

# 位相共轭镜耦合到染料激光器中的频移现象

廖江红

T. A. KING

(中国科学院长春光学精密机械研究所  
应用光学国家重点实验室, 长春 130022)

(英国曼彻斯特大学物理系)

## 提 要

本文建议了一个测量位相共轭镜耦合到染料激光器后,当波长自扫描时, $\text{BaTiO}_3$ 晶体内的运动光栅的多普勒频移的方法,实验结果表明,多普勒频移  $\Delta f < 0.2 \text{ Hz}$ . 进一步的分析显示,多普勒频移不能解释朝长波方向扫描的波长自扫描现象.

**关键词** 光折变晶体, 位相共轭, 激光.

## 1 引 言

当一个自泵浦位相共轭反射镜(self-pumped phase conjugate mirror)耦合到连续宽增益的激光器(例如染料激光器和半导体激光器)时,激光会自动地朝长波(红移)或短波(紫移)方向扫描<sup>[1-4]</sup>. 虽然关于波长扫描机制尚不十分清楚,甚至有关的报道是自相矛盾的,但通常都认为在  $\text{BaTiO}_3$  晶体内的运动光栅的多普勒效应是引起波长自扫描的主要原因<sup>[1,4,5]</sup>. 为此,在没有耦合时的自泵浦特性如多普勒频移、稳定性等问题引起了人们的广泛兴趣,由于实验条件的不同,有关的多普勒频移的测量结果的报道呈现出明显的不确定性,甚至有相反的实验结果的报道. 例如 1) Gower 等人<sup>[6,7]</sup>测量了猫镜("cat" mirror)结构的自泵浦位相共轭镜的频移,发现在稳定输出时多普勒频移小于  $10^{-2} \text{ Hz}$ ,由此断定不存在频移. 2) 频移在 Hz 数量级<sup>[1]</sup>;施加外部电场可以控制频移<sup>[8,9]</sup>;甚至在不稳定时频移的方向会发生变化<sup>[10]</sup>. 由于多普勒频移测量结果的不确定性,无法用没有耦合时的测量结果来判定波长自扫描是否由多普勒频移引起的. 因此,有必要同时测量耦合时的多普勒频移和波长自扫描的速率,寻求其间是否存在一定的关系. 在自泵浦位相共轭镜耦合到激光器的情况下,若采用迈克尔逊(Michelson)干涉仪来测量多普勒频移,其参考臂的光将会反馈进入激光器内,引起一些不可预测的问题. 本文建议了一个修正的马赫-程德(Mach-Zehnder)干涉仪来测量频移,避免参考臂反馈光的影响.

## 2 实验装置和实验

图1是本文的实验装置示意图. 环形(R6G)染料激光器由  $\text{Ar}^+$  激光器泵浦,环形腔腔长约为 125 cm;反射镜  $M_1$ 、 $M_2$ 、 $M_3$  均为球面反射镜,曲率半径分别为 3.5 cm, 10 cm 和 23 cm;  $M_4$  为反射率  $R > 95\%$  的激光输出镜,自泵浦位相共轭镜是选用半线性腔(semilinear)结构;  $\text{BaTiO}_3$

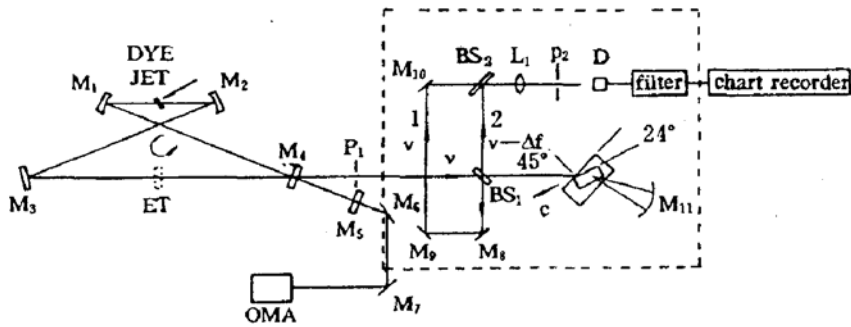


Fig. 1 experimental set-up

晶体 ( $a \times b \times c = 6.82 \times 6.2 \times 5.88 \text{ mm}^3$ ) 置于折射率匹配油中, 以增大入射光和  $c$  轴的夹角. 球面反射镜  $M_{11}$  ( $D/f = 2$ , 曲率半径  $r = 5 \text{ cm}$ ) 置于离晶体约  $5 \text{ cm}$  处. 平面镜  $M_5$  是整个系统 (激光器和自泵浦相位共轭构成的) 的输出镜, 它的反射率  $R = 50\%$ ,  $\overline{M_5 M_4} = 38 \text{ cm}$ ;  $\overline{M_5 M_4 M_{11}} = 81 \text{ cm}$ . 波长自扫描时的激光波长由光学多通道光谱仪 (OMA) 来实时测量; 多普勒频移由修正的马赫-程德干波仪来测量, 如图 1 的虚线部分所示. 经分束器  $BS_1$  ( $R = 10\%$ ) 分束后形成的参考光束 1 不再返回激光腔内, 而是经反射镜  $M_8$ ,  $M_9$  和  $M_{10}$  反射后和来自自泵浦位相共轭镜的一部分光束 (物光束 2) 经合束器  $BS_2$  ( $R = 50\%$ ) 合束干涉, 在观察屏  $P_2$  上形成干涉条纹. 在屏上开一个合适的小孔就可以把干涉条纹随时间  $t$  的变化经光电二极管  $D$  转换为随时间变化的正弦信号, 然后通过滤波器记录在  $x-t$  记录仪 (chart recorder) 上.

假定光经自泵浦位相共轭镜的一次多普勒频移是  $\Delta f$ ,  $z_1$  表示参考光束 1 由  $BS_1$  经  $M_8$ ,  $M_9$  和  $M_{10}$  到  $BS_2$  的光程;  $z_2$  表示物光束 2 由  $BS_1$  经  $M_{11}$ ,  $BS_1$  反射到  $BS_2$  的光程. 则记录的条纹数  $n(t)$  随时间  $t$  的变化为

$$n(t) = (1/2\pi)[k_2 z_2 - 2\pi(v - \Delta f)t - (k_1 z_1 - 2\pi vt)] \approx Aft + (z_0/c)v, \quad (1)$$

式中  $z_0 = z_2 - z_1$  为两臂的光程差;  $v$  为激光的频率;  $c$  为光速. 条纹数  $n(t)$  的正方向为多普勒频移  $\Delta f > 0$ , 即红移 (朝长波方向移动). 在实验上判断干涉条纹红移的方法是使反射镜  $M_{11}$  朝与晶体方向相反的方向略为平移一个小量, 此时观察到干涉条纹的移动方向是红移方向. 由 (1) 式知, 如果希望干涉条纹  $n(t)$  的运动频率  $dn/dt$  为  $\Delta f$ , 就要求  $z_0 = 0$ , 即两臂的程差  $z_0$  尽可能小. 在实验上可以调整在观察屏  $P_2$  上的干涉条纹的对比度最佳值来获取  $z_0$  为最小值. 例如, 在实验上注意到若移去输出镜  $M_5$ , 由 OMA 测得的激光波长线宽  $> 1 \text{ nm}$ , 则  $z_0$  必须远小于激光的相干长度, 即  $z_0 \ll (\lambda^2/\Delta\lambda) \sim 0.4 \text{ mm}$ .

如果自泵浦位相共轭镜耦合到激光器, 调整输出镜  $M_5$  使之于和自泵浦位相共轭镜共振, 和 Feinberg 等人报道在猫式腔的实验结果类似<sup>(1)</sup>, 即在大多数调整状态下, 激光是向长波方向 (红移) 扫描. 当它扫描到了染料增益区域的末端时,  $\text{BaTiO}_3$  晶体内的折射率光栅将会被破坏, 共轭光波消失, 激光波长又跳回到刚开始扫描的状态, 重新建立共轭光波, 开始新一轮的扫描. 在实验上我们注意到无论激光波长扫描到任何位置, 只要在腔内 (见图 1) 插入 F-P 标准具 (FSR = 900 GHz), 精细度  $< 5$ ) ET 就都能停止波长扫描. 由于自泵浦位相共轭镜是自调整的 (self-adjusted), 任何不同的初始条件都会影响波长自扫描的行为. 因此, 为获得可靠的实验数据, 必须使每次扫描时的初始条件一致. 例如, 在每次扫描之前, 用纸屏挡住球面镜  $M_{11}$ . 让入射光消除晶体内的残余折射率光栅. 然后插入 ET, 抽去纸屏让共轭光波建立在扫描之前. ET 抽去后就开始记录实验数据.

当激光器的单臂输出光强约为  $160 \text{ mW}$  (没有耦合时的输出) 时, 置入  $M_5$  和自泵浦位相共

镜后的激光波长  $\lambda$  和干涉条纹数  $n(t)$  随时间  $t$  (在一个扫描周期内) 的变化如图 2 所示. 激光波长扫描范围为 588~625 nm、波长  $\lambda$  单调地随时间  $t$  的增加而向长波方向扫描. 由图 2 可以看出, 干涉条纹  $n(t)$  在扫描开始后约 4 分钟之内是减小, 即向短波方向变化; 在余下的约 8 分钟  $n(t)$  是增加的, 即向长波方向(红移)变化. 依据实验结果计算的随时间  $t$  的变化率如图 3 所示. 曲线 B' 表示的是干涉条纹数  $n(t)$  移动的频率  $(\Delta n/\Delta t)$  随时间  $t$  的变化. 计算时  $\Delta t$  取 1~2 min 不等. 曲线 A' 反映了扫描波长  $\lambda$  (转换为光频率) 的变化率  $(\Delta \nu/\Delta t)/c$  与时间的变化关系. 在计算时取  $\Delta t=2$  min.

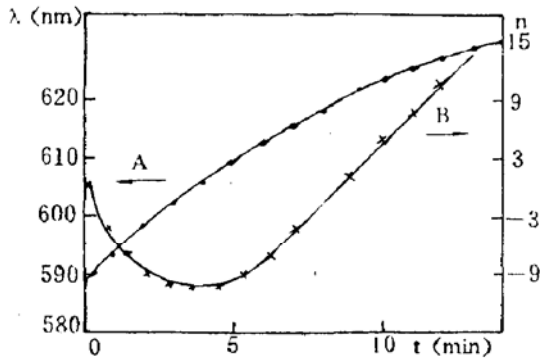


Fig. 2 Dependence of the wavelength scanned (curve A) and the interference fringe number  $n(t)$  (curve B) on time during one cycle of the wavelength scanning.

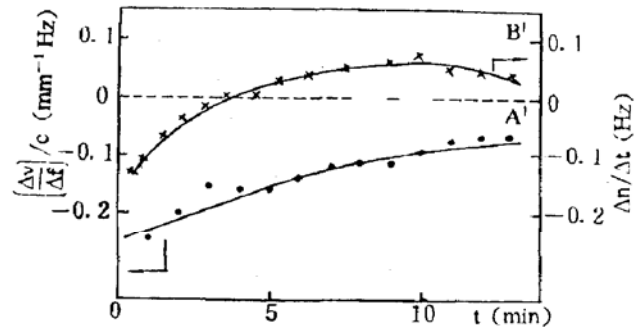


Fig. 3 Average frequency of the fringe movement and the average scan rate of the laser frequency calculated according to the experimental results shown in Fig. 1, curve A': average scan rate;  $(\Delta \nu/\Delta t)/c$  ( $\text{mm}^{-1}\text{Hz}$ ); curve B': average fringe frequency  $(\Delta n/\Delta t)$  (Hz)

### 3 分析

对(1)式取微分, 得干涉条纹  $n(t)$  的运动频率, 多普勒频移和扫描速率之间的关系为

$$\Delta f = (dn/dt) - (z_0/c)(d\nu/dt). \quad (2)$$

假定扫描过程  $z_0$  不变化或变化很小, 由上述的调整方法可使  $z_0 < 0.5 \text{ mm}$ , 因此由图 3 可知在整个扫描过程中  $\Delta f < 0.2 \text{ Hz}$ . 另外, 在图 2 所示实验条件下采用波长  $\lambda = 588 \text{ nm}$ , 并插入标准具 ET 时测得多普勒频移  $\Delta f < 1 \text{ mHz}$ . 从而使人相信实际的多普勒频移要比  $0.2 \text{ Hz}$  小得多.

依据多普勒频移引起的波长扫描机制是否可解释我们的实验呢?

#### 3.1 由于运动光栅引起频移的积累效应<sup>[1]</sup>

如果光子每次经自泵浦位相共轭镜反射后的频移为  $\Delta f$ , 光子经另一腔镜返回到自泵浦位相共轭镜后又获得一次频移, 若假定光子往返一次的渡越时间为  $T_0$ , 则由多普勒频移引起的光频扫描速率为

$$(d\nu/dt) = -(\Delta f/T_0), \quad T_0 = (L/c), \quad (3)$$

式中  $L$  为来往一次光子的行程. 在本实验中, 因为系统是多个腔的耦合, 则  $L$  取往返一次经过增益介质(染料)的最短距离  $L = 2 \overline{M_5 M_4 M_{11}} + \overline{M_1 M_2 M_3 M_4} = 287 \text{ cm}$ , (3)式代入(2)式得

$$(dn/dt) = \Delta f [1 - (z_0/c)] \approx \Delta f, \quad (4)$$

干涉条纹  $n(t)$  运动的频率就是由运动光栅引起的多普勒频移, 显然, 积累效应的解释存在两个明显的困难: 1) 波长自扫描开始后的前 4 分钟, 条纹的频率  $(\Delta n/\Delta t) < 0$ , 即因多普勒频移引起

的波长自扫描应该是向短波方向(紫移). 显然, 这点和实验结果相矛盾. 2) 从图 3 得扫描速率  $|\Delta\nu/\Delta t| > 0.05 c$ . 代入(3)式知  $|\Delta f| > 140 \text{ Hz}$  ( $L \sim 287 \text{ cm}$ ), 它远比测量值(小于  $0.2 \text{ Hz}$ )大得多.

### 3.2 由于多普勒频移引起的模跳跃 (Mode jumping)<sup>(2-4)</sup>

一般说来, 激光只能出现在最小阈值增益处, 当激光的频率因某种原因(例如多普勒频移)引起的各纵模频率以  $\Delta f/T_0$  的速率开始扫描时, 在激光输出的带宽范围内(由自泵浦位相共轭镜内的折射率光栅的布拉格衍射角决定), 扫描到光频的阈值增益比其它频率高时, 激光就会跳跃到阈值的更低处. 由于布拉格衍射决定的带宽为  $10 \text{ GHz}$  数量级<sup>(2)</sup>, 因此模跳跃间隔应小于  $10 \text{ GHz}$ . 由于反射镜  $M_4$  是高反射率 ( $R > 95\%$ ), 只有经过  $M_4$  一次的往返光的模式可以存在. 例如: 逆时针波场  $M_5, M_4, M_1, M_2, M_3, M_4, M_{11}, M_4, M_5$ ; 顺时针波场:  $M_5, M_4, M_{11}, M_4, M_3, M_2, M_1, M_4, M_5$ ; 因此在环形激光器内构成的是驻波场(反时针、顺时针的波场同时存在), 空间烧孔效应<sup>(11)</sup> (spatial hole burning) 将会影响波长自扫描的行为. 作者在实验过程中曾用一个法布里—珀罗标准具 ( $\text{FSR} = 10 \text{ GHz}$ ) 观察. 确实某些调整位置观察到类似文献[1]的二个或三个同心圆环在波长扫描时交替地跳跃. 这相当于激光输出有二至三个模, 每个模间距约为  $2 \text{ GHz}$  这恰为存在驻波场时由空间烧孔效应决定的模间距<sup>(11)</sup>. 归纳起来, 激光输出可能有  $1 \sim 3$  个模, 模间距约  $2 \text{ GHz}$ . 在每个模内可能存在多个由整个系统的腔镜 ( $M_5$  和自泵浦位相共轭镜) 决定的纵模. 当激光频率(包括每个纵模)因多普勒频移  $\Delta f$  以速率  $\Delta f/T_0$  开始积累时, 若它到达的光频的增益阈值明显高于带宽内的某一光频的阈值时, 激光就会出现跳模. 自该位置它又开始下一次跳模之前的积累. 假定模跳跃间隔为  $\Delta\nu_0$ , 则光频因跳模引起的变化由图 4 的示意图可得

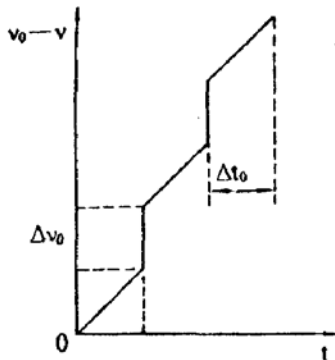


Fig. 4 Schematic diagram of mode jumping due to the moving grating

$$\nu_0 - \nu = (\Delta f/T_0)t + \Delta\nu_0 [t/\Delta t_0], \quad (5)$$

式中  $\nu_0$  为光开始扫描时的光频,  $\Delta t_0$  为每次跳跃之间的时间,  $[ ]$  表示取其最小的整数. 光频的平均扫描速率为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta\nu}{\Delta t} &\approx - \left( \frac{\Delta f}{T_0} + \frac{\Delta\nu_0}{\Delta t_0} \right) = - \frac{\Delta f}{T_0} (m + 1), \\ m &= \frac{\Delta\nu_0}{(\Delta f/T_0)\Delta t_0}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中  $m$  为光频跳跃  $\Delta\nu_0$  与多普勒频移引起的光频的积累的变化  $(\Delta f/T_0)\Delta t_0$  的比值. 依据实验结果, 若取  $(\Delta\nu/\Delta t) \sim -45 \text{ GHz/sec}$ ,  $\Delta\nu_0 \sim 4 \text{ GHz}$ ,  $\Delta f \sim 0.1 \text{ Hz}$ ,  $L = 287 \text{ cm}$ ; 则  $m \sim 4300$ ,  $\Delta t_0 \sim 0.09 \text{ sec}$ . 因此每当由多普勒积累效应引起光频变化达约  $1 \text{ MHz}$  (而纵模间隔约为  $100 \text{ MHz}$ ) 时, 整个模式组就会跳跃  $4 \text{ GHz}$ , 而每次跳跃的时间间隔约  $0.09 \text{ sec}$ , 在实验上没有观察到这么快的跳跃速度. 另外这么小的光频变化(远小于纵模间隔)就可引起模跳跃似乎是不现实的.

综上所述, 作者认为多普勒频移不能解释因自泵浦位相共轭镜耦合到环形激光器时向长波方向扫描的波长自扫描现象, 耦合时的多普勒频移  $|\Delta f| < 0.2 \text{ Hz}$ , 远小于人们通常估计的几个  $\text{Hz}$ .

## 参 考 文 献

- [1] J. Feinberg, G. D. Bacher, Self-scanning of a continuous-wave dye laser bearing a phase-conjugating resonator cavity. *Opt. Lett.*, 1984, 9(2):420~422
- [2] W. B. Whitten, J. M. Ramsey, Selfcanning of a dye laser due to feedback from a BaTiO<sub>3</sub> phase conjugator reflector. *Opt. Lett.*, 1984, 9(2):44~46
- [3] J. M. Ramsay, W. B. Whitten, Phase-conjugate feedback into a continuous-wave ring dye laser. *Opt. Lett.*, 1985, 10(7):362~364
- [4] S. Weisis, M. Seger, B. Fischer, Line narrowing and self frequency scanning of laser diode arrays coupled to a photorefractive oscillator. *IEEE J. Q. E.*, 1988, 24(5):706~708
- [5] M. Cronin-colomb, A. Yariv, Self-induced frequency scanning and distributed Bragg reflection in semiconductor lasers with phase-conjugate feedback. *Opt. Lett.*, 1986, 11(7):455~457
- [6] M. C. Gower, Photo induced voltage and frequency shift in a self-pumped phase-conjugating BaTiO<sub>3</sub> crystal. *Opt. Lett.*, 1986, 11(7):458~460
- [7] M. C. Gower, P. Hribek, Mechanism for internally self-pumped phase-conjugate emission BaTiO<sub>3</sub> crystal. *J. Opt. Soc. Am B*, 1988, 5(8):1750~1757
- [8] S. Starinklar, S. Weiss, B. Fischer, Tunable frequency shift of photorefractive oscillator. *Opt. Lett.*, 1986, 11(3):165~167
- [9] B. Fischer, Theory of self-frequency detuning of oscillators by wave mixing in photorefractive crystal. *Opt. Lett.*, 1986, 11(4):236~238
- [10] A. M. C. Smout, R. W. Eason, M. C. Gower, Regular oscillation and self-pulsation in self-pumped BaTiO<sub>3</sub>. *Opt. Commun.*, 1986, 59(1):77~82
- [11] C. T. Pike, Spatial hole burning in CW dye laser. *Opt. Commun.*, 1974, 10(1):14~17

### Frequency shift of self-pumped phase conjugate mirrors coupled to ring dye lasers

LIAO Jianghong

(National Applied Optics Laboratory,  
Changchun Institute of Optics and Fine  
Mechanics, Changchun 130022)

T. A. KING

(Department of Physics,  
Schuster Laboratory University of Manchester,  
Manchester, M139 PLUK)

## Abstract

In this paper we propose a new method of the measurement of the Doppler frequency shift due to the moving grating inside a BaTiO<sub>3</sub> crystal when a self-pumped phase conjugate mirror is coupled to a ring dye laser. The experimental results show that the Doppler frequency shift is less than 0.2 Hz. Furthermore, the analysis indicates that the Doppler frequency shift cannot be used to explain the wavelength self-scanning initially towards the longer wavelength.

**Key words** photorefractive crystal, phase conjugation, laser.