $10 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$ 。扇形散射光其他部分也具有类似的结构;扇形散射光具有运动的细结构,即运动的条纹。这些运动的条纹犹如杂乱运动的波浪。由探测器  $D_2$  探测到图 2(b) 中某一点的光强随时间的变化过程如图 3(a) 所示。在给定入射光强下,从入射光加上起,该点的扇形散射光强经过一个从无到有的暂态过程,然后开始涨落,并且初始时涨落频率快,随着时间的推移,涨落频率变慢;对于不同的入射光强,光强越大,涨落频率越快。

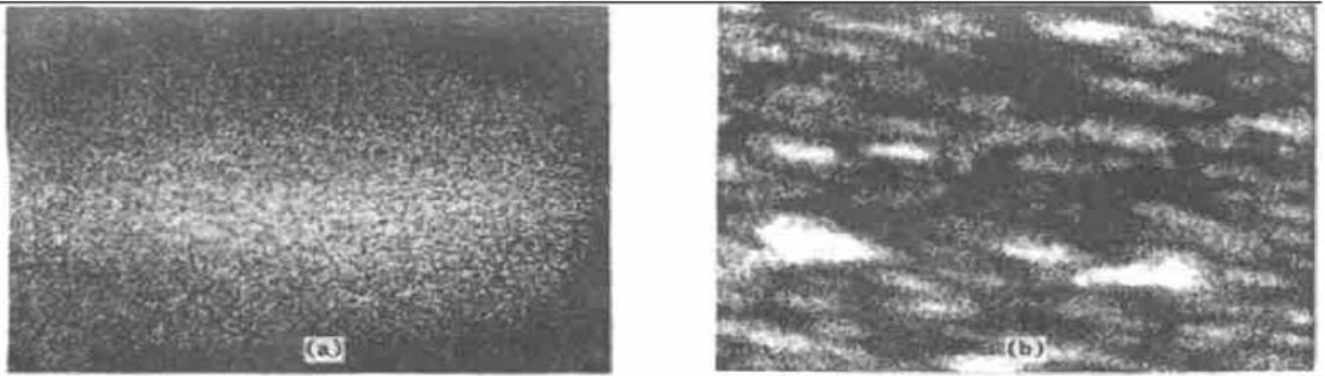


Fig. 2 (a) The distribution of the fanning light. The picture has a dimension of 400 mm × 240 mm, (b) The magnification of the central part of the fanning light. The picture has a dimension of 10 mm × 6 mm

图 2(b) 中所有点的涨落形成了杂乱运动的条纹; 条纹的运动速度随时间的变化规律可由图 3(a) 来计算。计算过程如下: 在不同时刻处一个小的时间间隔  $\Delta t$  内, 记下涨落的次数  $n$ ; 再从图 2(b) 中, 可估算出亮暗条纹的平均尺寸  $d$ 。因此, 可计算出条纹的运动速度  $V = \frac{nd}{\Delta t}$ , 其结果如图 3(b) 所示。条纹的运动速度在开始加上入射光强并形成扇形散射光后为最大值, 然后作类似指数的衰减, 经过一定的时间后, 条纹运动缓慢, 并趋于恒速运动。一些作者<sup>[11-13]</sup>在研究扇形散射光的空间分布时往往只考虑抽运光与多个散射光束之间的两波耦合过程, 而忽略不同方向散射光束之间的相互作用, 所得到的扇形散射光的空间分布是一个稳定的分布。而本文的实验证实扇形散射光具有动态的结构。我们认为, 这种动态的结构可能起因于不同方向散射光束之间的能量竞争。虽然一些作者<sup>[14, 15]</sup>注意到在入射光与  $c$  轴所构成的平面内的不同方向散射光束之间的能量竞争问题, 但由于方程的复杂性, 在解方程时他们仍作了某种近似, 致使所得到的扇形散射光也只是在其建立初期表现出时空演化行为, 并且很快达到稳态。我们认为不同方向散射光束之间的能量竞争是一个非常复杂的过程, 它不仅仅包含在入射光与  $c$  轴所构成的平面内的不同方向散射光束之间的相互作用, 甚至还包含不在同一平面内的不同方向散射光束之间的相互作用, 只有这样才有可能解释扇形散射光横截面上出现的动态结构。

现在来研究由晶体 1 和晶体 2 构成的半线性腔的振荡行为。晶体 1 的扇形散射光经透镜 L 会聚到 Ba-TiO<sub>3</sub> 晶体 2 上, 经过几分钟后在晶体 2 中形成不明显的全内反射回路, 所反射的光又经透镜 L 回到晶体 1

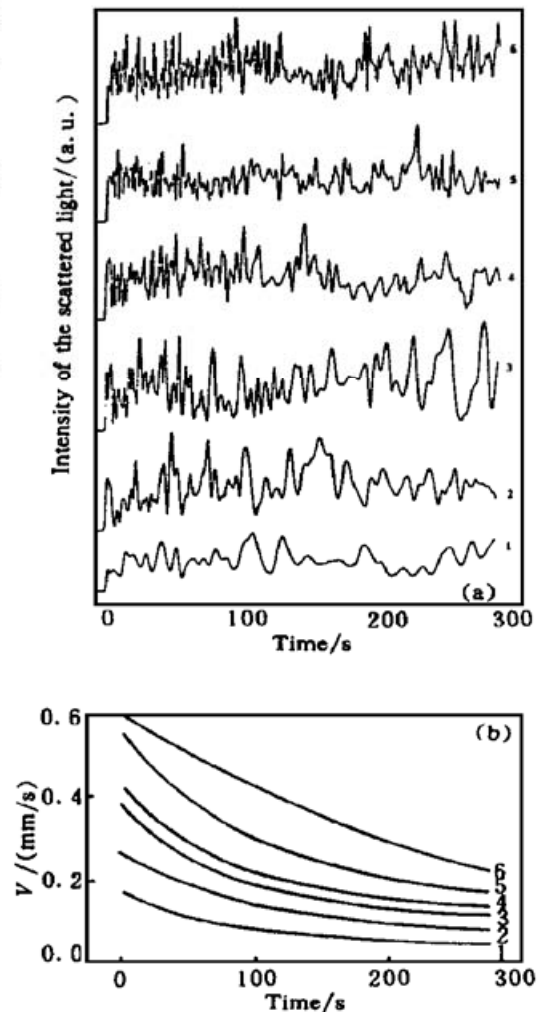


Fig. 3 (a) The time evolution of the intensity of a fanning light in Fig. 2 (b) for different incident intensities, (b) The time evolution of the speed of the stripes of the fanning light in Fig. 2 (b) for different incident intensities. Curves 1~ 6:  $I_0 = 40$  mW, 50 mW, 75 mW, 100 mW, 150 mW and 200 mW

中, 在图 1(b) 中的 CCD 处可看到由晶体 2 所反射的光, 此时  $D_3$  处无相位共轭光。当晶体 2 所反射的光越来越强, 致使由  $BaTiO_3$  晶体 1 和  $BaTiO_3$  晶体 2 组成的半线性腔振荡时, 在晶体 2 内部形成亮锐的全内反射回路, 如图 4(a) 所示。此时  $D_3$  处出现相位共轭光。在此期间, 半线性腔输出的光场中出现运动的条纹, 光场分布随时间是变化的, 如图 4(b) 所示。经过一段时间后, 半线性腔振荡不能维持了, 这时晶体 2 内部亮锐的全内反射回路不存在了,  $D_3$  处也没有相位共轭光, 整个系统又回到初加入射光时的状态。过一段时间后, 腔又开始振荡; 再过一段时间, 腔振荡又停止。如此下去, 形成脉动的相位共轭光输出如图 5 所示。自脉动的频率与入射光功率有关, 入射功率越大, 自脉动频率越高, 如图 6(a) 所示。对数据进行拟合后, 得到  $f \propto I_0^{1/43}$ , 其中  $f$  为自脉动的平均频率,  $I_0$  为入射光强。

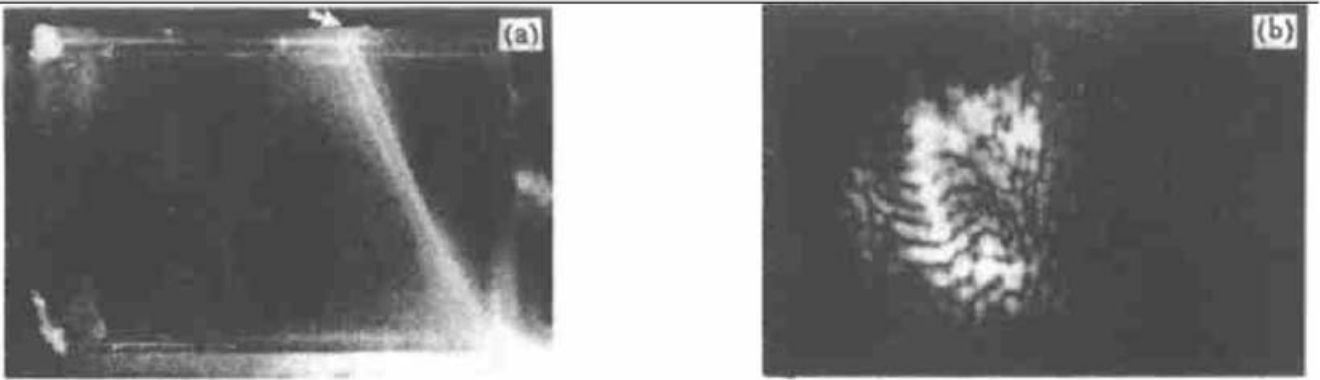


Fig. 4 (a) The formation of total-internal-reflection self-pumped phase conjugator in crystal 2. The fanning beam from crystal 1 entered from the top, as indicated by the arrow, (b) The distribution of cavity light after the semilinear cavity oscillates

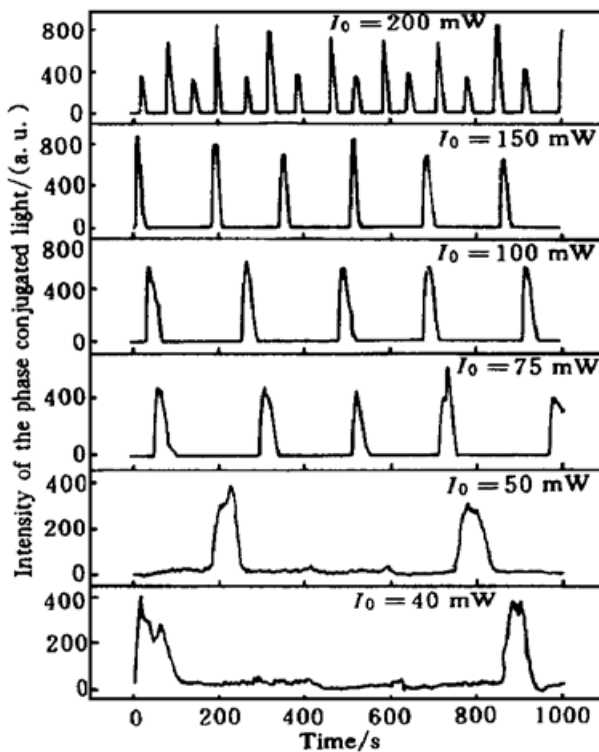


Fig. 5 The pulsation of the phase-conjugated light for different incident intensities

晶体 1 的扇形散射光入射到晶体 2 中, 经过一段时间, 由晶体 2 形成晶体 1 的扇形散射光的相位共轭光, 当此光强达到一定强度后, 引起腔振荡。此时, 晶体 1 所产生的扇形散射光很快塌缩成沿腔轴方向振荡的光场, 并且其光强也很快达到最大值。由于腔内振荡的光场本质上仍然是受激的散射光, 在其强度快速增长的同时, 腔场的横向分布也会出现快速运动的光场。它表现为在腔输出光场中出现运动的条纹[图 4(b)]。这与扇形散射光内部出现运动条纹的情形是一致的。具有条纹运动的光场在晶体 2 中难于形成稳定的光栅。这是因为具有运动条纹的光场相当于是由不同方向的光束组成的, 这些不同方向的光束在晶体 2 中形成角反射, 各自形成的相位光栅相互竞争、相互擦除, 使得由晶体 2 产生的相位共轭光消失。这样由晶体 1 与晶体 2 组成的腔振荡停止。因而, 从晶体 1 输出的相位共轭光消失。这时, 晶体 1 所产生的扇形散射光又恢复到最初

的分布(如图 2 所示)。过一段时间后, 晶体 2 又产生扇形散射光的相位共轭光, 该相位共轭光达到足够的强度后, 腔振荡又建立了, 出现相位共轭光。如此下去, 形成脉动的相位

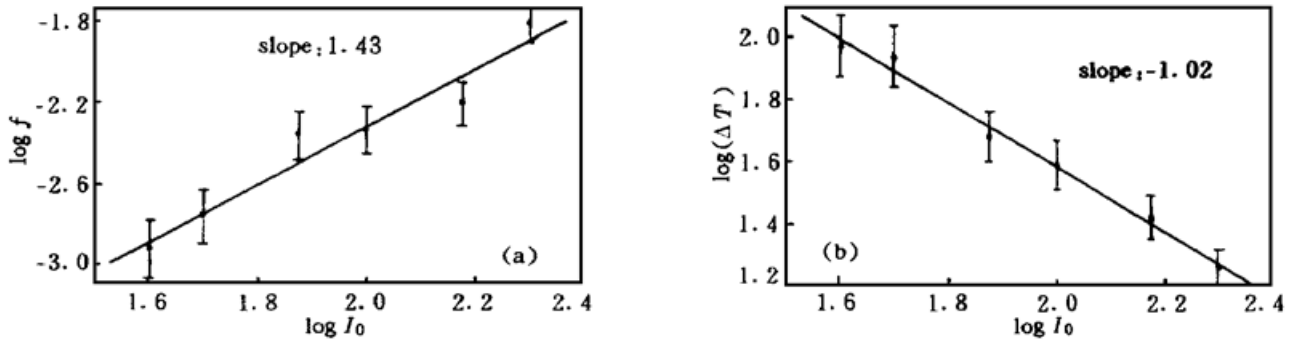


Fig. 6 (a) Log-log plot of intensity dependence of the frequency of self-pulsation of the phase-conjugated light,  
(b) Log-log plot of intensity dependence of the lasting time of the phase-conjugated light

共轭输出。

图 6(b) 给出了相位共轭光的平均维持时间  $\Delta T$  (定义为相位共轭光上升到最大值的 10% 与下降到最大值的 10% 之间的时间差) 与入射功率的关系曲线, 对数据进行拟合得到  $\Delta T \propto I_0^{-1.02}$ 。 $\Delta T$  大致与  $I_0$  成反比, 这可以这样来理解: 入射光功率越大, 腔振荡光场中条纹的运动速度就越快。这使得不同方向的光束在晶体 2 中形成角反射后所形成的各自的相位光栅相互竞争、相互擦除的速度就越快, 致使由晶体 2 产生的相位共轭光很快消失。这样由晶体 1 与晶体 2 组成的腔振荡很快停止, 因而相位共轭光的维持时间就短。减弱入射功率有助于相位共轭光的维持, 但同时无相位共轭光的时间间隔也变长。这是因为入射光功率小时, 晶体 1 所产生的扇形散射光就弱; 这个弱的扇形散射光入射到晶体 2 后, 晶体 2 需要用较长的时间来产生该扇形散射光的共轭光, 而要两块晶体组成的半线性腔产生振荡则需要更长的时间。

**结 论** 在光折变  $\text{BaTiO}_3$  晶体中观察到扇形散射光具有动态的空间结构, 将此扇形散射光入射到另外一块用作全内反射式自抽运相位共轭镜的  $\text{BaTiO}_3$  晶体中以构成半线性相位共轭器, 在上述半线性自抽运相位共轭器中观察到了相位共轭光的自脉动现象。这种自脉动的不稳定性起因于扇形散射光具有动态的空间结构。自脉动的平均频率  $f$  与入射光功率  $I_0$  的关系为  $f \propto I_0^{1.43}$ ; 相位共轭光的平均维持时间  $\Delta T$  与入射光功率  $I_0$  近似成反比。

### 参 考 文 献

- [1] Write J O, Cronin-Colomb M, Fischer B *et al.*. Coherent oscillation by self-induced gratings in the photorefractive crystal  $\text{BaTiO}_3$ . *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **40**(6) : 450~ 452
- [2] Feinberg J. Self-pumped, continuous-wave phase conjugator using internal reflection. *Opt. Lett.*, 1982, **7**(10) : 486~ 488
- [3] Cronin-Golomb M, Fischer B, White J O *et al.*. Passive phase conjugate mirror based on self-induced oscillation in an optical ring cavity. *Appl. Phys. Lett.*, 1983, **42**(11) : 919~ 921
- [4] Chang T Y, Hellwarth R W. Optical phase conjugation by backscattering in barium titanate. *Opt. Lett.*, 1985, **10**(8) : 408~ 410
- [5] Gunter P, Voit E, Zha M Z. Self-pulsation and optical chaos in self-pumped photorefractive  $\text{BaTiO}_3$ . *Opt. Commun.*, 1985, **55**(3) : 210~ 214
- [6] Smout A M C, Eason R W. Regular oscillations and self-pulsating in self-pumped  $\text{BaTiO}_3$ . *Opt. Commun.*, 1986, **59**(1) : 77~ 82
- [7] Nowak A V, Moore T R, Fisher R A. Observations of internal beam production in barium titanate

- phase conjugators. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1988, **5**(9) : 1864~ 1878
- [ 8 ] Jeffrey P M, Eason R W. Lyapunov exponent analysis of irregular fluctuations in a self-pumped BaTiO<sub>3</sub> phase-conjugate mirror, establishing transition to chaotic behavior. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1994, **11** (3) : 476~ 480
- [ 9 ] Zheng Y, Sasaki A, Gao X *et al.*. Origin and elimination of dynamic instability in a self-pumped phase-conjugate mirror. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(3) : 267~ 269
- [ 10 ] Gao H, Dou S X, Zhang J *et al.*. Power and beam-width dependence of a BaTiO<sub>3</sub> :Ce self-pumped phase conjugator. *Appl. Phys. (B)*, 1996, **62**(1) : 153~ 158
- [ 11 ] Segev M, Ophir Y, Fischer B. Nonlinear multi-two-wave mixing, the fanning process and its bleaching in photo-refractive nonlinear media. *Opt. Commun.*, 1990, **77**(2) : 265~ 274
- [ 12 ] Hong Y H, Xie P, Dai J H *et al.*. Fanning effects in photorefractive crystals. *Opt. Lett.*, 1993, **18** (10) : 772~ 774
- [ 13 ] Kamra K, Singh K. Characterization of beam fanning in BaTiO<sub>3</sub> under biasing illumination and its application as log processor. *Opt. Eng.*, 1995, **34**(8) : 2266~ 2273
- [ 14 ] Xie P, Dai J H, Wang P Y *et al.*. A two-dimensional theory and propagation of beam fanning in photorefractive crystals. *J. Appl. Phys.*, 1994, **75**(4) : 1891~ 1895
- [ 15 ] Snowbell M, Horowitz M, Fischer B. Dynamics of multiple two-wave mixing and fanning in photorefractive materials. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1994, **11**(10) : 1972~ 1982

## Self-Pulsation in a Semilinear Phase Conjugator Composed of Two Photorefractive Crystals

Xiong Jun      Sun Yinguan      Hu Gang

(*Physics Department, Beijing Normal University, Beijing 100875*)

(Received 17 August 1998; revised 23 November 1998)

**Abstract** The self-pulsation behavior of the phase-conjugated light is studied experimentally in a semilinear self-pumped phase conjugator, which contains two BaTiO<sub>3</sub> crystals (one of them operates in total-internal-reflection self-pumped phase conjugator and is used as retro-reflector in this semilinear self-pumped phase conjugator). The frequency  $f$  of the pulsation is related to the incident power  $I_0$  by  $f \propto I_0^{1.43}$ . The lasting time of the phase-conjugated light is found to be approximately inversely proportional to  $I_0$ . The dynamic spatial structure of fanning light is observed and which is responsible for the pulsation of the phase-conjugated light in the semilinear self-pumped phase conjugator.

**Key words** photorefractive crystal, semilinear self-pumped phase conjugator, fanning light, self-pulsation.



- [4] 林世鸣, 吴荣汉, 黄永箴等. 低阈值电流的 GaAs/GaAlAs 垂直腔面发射激光器. 高技术通讯, 1994, 4(10): 11~13
- [5] 吴荣汉, 周增圻, 林耀望等. 亚毫安室温连续工作 InGaAs 垂直腔面发射激光器. 高技术通讯, 1995, 5(9): 24~26
- [6] 郭长志, 陈水莲. 分布反射面发射垂直微腔半导体激光器的微腔效应. 物理学报, 1997, 46(9): 1731~1743
- [7] Huang Y Z, Pan Z, Wu R H. Analysis of the optical confinement factor in semiconductor lasers. *J. Appl. Phys.*, 1996, 79(8): 3827~3830
- [8] Huang Y Z, Wang C M. Resonant tunneling, eigenvalue and energy band calculation for potential and periodical potential structures. *Appl. Phys. (A)*, 1992, 54(2): 191~195
- [9] Huang Y Z. Effect of reflectivity at the interface of oxide layer on transverse mode control in oxide confined vertical-cavity surface-emitting lasers. *J. Appl. Phys.*, 1998, 83(7): 3769~3772
- [10] 刘德贵, 费景高, 于泳江等编. FORTRAN 算法汇编, 第二分册, 北京: 国防工业出版社, 1983. 334~341
- [11] Yang G M, MacDougal M H, Pudikov V *et al.*. Influence of mirror reflectivity on laser performance of very-low-threshold vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1995, 7(11): 1228~1230

## Influence of Reflection Phase of Air Interface on Mode Characteristics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers

Huang Yongzhen

(State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Institute of Semiconductors,  
The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

(Received 2 July 1998; revised 29 December 1998)

**Abstract** The mode characteristics for vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSEL) with different cap layer thickness are numerically analyzed. The results show that the threshold gain can increase several times for VCSEL with unmatched cap layer, which results from an anti-phase reflectivity from the air-interface. The mode field intensity distribution inversely increases near the air interface as the reflectivity of the air interface is anti-phase with that of distributed Bragg reflector. A precision etching of the cap layer can be used for improving the laser performance.

**Key words** semiconductor lasers, vertical-cavity surface-emitting lasers, distributed Bragg reflector.