

激光陀螺中朗缪尔流形的研究

汪之国 龙兴武 王飞

(国防科学技术大学光电科学与工程学院光电工程系, 湖南长沙 410073)

摘要 为了减小激光陀螺中朗缪尔流导致的误差,研究了在阴、阳极之间增加旁路管对放电管朗缪尔流的控制作用。采用气体辉光放电理论,通过改变旁路管半径、放电电流和气体压强,计算了多种情况下放电管的朗缪尔流形。结果表明,上述 3 个参量的改变都会导致朗缪尔流形的改变,更为重要的是,完全可以将放电管中基模截面上的平均朗缪尔流速调整为 0。该发现很好地解释了激光陀螺相关研究中未能解释的一些实验现象,对减小激光陀螺中朗缪尔流零漂从而进一步降低激光陀螺的温度敏感性具有一定的意义。

关键词 测量;激光陀螺;朗缪尔流;旁路管

中图分类号 TN248 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.0502015

Research on Langmuir Flow Patterns in Laser Gyros

Wang Zhiguo Long Xingwu Wang Fei

(Department of Opto-Electronic Engineering, College of Opto-Electronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract In order to reduce errors cause by Langmuir flow in ring laser gyros, controlling effect of bypass tube between cathode and anode on the Langmuir flow in discharge tube is investigated. Langmuir flow patterns in discharge tube as a function of bypass tube radius, discharge current and gas pressure are simulated numerically with gas glow discharge theory. It is found that Langmuir flow pattern varies with the said parameters. What's more, average Langmuir flow across the fundamental mode section in discharge tube can be adjusted to zero. These findings not only explain some experimental phenomena but also are useful in reducing Langmuir flow drift and consequently thermal sensitivity in ring laser gyros.

Key words measurement; laser gyro; Langmuir flow; bypass tube

OCIS codes 140.3370; 140.3560; 140.1340

1 引言

激光陀螺具有比例因子精确、动态范围大等优点,被誉为捷联惯导系统的理想器件。在工程应用中,温度是影响激光陀螺精度的重要因素^[1~3]。朗缪尔流效应是激光陀螺的主要误差来源之一,为了减小该误差,激光陀螺通常采用对称放电结构使两个放电支路中的朗缪尔流效应互相抵消^[4,5]。然而,光路的倾斜和偏心、陀螺体的温度梯度等因素会破坏两个放电支路的对称性,引起零漂误差及温度敏感^[6]。激光陀螺领域中对朗缪尔流效应的描述一直沿用 Podgorski 等^[4]的研究结果,虽然较好地解释了增益气体流动会导致零漂的现象,但对某些复

杂的情况不能给出合理的解释,如阴阳极之间含有旁路管的情况^[7]。与文献^[4]时代相比,现在气体辉光放电相关理论更为成熟,因此根据较为精确的气体放电理论分析阴阳极之间含旁路管的情况,并提出用旁路管来控制增益区朗缪尔流速的方法以提高激光陀螺的性能。

2 理论分析

以图 1 所示的放电管进行分析。在直流气体放电等离子体中,带电粒子密度梯度导致中性气体粒子受到所谓“体积力”的作用^[8,9],即

$$F_{nz} = e(n_i - n_e)E_z - (m_i\mu_i - m_e\mu_e)E_z S, \quad (1)$$

收稿日期: 2011-12-28; 收到修改稿日期: 2012-02-22

基金项目: 国家自然科学基金(60608002)资助课题。

作者简介: 汪之国(1982—),男,博士,讲师,主要从事激光和光电子技术等方面的研究。E-mail: maxborn@163.com

式中 e 为电子电荷, n 为粒子数密度, m 为粒子质量, μ 为带电粒子迁移率, 下标 i 表示离子, e 表示电子, E_z 为轴向电场, S 为电子的体积产生率。

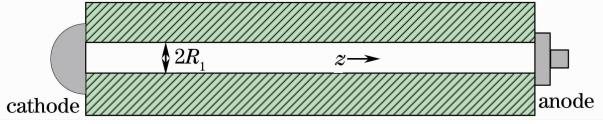


图 1 放电管示意图

Fig. 1 Schematic diagram of a discharge tube

(1)式中的体积力由两项组成, 第一项为空间电荷不平衡力, 第二项为带电粒子动量扩张力。正柱区的等离子体近似为中性, 采用双极性扩散理论可得到体积力的近似表达式^[8]为

$$F_{nz}(r) = j^2 \frac{\epsilon_0 E_z (D_e - D_i)}{\mu_i + \mu_e} \times \left[1 + \frac{J_1^2(jr)}{J_0^2(jr)} - \frac{n_0 J_0(jr)}{N_0} \right], \quad (2)$$

式中 $j = \left(1 + \frac{2\nu_i}{\nu_{mi}} \right) \frac{\nu_i}{D_a}$, ν_i 为电子碰撞电离频率, ν_{mi}

为离子碰撞频率, $D_a = \frac{D_e \mu_i + D_i \mu_e}{\mu_i + \mu_e}$ 为双极扩散系

数, ϵ_0 为真空电容率, D_e 为电子扩散系数, D_i 为离子扩散系数, J_0 为 0 阶贝塞尔函数, J_1 为 1 阶贝塞尔函数, r 为径向坐标, $N_0 \approx \frac{\epsilon_0}{\mu_i^2 m_i}$, n_0 为轴线上电子数密度。

在体积力的作用下气体粒子产生运动, 从而在阴、阳极之间产生压力差, 压力差又导致粒子向与体积力相反的方向运动。经过一系列推导得到中性原子流速的径向分布为^[8]

$$v_{dnz1}(r) = \frac{R_1^2}{\eta} \left\{ -\frac{1}{4} \left[1 - \left(\frac{r}{R_1} \right)^2 \right] \left(\frac{\partial P_n}{\partial z} \right)_1 + \int_0^1 \frac{ds}{s} \int_0^s F_{nz}(u) u du \right\}, \quad (3)$$

式中 η 为气体粘滞系数, R_1 为放电管半径, $\left(\frac{\partial P_n}{\partial z} \right)_1$ 为沿轴线的压力梯度。

根据粒子数守恒, 单位时间内流过放电管截面的粒子流为 0, 因此有

$$2\pi \int_0^{R_1} [n_i v_{diz} + n_n v_{dnz1}(r)] r dr = 0, \quad (4)$$

式中 $v_{diz} = \mu_i E_z$ 为离子扩散速度, n_n 为中性粒子数密度。

将(2)式代入(3)式, 并利用(4)式, 得到

$$v_{dnz1}(r) = \frac{R_1^2}{\eta} \left\{ -\frac{1}{4} \left[1 - \left(\frac{r}{R_1} \right)^2 \right] \left(\frac{\partial P_n}{\partial z} \right)_1 + \right.$$

$$\left. \frac{\epsilon_0 E_z (D_e - D_i)}{(\mu_e + \mu_i) R_1^2} \left\{ \frac{n_0}{N_0} [J_0(jR_1) - J_0(jr)] - \ln \left[\frac{J_0(jR_1)}{J_0(jr)} \right] \right\} \right\}, \quad (5)$$

式中 $\left(\frac{\partial P_n}{\partial z} \right)_1$ 可表示为

$$\left(\frac{\partial P_n}{\partial z} \right)_1 = \left\{ \frac{16\epsilon_0 E_z (D_e - D_i)}{(\mu_e + \mu_i) R_1^2} \times \left\{ \frac{n_0}{N_0} \left[\frac{J_0(jR_1)}{2} - \frac{J_1(jR_1)}{jR_1} \right] + \frac{1}{2(jR_1)^2} \int_0^{jR_1} z^2 \frac{J_1(z)}{J_0(z)} dz \right\} + \frac{16n_0 E_z \eta \mu_i J_1(jR_1)}{jR_1^3 n_n} \right\}. \quad (6)$$

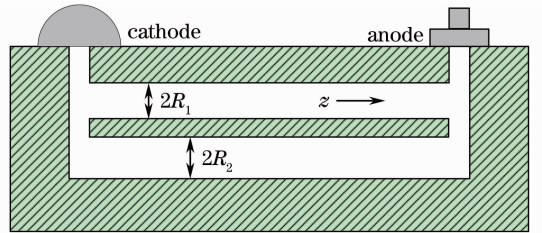


图 2 含旁路的放电管

Fig. 2 Discharge tube with bypass

一般情况下, 阳极气压大于阴极气压。若在阴、阳极之间另开一个非放电旁路(见图 2), 在阴、阳极之间压力差的作用下, 旁路管中的粒子将会从阳极流向阴极, 横截面上的流速分布为

$$v_{dnz2}(r) = \frac{R_2^2}{\eta} \left\{ -\frac{1}{4} \left[1 - \left(\frac{r}{R_2} \right)^2 \right] \left(\frac{\partial P_n}{\partial z} \right)_2 \right\}, \quad (7)$$

式中 R_2 为旁路管半径, $\left(\frac{\partial P_n}{\partial z} \right)_2$ 为旁路管轴线上压力梯度。

由于放电管和旁路管两端相连, 因此总压降相等, 即有

$$L_1 \left(\frac{\partial P_n}{\partial z} \right)_1 = L_2 \left(\frac{\partial P_n}{\partial z} \right)_2, \quad (8)$$

式中 L_1 和 L_2 分别为增益管和旁路管的长度。

根据粒子数守恒, 从放电管和旁路管中流向阳极的总粒子数为 0, 即

$$2\pi \int_0^{R_1} [n_i v_{diz} + n_n v_{dnz1}(r)] r dr + 2\pi \int_0^{R_2} n_n v_{dnz2}(r) r dr = 0, \quad (9)$$

由(5)~(9)式求得 $\left(\frac{\partial P_n}{\partial z} \right)_1$ 的表达式为

$$\left(\frac{\partial P_n}{\partial z}\right)_1 = \frac{1}{1 + \frac{L_1}{L_2} \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^4} \left\{ \frac{16\epsilon_0 E_z (D_e - D_i)}{(\mu_e + \mu_i) R_1^2} \times \left[\frac{n_0}{N_0} \left[\frac{J_0(jR_1)}{2} - \frac{J_1(jR_1)}{jR_1} \right] + \frac{1}{2(jR_1)^2} \int_0^{jR_1} z^2 \frac{J_1(z)}{J_0(z)} dz \right] + \frac{16n_0 E_z \eta \mu_i J_1(jR_1)}{jR_1^3 n_n} \right\}, \quad (10)$$

比较(6)式与(10)式可知,若在阴、阳极之间增加一个旁路管,通过调整旁路管半径和长度可对放电管中的压力梯度 $\left(\frac{\partial P_n}{\partial z}\right)_1$ 进行控制,在一定程度上改变放电区的朗缪尔流。如果(5)式中第一项大于第二项,就有可能通过调整 $\left(\frac{\partial P_n}{\partial z}\right)_1$ 的大小使放电管轴线附近平均朗缪尔流速为0。

3 数值仿真与讨论

3.1 数值仿真

采用(1)~(10)式进行仿真。对激光陀螺来说,增益管尺寸通常依据所需增益来确定,工作的气压和放电电流可在一定范围内调整,因此重点分析朗缪尔流随旁路管尺寸、工作气压和放电电流的变化

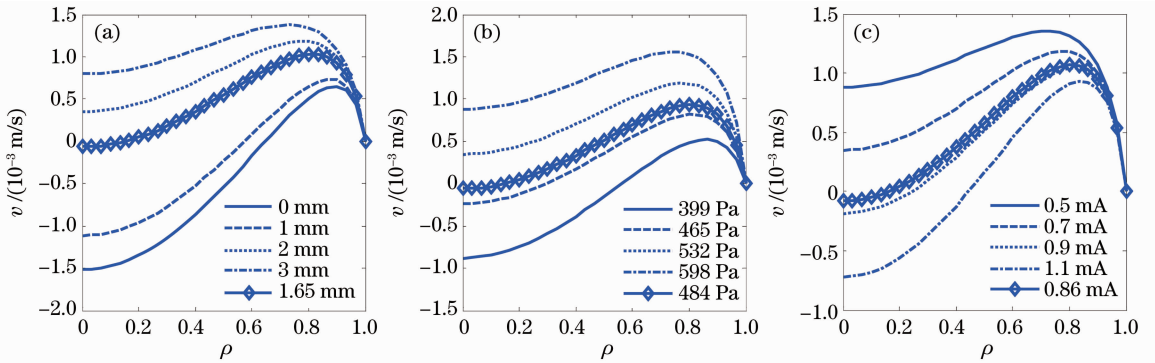


图3 朗缪尔流随旁路管半径(a);气压(b)和放电电流(c)的变化关系

Fig. 3 Langmuir flow as a function of bypass tube radius (a); gas pressure (b) and discharge current (c)

3.2 讨论

Podgorski等^[4]所用的公式较为简化,采用的是1970年前朗缪尔等^[10,11]的研究结果,有些因素没有考虑全面,因此无法用来分析较为复杂的情况。如文献^[7,12]测量了带旁路放电管中的气体运动流形,发现在某些条件下轴线附近气体流动的方向发生反转,但没有找到原因。而根据分析,文献^[7]的实验结果就得到了很好的解释。文献^[13]在更精确的条件下,对放电管正柱区进行的数值仿真也发现了同样的规律。

规律。为了简化分析,假设电子轰击只有 He^+ 产生,且忽略氖气的影响。对激光陀螺有影响的主要是基模区域内的朗缪尔流,因此计算这个范围内气流速度的平均值,并在每个条件下求出一个平均为0的值。设放电管直径3 mm,放电长度与旁路管长度相等,基模半径 $w_0 = 0.3$ mm。基模截面内朗缪尔流速为

$$\bar{v}_z = \frac{\int_0^{w_0} n_n v_{\text{dnz1}}(r) r dr}{\int_0^{w_0} n_n r dr}. \quad (11)$$

下面给出3种典型情况的数值结果,更多的情况可根据(1)~(10)式来计算,为了便于比较,径向坐标采用 $\rho = r/R_1$ 。

1) 气压532 Pa,电流0.7 mA,旁路管半径从0以步长1 mm增加到3 mm。

2) 电流0.7 mA,旁路管半径2 mm,气压从399.0 Pa以步长66.5 Pa增加到598.0 Pa。

3) 旁路管半径2 mm,气压532 Pa,电流从0.5 mA以步长0.2 mA增加到1.1 mA。

计算结果如图3所示。

根据分析结果,可以对陀螺腔体进行优化,除了采取对称放电结构外,再增加一个旁路结构。根据图3(a)的数值结果,旁路管半径为0(相当于没有旁路管)时朗缪尔流速在 2×10^{-3} m/s左右,通过控制旁路管尺寸或气压或放电电流可将朗缪尔流速降低到 1×10^{-5} m/s左右,这样就大大降低了激光陀螺对腔体两边温度梯度的敏感性,而且也减小了光路倾斜和偏心等因素导致的误差。当然,在设计实用的旁路管时要涉及到不少工程上的难点,如避免旁路管中产生气体放电。

4 结 论

根据气体放电理论,分析了带旁路管的气体放电管正柱区中性气体原子的朗缪尔流形,表明增加旁路管可改变放电管轴线上的朗缪尔流速度,在某些条件下可使基模区域横截面上朗缪尔流速度平均值为0,很好地解释了文献[7]的实验结果。为了减小激光陀螺腔体上的温度梯度以及光路的倾斜和偏心等因素导致的误差,可在激光陀螺阴、阳极之间增加一个旁路管,通过优化旁路管半径、气压、放电电流使朗缪尔流平均值为0,从而提高激光陀螺的性能。

参 考 文 献

- 1 Wang Guochen. Analysis of four-mode laser gyro's null shift vibration under high-low temperature process[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(7): 2037~2040
王国臣. 四频激光陀螺高低温过程中零漂振荡的分析[J]. *光学学报*, 2010, **30**(7): 2037~2040
- 2 Wang Guochen. Analysis of performance of four mode laser gyro's null shift in different modes under high-low temperature process [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(8): 2295~2298
王国臣. 四频激光陀螺不同工作模式下零漂的高低温性能分析[J]. *光学学报*, 2010, **30**(8): 2295~2298
- 3 Wang Zhiguo, Long Xingwu, Wang Fei. Overview of four-mode differential laser gyros[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2012, **49**(4): 040005
汪之国, 龙兴武, 王 飞. 四频差动激光陀螺综述[J]. *激光与光电子学进展*, 2012, **49**(4): 040005
- 4 T. J. Podgorski, F. Aronowitz. Langmuir flow effects in the laser gyro[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1968, **4**(1): 11~18
- 5 Jiang Ya'nan. Ring Laser Gyro[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 1985
姜亚南. 环形激光陀螺[M]. 北京: 清华大学出版社, 1985
- 6 Jiang Ya'nan. A theoretical analysis on Langmuir flow effects in the ring laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 1980, **21**(1): 1~8
姜亚南. 环激光中 Langmuir 流效应的理论分析[J]. *中国激光*, 1980, **21**(1): 1~8
- 7 Yuan Xiaodong, Jiang Anguo, Zhou Ningping *et al.*. Restudy of the Langmuir flow effects in laser gyroscope [J]. *Journal of Optoelectronics · Laser*, 1999, **10**(2): 116~118
袁晓东, 蒋安国, 周宁平等. 激光陀螺中朗缪尔流动的再研究[J]. *光电子·激光*, 1999, **10**(2): 116~118
- 8 L. Pekker, D. W. Ernie. Pressure gradients and flow patterns in the direct current positive column[J]. *Phys. Fluids B*, 1993, **5**(5): 1661~1666
- 9 J. H. Ingold, H. J. Oskam. Axial particle density gradient in direct-current discharges [J]. *Phys. Fluids*, 1984, **27**(1): 214~217
- 10 I. Langmuir. The pressure effect and other phenomena in gaseous discharges [J]. *J. Franklin Inst.*, 1923, **196**(6): 751~762
- 11 M. J. Druyvesteyn. The electrophoresis in the positive column of a gas discharge[J]. *Physica*, 1935, **2**(1-12): 255~266
- 12 Yuan Xiaodong, Gao Bolong, Zeng Ming *et al.*. Langmuir flow effects in ring laser gyros[J]. *Chinese J. Lasers*, 1998, **A25**(7): 627~631
袁晓东, 高伯龙, 曾 明等. 激光陀螺中的朗缪尔流动效应[J]. *中国激光*, 1998, **A25**(7): 627~631
- 13 H. B. Valentini, D. Wolff, E. Glauche. Axial neutral gas transport in the low-pressure direct current positive column including the radial variation of the electron temperature[J]. *J. Phys. D*, 1995, **28**(4): 716~726

栏目编辑:何卓铭