

无源谐振腔激光陀螺中的闭锁效应

肖贵遐 丁金星

(国防科技大学 208 研究室, 长沙 410073)

摘 要 从谐振腔的谐振特性出发, 严格地推导出无源谐振腔激光陀螺中由腔镜背散射引起的闭锁效应关系式及闭锁阈值表达式。实验观察结果证实了理论推导的正确性。

关键词 无源谐振腔激光陀螺, 背散射, 闭锁效应。

在无源谐振腔激光(或光纤)陀螺中, 背散射光是否会引起闭锁效应, 一直是人们比较关心的问题。作者曾经对此作初步探讨^[1], 但未就环形谐振腔的结构作具体分析。本文从分析无源环形谐振腔的谐振特性出发, 严格地推导出无源谐振腔激光陀螺中由背散射光引起的闭锁效应的具体表达式, 根据此式估计闭锁效应的大小。并对理论分析结果作了实验验证。

1 理论分析

无源环形谐振腔激光陀螺是通过跟踪和探测环形谐振腔的谐振频率来工作的。根据 Sagnac 效应, 环形谐振腔顺时针方向和逆时针方向谐振频率差 $\Delta\nu$ (通常称为拍频) 正比于环形腔绕垂直其平面转轴旋转的转角 Ω :

$$\Delta\nu = 4A \Omega / (L \lambda) \quad (1)$$

式中 A 为环形腔包围的面积, L 为环形腔静止时光绕环形腔一周的光程, λ 为光在真空中的波长。

无源谐振腔激光陀螺的原理图如图 1 所示^[2], 从单频激光器输出的中心频率为 f_0 的光被分成两束, 其中一束光经过声光晶体移频器 A/O₁, 移频 f_1 后沿顺时针方向输入环形腔, 另一束光经过另一声光晶体移频器 A/O₂ 移频 f_2 后沿逆时针方向输入环形腔。从谐振腔顺时针方向输出的光被光探测器 PD₁ 接收和相敏检波器 PSD₁ 解调后通过伺服反馈控制系统 SERVO₁ 控制压电陶瓷的伸缩, 调节谐振腔的腔长,

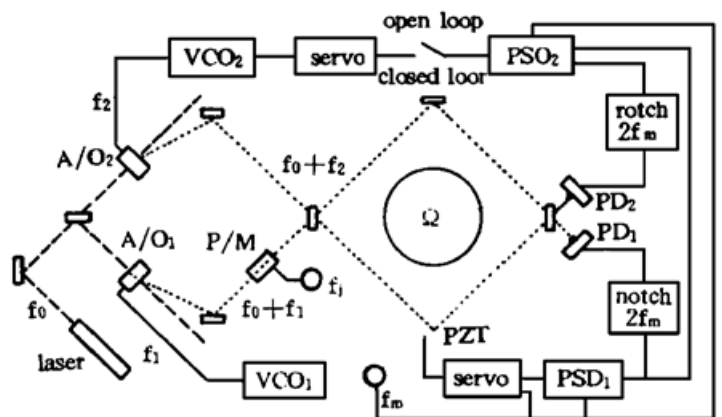


Fig. 1 Schematic diagram of passive transmissive ring resonator gyroscope

使谐振腔顺时针方向的谐振频率与顺时针方向输入光频率一致;从谐振腔反时针方向输出的光被光探测器 PD₂ 接收和相敏检测器 PSD₂ 解调后,通过伺服反馈控制系统 SERVO₂ 控制驱动 A/O₂ 的压控频率振荡器 VCO₂ 的振荡频率 f_2 , 使逆时针方向输入光频率与谐振腔逆时针方向的谐振频率一致。在图 1 所示的透射型环形谐振腔陀螺结构中,当谐振腔内存在背散射光时,谐振腔的透射光在光探测器 PD₁ 上的光场为:

$$E_{1out} = \frac{r_2 \epsilon_1^2 E_{10} \exp(i\psi_1)}{1 - \exp(-\gamma/2 - i\delta_1)} + \frac{r_2 \epsilon_1^2 |n_{2s}| E_{20} \exp[i(\psi_2 + \epsilon_2)]}{[1 - \exp(-\gamma/2 - i\delta_2)][1 - \exp(-\gamma/2 - i\delta_2)]} \quad (2)$$

式中 ϵ_1 为谐振腔输入或输出片的透射系数, r_2 为谐振腔全反射片的反射系数(在透射型谐振腔中,两个透射片和两个全反射片对称放置), γ 为谐振腔的总损耗, $|n_{2s}| \exp(i\epsilon_2)$ 为逆时针方向输入光的腔内背反射系数, E_{10} 和 E_{20} 分别为谐振腔顺时针和逆时针方向输入光的电场幅度, ψ_1 和 ψ_2 分别为相应的相位延迟:

$$\psi_1 = \omega t + \phi_1(t), \quad \psi_2 = \omega t + \phi_2(t) \quad (3)$$

δ_1 和 δ_2 分别为顺时针方向输入光沿顺时针方向和逆时针方向输入光沿逆时针方向绕环形腔一周的相位延迟, δ_2' 为逆时针方向输入光的背反射光沿顺时针方向绕环形腔一周的相位延迟,它们分别表示为:

$$\left. \begin{aligned} \delta_1 &= (\psi_1/c) \langle L_1 \rangle + A \cos \omega t = [(\psi_1 - \Omega_{10}/c) \langle L_1 \rangle + A \cos \omega t + 2\pi q] \\ \delta_2' &= (\psi_2/c) \langle L_1 \rangle + A \cos \omega t = [(\psi_2 - \Omega_{10}/c) \langle L_1 \rangle + A \cos \omega t + 2\pi q] \\ \delta_2 &= (\psi_2/c) \langle L_2 \rangle + A \cos \omega t = [(\psi_2 - \Omega_{20}/c) \langle L_2 \rangle + A \cos \omega t + 2\pi q] \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中 c 为光在真空中的传播速度, Ω_{10} 和 Ω_{20} 分别为谐振腔顺时针和逆时针方向的谐振频率, $\langle L_1 \rangle$ 和 $\langle L_2 \rangle$ 分别为沿顺时针方向和逆时针方向绕环形谐振腔一周的光程, $A \cos \omega t$ 为相位调制信号, q 为正整数。从(2)式可看出,腔内背反射光具有两个谐振点。令:

$$\left. \begin{aligned} d\delta_1 &= [(\psi_1 - \Omega_{10})/c] \langle L_1 \rangle + A \cos \omega t \\ d\delta_2' &= [(\psi_2 - \Omega_{10})/c] \langle L_1 \rangle + A \cos \omega t \\ d\delta_2 &= [(\psi_2 - \Omega_{20})/c] \langle L_2 \rangle + A \cos \omega t \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

则:

$$\exp(i\delta_1) = \exp(id\delta_1), \quad \exp(i\delta_2') = \exp(id\delta_2'), \quad \exp(i\delta_2) = \exp(id\delta_2) \quad (6)$$

$$\text{由于: } |d\delta_1| \lesssim \gamma/2 \ll 1, \quad |d\delta_2'| \lesssim \gamma/2 \ll 1, \quad |d\delta_2' - d\delta_1| \ll 1 \quad (7)$$

则 PD₁ 上的光强可表示为:

$$|E_{1out}|^2 = \frac{E_{10}^2 T_1^2}{(\gamma/2)^2 + (d\delta_1')^2} + 2|n_{2s}| E_{10} E_{20} \frac{[(\gamma/2) \cos(\psi + \epsilon_2) - d\delta_2 \sin(\psi + \epsilon_2)] T_1^2}{\{(\gamma/2)^2 + [(d\delta_1 + d\delta_2)/2]^2\} [(\gamma/2)^2 + (d\delta_2)^2]} \quad (8)$$

式中 $\psi = \psi_2 - \psi_1$ 。对上式进行傅里叶频谱展开,并令 $\cos \omega t$ 项的系数为零,则得谐振腔顺时针方向的稳频等式近似为:

$$\psi_1 \approx \Omega_{10} + (|n_{2s}| E_{20} c / E_{10} \langle L \rangle) \sin(\psi + \epsilon_2) \quad (9)$$

同理,可得反时针方向的稳频等式近似为:

$$\psi_2 \approx \Omega_{20} + (|n_{1s}| E_{10} c / E_{20} \langle L \rangle) \sin(-\psi + \epsilon_2) \quad (10)$$

式中 $|n_{1s}| \exp(i\epsilon_1)$ 为顺时针方向输入光的腔内背反射系数,(9)式与(10)式相减,则得透射型无源谐振腔激光陀螺的拍频近似为:

$$\psi \approx \Omega_{20} - \Omega_{10} + |n_{1s}| \frac{E_{10}}{E_{20}} \frac{c}{L} \sin(-\psi + \epsilon_1) - |n_{2s}| \frac{E_{20}}{E_{10}} \frac{c}{L} \sin(\psi + \epsilon_2) \quad (11)$$

上式与有源谐振腔激光陀螺的闭锁效应关系式非常相似, 这说明在无源谐振腔激光陀螺中, 由腔镜背散射光产生的拍频振荡信号会引起闭锁效应。但是上式与有源谐振腔激光陀螺的闭锁效应关系式有一个重要区别: 上式中 $|n_{is}|$ ($i = 1, 2$) 只代表从反方向进入环形腔、形成闭合光路的那一部分散射, 它仅占散射光的很小一部分, 所以用背散射称呼它, 以示与散射系数的区别; 而在有源谐振腔激光陀螺中, $|n_{is}|$ 是一复合系数, 它由非均匀损耗和非均匀散射两部分组成, 散射光中散射到入射光反方向以外的光的效应与吸收没有区别, 属于损耗的范围。简单地说, 在无源谐振腔激光陀螺的闭锁效应中, 只有非均匀散射光起作用, 而在有源谐振腔激光陀螺的闭锁效应中, 非均匀损耗和非均匀散射同时起作用, 而前者起主要作用。

从(11)式可以推算出无源谐振腔激光陀螺闭锁阈值 Ω_L 的表达式。为了推算方便, 假定 E_{10} 与 E_{20} 、 n_{1s} 与 n_{2s} 分别相等:

$$\Omega_L = 2|n_{1s} \cos(\theta/2)| (c/L) \sin(\psi + \theta) \quad (12)$$

其中 θ 为初始相位:

$$\theta = \epsilon_1 - \epsilon_2 \quad (13)$$

当 $|\Omega_{20} - \Omega_{10}| < \Omega_L$ 时, 陀螺发生闭锁。根据本实验室进行的有源谐振腔激光陀螺的实验来看, 在目前的镀膜工艺水平下, 有源谐振腔激光陀螺的锁区约有上万赫兹。假定散射光均匀分布在三维空间 4π 立体角, 而激光陀螺传播光的发散角约为 1 mrad, 那么无源谐振腔激光陀螺的锁区不足 0.01 Hz, 完全可以忽略不计。

(11) 式是根据透射型无源谐振腔激光陀螺结构推导的。下面将推导出反射型无源谐振腔激光陀螺的闭锁效应关系式。图 2 所示为反射型无源谐振腔激光陀螺的原理图^[3], 它与透射型无源谐振腔激光陀螺的主要区别在于它利用的是环形谐振腔的反射光而不是透射光。由图 2 可知, 反射型无源谐振腔激光陀螺的背散射光由两部分组成: 一部分是腔内背散射, 同透射型结构完全一样; 另一部分是输入镜产生的腔外背散射, 背散射系数为 $|n'_{is}| \exp(i\epsilon'_i)$, ($i = 1, 2$)。当考虑到背散射光的存在时, 在光探测器 PD_1 上的光场可写为:

$$\begin{aligned} E_{1out} = E_{10} \{ & -r_1 + \frac{\epsilon'_1 r'_2 \exp(-i\delta_1)}{[1 - \exp(-\gamma/2 - i\delta_1)]} \} \exp(i\psi_1) \\ & + |n_{2s}| E_{20} \frac{\epsilon'_1 r'_2 \exp[i(-\delta'_2 + \psi_2 + \epsilon_2)]}{[1 - \exp(-\gamma/2 - i\delta'_2)][1 - \exp(-\gamma/2 - i\delta_1)]} \\ & + |n'_{2s}| E_{20} \exp[i(\psi_2 + \epsilon'_2)] \end{aligned} \quad (14)$$

式中 r_1 为输入片的反射系数, r'_2 为谐振腔的全反射系数, 即三个全反射片的反射系数之积: $r'_2 = r_2 r_3 r_4$ 。与透射型陀螺同样的处理方法, 并忽略微小项, 得光探测器 PD_1 上的交流光强为:

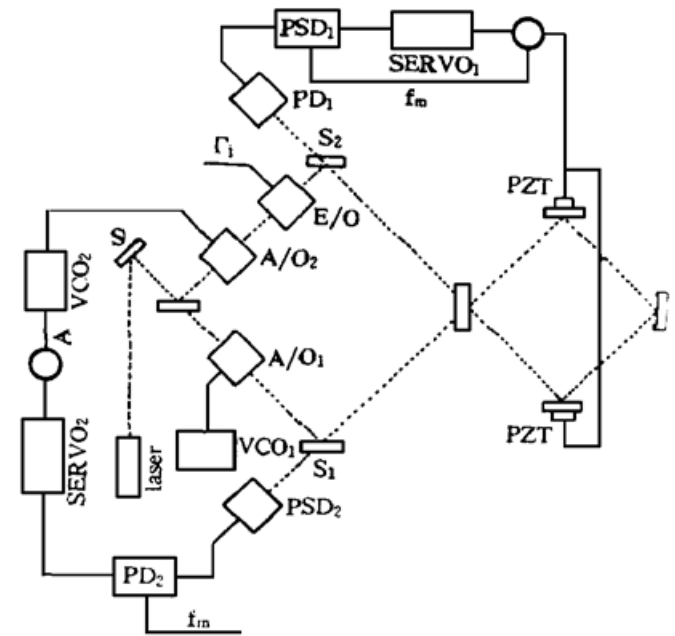


Fig. 2 Schematics of the passive reflective resonant cavity laser gyroscope

$$\begin{aligned}
|\tilde{E}_{\text{out}}|^2 = & - E_{10}^2 \rho \frac{(\gamma/2)^2}{(\gamma/2)^2 + (d\delta_1)^2} + 2E_{10}E_{20} |n_{2s}| T_1 \sqrt{R_2'} \\
& \times \left[- \sqrt{R_1} \frac{[(\frac{\gamma}{2})^2 - (\frac{d\delta_2 + d\delta_2'}{2})^2] \cos(\psi + \epsilon_2) - \frac{\gamma}{2}(d\delta_1 + d\delta_2') \sin(\psi + \epsilon_2)}{[(\frac{\gamma}{2})^2 + (d\delta_2')^2][(\frac{\gamma}{2})^2 + (d\delta_2)^2]} \right. \\
& + T_1 \sqrt{R_2'} \frac{\frac{\gamma}{2} \cos(\psi + \epsilon_2) - d\delta_2 \sin(\psi + \epsilon_2)}{[(\frac{\gamma}{2})^2 + (\frac{d\delta_1 + d\delta_1'}{2})^2][(\frac{\gamma}{2})^2 + (d\delta_2)^2]} \\
& \left. + 2E_{10}E_{20} |n_{2s}'| T_1 \sqrt{R_2'} \frac{(\gamma/2) \cos(\psi_2 + \epsilon_2) + d\delta_1 \sin(\psi_2 + \epsilon_2)}{(\gamma/2)^2 + (d\delta_1)^2} \right] \quad (15)
\end{aligned}$$

式中 $R_1 = |r_1|^2$, $R_2' = |r_2'|^2$, $\rho = 1 - [(Y - 2T_1)/Y]^2$, 为谐振腔的谐振深度。对上式进行傅里叶频谱展开, 并令 $\cos \omega t$ 项的系数为零, 则得顺时针方向的稳频等式近似为:

$$\psi_1 \approx \Omega_{10} + |n_{2s}| \frac{E_{20}}{E_{10}} \left(\frac{2T_1}{\gamma} \right)^2 \frac{R_2'}{\rho} \frac{c}{L} \sin(\psi + \epsilon_2) + |n_{2s}'| \frac{E_{20}}{E_{10}} \frac{T_1 \sqrt{R_2'}}{\rho} \frac{c}{L} \sin(\psi + \epsilon_2') \quad (16)$$

式中第二项为由腔内背散射引起的拍频振荡项, 第三项为由腔外背散射引起的拍频振荡项。由上式可知, 腔外背散射引起的拍频振荡信号远远小于由腔内背散射引起的拍频振荡信号, 在式中完全可忽略不计。同理, 可得逆时针方向的稳频等式近似为:

$$\psi_2 \approx \Omega_{20} + |n_{1s}| (E_{10}/E_{20}) (2T_1/\gamma)^2 (R_2'c/\rho L) \sin(-\psi + \epsilon_1) \quad (17)$$

(16) 式与(17)式相减, 则得反射型无源谐振腔激光陀螺的闭锁效应关系式为:

$$\psi \approx \Omega_{20} - \Omega_{10} + |n_{1s}| \frac{E_{10}}{E_{20}} \left(\frac{2T_1}{\gamma} \right)^2 \frac{R_2'}{\rho} \frac{c}{L} \sin(-\psi + \epsilon_1) - |n_{2s}| \frac{E_{20}}{E_{10}} \left(\frac{2T_1}{\gamma} \right)^2 \frac{R_2'}{\rho} \frac{c}{L} \sin(\psi + \epsilon_2') \quad (18)$$

由上式可看出, 反射型无源谐振腔激光陀螺的闭锁效应关系式与前面推导的透射型无源谐振腔激光陀螺的闭锁效应关系式相似。由(18)式同样可求得反射型结构陀螺的闭锁阈值为(假定 $E_{10} = E_{20}$, $n_{1s} = n_{2s}$):

$$\Omega_L = 2 |n_{1s} \cos(\theta/2)| (2T_1/\gamma)^2 (R_2'c/\rho L) \sin(\psi + \theta) \quad (19)$$

由(12)式和(19)式可看出, 两种结构的陀螺锁区大小差不多, 当反射型谐振腔满足 $\gamma = 2T_1$ 时, 二种结构的锁区大小完全相同。

由于反射型无源谐振腔激光陀螺与无源谐振腔光纤陀螺在结构上完全一致, 因而(18)式与(19)式适用于光纤谐振腔陀螺, 只需要重新定义式中的个别参数即可。在光纤陀螺中, 由于光纤端面背反射及光纤的瑞利散射非常严重, 因而光纤谐振腔陀螺的锁区要远大于无源谐振腔激光陀螺的锁区。所幸的是, 通过外加位相调制或频率调制的方法^[5]可完全消除此效应。

2 实 验

在无源谐振腔激光陀螺实验中发现有闭锁效应存在, 锁区是变化的, 约为几十赫兹至几百赫兹。图3所示为在1.5小时内所测得的陀螺的拍频输出, 取样时间为1分钟。从图中可看出, 陀螺在测量将近80分钟的时候进入了锁区。造成闭锁的因素是在稳频误差信号中存在拍频振荡信号。对拍频振荡信号的来源作了研究, 当挡住和不挡住谐振腔其中一方向的入射光时, 用探测器接收谐振腔另一方向的输出信号, 在两种情况下得出的拍频振荡信号的幅度

几乎没什么变化,这说明拍频振荡信号主要不是由背散射光引起的,发现基本上是由电子线路的耦合引起的。由于驱动两声光晶体移频器的射频振荡源屏蔽不完全,其振荡频率信号会耦合到光源驱动回路、调制信号发生器及光接收系统等电子回路中,经光探测器接收放大后产生一类似于背散射光引起的拍频振荡信号。由于电子耦合信号的强弱是变化的,所以由它引起的锁区也是变化的。

由前面的实验观察可确定,在无源谐振腔激光陀螺中由背散射光引起的锁区应非常小。为了进一步验证,在图 2 所示的光路中加一调制频率为 f_l 的相位调制器^[3],目的是消除由背散射光引起的闭锁效应。实验结果是闭锁效应并没有消除,锁区没什么变化。而对压控振荡器进行频率调制时(如图中 A 点所示),闭锁效应完全消除了。这个实验进一步证实了上述的理论结论。

结 论 本文首先从无源谐振腔的谐振特性出发,严格地推导了无源谐振腔激光陀螺中由背散射光引起的闭锁效应关系式及闭锁阈值表达式,并从理论上估算了由背散射光引起的锁区大小,计算结果表明,背散射光引起的锁区很小,基本可忽略不计,实验验证了这个结论。

参 考 文 献

- [1] 肖贵遐, 无源谐振腔激光陀螺的背散射. 中国激光, 1996, 23(4): 376~ 380
- [2] Zarinetchi, F. Meyer, R. E. Sanders *et al.*, *Proc. SPIE*, 1984, 478: 122~ 124
- [3] 肖贵遐, 博士论文, 国防科技大学, 1996
- [4] Zarinetchi F., Ezkiel S., *Opt. Lett.*, 1986, 11(6): 401~ 404

Lock-in Effect in a Passive Resonator Laser Gyroscope

Xiao Guixia Ding Jinxing

(208 Research Laboratory, National University of Defense Technology, Changsha 410073)

(Received 21 August 1996)

Abstract The lock-in effect and threshold expressions caused by backscattering from cavity mirrors in a passive resonator gyroscopy are derived based on the resonance characteristics of cavity. The experimental observation proves the results of theoretical deduction.

Key words passive resonator, laser gyroscope, backscattering lock-in effect.

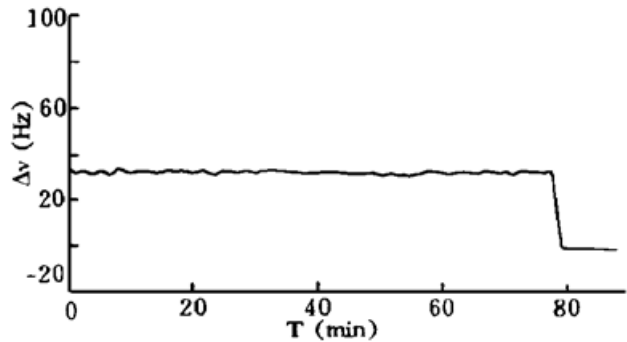


Fig. 3 Beat-frequency output of passive cavity gyroscope vs time with 1-minute sample time