

激光陀螺中的朗缪尔流动效应

袁晓东 高伯龙 曾 明 张 斌

(国防科技大学应用物理系 长沙 410073)

提要 报道了激光陀螺中的朗缪尔流动效应截面分布的实验测量结果。该结果表明对于激光陀螺这种特殊的光学系统,影响其信号输出的主要因素是激光上、下能级原子的运动,因此朗缪尔流速分布的描述不适用激光陀螺系统。

关键词 激光陀螺,朗缪尔流动效应,环形激光器

1 引 言

激光陀螺是利用光学 Sagnac 效应制作的一种敏感转速的光学器件,具有寿命长、抗恶劣环境能力强、动态范围大、可靠性高的特点,是捷联式惯性导航的理想器件。围绕继续提高激光陀螺仪的性能和精度,我们做了一系列工作,包括对激光陀螺中朗缪尔流动效应放电管截面分布的研究。

2 激光陀螺中的朗缪尔流动效应

激光陀螺仪由一个低损耗的光学环形谐振腔和激光增益介质组成,在这个环形谐振腔中存在着顺、逆时针两个方向运行的激光束,根据兰姆半经典理论^[1],在环形谐振腔中相向运行的这一对模之光强和频率的运动方程可表示为

$$\dot{I}_1 = \frac{c}{L} I_1 (\alpha_1 - \beta_1 I_1 - \theta_{12} I_2) \quad (1)$$

$$\dot{I}_2 = \frac{c}{L} I_2 (\alpha_2 - \beta_2 I_2 - \theta_{21} I_1) \quad (2)$$

$$\omega_1 + \mathcal{Q} = \Omega_1 + \sigma_1 + \rho_1 I_1 + \tau_{12} I_2 \quad (3)$$

$$\omega_2 + \mathcal{Q} = \Omega_2 + \sigma_2 + \rho_2 I_2 + \tau_{21} I_1 \quad (4)$$

$$\Psi = \omega_2 + \mathcal{Q} - \omega_1 - \mathcal{Q} \quad (5)$$

其中, $\alpha = g_i - \gamma_i$, g_i 和 γ_i 分别表示第 i 个模 ($i = 1, 2$) 的增益和损耗, β_i 为第 i 个模的自饱和系数, θ_j 为第 j 个模对第 i 个模的互饱和系数。 σ_i , ρ_i 分别为第 i 个模频率吸引和排斥系数, τ_j 为两个模式之间的互排斥系数, c 为光速, L 为环路光程长度, \dot{I}_i 为光强 I_i 对时间的一阶导数, 余者类推。

为了讨论问题简化起见,引入和光强与差光强

$$I = \frac{1}{2}(I_1 + I_2), \quad i = \frac{1}{2}(I_1 - I_2) \quad (6)$$

则方程(1),(2),(5)变为

$$\frac{K\lambda}{c}I^{\circ} = I[\alpha - (\beta + \theta)I] \quad (7)$$

$$\frac{K\lambda}{c}i^{\circ} = (\alpha - 2\beta)i + (\Delta\alpha - \Delta\beta I)I \quad (8)$$

$$\Psi = \Omega_2 - \Omega_1 + \sigma_2 - \sigma_1 + (\rho_2 - \rho_1)I + (\tau_{21} - \tau_{12})I + 2(\rho - \tau)i \quad (9)$$

$$\text{其中,} \quad \alpha = \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2), \quad \beta = \frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_2), \quad \Delta\alpha = \frac{1}{2}(\alpha_1 - \alpha_2), \dots \quad (10)$$

$$\text{在准稳态条件下} \quad I^{\circ} = 0, \quad i^{\circ} = 0 \quad (11)$$

$$\text{因此从(6),(7)式可得到} \quad I = \frac{\alpha}{\beta + \theta}, \quad i = \frac{\Delta\alpha - \Delta\beta I}{\beta - \theta} \quad (12)$$

假定激光陀螺工作远离锁区,并且考虑到环形谐振腔中相向运行的一对激光束频率差相对于多普勒线宽是一小量,因此在一级近似下^[2],有

$$\sigma_2 - \sigma_1 = \sigma'(\xi_2 - \xi_1), \quad \rho_2 - \rho_1 = \rho'(\xi_2 - \xi_1), \quad \xi_2 - \xi_1 = \frac{\Omega_2 - \Omega_1}{Ku} - 2\frac{v}{u} \quad (13)$$

其中, K 为激光波数, u 为原子热运动速度的均方根值, v 为沿放电管方向上的气体原子的平均迁移速度, σ' 为牵引系数 σ 对 ξ 的一阶导数。将(12),(13)式代入(9)式可得

$$\Psi = (1 + \text{SFC})(\Omega_2 - \Omega_1) - \text{SFC} \cdot 2Kv \quad (14)$$

$$\text{其中 SFC(scale factor correction of lasergyro)} = \frac{1}{Ku} \left[\sigma' + \rho'I + \left[\frac{\rho - \tau}{\beta - \theta} \right] (g' - I\beta') \right]$$

从(14)式看到,激光陀螺的输出信号中包含了转动效应项(第一项)和由于环路中原子的定向运动而引起的信号误差(第二项),将原子运动引起的第二项单独写出

$$v_s = -\frac{2K}{2\pi} \text{SFC} \cdot v \quad (15)$$

在气体放电管中由于电子、离子的定向迁移而引起的原子定向运动即称为朗缪尔流动,而这种流动所引起的激光陀螺仪漂移现象,称作激光陀螺中的朗缪尔流动效应。一般来讲激光陀螺都将放电区分成对称的两部分,两部分的放电电流大小相等方向相反,以消除朗缪尔流动效应的影响。但即使这样,由于激光束在两段放电管中截面位置的非对称性以及光束方向的漂动,都可带来不可忽略的朗缪尔流动零漂,本文设计了一种实验装置,实验上得到了激光陀螺中朗缪尔流动效应的放电管截面分布。

3 实验装置和测量结果

测量使用一台磁光偏频环形激光器,该激光器结构如图1所示。图中 M_1, M_2, M_3, M_4 是构成环形激光器谐振腔的四个反射镜,其曲率半径分别是 $R_{M1} = R_{M2} = 1\,000\text{ mm}$, $R_{M3} = R_{M4} = 5\,000\text{ mm}$,为了使测量装置稳定可靠,环形激光器谐振腔的腔体用一块极低热膨胀系数的微晶玻璃加工而成。其尺寸分别为 $L_1 = 225\text{ mm}$, $L_2 = 176\text{ mm}$, $L_3 = 199\text{ mm}$,并且每个反射镜的入射角均为 $\theta = 19^{\circ}51'$ 。根据上述参数计算可得 L_3 臂上激光的光斑半径 $W_0 = 0.225\text{ mm}$ 。

图1中 Q 表示一石英晶体,它具有自然旋光性,在安装时使其光轴的方向与激光传播方向

一致, 这样由于 Q 的作用, 在环形激光器中即产生相向运行的一对左旋圆偏振模和一对右旋圆偏振模。取 Q 的厚度为 4.81 mm, 又由于 $n_L - n_R = 6.575 \times 10^{-5}$ (参见文献[2]), 计算可得激光陀螺中左右旋圆偏振光的频率间隔约为 150 MHz。

图 1 中 F 表示一个法拉第旋光元件, 由于磁致旋光的作用它将上述频率相等的一对左旋模和一对右旋模进行频率分裂, 实验测得其频率分裂量为 260 kHz, 由于采取了上述磁光偏频措施, 所以在环形激光器内部没有频率闭锁现象, 而为本实验的完成奠定了基础。因为这种环形激光器中同时存在四个频率, 所以它又称作四频差动环形激光器。

图 1 中, L_1 臂上有一个 He-Ne 气体放电管 T_1 , 它为环形激光器提供激光振荡所必须的增益, 该放电管采用对称双阳极结构, 以减小朗缪尔流动效应对测量的影响。

被测测量 He-Ne 放电管平行安装在 L_3 臂上, 用一个微位移调节器在垂直于 L_3 的方向上移动被测管, 使探测激光束扫描通过被测管, 同时记录环形激光器的输出差频信号, 得到朗缪尔流动效应截面分布的结果。



图 2 被测量管结构图

Fig. 2 The structure of the tested plasma tube
 E_1 and E_2 are two symmetrical electrodes,
each one can be either an anode or a cathode

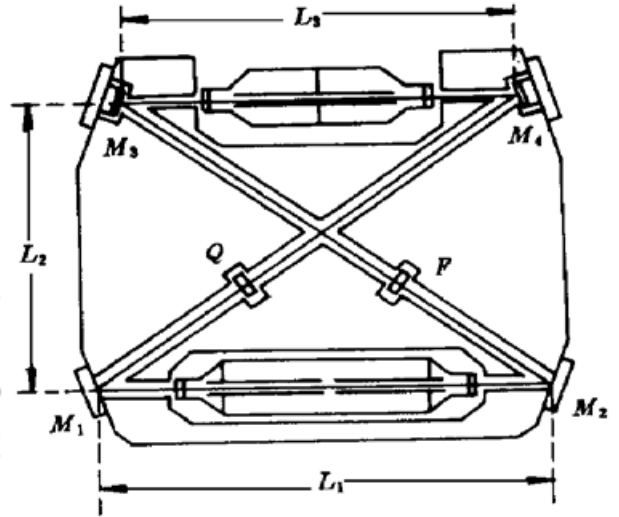


图 1 实验中所用的环形激光器

Fig. 1 The ring laser used in the experiment
Where $L_1 = 225$ mm, $L_2 = 176$ mm, and $L_3 = 199$ mm.
“ Q ” represents a quartz crystal, its axis is parallel to the laser beam. “ F ” is a Farady cell. M_1, M_2, M_3 and M_4 are four spherical mirrors. The radii of the mirrors are $R_{M1} = R_{M2} = 1\ 000$ mm, and $R_{M3} = R_{M4} = 5\ 000$ mm

被测管的结构如图 2 所示, 它具有一对对称的电极 E_1 和 E_2 , 每一个电极即可作阳极又可作阴极使用。这样对应于被测管的正、反向放电, 环形激光器将有两个频率信号输出, 最后取 $\nu_L = \frac{1}{2}(\nu_+ - \nu_-)$, 即可消除环形激光器固有偏频的影响, 测得可靠的朗缪尔流动效应数据。

被测测量放电管的其它参数如下: 毛细管直径 $\phi = 5.0$ mm, 毛细管长 $l = 80$ mm, 该放电管充气压力 $P = 133$ Pa, 其中氦氖气体的比例是, $P(\text{He}) \cdot P(\text{Ne}^{20}) \cdot P(\text{Ne}^{22}) = 5.3 \cdot 0.514 \cdot 0.486$ 。不同放电电流下的朗缪尔流动效应测量结果示于图 3, 其中 “ $\square, +, \Delta, \times, \nabla$ ” 分别对应被测测量管放电电流 $i = 1.0$ mA, 2.0 mA, 5.0 mA, 7.0 mA, 10.0 mA 的测量结果, 实线是公式

$$\nu_L = \omega \left| 1 - \exp \left[\frac{r - a}{\lambda_0} \right] \right| \frac{J_0 \left[\xi_1 \frac{r}{a} \right]}{1 + BJ_0 \left[\xi_1 \frac{r}{a} \right]} \quad (16)$$

的计算结果。而公式(16) 是我们在分析测量数据时得出的一个经验拟合公式。其中 r 为放电毛细管的径向位置, a 为毛细管半径, ξ_1 为零阶贝塞尔函数 J_0 的一阶零点, (16) 式的其它参数分别列于表 1 中, 其中 i (mA) 为被测测量管中的放电电流。

为了考察较大放电电流密度下朗缪尔流动效应分布的变化, 实验中制造了第二只被测量管, 该被测量放电管的参数如下: 毛细管直径 $\phi = 2.0$ mm, 毛细管长 $l = 80$ mm, 该放电管充气

压力 $P = 266 \text{ Pa}$, 其中氦氖气体的比例为 $P(\text{He}) \cdot P(\text{Ne}^{20}) \cdot P(\text{Ne}^{22}) = 6.0 \cdot 0.514 \cdot 0.486$ 。不同放电电流下的朗缪尔流动效应测量结果示于图 4, 其中 “ $\square, +, \Delta, \times$ ” 分别对应被测量管放电电流 $i = 1.1 \text{ mA}, 1.5 \text{ mA}, 2.0 \text{ mA}, 3.3 \text{ mA}$ 的测量结果, 经验公式(16)亦适用于第二只被测量管, 但其中的参数需更改, 如表 2 所示。

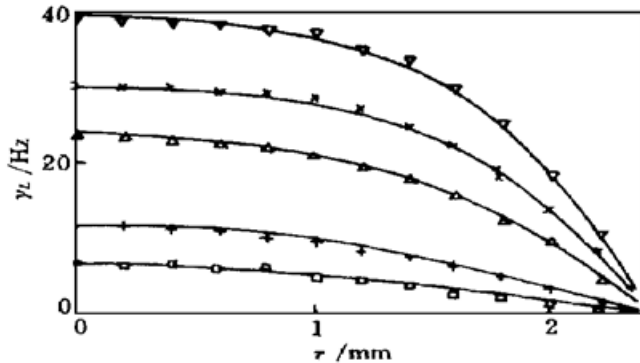


图 3 第一只被测量管中环形激光器朗缪尔流动效应的实验结果

Fig. 3 The experimental results of the Lanmuir flow effects in the ring laser (first tube)

“ $\square, +, \Delta, \times,$ and ∇ ” represent the measured data for discharge currents $i = 1.0, 2.0, 5.0, 7.0,$ and 10.0 mA respectively

表 1 不同放电电流下(第一只被测管实验)公式(16)中各系数的取值

Table 1 The constants used in Eq. (16) for different discharge currents (first tube)

i / mA	v_L / Hz	λ_0 / mm	B
1.0	6.7	0.2	0
2.0	17.6	0.3	0.5
5.0	52.1	0.24	1.2
7.0	108.1	0.3	2.6
10.0	159.9	0.3	3.1

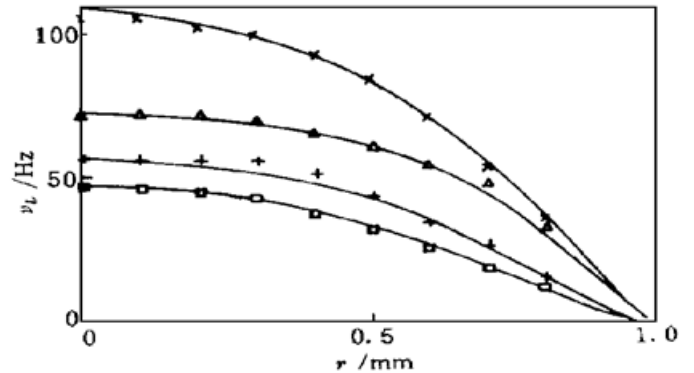


图 4 第二只被测量管中环形激光器朗缪尔流动效应的实验结果

Fig. 4 The experimental results of the Lanmuir flow effects in the ring laser (second tube)

“ $\square, +, \Delta,$ and \times ” represent the measured data for discharge currents $i = 1.1, 1.5, 2.0,$ and 3.3 mA respectively

表 2 不同放电电流下(第二只被测管实验)公式(16)中各系数的取值

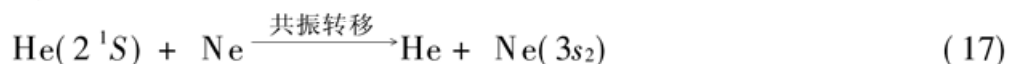
Table 2 The constants used in Eq. (16) for different discharge currents (second tube)

i / mA	v_L / Hz	λ_0 / mm	B
1.1	71.0	0.2	0.5
1.5	145	0.25	1.5
2.0	365	0.2	4.0
3.3	616	0.3	4.5

4 结 论

本实验所得到的结果与以前人们所认为的朗缪尔流动分布线型^[2-4]有本质的不同, 尽管目前未找到有关的报道数据可供比较, 但是我们认为, 激光陀螺的气体放电管中运动粒子包括电子、正负离子、各种激发态原子, 它们各自经历了不同的物理过程, 因而具有不同的运动状态。对激光陀螺朗缪尔流动效应起主要作用的是激光上能级 $\text{Ne}(3s_2)$ 和激光下能级 $\text{Ne}(2p_4)$ 的激发态原子, 如图 5 所示。

对于激光上能级 $\text{Ne}(3s_2)$ 激发态原子, 它首先由氦 $\text{He}2^1S$ 激发态原子的共振转移而产生



另外, $\text{Ne}(3s_2)$ 激发态原子中的每一个原子都要经历反复多次的辐射捕获效应才能跃迁到下能级^[5], 因此它们几乎完全不携带电子碰撞或离子碰撞的信息, 所以原子的迁移速率等于整个

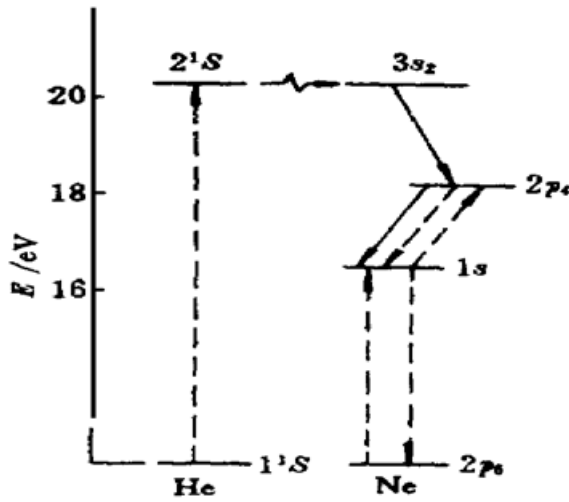


图 5 He-Ne 原子跃迁图

虚线表示电子碰撞跃迁, 实线表示辐射跃迁

Fig. 5 The transitions of Helium and Neon atoms
dashed lines are transitions caused by electron
collisions, and solid lines are radiation transitions

原子集团的平均迁移速率。而激光下能级原子, 从 $\text{Ne}(3s_2)$ 通过辐射跃迁转移下来的 $\text{Ne}(2p_4)$ 原子将很快地跃迁到 $\text{Ne}(1s)$ 亚稳态, 在电子的碰撞作用下, 原子又重新跃迁到 $\text{Ne}(2p_4)$ 态



此过程中氖原子吸收电子的能量和动量, 从而获得一定量的方向指向阳极的动量, 但 $\text{Ne}(2p_4)$ 原子很不稳定, 它又以较快的速度跃迁到亚稳态。在 $\text{Ne}(1s)$ 亚稳态的寿命期间, 它要经历大量的电子碰撞激发过程, 因此 $\text{Ne}(2p_4)$ 原子将获得一个方向的指向阳极的宏观迁移速率。我们认为, $\text{Ne}(2p_4)$ 原子的定向迁移是造成文献 [3], [4] 朗缪尔流动效应径向分布中

$\left[1 - \exp\left\{ \frac{r-a}{\lambda_0} \right\} \right]$ 因子的主要因素。由于激光上、下能级原子的宏观迁移速度不同, 必须将(15)式修改成

$$v_L = - \frac{2K}{2\pi} \left[\text{SFC} \cdot \frac{N_1}{N_1 - N_2} v_1 + \text{SFC} \cdot \frac{-N_2}{N_1 - N_2} v_2 \right] \quad (19)$$

其中 N_1, N_2 分别表示激光上、下能级的粒子数密度, v_1, v_2 分别表示激光上、下能级原子的宏观迁移速度。

致谢 在本文的完成过程中得到了丁金星高级工程师和韩书忠、蒋安国、周宁平等同志在实验上的热情帮助和支持, 在此表示衷心感谢。

参 考 文 献

- 1 Wu Changzheng, Wang Zhaoyong, Chen Lingbing *et al.*. Laser Physics. Shanghai: Fudan University Publishing House, 1989. 368 (in Chinese)
- 2 Gao Bolong, Li Shutang. Laser Gyro. Changsha: NUDT Publishing House, 1984. 33~ 58 (in Chinese)
- 3 T. J. Podgorski, F. Aronowitz. Langmuir flow effects in the laser gyro. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1968, 4(1): 11~ 18
- 4 Gao Bolong, Jiang Yanan. Zero drift effects in the Langmuir flow. *Journal of National University of Defense Technology* (国防科技大学学报), 1980 (3): 33~ 50 (in Chinese)
- 5 F. Aronowitz. Effects of radiation trapping on mode competition and dispersion in the ring laser. *Appl. Opt.*, 1972, 11(10): 2146~ 2152

Langmuir Flow Effects in Ring Laser Gyros

Yuan Xiaodong Gao Bolong Zeng Ming Zhang Bin

(Department of Physics, National University of Defence Technology, Changsha 410073)

Abstract The experimental results of radial distribution of Langmuir flow effects in a ring laser gyro are reported in this paper. They show that it is mainly the motion of upper and lower laser level atoms contributes to the ring laser gyro output. Therefore, the description about the radial distribution of the Langmuir flow effect before is incorrect for laser gyros.

Key words laser gyro, Langmuir flow effects, ring laser