

# 基于双折射双频激光器中的调频回馈位移测量研究<sup>\*</sup>

毛 威<sup>†</sup> 张书练

(清华大学精密测试技术及仪器国家重点实验室, 北京 100084)

(2006 年 7 月 28 日收到, 2006 年 8 月 18 日收到修改稿)

提出了一种基于双折射双频激光器中的调频回馈效应的位移测量系统,并在实验和理论两方面进行了研究. 实验中保持回馈外腔长度不变,将一四分之一波片置于激光器内腔中,调制内腔长度,激光器的中心频率发生改变,激光器输出强度将发生周期性的变化. 研究发现激光强度曲线的波动频率正比于回馈外腔长度与内腔长度之比. 当该位移测量系统的外腔长度是内腔长度的 6 倍时,被测物体每移动半个光波长,激光强度波动 12 次,系统分辨率可以达到二十四分之一光波长. 理论分析与实验结果相符合. 研究表明该位移测量系统具有高分辨率、大测量范围、可工作于任意回馈水平等特点.

关键词: 调频回馈, 位移测量, 双折射双频激光器, 强度波动频率

PACC: 4280, 0630, 4255F, 4260

## 1. 引 言

近年来激光回馈传感技术及其应用引起了国内外专家学者的广泛兴趣. 激光回馈技术<sup>[1-6]</sup>又被称为自混合干涉技术<sup>[7-11]</sup>,与传统的双光束干涉技术相比具有相同的相位灵敏度和深度. 但是基于激光回馈技术的测量系统仅有一个光学通道,具有结构简单、紧凑、易准直、性价比高等优点,在很多应用场合可以取代传统干涉仪. 目前对激光回馈技术的应用研究<sup>[12-19]</sup>涉及位移、速度、绝对距离、振动、角度、精细加工零件表面、细胞三维形状等方面,应用面非常广.

尽管人们对激光回馈传感技术及其应用展开了大量研究,取得了丰富的实验和理论研究结果,但是仍有三个十分重要的问题没有得到很好的解决,严重限制了激光回馈技术的工业化应用. 第一,测量系统分辨率<sup>[12]</sup>有限,一般为半个光波长. 文献报道半导体激光器工作在极弱回馈水平下时,其回馈信号为类余弦波形状<sup>[12]</sup>,一些研究人员力图利用余弦性质,类似传统激光干涉仪的位相测量技术实现细分. 但是这种回馈信号很不稳定,容易变成类锯齿波形状,并且相位测量技术的动态范围很小,同时回

馈测量系统仅能得到一路光信号,这使得电子细分难以实现. 第二,测量系统对被测物体引起的回馈水平<sup>[12,19]</sup>要求十分严格,极大地限制了系统的使用范围. 系统工作在不同的回馈水平下,得到的激光强度变化曲线不同. 回馈水平发生变化时,系统不能够工作,并且由于迟滞、相干猝灭等现象限制了这些位移测量系统不能工作在强回馈区. 第三,回馈外腔的准直性要求高,抗外界干扰能力差. 回馈外腔的非准直将带来两方面影响,一是多重回馈<sup>[5]</sup>的影响,二是系统回馈水平的影响. 由于外腔回馈镜的失谐,不仅被回馈镜反射一次的光可以返回激光器谐振腔与腔内光相互作用,被回馈镜反射两次甚至多次的光也可能返回激光器谐振腔,调制激光器的输出. 此时系统的回馈信号较复杂,测量系统不能正常工作. 同时由于外腔回馈镜的失谐,一部分光不能够返回激光器谐振腔,使得系统回馈水平下降. 测量系统不能够得到预期的回馈信号,测量发生错误.

本文提出了一种基于双折射双频激光器中的调频回馈效应的位移测量系统,该系统可以有效解决以上几个问题. 调频回馈是通过改变激光频率来改变回馈外腔的相位,从而改变激光器的出射光强,不同于通常的改变回馈外腔光程的回馈方式. 实验和理论研究发现调频回馈引起激光强度曲线的波动频

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金重点项目(批准号: 60438010)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: maow03@mails.thu.edu.cn

率取决于回馈外腔长度与内腔长度之比. 本文测量系统的外腔长度设置为内腔长度的 6 倍, 系统分辨率可以达到二十四分之一光波长. 该位移测量系统具有高分辨率、大测量范围、抗干扰能力强、可工作于任意回馈水平等特点.

## 2. 实验研究

### 2.1. 实验装置

双折射双频激光器中的调频回馈效应实验研究的实验装置如图 1 所示. 实验中使用的是半外腔结

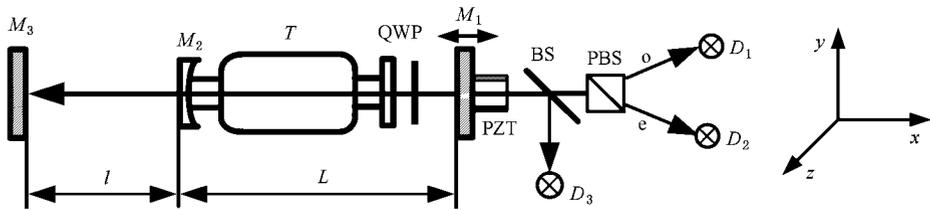


图 1 调频回馈效应研究的实验装置图

$M_3$  为外腔回馈镜, 它与腔镜  $M_2$  共同构成外部回馈腔, 腔长为  $l$ .  $M_3$  的反射率不限, 只要能将激光器出射光反馈回内腔即可, 即对回馈水平没有要求, 在本实验中  $M_3$  的反射率为 30%. PZT 为压电陶瓷, 驱动内腔镜  $M_1$ , 调节内腔长, 从而改变激光频率. 激光器尾光束输出端输出的光经分光镜 BS 后, 一部分光被沃拉斯顿棱镜 PBS 分光后分别由探测器  $D_1$  和  $D_2$  探测, 另一部分光则被光电探测器  $D_3$  探测.

### 2.2. 实验结果

在回馈环路连接前, 先调节激光器的损耗, 使得出光带宽与纵模间隔几乎相等, 此时激光器各频率在增益曲线上的分布位置如图 2 所示.

由于激光腔内的双折射元件为四分之一波片, 造成  $o$ 、 $e$  光之间的光程差为  $\lambda/4$ , 激光频率分裂量为纵模间隔的一半. 如图 2 所示,  $\nu_q^o$  和  $\nu_q^e$  之间的间距代表频率分裂量,  $\nu_q^o$  和  $\nu_{q+1}^o$  之间的间距代表激光器纵模间隔. 当出光带宽与纵模间隔几乎相等时,  $\nu_q^o$  和  $\nu_q^e$  以及  $\nu_q^e$  和  $\nu_{q+1}^o$  之间间距相等, 一个频率熄灭时另一个频率开始振荡, 激光器中总是有两个频率同时振荡. 内腔长每改变半个光波长, 激光频率改变一个纵模间隔, 且刚好为一个出光带宽.

然后安装好外腔回馈镜, 使激光器主输出端输

构的 632.8 nm 波长的 He-Ne 激光器. 平面镜  $M_1$  和凹面镜  $M_2$  为激光器两端的反射镜, 其中  $M_1$  为激光器尾光束输出端, 其反射率为 99.5%,  $M_2$  为激光器主光束输出端, 曲率半径 1 m, 其反射率为 99.0%.  $M_1$  和  $M_2$  构成激光器内腔, 其腔长  $L$  为 165 mm. QWP 为一四分之一波片, 置于激光器内腔中, 其快轴方向平行于  $y$  轴, 且与激光器初始偏振态方向一致; 由于其双折射效应, 使得一个激光频率成两个频率, 其输出的两正交偏振光称之为  $o$  光和  $e$  光, 两光之间的频差为激光器纵模间隔的一半, 为 454.5 MHz.  $M_1$ ,  $M_2$ , QWP 和激光增益管  $T$  共同构成一支双折射双频 He-Ne 激光器.

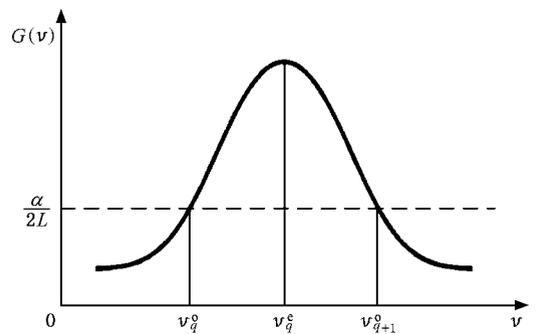


图 2 激光频率分布示意图

出的光反馈回激光器谐振腔, 调节  $M_3$  与  $M_2$  之间的间距, 使得回馈外腔长为 330 mm, 即  $l = 2L$ . 驱动压电陶瓷调节内腔长, 此时激光器各频率依次扫过增益曲线, 获得的调频回馈曲线如图 3 所示.

图 3 中, 横坐标轴表示压电陶瓷的驱动电压, 每 125 V 电压值代表着内腔长的半波长位移改变量, 纵坐标轴表示激光强度. 图中实点曲线表示  $o$  光光强  $I_1$ , 圈点曲线表示  $e$  光光强  $I_2$ , 星号曲线表示总光强  $I$ , 为了清楚地显示各光强曲线, 星号曲线沿纵坐标轴向上平移了四个单位. 由于压电陶瓷具有一定的非线性, 在图 3 和以下各图中, 光强变化曲线也有一定的非线性.

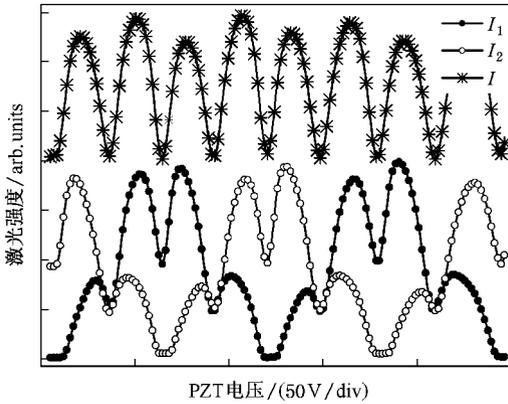


图3 回馈外腔长为内腔长两倍时的调频回馈曲线

从图3可以看出,当内腔长改变时, $\rho_e$ 光光强和总光强都受到调制。内腔长每改变半个光波长时,激光频率刚好扫过增益曲线一次,从能获得的最小增益到最大增益,再到最小增益, $\rho_e$ 光光强曲线波动四次,在其调谐曲线上都叠加了四个峰,总光强曲线也波动四次,且波动深度相当,是普通光回馈强度波动频率的四倍。

再改变回馈外腔长,使之成为内腔长的3倍,即 $l = 3L = 495 \text{ mm}$ 。驱动压电陶瓷调节内腔长,此时获得的调频回馈曲线如图4所示。

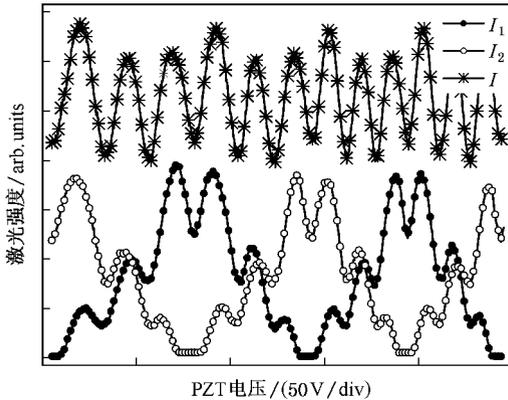


图4 回馈外腔长为内腔长三倍时的调频回馈曲线

由图4可以得到,当内腔长每改变半个光波长时, $\rho_e$ 光光强曲线上都出现了六个峰值,总光强曲线波动六次,是普通光回馈强度波动频率的六倍。

综合图3和图4发现,不同的回馈外腔长下, $\rho_e$ 光光强和总光强的调制曲线不同。调频回馈特性受外部回馈腔长和内腔长的影响。当回馈外腔长度是内腔长度的 $N$ 倍时,被测物体每移动半个光波长, $\rho_e$ 光光强和激光器出射的总光强都将波动 $2N$

次,并且总光强每次波动深度相当,是普通光回馈强度波动频率的 $2N$ 倍,回馈系统分辨率提高为普通光回馈系统的 $2N$ 倍,可以达到 $4N$ 分之一光波长。激光强度曲线的波动频率为回馈外腔长度与内腔长度之比的两倍。

### 3. 理论分析

由激光原理可知,驻波激光器谐振腔腔长 $L$ 和激光频率 $\nu$ 之间满足以下关系:

$$\nu = q \cdot \frac{c}{2L}, \quad (1)$$

其中, $q$ 是一个很大的正整数,且有

$$\Lambda = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2L}, \quad (2)$$

式中 $\Lambda$ 为纵模间隔。

对(1)式进行微分可得激光器内腔长的调谐量 $\Delta L$ 与激光频率的变化量 $\Delta \nu$ 的关系为

$$\Delta \nu = \frac{\nu}{L} \Delta L. \quad (3)$$

因此当激光频率变化一个纵模间隔时,激光器内腔长变化 $\lambda/2$ 。

当系统存在光回馈时,根据三镜腔等效模型<sup>[3]</sup>分析激光的强度和位相变化,可以得到激光器的输出强度 $I^{[5]}$ 为

$$I = I_0 \left\{ 1 + \frac{K}{2L} \cdot \left[ \frac{t_2^2 r_3}{r_2} \cdot \sum_{m=1}^p (r_2 r_3)^{p-1} f_m \times \cos(m \cdot \omega \tau_l + \delta_m) \right] \right\}, \quad (4)$$

式中, $I_0$ 为无回馈时的初始光强, $K$ 为比例系数, $r_2$ 、 $r_3$ 分别为 $M_2$ 和 $M_3$ 的振幅反射系数, $t_2$ 为 $M_2$ 的振幅透射系数, $p$ 为光束在外部回馈腔中被回馈镜 $M_3$ 多次反射且能返回到激光器内腔的最大反射次数, $f_m$ 表示光束每次进入激光器内腔的耦合系数, $\omega$ 为激光的角频率, $\tau_l = 2nl/c$ 为光束在外部回馈腔中的时延, $\delta_m$ 为光束每次耦合进激光器内腔所引起的固定的相位。

在实验中,外腔为准直的回馈腔,由于外腔失谐引起的多重回馈可以不予考虑,因此 $p = 1$ 。由(4)式可以得到

$$I = I_0 [1 + \alpha \cdot \cos(\omega \tau_l + \delta_1)], \quad (5)$$

其中 $\alpha = K t_2^2 r_3 / (2L r_2)$ 为回馈系数。

$\rho_e$ 光之间的频率差为 $\frac{1}{2} \Lambda$ ,则 $e$ 光外腔回馈的

相位  $\phi_c$  可以表示为

$$\begin{aligned}\phi_c &= \omega_c \tau_l = \frac{4\pi v_c l}{c} \\ &= \frac{4\pi l}{c} \left( v_o + \frac{1}{2} \Lambda \right) = \phi_o + N\pi.\end{aligned}\quad (6)$$

$o_e$  光光强可以表示为

$$I_1 = I_{o_0} [1 + \alpha \cdot \cos(\phi_o + \delta_1)], \quad (7)$$

$$I_2 = I_{o_0} [1 + \alpha \cdot \cos(\phi_c + \delta_1)], \quad (8)$$

式中,  $I_{o_0}$  和  $I_{o_c}$  为无回馈时  $o_e$  光的光强. 由上两式可知存在光回馈时的光强曲线为无回馈时  $o_e$  光光强调谐曲线与余弦波动曲线的叠加, 并且余弦波动的深度随无回馈时  $o_e$  光强的不同而不同. 当激光频率处于激光增益曲线中心时, 其光强最大, 余弦波动调制深度也因此最大, 与图 3 和图 4 所示的实验曲线相符合.

总光强即为  $o_e$  光光强之和, 即

$$I = I_1 + I_2. \quad (9)$$

由(7)(8)(9)式可知, 激光器输出光由回馈外腔的相位变化决定, 可表示为

$$\Delta\phi = \frac{4\pi l}{c} \cdot \Delta v + \frac{4\pi v}{c} \cdot \Delta l. \quad (10)$$

由(10)式可得外腔相位变化可以由频率变化和长度变化引起, 本实验研究的调频回馈外腔长不变, 只有频率改变, 因此有

$$\begin{aligned}\Delta\phi &= \frac{4\pi l}{c} \cdot \Delta v = \frac{4\pi l}{c} \cdot 2 \cdot \frac{c}{2L} \\ &= 2\pi \cdot \frac{2l}{L} = 2\pi \cdot 2N.\end{aligned}\quad (11)$$

由上式可以得出, 激光强度曲线的波动频率只取决于回馈外腔长度与内腔长度之比, 与系统回馈水平无关. 并且激光强度波动频率与之成正比, 是其两倍. 当  $l = 2L$  即  $N = 2$  时  $\Delta\phi = 4 \cdot 2\pi$ , 激光强度波动四次; 当  $l = 3L$  即  $N = 3$  时  $\Delta\phi = 6 \cdot 2\pi$ , 激光强度波动六次, 理论分析与实验结果相符合.

由以上分析可以看到, 当外腔长设置为内腔长的  $N$  倍时, 调频回馈引起的强度波动频率是普通光回馈强度波动频率的  $2N$  倍, 系统分辨率可以提高  $2N$  倍, 达到  $4N$  分之一光波长.

## 4. 位移测量系统

### 4.1. 位移测量系统结构

根据上节中对调频回馈的理论和实验研究, 可

以设计一种高分辨率的基于双折射双频激光器中调频回馈效应的位移测量系统, 其系统结构框图如图 5 所示.

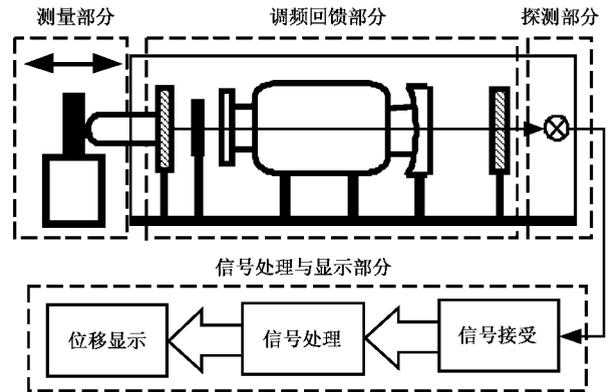


图 5 位移测量系统的结构框图

该位移测量系统包括测量部分、调频回馈部分、探测部分和信号处理与显示部分. 调频回馈部分包括双折射双频激光器和折叠的外部回馈外腔, 测量部分包括探测头和外部被测物体. 当外部被测物体产生沿激光轴线方向的位移时, 通过探测头推动激光器内腔镜移动, 调谐激光器的频率. 由于调频回馈效应, 激光器出射光强受到周期性的调制, 由探测部分的光电探测元件接受激光器光强, 送入到信号处理与显示部分, 记录光强的波动次数即可以得到外部被测物体的位移量, 从而实现位移测量.

### 4.2. 位移测量系统性能分析

将系统的回馈外腔长度设置为内腔长度的六倍, 即  $l = 6L$ , 得到的位移测量系统的调频回馈曲线和相应的被测物体位移量分别如图 6 和图 7 所示.

由图 6 和上述的理论分析可知, 在外腔变化半个光波长位移时, 激光器出射光强波动十二次, 且波动幅值几乎相等, 则激光器光强每一波动条纹对应外部被测物体变化二十四分之一一个波长的位移. 系统的分辨率可达  $\lambda/24$ , 对于我们使用的  $632.8 \text{ nm}$  的 He-Ne 激光器, 分辨率为  $26.37 \text{ nm}$ , 是普通光回馈系统分辨率的 12 倍.

由上文的理论分析可知, 激光强度曲线的波动频率只取决于回馈外腔长度与内腔长度之比, 对系统光回馈水平没有任何要求, 只要有部分光能够返回到激光器谐振腔即可. 大量的实验也证实了系统对回馈水平不敏感. 回馈水平的高低只影响光强调

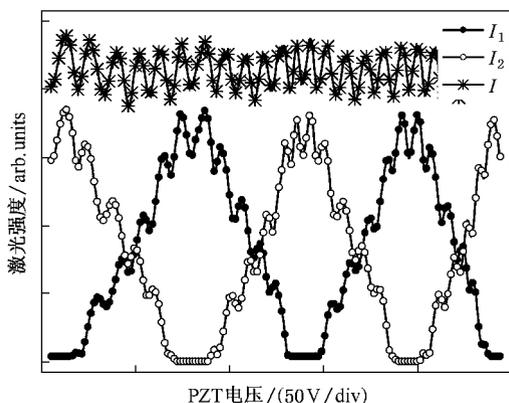


图6 位移测量系统的调频回馈曲线

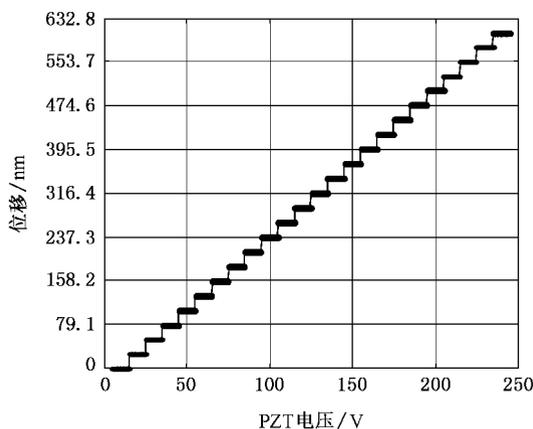


图7 信号处理后的位移曲线图

制的深度,对于激光光强调制频率没有影响,不会影响到系统分辨率,这是调频回馈与普通回馈的一大区别.因此该位移测量系统可以工作在各个回馈水平区.

假设外部回馈腔长与内腔长之比在  $\pm 10\%$  范围内变化时,对于  $L = 165 \text{ mm}$  的内腔长,计算得到内腔长变化范围为  $+2.8 \text{ mm}$  至  $-2.7 \text{ mm}$ ,因此系统的测量范围还是很大的.

该位移测量系统的回馈外腔是固定的,在测量过程中不动,不会出现由于物体运动引起回馈腔的失谐和回馈水平的变化,系统抗干扰能力较强.

#### 4.3. 位移测量系统讨论

该位移测量系统还具有自参考的功能,即系统光强每波动 6 个条纹对应着物体四分之一光波长位移,这个位移量不会因为这 6 个条纹不均匀而不同,尽管由于各个元件可能引起的迟滞等使得每个波动条纹对应的位移并不严格相等.当然,对于位移量小于四分之一光波长的部分,每个条纹对应的位移量可能不严格为  $1/4N$  光波长,可以作为系统误差具体考虑.自参考特性对于测量非常有利,不会引起系统累计误差.

如果增大外部回馈腔长与内腔长之比,系统分辨率可以进一步得到提高,但是得以牺牲测量范围为代价,但是相对来说,分辨率达到纳米量级,测量范围为毫米量级还是比较大的,这类位移测量系统应用面也很广.较大的回馈腔长可以通过多次折叠结构,使得光程倍增,大大减小系统体积.

对于与外部被测物体相连的一腔镜,可以用猫眼结构<sup>[20]</sup>来替代,利用猫眼的折返抗失谐特性,可以进一步提高系统的稳定性,减小对探测头的加工要求.

## 5. 结 论

本文对双折射双频激光器中的调频回馈效应进行了实验与理论研究,发现激光强度曲线的波动频率正比于回馈外腔长度与内腔长度之比,且是其两倍.基于该调频回馈效应,提出了一种位移测量系统,该系统除了具有普通光回馈测量系统的结构简单紧凑、成本低、易实现等优点外,还具有高分辨率、大测量范围、可工作于任意回馈水平等特点.

[1] King P G R, Steward G J 1963 *New Sci.* **17** 180

[2] Lang R, Kobayashi K 1980 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-16** 347

[3] Groot P J D, Gallatin G M, Macomber S H 1988 *Appl. Opt.* **27** 4475

[4] Wang W M, Grattan K T V, Palmer A W, Boyle W J O 1994 *J. Lightwave Technol.* **12** 1577

[5] Mao W, Zhang S 2006 *Appl. Opt.* **45** 7727

[6] Mao W, Zhang S 2006 *Chin. Phys.* **15** 340

[7] Olsson A, Tang C L 1981 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-17** 1320

[8] Peter J D, Gregg M G 1984 *Appl. Opt.* **23** 2097

[9] Liu G, Zhang S L, Xu T, Zhu J, Li Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4701 (in Chinese) 刘刚、张书练、徐亭、朱钧、李岩 2005 物理学报 **54** 4701

[10] Fei L, Zhang S. 2004 *Opt. Express* **12** 6100

- [ 11 ] Mao W , Zhang S L , Zhang L Q , Zhu J , Li Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4704 ( in Chinese ) [ 毛 威、张书练、张连清、朱 钧、李 岩 2006 物理学报 **55** 4704 ]
- [ 12 ] Bosch T , Servagent N , Donati S 2001 *Opt. Eng.* **40** 20
- [ 13 ] Mao W , Zhang S L , Cui L , Tan Y D 2006 *Opt. Express* **14** 182
- [ 14 ] Koelink M K , Mul F F M , Weijers A L 1994 *Appl. Opt.* **33** 5628
- [ 15 ] Scalise L , Yu Y , Giuliani G , Plantier G 2004 *IEEE T. Instrum. Meas.* **53** 223
- [ 16 ] Giuliani G , Donati S , Passerini M 2001 *Opt. Eng.* **40** 95
- [ 17 ] Ozdemir S K , Shinohara S , Ito S 2001 *Opt. Eng.* **40** 38
- [ 18 ] Lacot E , Day R , Stoeckel F 1999 *Opt. Lett.* **24** 744
- [ 19 ] Mao W , Zhang S , Zhang L , Zhu J , Li Y 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 1188
- [ 20 ] Du W , Li Y , Zhang S , Suo R , Wan X 2005 *Sens. Actuator A-Phys.* **29** 76

## Experimental and theoretical study of displacement measurement based on frequency modulation optical feedback in a birefringence dual frequency laser<sup>\*</sup>

Mao Wei<sup>†</sup> Zhang Shu-Lian

( State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments ,  
Department of Precision Instruments , Tsinghua University , Beijing 100084 , China )

( Received 28 July 2006 ; revised manuscript received 18 August 2006 )

### Abstract

A novel displacement measurement system based on frequency modulation optical feedback in a birefringence dual frequency laser has been put forward , which has been studied both theoretically and experimentally . A quarter wave plate is placed in the laser internal cavity . When the internal cavity length is modulated and the external feedback cavity length is kept constant , the center frequency of the laser is changed , and the intensity of the laser fluctuates periodically . The fluctuation frequency of the laser intensity is in direct proportion to the ratio of the lengths of the external and internal cavity . When the displacement of the object is one half wavelength with the ratio being six , the laser intensity will change for twelve periods . Thus , the resolution of the displacement measurement system can reach  $\lambda/24$  . A theoretical analysis is presented , which is in good agreement with the experimental results . The system has the advantages of high resolution , large measurement range , operation at all optical feedback levels , and so on .

**Keywords** : frequency modulation optical feedback , displacement measurement , birefringence dual frequency laser , intensity fluctuation frequency

**PACC** : 4280 , 0630 , 4255F , 4260

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No.60438010 ) .

<sup>†</sup> Corresponding author . E-mail : maow03@mails.thu.edu.cn