

机械抖动棱镜式激光陀螺出射光强度特性*

姚呈康[†] 曾晓东 曹长庆

(西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)

(2011年11月13日收到; 2011年12月6日收到修改稿)

针对棱镜式激光陀螺在抖动状态下出射光强度被调制的现象, 系统地研究了机械抖动对棱镜式激光陀螺中光传输轨迹和光电探测器的影响机理. 在对现有棱镜式激光陀螺性能进行分析的基础上, 应用数值模拟和有限元分析方法, 将对称型全反射棱镜纳入四棱镜陀螺的结构设计方案, 并给出了由机械抖动引起的应力双折射和光电探测器位置偏移与出射光强度的一般关系. 结果表明, 机械抖动会使棱镜产生应力双折射, 使激光光路发生改变, 同时造成光电探测器与出射光束产生相对位移, 导致出射光强度幅值产生调制. 使用全对称型的陀螺结构, 选取具有合适折射率的对称型棱镜, 减小探测器与出射光斑中心的相对位移, 可以将出射光强度调制幅值相比原先减小 52.63% 以上, 显著地改善出射光强度被调制的现象. 此分析结果为提高激光陀螺的可靠性提供了重要参考.

关键词: 棱镜式激光陀螺, 光强调制, 机械抖动偏频, 应力双折射

PACS: 42.81.Pa, 42.60.Jf, 46.40.-f, 42.81.Gs

1 引言

棱镜式激光陀螺是一种可以应用在导弹制导, 航空器飞行控制, 以及航天遥感卫星姿态控制等方面的光学惯性器件^[1-3], 与传统的反射镜式陀螺相比, 具有应用广, 抗辐射, 性能稳定等优点. 为了保证陀螺对载体姿态的测量精度, 一般采用机械抖动方式进行偏频^[4,5], 在实践中发现, 棱镜式激光陀螺的出射光强度会产生与抖动相关的调制, 严重影响陀螺的测量精度^[6-8]. 谢元平根据环形激光自洽方程在原理上解释了抖动偏频会对输出光强度产生调制^[9]. 万顺平等人的研究表明, 抖动偏频还会对陀螺的卡盘组件产生作用而引起激光谐振腔腔长变化, 导致稳频精度下降^[10]. 以上研究成果从原理方面解释了激光陀螺出射光强度被调制的现象, 但是对抖动与出射光能量分布和光电探测器之间关系的研究尚不多见.

本文探讨了机械抖动对陀螺输出光强产生影响的机理, 应用数值模拟和有限元分析方法, 从棱镜的应力双折射和光电探测器位置起伏两方面对机械抖动对陀螺出射光强度的影响进行了分析研究. 在此基础上, 首次提出使用对称型棱镜结构减

小出射光强度调制的新方法, 为研究抖动状态下如何通过优化陀螺的结构参数来提高出射光稳定性提供了新的技术途径. 同时, 进一步给出了具有不同结构参数和探测器偏移程度的陀螺的出射光强度计算方法, 指出在保证探测器初始位置位于出射光斑中心的前提下, 使用中心对称的陀螺结构, 选取具有合适折射率的对称型棱镜, 减小探测器与出射光斑中心的相对位移, 可以切实有效地降低激光陀螺出射光强度的调制程度. 这些分析结果对优化陀螺结构, 改进生产工艺, 提高棱镜式激光陀螺的稳定性提供理论依据.

2 理论模型

本文分析的棱镜式激光陀螺的几何模型如图 1 所示. 其中 1 是折射率为 1.45738 的棱镜, 2 是支撑腔体, 3 是将激光从谐振腔中耦合输出的合光棱镜, 4 是光电探测器, 5 是被棱镜密封住的 He-Ne 气体激光器, 该陀螺的运转激光波长 λ 为 $0.6328 \mu\text{m}$ ^[11].

当陀螺置于抖动偏频装置上时, 其中运转的正逆两束激光会因为抖动产生拍频 $\Delta\nu$, 并通过合光

* 国家高技术研究发展计划 (批准号: 2006AA12Z144) 资助的课题.

[†] E-mail: yaochengkang@126.com

棱镜, 耦合输出到光电探测器上, 形成具有高斯分布的圆形光斑^[12]. 设探测器表面垂直于出射光传播轴线的方向为 x 轴, 则探测到的光强度 I 计算如下^[13,14]:

$$I(x, t) = 2I_0 \cos^2 \left(\pi \Delta v - \frac{\pi x \beta}{\lambda} \right) = \left(\sum_{i=1}^2 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} |E_i|^2 + \frac{\varepsilon}{\mu_0} \cos \theta \cos \varphi \cdot \prod_{i=1}^2 |E_i| \right) \times \cos^2 \left(\pi \Delta v - \frac{\pi x \beta}{\lambda} \right), \quad (1)$$

其中, I_0 和 β 分别是陀螺中两束相向传播的激光的总强度和传播夹角. ε 和 μ_0 分别是介质的介电常数和磁导率, θ 和 φ 分别是两束光振动方向的夹角和相位差. E_i 是光的电场强度, 设光传播方向为 z 轴, 则其在探测器平面上的分布为如下的高斯型:

$$E(x, y, z) = \frac{a_0}{\omega^2(z)} \times \exp \left[-\frac{r^2}{\omega^2(z)} \right] \times \exp i \left[k \left(\frac{r^2}{2R(z)} + z \right) + \varphi(z) \right], \quad (2)$$

其中, a_0 是光电场振幅, $\omega(z)$ 为高斯光束在 z 点的光斑半径, $R(z)$ 为高斯光束在 z 处的等相位面的曲率半径.

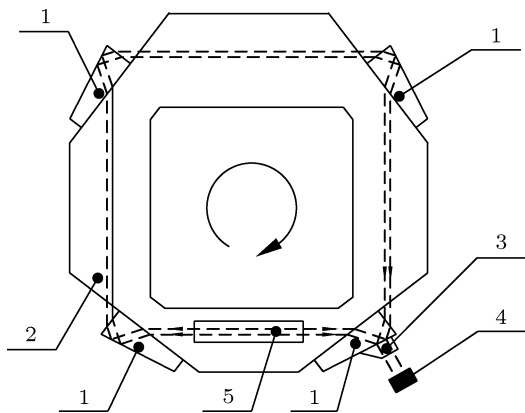


图1 棱镜式激光陀螺的几何模型

理论上, β 由合光棱镜唯一确定, 因此对于实际陀螺而言, 任何造成 I_0 变化的因素诸如应力双折射和探测器位置偏移引发的光束能量变化, 都会使出射光强度产生调制^[15]. 针对图1所示的激光陀螺, 腔体和棱镜主要依靠手工装配, 因此会在棱镜中产生不均匀的预应力分布, 受其影响当抖动发生时, 不对称的陀螺结构会加重应力双折射效应的影响^[16].

本文使用有限元方法对陀螺中的棱镜在抖动状态下的应力分布进行分析. 陀螺的结构动力学方程为^[17]

$$\begin{pmatrix} \mathbf{F} \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{ff} & \mathbf{M}_{fr} \\ \mathbf{M}_{rf} & \mathbf{M}_{rr} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{\mathbf{u}}_f \\ \ddot{\mathbf{u}}_r \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{C}_{ff} & \mathbf{C}_{fr} \\ \mathbf{C}_{rf} & \mathbf{C}_{rr} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\mathbf{u}}_f \\ \dot{\mathbf{u}}_r \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{ff} & \mathbf{K}_{fr} \\ \mathbf{K}_{rf} & \mathbf{K}_{rr} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_f \\ \mathbf{u}_r \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中, \mathbf{M} , \mathbf{C} , \mathbf{K} 表示谐振腔体的质量, 阻尼以及刚度矩阵, $\ddot{\mathbf{u}}$, $\dot{\mathbf{u}}$, \mathbf{u} 表示加速度, 速度和位移向量; 下标 f 代表自由, r 代表约束, \mathbf{F} 为系统所感受到的外力. 将抖动参量定义之后, 借助对(3)式的求解, 即可得到棱镜中的应变 ε 以及应力分布 σ .

一般情况下, 激光陀螺通过电动元件使腔体绕着抖动轴往复转动而达到偏频的目的. 因此, 陀螺的组成部件在抖动状态中都会因为具有角速度而产生向心力. 受其影响棱镜中的应力将沿转动中心径向呈梯度分布, 使棱镜产生应力双折射^[10]. 对于本文中讨论的棱镜来说, 用向量 \mathbf{B} 表征棱镜中的折射率变化如下^[18]:

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} B_X \\ B_Y \\ B_Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} N_X - N_0 \\ N_Y - N_0 \\ N_Z - N_0 \end{bmatrix} = (a + b\mathbf{C}) \cdot \left[\left(\lambda \frac{1-2\nu}{E} \sum_{i=1}^3 \sigma_i \right) \cdot \mathbf{I}_3 + 2\mu \cdot \varepsilon \right], \quad (4)$$

其中, N_0 是材料应力为零时的折射率, N_i ($i = x, y, z$) 是应力存在时的折射率. a, b 是材料的应力-光弹性系数. \mathbf{C} 是材料的应力变换矩阵, λ 为拉梅常量, μ 为剪切模量, E 为材料的杨氏模量, ν 为泊松比, \mathbf{I}_3 为三阶单位矩阵. 通过(4)式, 可以计算出在抖动状态下棱镜中折射率的变化, 进而获得出射光强度和偏振态的变化量.

激光在棱镜中的传播轨迹如图2所示. 其中, W 代表光束的能量, 为了便于分析, 设初始能量 W_1 的值为1, 这样计算得到其余 W 值可以视为相对于初始光能量的比率.

根据菲涅耳公式, S 偏振光和 P 偏振光的能量 W_3 计算如下:

$$W_{3p} = \frac{\sin 2\theta_1 \cdot \sin 2\theta_2}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2) \cdot \cos^2(\theta_1 - \theta_2)},$$

$$W_{3s} = \frac{\sin 2\theta_1 \cdot \sin 2\theta_2}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)}, \quad (5)$$

其中, θ_1 和 θ_2 分别代表入射角和折射角. 从图 2(a) 看出, 光线在棱镜中发生了三次折射, 根据 (5) 式, 可以计算在这个过程中的各角度值如下:

$$\begin{aligned} \theta_2 &= \text{asin}\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1\right), \\ \theta_3 &= \frac{\pi}{2} - (\alpha - \theta_2), \\ \theta_5 &= \alpha - \theta_3, \\ \theta_6 &= \text{asin}\left(\frac{n_2}{n_1} \sin \theta_5\right). \end{aligned} \quad (6)$$

按照图 2(b) 计算激光在整个陀螺中的能量变化时, 设初始入射角 θ_1 为恒定角度, 即针对棱镜材料折射率的布儒斯特角, 使用 (5), (6) 式在每个棱镜上依次计算, 可以得到最终的出射光能量 W_{out} 与入射光能量 W_{in} 的比值.

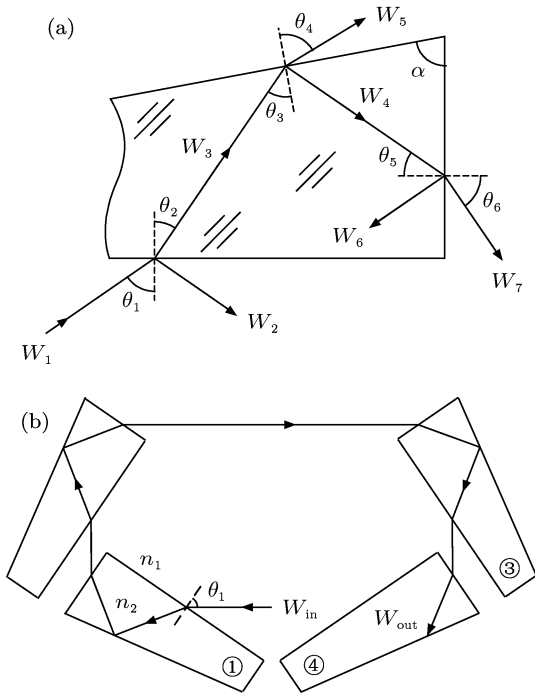


图 2 激光在棱镜中传播轨迹示意图 (a) 单个棱镜中的传输轨迹; (b) 陀螺中的传输轨迹

除了棱镜的应力双折射, 光电探测器的位置偏移也会造成出射光强度的变化. 光电探测器将出射光转化成为相应的电流信号, 通过检测其相位变化来完成对陀螺载体姿态的测量. 由于手工装配工艺不能保证光电探测器在抖动状态下与具有 (2) 式电场形式的光斑保持相对静止, 因此出射光强度会因为探测器位置偏差而受到调制, 其程度依抖动速度的不同而变化 [19].

假设出射光斑中心为坐标原点, 则由 (1) 式可知出射光强度分布应为

$$I(x, y) = \frac{a_0^2}{2\omega^4} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \exp\left[-\frac{2x^2 + 2y^2}{\omega^2}\right]. \quad (7)$$

定义探测器 t 时刻中心位置的坐标为 $P_t(x_t, y_t)$. 当陀螺处在抖动状态时, 光电探测器上产生的光电流为

$$\begin{aligned} i_t(x_t, y_t) &= \iint_G \eta I(x, y) dx \cdot dy \\ &= \frac{\eta}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \frac{a_0^2}{\omega^4} \iint_G \exp\left(-\frac{2x^2 + 2y^2}{\omega^2}\right) dx \cdot dy \\ &= \frac{a_0^2 \pi \eta}{\omega^4} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \left[\Phi\left(x_d + \frac{w}{2}\right) - \Phi\left(x_d - \frac{w}{2}\right) \right] \\ &\quad \times \left[\Phi\left(y_d + \frac{l}{2}\right) - \Phi\left(y_d - \frac{l}{2}\right) \right] \\ &= F(x_0, y_0, t), \end{aligned} \quad (8)$$

其中, (x_0, y_0) 是零时刻的探测器中心坐标, η 是光电转换系数, w, l 分别是探测器光敏单元的宽度和长度, G 是探测器光敏单元所占据的面积, $\Phi(x)$ 是标准正态分布函数.

3 数值分析与讨论

3.1 应力双折射效应影响分析

本文使用 ANSYS 软件来对陀螺在抖动状态时棱镜中的应力分布进行有限元分析. 定义腔体和棱镜的弹性模量 E 分别为 92 GPa 和 72 GPa, 泊松比分别为 0.28 和 0.17, 密度分别为 2457 kg/m³ 和 2200 kg/m³. 采用 7 阶智能网格划分方法, SOLID92 单元. 负载 (load) 为角位移, 频率为 400 Hz, 幅度为 1 分. 为简化分析, 在分析棱镜的应力分布时, 将角位移负载全部加载到转动轴中心通孔的节点上, 形式如下:

$$\text{load} = 2.8 \times 10^{-4} \cos(2513.2t). \quad (9)$$

按照以上参数生成陀螺的有限元分析简化模型如图 3 所示.

按照 (9) 式加载的角位移负载, 陀螺的抖动周期为 2.5 ms, 在零时刻角速度为零, 偏离平衡位置最大. 图 4 所示为任意选取图 3 中的一块棱镜, 对其在一个抖动周期中的四个不同时刻的应力分布情况的分析结果, 图 3(b), (d) 两张图分别代表角速

度为零和最大的时刻, 图中具有不同灰度的色块表示棱镜中对应区域所具有的应力分布情况.

从图 4 中可以看出, 棱镜中应力的分布大小跟陀螺抖动角速度成正比. 根据前文的分析, 则折射率的改变量也和抖动角速度成正比. 而且针对图 1 所示的这种非对称的陀螺结构, 抖动会使激光因为棱镜折射率的改变而偏离原始光轴, 造成出射光强度的变化.

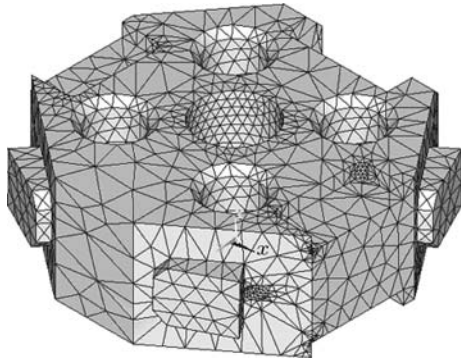


图 3 陀螺的有限元分析模型

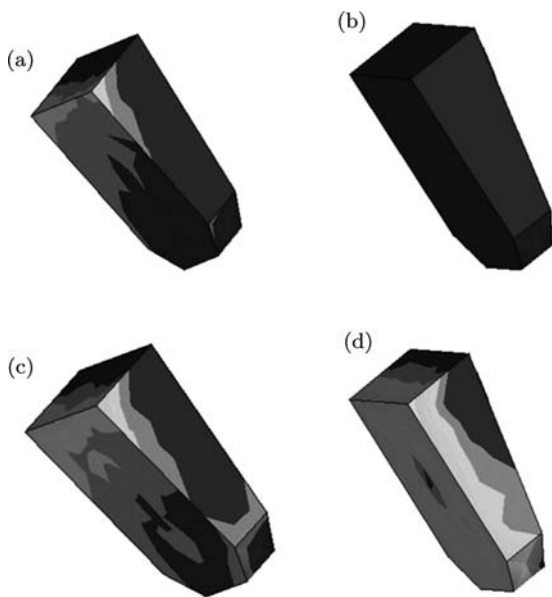


图 4 棱镜上应力的有限元分析结果 (a) 1 ms; (b) 1.25 ms; (c) 1.5 ms; (d) 1.88 ms

为了减弱应力双折射的影响, 在满足陀螺中光传播要求的前提下, 提出一种改进型结构. 考虑到陀螺光线传播限制, 按照图 2 中的参数定义, 改进后的棱镜结构应该使传播光线满足: 光束 W_1 和 W_7 的夹角 β 满足系统光路要求; 棱镜的入射角 θ_1 和出射角 θ_6 必须是材料的布儒斯特角; 在棱镜中, 入射角 θ_3 必须大于棱镜材料的全反射临界角. 基于

以上要求, 新棱镜结构如图 5 所示. 新棱镜以等腰梯形作为基本形状. 针对由 N 块棱镜 ($N > 2$) 构成的陀螺, 其两腰的夹角 α 会有所不同.

实际制造中, 可以人为给定上底长度 L , 并据此有最小高度限制 H . 图 5 中各参数的计算方法与非对称结构类似, 仅需修改 (6) 式中 θ_3 和 θ_5 的计算方式为

$$\theta_3 = \frac{\pi}{2} + \frac{\alpha}{2} - \theta_2, \quad \theta_5 = \theta_2. \quad (10)$$

由图 5 构成的陀螺结构与之前非对称式的相比, 整体具有更高的对称程度. 当发生应力双折射时, 陀螺中的入射和出射激光束能够始终保持在原始光轴上.

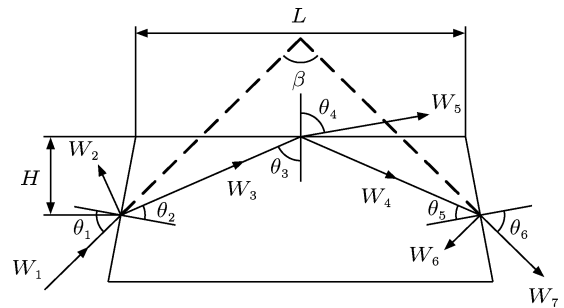


图 5 对称型棱镜中的激光传输特性

为了对两种结构的性能进行全面的对比分析, 定义陀螺出射光的能量分数 E_r , 抖动程度 V_r 以及性能因子 Q 如下:

$$E_r = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n E_i, \quad (11)$$

$$V_r = \max(E_i) - \min(E_i),$$

$$Q = E_r/V_r,$$

其中, E_i 为陀螺中的出射光能量, n 为计算过程中的采样数. 当折射率为 1.45738 时, 计算两种结构在一个抖动周期内的出射光能量分数 E_r 以及抖动程度 V_r . 对称结构的 E_r 为 69.55%, 非对称结构的为 70.24%, 同比减小了 0.98%; 在抖动程度 V_r 方面, 对称结构为 0.98%, 非对称结构为 2.09%, 同比减小了 52.63%. 以上结果表明, 对称结构和非对称结构在出射光能量分数方面基本一致, 但对称结构受抖动的影响明显低于非对称结构.

对不同折射率的棱镜材料两种结构的性能分析结果如图 6 所示. 图 6(d), (e) 分别为对称结构的能量分数 E_r , 抖动程度 V_r , 性能因子 Q 相比非对称结构的比值随着棱镜折射率的变化规律.

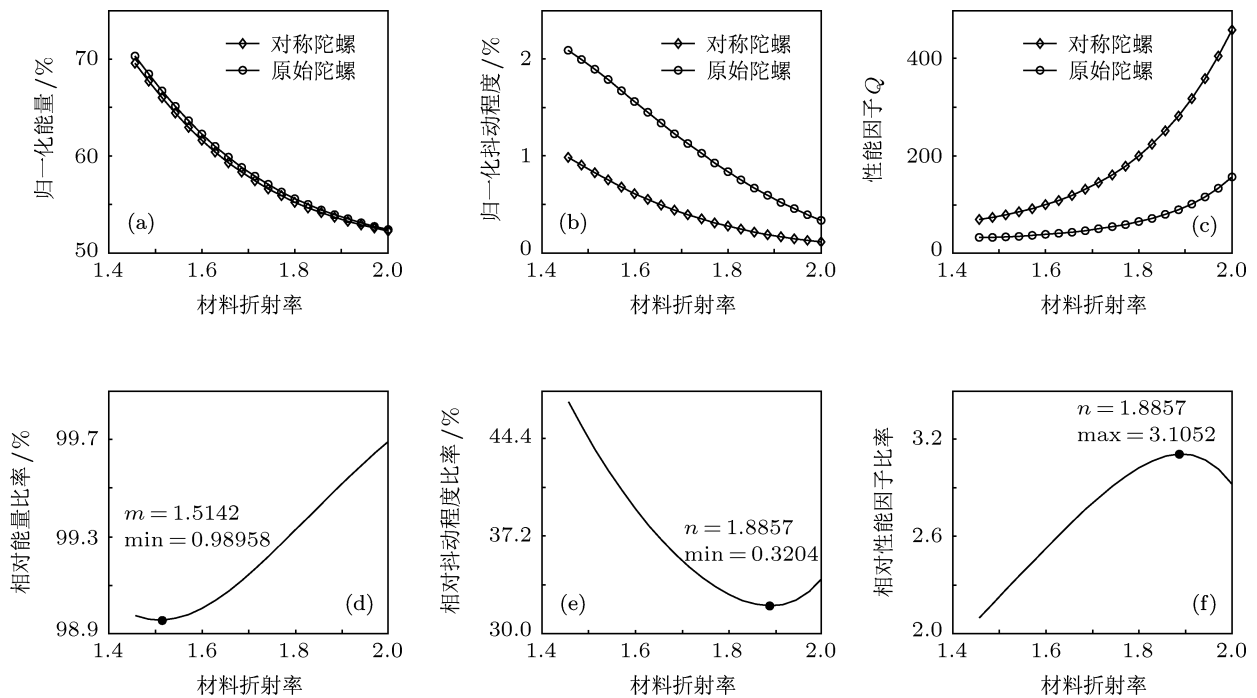


图 6 两种陀螺的各项性能与棱镜折射率的关系 (a) 归一化能量; (b) 归一化抖动程度; (c) 性能因子 Q ; (d) 相对能量比率; (e) 相对抖动程度比率; (f) 相对性能因子比率

从图 6 的分析结果中可以看出, 两种结构的能量分数 E_r , 抖动程度 V_r , 以及性能因子 Q 都随着材料折射率成非线性反比关系. 从图 6(d) 可以看出, 当材料折射率为 1.5142 时, 对称结构的能量分数 E_r 相比非对称结构达到最小值 98.96%, 当材料折射率逐渐变大时, 对称结构的能量分数越来越接近非对称结构. 从图 6(e) 可以看出, 对称型陀螺的抖动程度 V_r 要明显小于非对称结构, 当折射率为 1.8857 时, 对称结构的 V_r 仅是非对称结构的 32.04%, 与此同时, 性能因子 Q 相比非对称结构达到最大值 3.1052 倍. 在陀螺的实际设计中, 需要综合考虑以上两种因素: 为了保证探测器能够正常的接收到输出光信号, 在使抖动程度尽可能小的前提下, 应尽可能的使能量分数取值大一些.

综上所述, 由于应力双折射的存在, 将导致出射光强度产生调制. 选取拥有合适折射率的对称型棱镜来构成陀螺, 可以将出射光强度变化程度相比原先减少 52.63% 以上, 显著提高陀螺的性能.

3.2 探测器位置误差影响分析

陀螺出射光在探测器光敏面上的仿真分析建立在真实尺寸的基础上. 针对本文研究的棱镜式激光陀螺, 其在光电探测面上的光斑半径约为 0.2112 mm, 以这个半径作为光束能量的主要分布区域. 为了便于分析, 绘制三种探测器与陀螺出射光斑相对位置的典型情况如图 7 所示, 图中的虚线框表示在抖动状态下探测器偏移的极限位置.

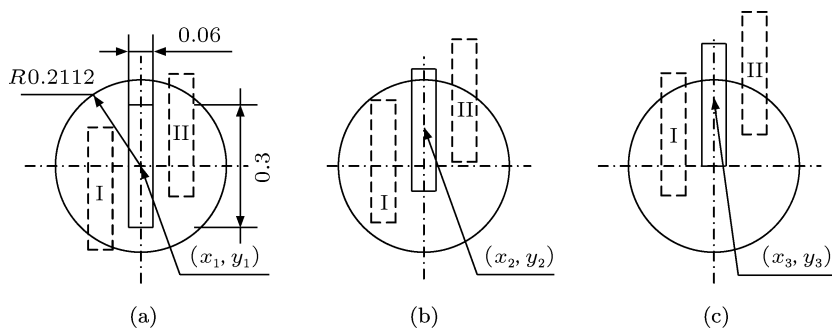


图 7 探测器与光斑位置的三种模拟情况 (a) 无偏移; (b) 稍向上偏移; (c) 向上偏移

按照图 7 所绘情况分析探测器在一个抖动周期内的光电流输出. 将探测器初始位置的纵坐标视为固定值, 绘制探测器光电流, 初始位置横坐标和时间的三维分布图像如图 8 所示, 其中 x 轴为时间, y 轴为探测器中心横坐标, z 轴为该情况下的光电流与理想情况的比值. 抖动频率为 400 Hz, 抖动幅度为 (0.1 mm, 0.05 mm), y_0 初始值分别为 0 mm, 0.1 mm 和 0.15 mm.

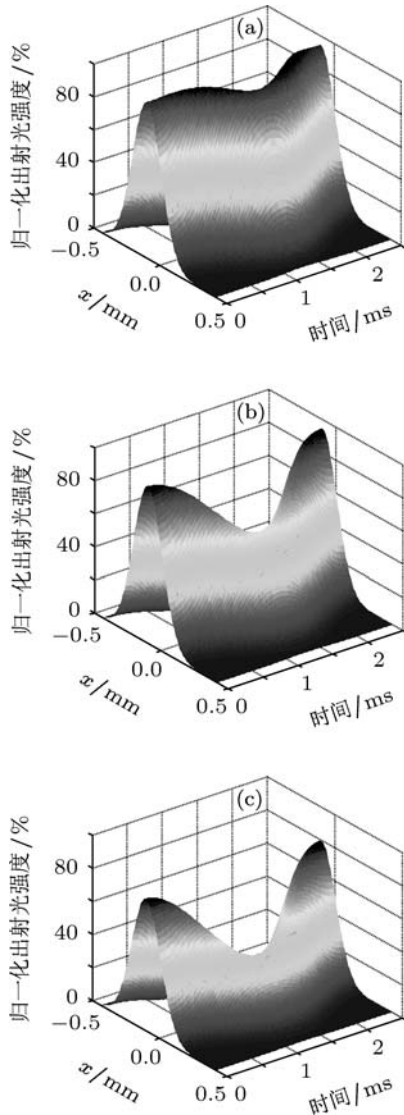


图 8 针对三种仿真情况的出射光强度分布结果 (a) $y_0 = 0$; (b) $y_0 = 0.1$ mm; (c) $y_0 = 0.15$ mm

从图 8 中的光电流分布结果可以看出: 探测器的初始位置偏离光斑中心的程度越大, 光电流在抖动周期内产生的波动就越大.

3.3 出射光强度仿真分析

综合以上结果, 本文认为造成棱镜式激光

陀螺出射光强度调制的原因包括应力双折射和探测器位置偏移这两方面. 图 9 所示即为针对两种结构的激光陀螺出射光的数值模拟结果. 设定抖动频率为 400 Hz, 以毫米为单位, 定义两种结构的探测器中心位置坐标 CC 分别为 (0.08, 0) 和 (0.03, 0), 探测器相对位移幅度 AV 分别为 (0.1, 0.07) 和 (0.05, 0.03), 棱镜折射率 n 分别为 1.45738 和 1.8857. 其中, 图 9(a) 为某陀螺输出电压的实际测量曲线, 图中 T_1, T_2 两点分别对应陀螺抖动角速度为零的时刻. 该陀螺输出电压信号的调制程度即为图中 V_1, V_2 两点在纵坐标读数上的差值 MD . 图 9(b) 所示的非对称陀螺具有严重的调制

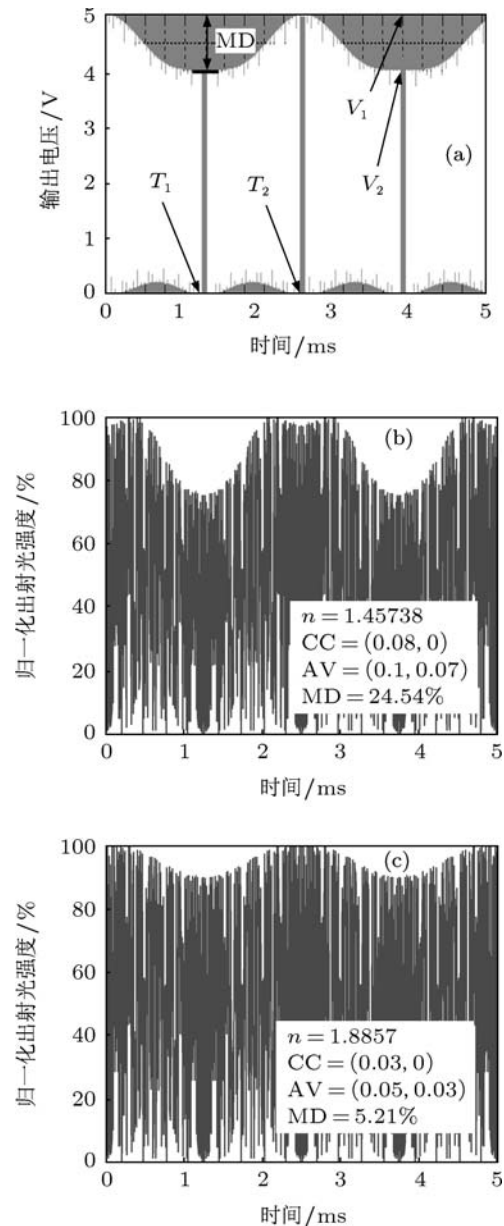


图 9 陀螺出射光强度 (a) 实际测量结果; (b) 实际陀螺模拟结果; (c) 对称陀螺模拟结果

深度, MD 达 24.54%, 而图 9(c) 的对称型陀螺的 MD 值仅为 5.21%. 出射光强度的调制深度明显减小.

4 结论

本文针对全反射棱镜式激光陀螺在抖动状态下输出光功率被调制的现象建立了 3D 有限元分析模型, 在对非对称型陀螺结构进行分析的基础上, 首次将对称型全反射棱镜纳入陀螺的结构设计方案, 详细研究了在两种陀螺结构中, 机械抖动对激光传输轨迹和光电探测特性的影响. 分析表明, 机械抖动会使棱镜产生应力双折射, 使激光光路发生改变, 影响激光输出能量, 同时造成光电探测器与

出射光束产生相对位移, 导致出射光功率被调制. 为了提高激光陀螺输出光的稳定性, 通过对具有不同结构参数和探测特性的陀螺进行对比分析, 提出了在保证探测器初始位置位于光斑中心的前提下, 选取折射率为 1.8857 的全对称棱镜的激光陀螺的设计方案. 实验结果表明, 使用全对称型的陀螺结构, 选取拥有合适折射率的对称型棱镜, 减小探测器与出射光斑中心的相对位移, 可以将出射光能量幅度变化程度相比原先减小 52.63% 以上, 显著地改善出射光功率被调制的现象. 本文分析所依据的方法和结论对于提高全反射棱镜式激光陀螺的可靠性提供了重要的参考.

-
- [1] Xiong Z Y, Yao Z W, Wang L, Li R B, Wang J, Zhan M S 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 113201 (in Chinese) [熊宗元, 姚战伟, 王玲, 李润兵, 王谨, 詹明生 2011 物理学报 **60** 113201]
- [2] Yao C K, Li Q H 2011 *Infrared and Laser Engineering* **40** 1090
- [3] Hashimoto T, Maeya J, Fujita T, Maenaka K 2009 *Procedia Chemistry* **1** 564
- [4] Zhang Y S, Tang Q A, Pan Z W 1990 *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica* **11** A120 (in Chinese) [章燕申, 汤全安, 潘珍吾 1990 航空学报 **11** A120]
- [5] Wang K D, Gu Q T 2001 *Tsinghua Science and Technology* **6** 304
- [6] Yuan B L, Han S L, Yang J Q, Liao D 2011 *Journal of Chinese Inertial Technology* **19** 145
- [7] Broslavets Y Y, Zaitseva T E, Kazakov A A, Fomichev A A 2006 *Quantum Electron* **36** 447
- [8] Wang K D, Yan L, Gu Q T 2005 *Sensors and Actuators A* **119** 75
- [9] Xie Y P 2000 *Ph. D. Dissertations* (Changsha: National University of Defence Technology) (in Chinese) [谢元平 2000 博士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [10] Wan S P, Li F, Wang X F, Zhu Q 2008 *Infrared and Laser Engineering* **37** 728 (in Chinese) [万顺平, 李峰, 王小飞, 朱强 2008 红外与激光工程 **37** 728]
- [11] Liu Y H, Li H F 2009 *Nuclear Instrumentation and Methods in Physics Research Section A* **598** 605
- [12] Walter K 2006 *Solid State Laser Engineering* (New York: Springer) p205
- [13] Ou J, Jiang Y S, Li F, Liu L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 114203 (in Chinese) [欧军, 江月松, 黎芳, 刘丽 2011 物理学报 **60** 114203]
- [14] Matthew J B, Jean C D 2002 *Optics Communications* **213** 331
- [15] Kwangjin K, Chan G P 2007 *Sensors and Actuators A* **133** 425
- [16] Cen Z F, Li X T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5784 (in Chinese) [岑兆丰, 李晓彤 2010 物理学报 **59** 5784]
- [17] Liu Y A, Rahman B M A 1995 *J. Lightwave Technol.* **13** 142
- [18] Varallyay Z, Arashitani Y, Varga G 2011 *Optical Fiber Technology* **17** 70
- [19] Fan Z F, Luo H, Hu S M 2011 *Applied Optics* **50** 3455

Intensity properties of output light in prisms laser gyro with mechanical dither bias*

Yao Cheng-Kang[†] Zeng Xiao-Dong Cao Chang-Qing

(School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(Received 13 November 2011; revised manuscript received 6 December 2011)

Abstract

For the modulation phenomenon of output light intensity in the laser gyro consisting of totally reflecting prisms during its dither bias, the effect of mechanical dither is calculated and analyzed systematically. By the numerical simulation and finite element analysis methods, an analytical expression for the output light intensity of the laser gyro is derived as a function of stress induced birefringence and deviation of photodetector. A new laser gyro type with the symmetric rectangle structure that can improve the stability of optical output is suggested for the first time. The results show that the position assembly accuracy of the photodetector and the stress induced birefringence have a significant effect on light intensity modulation. Reducing the photodetector deviation and using symmetric prisms material with a suitable refractive index, the extent of intensity modulation could be reduced by over 52.63%. The analytic study provides an important reference for improving the quality of output light and the reliability of prisms laser gyro.

Keywords: prisms laser gyro, light intensity modulation, mechanical dither, stress induced birefringence

PACS: 42.81.Pa, 42.60.Jf, 46.40.-f, 42.81.Gs

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2006AA12Z144).

[†] E-mail: yaochengkang@126.com