

# 基于 Lamb 理论的激光陀螺光强调谐曲线型研究

刘健宁<sup>1\*</sup>, 刘玉洁<sup>1</sup>, 焦明星<sup>1</sup>, 蒋军彪<sup>2</sup>, 翁浚<sup>1</sup>, 郭兰朋<sup>1</sup>

<sup>1</sup>西安理工大学机械与精密仪器工程学院, 陕西 西安 710048;

<sup>2</sup>西安现代控制技术研究所, 陕西 西安 710065

**摘要** He-Ne 气体环形激光器是激光陀螺的核心器件。为了避免环形激光器内部与转动方向同、反向的运转模对产生模竞争效应, 单纵模工作激光陀螺需要调整增益介质内 Ne 同位素构成, 采取双同位素增益介质。为此, 采用 Lamb 理论和等离子体色散函数, 研究增益介质 Ne 同位素频率分裂、同位素配比、充气压力等因素对环形激光器光强调谐曲线型的影响。实验上搭建了激光陀螺光强调谐曲线检测实验平台, 在 Ne<sup>20</sup> 和 Ne<sup>22</sup> 充气比例分别为 1:1 和 7:3, 充气压力为 400 Pa 的条件下, 检测环形激光器的光强调谐曲线, 验证了理论分析的正确性, 该研究为激光陀螺在双纵模频率非对称位置处实现稳频奠定了基础。

**关键词** 激光光学; 激光陀螺; Lamb 理论; 等离子体色散函数; 光强调谐曲线

中图分类号 TN248.2

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.2114001

## Study on the Intensity Tuning Curve in a Laser Gyro Based on Lamb Theory

Liu Jianning<sup>1\*</sup>, Liu Yujie<sup>1</sup>, Jiao Mingxing<sup>1</sup>, Jiang Junbiao<sup>2</sup>, Weng Jun<sup>1</sup>, Guo Lanpeng<sup>1</sup>

<sup>1</sup>School of Mechanical and Precision Instrument Engineering, Xi'an University of Technology,

Xi'an, Shaanxi 710048, China;

<sup>2</sup>Xi'an Institute of Modern Control Technology, Xi'an, Shaanxi 710065, China

**Abstract** He-Ne gas ring lasers are the core device of laser gyros. In order to avoid the competition effect of the modes operating in the same and reverse directions with rotation in a ring laser, the laser gyro at the single longitudinal mode needs to adjust the composition of Ne isotopes in the gain medium and adopt a dual-isotope gain medium. For this purpose, the Lamb theory and plasma dispersion function were used to study the effects of the frequency splitting of Ne isotopes, isotope composition, inflation pressure, and other factors on the intensity tuning curves of a ring laser. Besides, the experimental platform for the line-type detection of the intensity tuning curves in the laser gyro was set up. At the Ne<sup>20</sup>/Ne<sup>22</sup> ratios of 1:1 and 7:3 and the inflation pressure of 400 Pa, the intensity tuning curves of the laser gyro were detected, verifying the correctness of the theoretical analysis. In conclusion, this study lays a foundation for the frequency stabilization of laser gyros at the asymmetrical position of frequency with double longitudinal modes.

**Key words** laser optics; laser gyro; Lamb theory; plasma dispersion function; intensity tuning curve

**OCIS codes** 140.3370; 140.3560; 140.3430

## 1 引 言

激光陀螺是捷联式惯性制导与导航系统的理想器件, 具有启动时间短、动态范围大、标度因数稳定等优点, 在导弹制导、航空器飞行控制以及航天遥感卫星姿态控制等领域占有重要的地位<sup>[1-2]</sup>。环形激

光器是激光陀螺的核心<sup>[3-4]</sup>, 为了保持窄频带、低功耗、高稳定工作, 激光陀螺环形激光器一般采用 He-Ne 气体作为增益介质<sup>[5]</sup>。研究表明, 当环形激光器工作纵模满足一定的条件时, 激光陀螺呈现自偏频状态<sup>[6-7]</sup>。

研究调制环形气体激光器光强调谐曲线线型的

收稿日期: 2020-06-16; 修回日期: 2020-07-03; 录用日期: 2020-07-17

基金项目: 国家自然科学基金(61605156, 51875455, 61803299)、陕西省科技厅自然科学基金基础研究计划(2016JQ6073)、陕西省教育厅科学研究计划专项项目(16JK1560)

\* E-mail: liujianning@xaut.edu.cn

方法,为实现这种激光器强弱双纵模满足特定的振荡强度比例关系(如: $I_{\text{strong}}:I_{\text{weak}}=1.4:1$ ),以及双纵模分立于增益曲线中心位置两侧非对称频率位置状态下的稳频工作,即实现双纵模自偏频激光陀螺稳定工作提供了一种研究方案。激光器的光强调谐曲线由激光增益和损耗共同决定,曲线形貌、中心位置两侧的斜率、线型稳定性等因素,共同影响着环形激光器的稳频状态和精度<sup>[8-9]</sup>。对于单纵模工作的环形 He-Ne 激光器,如果增益介质充入 Ne 单同位素,环形谐振腔内反向模对的镜像烧孔将产生重叠区域,为了避免由此引起的模竞争对陀螺工作稳定性产生不利影响,这种陀螺一般采用  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{22}=53:47$  确定比例的混合气体作为增益介质的一部分<sup>[10]</sup>。在此状态下,环形激光器的光强调谐曲线线型将受到调制,线型对称性将受到影响<sup>[11-12]</sup>。对于单纵模基横模工作的激光陀螺,激光器光强调谐曲

线线型与陀螺稳频精度密切相关。

本文采用 Lamb 理论和等离子体色散函数,研究增益介质 Ne 同位素频率分裂、同位素配比、充气压力等因素对环形激光器光强调谐曲线线型的影响。建立环形激光器光强调谐曲线物理模型,对  $\text{Ne}^{20}$  和  $\text{Ne}^{22}$  充气比例分别为 1:1 和 7:3、充气压力为 400Pa 条件下,环形激光器的光强调谐曲线进行仿真分析。实验上搭建了激光陀螺光强调谐曲线调制实验平台,验证了理论分析的正确性。最后,在上述理论基础上,研究了 Ne 双同位素的组分、配比等因素对环形激光器光强调谐曲线线型的影响,该研究为双纵模自偏频激光陀螺稳频工作建立了基础。

## 2 环形激光器

环形激光器是激光陀螺的核心器件,其具体结构如图 1 所示<sup>[13]</sup>。

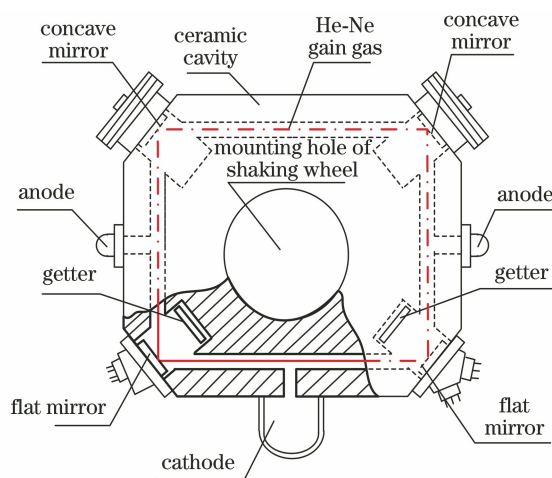


图 1 环形激光器结构示意图

Fig. 1 Structure schematic of the ring laser

环形激光器由四块反射镜构成环形光路。其中,两块反射镜为平面镜,另两块反射镜为凹面镜<sup>[14]</sup>。该环形激光器以 He-Ne 混合气体作为增益介质。按照生产工艺要求,为保证腔内 He-Ne 增益介质纯净、无杂气,环形激光器充入增益气体需要逐次经历第一次充气、老练、真空排气、第二次充气等工序。第一次充入腔体的气体与第二次充入气体的同位素配比完全相同。第一次充气后,环形激光器在高电压激励下连续老练,一周后排除腔内气体,并进行真空处理。然后,再次充入纯净的 He-Ne 混合气体。这样做的目的是充分排除微晶玻璃腔体分子结构中可能包裹的杂气粒子,避免陀螺长期工作时因增益气体污染而造成失效。此外,在平面镜对侧沉孔内放置吸气剂,工作时实时吸附激光器产生的

杂气粒子。上述措施的目的是最大限度地保证激光陀螺增益介质的纯净性,避免增益介质中混入杂质引起激光器输出光强调谐曲线线型在激光陀螺额定寿命内出现畸变,进而影响陀螺的稳频精度。增益介质中逐渐混入杂气,将导致环形激光器阈值升高、限模结构变化、稳频精度降低,甚至造成激光器“光发白”等失效性质的故障。接下来,针对环形激光器光强调谐曲线线型与增益介质气体配比、充气压力等因素的关系进行研究。

## 3 Ne 同位素与环形激光器光强调谐曲线线型

### 3.1 Lamb 理论与环形谐振腔

激光 Lamb 理论利用麦克斯韦方程组描述光频

电磁场,量子力学描述物质粒子,进而分析光和物质的相互作用<sup>[15-16]</sup>。该理论可以较好地解释激光频率间的耦合效应对激光增益的影响,适合研究 Ne 同位素频率分裂以及频率耦合造成的激光光强调谐曲线线型变化等问题。

根据激光 Lamb 理论,含有增益介质激励源项与非均匀损耗项的环形谐振腔行波场方程为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 4\pi\sigma_{(r)}\frac{\partial}{\partial t} - c^2\nabla^2\right)\mathbf{E}(r,t) = -4\pi\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathbf{P}(r,t), \quad (1)$$

式中: $\sigma_{(r)}$ 为阻尼项,唯象地表征激光场分布在环形谐振腔内受到各种损耗所造成的衰减; $\mathbf{E}(r,t)$ 和 $\mathbf{P}(r,t)$ 分别表示激活增益介质的电场强度和电极化强度,它们是空间坐标  $r$ 、时间坐标  $t$  的函数; $c$  为光速; $4\pi\sigma_{(r)}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$  项表示行波场方程的非均匀损耗。 $\mathbf{P}(r,t)$ 为引入行波场的“源”项,可以表示为

$$\mathbf{P}(r,t) = \frac{1}{2}\left\{\mathbf{P}_I(t)\exp[-i(\omega_1 t + \varphi_1 - \mathbf{k}_1 r)] + \mathbf{P}_{II}(t)\exp[-i(\omega_2 t + \varphi_2 + \mathbf{k}_2 r)]\right\}, \quad (2)$$

式中: $\mathbf{P}_I(t)$ 和 $\mathbf{P}_{II}(t)$ 分别为电极化强度 $\mathbf{P}(r,t)$ 的空间傅里叶分量; $\varphi$ 为电场强度的相位; $\mathbf{k}$ 为波矢, $\mathbf{k}_1$ 和 $\mathbf{k}_2$ 分别表示正反行波的波矢; $\omega_1$ 和 $\omega_2$ 为与转动方向同、反向的角频率。

将(2)式代入(1)式,保留一阶项,如 $\dot{\varphi}(t)$ 、 $\dot{\mathbf{E}}(t)$ 、 $\dot{\sigma}$ 、 $\dot{\mathbf{P}}(t)$ ;忽略二阶以上的项,如 $\mathbf{E}(t)$ 、 $\mathbf{P}(t)$ 、 $\sigma\dot{\mathbf{E}}$ 、 $\sigma\dot{\mathbf{P}}$ 等,可以获得环形激光器自洽方程组。

$$\frac{\dot{I}_1}{I_1} = \frac{c}{L}(\alpha_1 - \beta_1 I_1 - \theta_{12} I_2), \quad (3)$$

$$\frac{\dot{I}_2}{I_2} = \frac{c}{L}(\alpha_2 - \beta_2 I_2 - \theta_{21} I_1), \quad (4)$$

$$\dot{\psi}_1 = (\Omega_1^0 + \sigma_1 + \rho_1 I_1 - \tau_{12} I_2), \quad (5)$$

$$\dot{\psi}_2 = (\Omega_2^0 + \sigma_2 + \rho_2 I_2 - \tau_{21} I_1), \quad (6)$$

式中: $\alpha$ 为单程净增益系数; $\beta$ 为自饱和系数; $\theta$ 为互饱和系数; $\sigma$ 为模牵引系数; $\rho$ 为模自排斥系数; $\tau$ 为模互饱和系数; $\Omega^0$ 为理想空腔 Sagnac 效应频率; $\psi$ 为行波相位差, $\psi = \psi_2 - \psi_1$ ;下标“1”表示与转动方向同向的行波,“2”表示与转动方向反向的行波; $I$ 为无量纲光强;Lamb 系数反映了反向行波对之间的模式耦合关系。

当环形激光器工作在稳定条件下 $\dot{I}_1 = 0, \dot{I}_2 = 0$ ,从自洽方程组(3)、(4)式出发,可以推导环形激光器与转动方向同、反向运转光强度与 Lamb 系数之间的关系,并获得环形激光器光强调谐曲线数学模型。

$$I_1 = \frac{\alpha_1 \beta_2 - \alpha_2 \theta_{12}}{\beta_1 \beta_2 - \theta_{12} \theta_{21}}, \quad (7)$$

$$I_2 = \frac{\alpha_2 \beta_1 - \alpha_1 \theta_{21}}{\beta_1 \beta_2 - \theta_{12} \theta_{21}}. \quad (8)$$

令

$$I = \frac{I_2 + I_1}{2}. \quad (9)$$

将(7)、(8)两式代入(9)式,得

$$I = \frac{\alpha_2(\beta_1 - \theta_{12}) + \alpha_1(\beta_2 - \theta_{21})}{2(\beta_1 \beta_2 - \theta_{12} \theta_{21})}. \quad (10)$$

令

$$\alpha = \frac{\alpha_2 + \alpha_1}{2}, \Delta\alpha = \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2},$$

$$\beta = \frac{\beta_2 + \beta_1}{2}, \Delta\beta = \frac{\beta_2 - \beta_1}{2}, \theta = \theta_{12} = \theta_{21}. \quad (11)$$

将(11)式代入(10)式中,并略去二阶小量,得到准稳态条件下,单纵模工作环形激光器稳定工作时的平均光强为

$$I = \frac{R\alpha}{\beta + R\theta}, \quad (12)$$

式中: $R$ 为辐射捕获修正量,它的取值与增益介质的充气压力相关。(12)式即为激光器输出光强度随环形谐振腔振荡频率变化的曲线 $I(\nu) - \nu$ ,即激光器光强调谐曲线。该曲线是激光器稳频的依据,曲线的形貌以及斜率直接影响稳频精度。接下来,借助等离子体色散函数,继续求解 He-Ne 激光器光强调谐曲线。

### 3.2 等离子体色散函数理论

等离子体色散函数 $Z(\xi, \eta)$ 通过热平衡状态下的麦克斯韦-玻尔兹曼分布,描述增益介质粒子(经典粒子)的等离子体状态<sup>[17]</sup>。环形激光器工作在稳定状态下,利用 Lamb 理论求解环形激光器中与转动方向同、反向的行波间,受频率耦合效应影响的各自光强随时间变化的特性时,需要求解(12)式中对应的各阶 Lamb 系数。而气体环形激光器的各阶 Lamb 系数与频率耦合效应、原子热运动所产生的多普勒加宽、气体均匀展宽等因素密切相关,所以 Lamb 系数可以用等离子体色散函数表示。等离子体色散函数的表达式可以写为

$$Z(\xi, \eta) = \frac{i}{\eta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} [\exp(-y^2)] \left[ 1 + i \frac{y + \xi}{\xi} \right] L(y + \xi) dy, \quad (13)$$

式中： $\xi$  为频率参量； $\eta$  为均匀展宽和非均匀展宽之比； $L$  为洛伦兹函数。

等离子体色散函数是复函数，(13)式的实部、虚部分别表示为

$$Z_r = \frac{-1}{\eta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} [\exp(-y^2)] L(y + \xi) \left( \frac{y + \xi}{\eta} \right) dy, \quad (14)$$

$$Z_i = \frac{1}{\eta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} [\exp(-y^2)] L(y + \xi) dy. \quad (15)$$

由(14)、(15)式可知，等离子体色散函数为奇异积分函数，因此，不存在精确的显函数表达式。但可以通过数值积分，求出不同激光振荡频率对应的等

离子体色散函数的值。利用 Matlab 软件，对等离子体色散函数  $Z(\xi, \eta)$  的实部与虚部以及它们的一阶导数进行数值计算，其计算结果如图 2 所示。

图 2(a) 为等离子体色散函数的实部在  $\eta$  取不同值时，函数值随频率参量  $\xi$  变化的函数关系图，可以看出，色散函数实部关于  $\xi$  为奇函数。图 2(b) 为等离子体色散函数虚部曲线，其关于  $\xi$  为偶函数。图 2(c)、(d) 分别为等离子体色散函数的一阶导数在  $\eta$  取不同值时，实、虚部函数随频率参量  $\xi$  变化的函数关系图，奇偶性与原函数恰好相反。接下来，可以将 Lamb 系数用等离子体色散函数表示，继续求解。

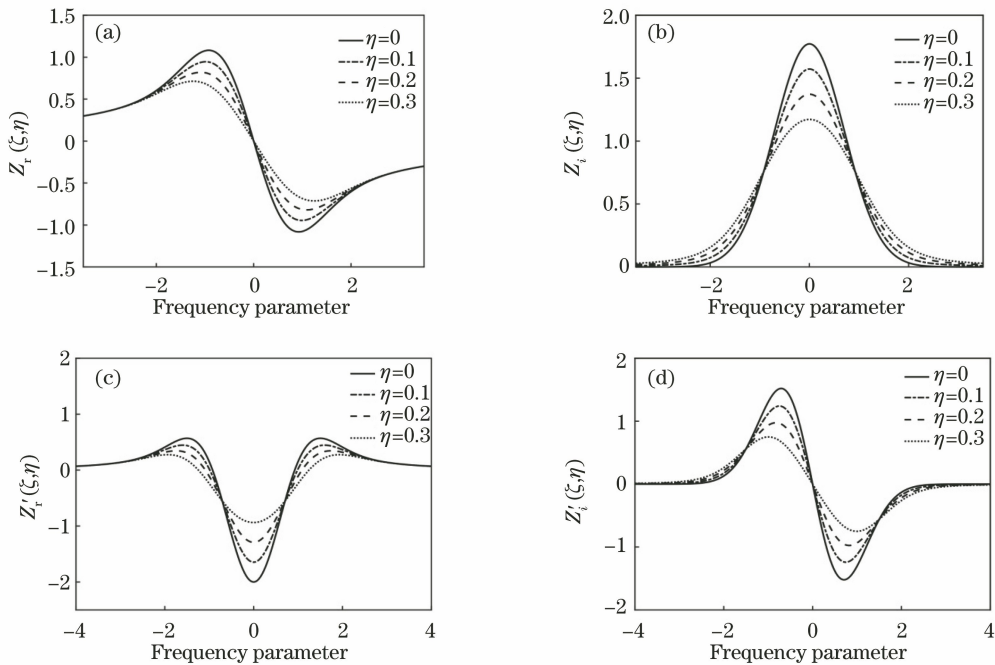


图 2 等离子体色散函数数值计算结果。(a) 色散函数实部；(b) 色散函数虚部；  
(c) 色散函数实部的一阶导数；(d) 色散函数虚部的一阶导数

Fig. 2 Numerical results of plasma dispersion function. (a) Real part of dispersion function; (b) imaginary part of dispersion function; (c) first derivative of dispersion function real part; (d) first derivative of dispersion function imaginary part

### 3.3 Ne 双同位素与光强调谐曲线线型

$\text{Ne}^{20}$  和  $\text{Ne}^{22}$  同位素各自的增益中心频率位置存在 261MHz 的频率分裂<sup>[18]</sup>。自然界中存在的 Ne 元素同位素成分复杂、各同位素配比存在差异。由于 Ne 同位素原子质量差异等因素，将导致 He-Ne 气体增益介质的激活发光特性存在一定的区别。假设  $\text{Ne}^{20}$  和  $\text{Ne}^{22}$  的多普勒展宽分别为  $ku$ 、 $\widetilde{ku}$ 。根据

气体介质多普勒展宽反比于原子质量的平方根，可知  $ku/\widetilde{ku} = \sqrt{22/20} = \sqrt{1.1}$ 。在此条件下，如果  $\text{Ne}^{20}$  和  $\text{Ne}^{22}$  双同位素等比例充气，两者的增益曲线线宽及高度均会存在差别。

按照等离子体色散函数，(3)式和(4)式中的 Lamb 系数  $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\theta$  可以表示为



$$\alpha = G_0 \left[ \frac{F}{Z_i(0, \eta)} Z_i(\xi, \eta) + \frac{\bar{Z}_i(0, \eta)}{\bar{Z}_i(0, \tilde{\eta})} \bar{Z}_i(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}) \right] - \gamma, \quad (16)$$

$$\beta = G_0 \left[ \frac{F}{Z_i(0, \eta)} b_j + \frac{\bar{Z}_i(0, \tilde{\eta})}{\bar{Z}_i(0, \tilde{\eta})} \bar{b}_j \right], \quad (17)$$

$$\theta = G_0 \left[ \frac{F}{Z_i(0, \eta)} L(\xi_{12}, \eta) Z_i(\xi_{12}, \eta) + \frac{\bar{Z}_i(0, \tilde{\eta})}{\bar{Z}_i(0, \tilde{\eta})} \bar{L}(\tilde{\xi}_{12}, \tilde{\eta}) \bar{Z}_i(\tilde{\xi}_{12}, \tilde{\eta}) \right], \quad (18)$$

式中:假设增益介质为  $\text{Ne}^{20}$ 、 $\text{Ne}^{22}$ 、 $\text{He}^4$  混合气体;  $F$  为同位素中  $\text{Ne}^{20}$  所占比例,  $\bar{F} = \sqrt{1.1}(1-F)$ ;  $\eta$  为均匀展宽和非均匀展宽之比,  $\tilde{\eta} = \sqrt{1.1}\eta$ ;  $\xi$  为频率参量,  $\xi = \frac{\omega - \omega_0}{ku}$ ,  $\tilde{\xi} = \sqrt{1.1}(\xi - \tilde{\xi}_0)$ ,  $\xi_{12} = \frac{\omega_1 + \omega_2 - 2\omega_0}{ku}$ ,  $\tilde{\xi}_{12} = \sqrt{1.1}(\xi_{12} - \tilde{\xi}_0)$ , 下标“1”、“2”分别表示环形腔内与转动方向同向、反向运转的光束;  $\omega$  为环形谐振腔反向行波对的角频率;  $\omega_0$  为

跃迁产生的光谱线线型的中心角频率;  $ku$  为非均匀展宽的半峰全宽;  $Z_i(\xi, \eta)$  为等离子体色散函数的虚部,  $\bar{Z}_i(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}) = Z_i(\tilde{\xi}, \tilde{\eta})$ ,  $b_j = Z_i(\xi_j, \eta) - \eta Z'_i(\xi_j, \eta)$ ,  $Z'_i(\xi_j, \eta)$  为等离子体色散函数实部的一阶导数;  $\bar{b}_j = \bar{Z}_i(\tilde{\xi}_j, \tilde{\eta}) - \tilde{\eta} \bar{Z}'_i(\tilde{\xi}_j, \tilde{\eta})$ ;  $L(\xi_{12}, \eta)$  为洛伦兹型函数,  $L(\xi_{12}, \eta) = \eta^2 / (\eta^2 + \xi^2)$ ;  $G_0$  是  $\text{Ne}^{20}$  单同位素的峰值增益;  $\gamma$  为单程损耗, 定义  $\gamma = G_m / k_0$ ,  $G_m$  为双同位素峰值增益。将 (16)~(18) 式代入 (12) 式中, 可得:

$$I(\xi, \eta) = \frac{\left[ F \frac{Z_i(\xi, \eta)}{Z_i(0, \eta)} + \bar{F} \frac{\bar{Z}_i(\tilde{\xi})}{\bar{Z}_i(0, \tilde{\eta})} \right] - k_0 - 1 \frac{G_m}{G_0}}{R^{-1} \left[ \frac{F}{Z_i(0, \eta)} b_j + \frac{\bar{Z}_i(0, \tilde{\eta})}{\bar{Z}_i(0, \tilde{\eta})} \bar{b}_j \right] + \left[ \frac{F}{Z_i(0, \eta)} L(\xi_{12}) Z_i(\xi_{12}) + \frac{\bar{Z}_i(0, \tilde{\eta})}{\bar{Z}_i(0, \tilde{\eta})} \bar{L}(\tilde{\xi}_{12}) \bar{Z}_i(\tilde{\xi}_{12}) \right]}, \quad (19)$$

(19) 式为单纵模工作环形激光器光强调谐曲线的表达式。其中, 除等离子体色散函数外, 其他参数均可实验测得。等离子体色散函数是  $\xi, \eta$  的函数, 因此, 光强调谐曲线仅是  $\xi, \eta$  的函数, 代入等离子体色散函数可以数值求解。

将色散函数及其一阶导数的表达式代入 (19)

式, 求解获得光强调谐曲线和  $\xi, \eta$  的关系, 其中  $\xi$  与双同位素组分、配比相关;  $\eta$  与充气压力相关。单纵模工作激光陀螺光强调谐曲线仿真结果如图 3 所示, 仿真时  $\eta$  取值对应的充气压力为 400 Pa。对比图 3(a)、(b) 可知,  $\text{He-Ne}$  增益介质  $\text{Ne}$  同位素配比对环形激光器光强调谐曲线线型的调制作用。

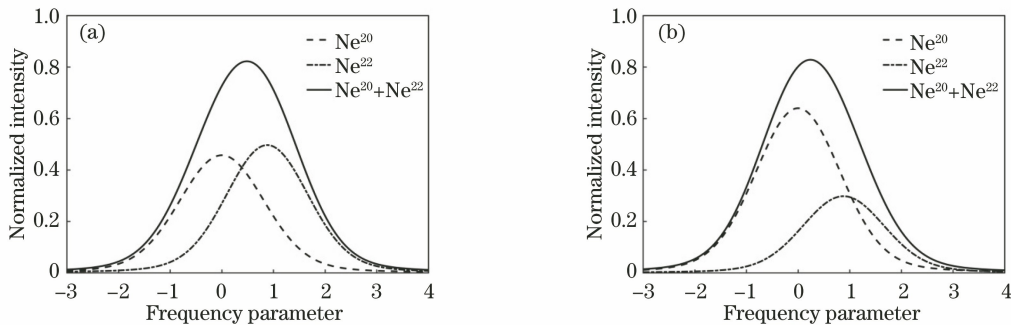


图 3 环形激光器光强调谐曲线仿真结果。(a)  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{22}=1:1$ , 充气压力 400 Pa, 光强调谐曲线; (b)  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{22}=7:3$ , 充气压力 400 Pa, 光强调谐曲线

Fig. 3 Simulation results of intensity tuning curves in ring laser. (a) Intensity tuning curves under  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{22}=1:1$ , 400 Pa pressure; (b) intensity tuning curves of  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{22}=7:3$ , 400 Pa pressure

由图 3(a) 可知, 混气比例选择  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{22}=1:1$ , 充气压力为 400 Pa, 谐振腔合成光强调谐曲线线

型轻微向高频端偏斜。由图 3(b) 可知, 混气比例选择  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{22}=7:3$ , 充气压力为 400 Pa, 谐振腔合

成光强调谐曲线线型向低频端偏斜。进一步,自然界中已知的 Ne 同位素共 14 种,包括  $\text{Ne}^{17} \sim \text{Ne}^{30}$ <sup>[19]</sup>,其中: $\text{Ne}^{20}$ 、 $\text{Ne}^{21}$ 、 $\text{Ne}^{22}$  较容易获得,其他同位素需要经过相对复杂的物理过程,从地幔、空气、

陨石等不同来源处分离获取。利用它们可以继续对光强调谐曲线线型进行调制。例如,采取  $\text{Ne}^{20}$  和  $\text{Ne}^{27}$  的混合气体,配比分别为 1:1 和 7:3,其仿真结果如图 4 所示。

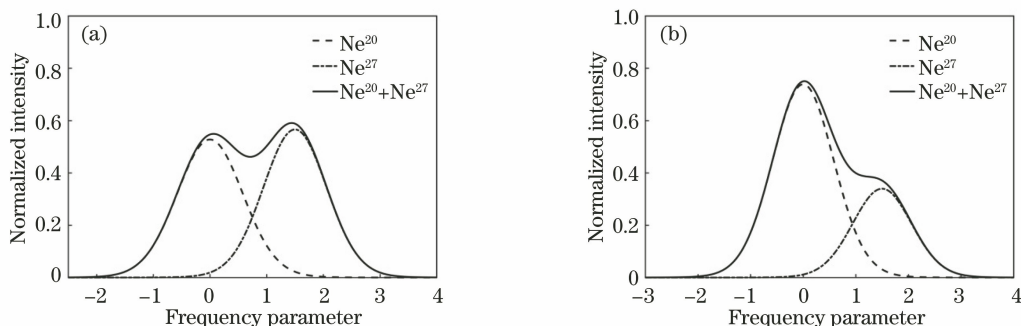


图 4 环形激光器光强调谐曲线仿真结果。(a)  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{27} = 1:1$ , 充气压力 400 Pa, 光强调谐曲线; (b)  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{27} = 7:3$ , 充气压力 400 Pa, 光强调谐曲线

Fig. 4 Simulation results of intensity tuning curves in ring laser. (a) Intensity tuning curves of  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{27} = 1:1$ , 400 Pa pressure; (b) intensity tuning curve of  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{27} = 7:3$ , 400 Pa pressure

由图 4 可知,当增益介质采取  $\text{Ne}^{20}$ 、 $\text{Ne}^{27}$  双同位素,可见同位素配比对环形激光器光强调谐曲线产生显著的调制作用。若  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{27} = 1:1$ ,则在 400 Pa 充气压力下,光强调谐曲线中央产生凹陷;若  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{27} = 7:3$ ,则在 400 Pa 充气压力下,光强调谐曲线出现双光强峰值输出的趋势,并且通过精确控制双同位素成分及配比,理论上可以严格调制双峰的频率间隔和振荡强度比。该结果为实现气体环形激光器双纵模按照确定的强度比关系,振荡于特殊的频率非对称位置,并且在此状态下实现稳频,

建立了理论基础。

## 4 实验结果

搭建激光陀螺光强调谐曲线线型检测系统如图 5 所示,实验设计以热传导为控制方式的环形谐振腔腔长控制器,腔长控制器内密绕有加热丝。腔长控制器、毛细管、反射镜共同构成封闭空间,加热丝加热该密闭空间内的干燥气体,气体折射率发生变化,从而引起谐振腔光学腔长改变,以达到控制激光陀螺谐振腔纵模频率的目的。

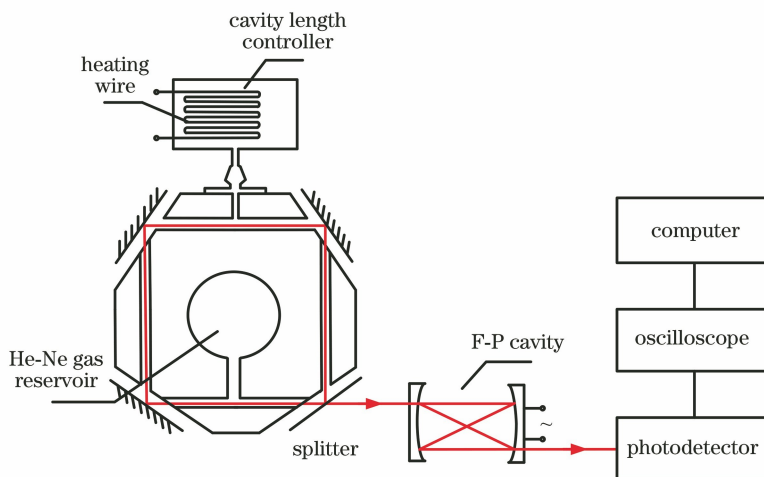


图 5 激光陀螺光强调谐曲线线型检测系统

Fig. 5 Linear type detection system of laser gyro intensity tuning curve

法布里-珀罗(F-P)腔扫描获得环形激光器纵模状态如图 6 所示,图中横坐标为频率编码,它代表激光器的工作频率;纵坐标为环形激光器输出光强。

为了准确检测激光陀螺器输出光强调谐曲线线型,采取如图 7 所示的检测方案。周期性地改变施加在腔长控制器内加热丝上的电压,如图 7(b)所示,激

光器的工作频率将发生相应地改变,随着工作频率的变化,纵模振荡强度将在光强调谐曲线线型的调制下发生如图 7(a)所示的变化。通过高速数据采集的数字示波器连续记录频率调谐状态下的激光器纵模,在数据处理时,识别并追迹谱图中的特定纵模,最终在某个纵模由起振至熄灭的一个完整的检测周期内,获得环形谐振腔输出光强的起伏变化规律,即获得光强调制曲线谱图如图 8 所示。

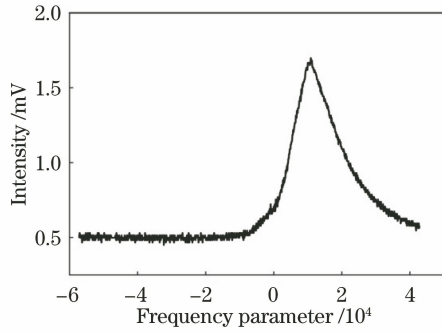


图 6 环形激光器振荡纵模谱

Fig. 6 Spectrum of the oscillation longitudinal mode in ring laser

选取同一个待测环形谐振腔,保持增益介质充气压力 400 Pa 不变,图 8(a)为充入配比为  $\text{Ne}^{20} : \text{Ne}^{22} = 7:3$ ,  $\text{He}:\text{Ne} = 15:1$  时,检测到的陀螺输出光强调谐曲线。可见该曲线峰值附近处略微向低频端倾斜,这与图 3(b)所示的理论分析结果吻合。

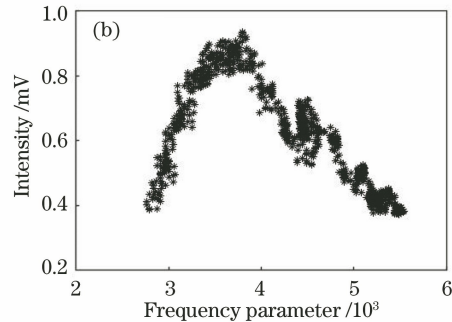
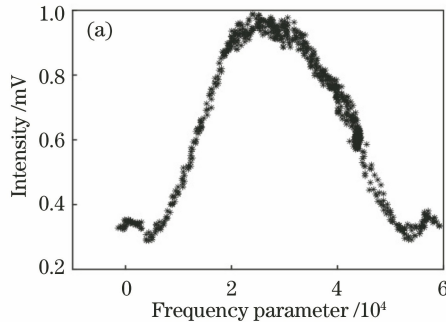


图 8 单纵模工作激光陀螺光强调谐曲线测试结果。(a)  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{22}=7:3$ 测试结果;(b)自然 Ne 同位素混合气体测试结果

Fig. 8 Test results of intensity tuning curve of single longitudinal mode operated laser gyro.

(a) Test result of  $\text{Ne}^{20}:\text{Ne}^{22}=7:3$ ; (b) test result of natural Ne isotope mixture gas

## 5 结 论

激光陀螺输出的光强调谐曲线线型与气体增益介质的同位素组分、配比、充气压力密切相关。光强调谐曲线的线型直接影响着陀螺的稳频精度。本文采用 Lamb 理论、等离子体色散理论研究了 He-Ne 增益介质中 Ne 元素同位素中心频率分裂以及频率

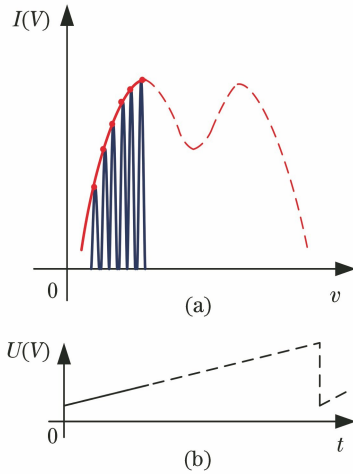


图 7 激光陀螺光强调谐曲线检测方法示意图。

(a)纵模扫描及光强调谐曲线获得;(b)扫模电压

Fig. 7 Schematic of detection method of intensity tuning curve in laser gyro. (a) Longitudinal mode is swept and intensity tuning curve is obtained;

(b) voltage of mode sweeping

图 8(b)为充入自然 Ne 同位素混合气体条件下,陀螺光强调谐曲线检测结果。该曲线显示环形激光器输出光强调谐曲线中心频率一侧出现凹陷,光强调谐曲线整体呈现双峰。此外,在中心频率附近,环形激光器模式间存在模竞争效应,表现出输出光强在一定范围内波动,线型变粗。上述实验结果与理论分析符合较好,验证了理论分析的正确性。

耦合对光强调谐曲线的影响。实验建立了激光陀螺输出光强调谐曲线检测实验系统,采用天然 Ne 同位素混合气体、 $\text{Ne}^{20}$  和  $\text{Ne}^{22}$  双同位素按照 7:3 的比例混合,以 400 Pa 气压充入 Ne-Ne 混合气体,实验获得了陀螺输出光强调谐曲线,实验结果验证了理论分析的正确性。该研究为实现一种环形激光器双纵模光强调谐曲线频率非对称位置稳频提供理论基础。

## 参 考 文 献

- [1] Hokmabadi M P, Schumer A, Christodoulides D N, et al. Non-Hermitian ring laser gyroscopes with enhanced Sagnac sensitivity[J]. *Nature*, 2019, 576(7785): 70-74.
- [2] Hinuber E L V, Reimer C, Schneider T, et al. INS/GNSS integration for aerobatic flight applications and aircraft motion surveying[J]. *Sensors*, 2017, 17(5): 941.
- [3] Chow W W, Gea-Banacloche J, Pedrotti L M, et al. The ring laser gyro[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1985, 57(1): 61-104.
- [4] Nejad S M, Pourmahyabadi M. The performance modeling of ring laser gyro in inertial navigation [C]//2006 13th IEEE International Conference on Electronics, Circuits and Systems. December 10-13, 2006, Nice, France. New York: IEEE Press, 2006: 318-321.
- [5] Jiang Y N. Ring laser gyro[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 1985: 214-216.  
姜亚南. 环形激光陀螺[M]. 北京: 清华大学出版社, 1985: 214-216.
- [6] Liu J N, Jiao M X, Jiang J B, et al. Self-biasing phenomenon in prism laser gyro operating in double-longitudinal-mode state[J]. *Optics Express*, 2018, 26(24): 32353-32364.
- [7] Liu J N, Jiao M X, Ma J J, et al. Study of the double longitudinal mode operation and the self-biasing phenomenon in prism laser gyro [J]. *Acta Armamentarii*, 2017, 38(6): 1113-1119.  
刘健宁, 焦明星, 马家君, 等. 棱镜式激光陀螺双纵模自偏频现象研究[J]. *兵工学报*, 2017, 38(6): 1113-1119.
- [8] Hurst R B, Mayerbacher M, Gebauer A, et al. High-accuracy absolute rotation rate measurements with a large ring laser gyro: establishing the scale factor[J]. *Applied Optics*, 2017, 56(4): 1124-1130.
- [9] Ren L N, Liu J N, Jiao M X. Analysis of the influence on the characteristics of the prism laser gyroscope by temperature disturbance [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2018, 47(6): 0614002.  
任莉娜, 刘健宁, 焦明星. 温度扰动对棱镜式激光陀螺特性的影响[J]. *光子学报*, 2018, 47(6): 0614002.
- [10] Ma J J, Jiang J B, Liu J N. Frequency stabilization technique of total reflection prism laser gyros with double longitudinal modes[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2014, 41(9): 0902011.  
马家君, 蒋军彪, 刘健宁. 全反射棱镜式激光陀螺双纵模稳频技术[J]. *中国激光*, 2014, 41(9): 0902011.
- [11] Jia H X, Zhang Y M, Zhang Q, et al. Study on a light-intensity control system of total reflection prism laser gyros[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(8): 0814001.  
贾惠霞, 张英敏, 张琼, 等. 一种棱镜式激光陀螺光强控制系统研究[J]. *光学学报*, 2014, 34(8): 0814001.
- [12] Jin S L, Long X W, Wang F, et al. Technology research for ring laser gyro to overcome the environmental temperature variation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, 26(3): 409-414.  
金世龙, 龙兴武, 王飞, 等. 激光陀螺克服高、低温冲击的技术研究[J]. *光学学报*, 2006, 26(3): 409-414.
- [13] Jiang J B, Ma J J, Liu J N. Effect of refractive index inhomogeneity on backscattering of laser gyros[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(6): 061402.  
蒋军彪, 马家君, 刘健宁. 折射率非均匀性对激光陀螺背向散射的影响分析[J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(6): 061402.
- [14] Han Z H, Hu X D. Method of mirror scattering test for laser gyro [J]. *Journal of Chinese Inertial Technology*, 2015, 23(4): 540-543.  
韩宗虎, 胡晓东. 激光陀螺反射镜散射检测方法[J]. *中国惯性技术学报*, 2015, 23(4): 540-543.
- [15] Izmailov E A, Kukhtievitch S E, Tikhomirov V V, et al. Analysis of laser gyro drift components[J]. *Gyroscopy and Navigation*, 2016, 7(1): 24-28.
- [16] Zhou B K, Gao Z Y, Chen T R, et al. Principles of laser[M]. 6th ed. Beijing: National Defense Industry Press, 2009: 278-281.  
周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 等. 激光原理[M]. 6版. 北京: 国防工业出版社, 2009: 278-281.
- [17] Xu Y. Methods for computation of plasma dispersion function [J]. *Chinese Journal of Computational Physics*, 1989, 6(1): 9-18.  
徐茵. 等离子体色散函数的计算方法[J]. *计算物理*, 1989, 6(1): 9-18.
- [18] Aronowitz F. Single-isotope laser gyro[J]. *Applied Optics*, 1972, 11(2): 405-412.
- [19] Audi G, Bersillon O, Blachot J, et al. The Nubase evaluation of nuclear and decay properties [J]. *Nuclear Physics A*, 2003, 729(1): 3-128.