

引用格式：马卓辉, 郭文阁, 樊晓阳, 等. 大型环形激光干涉仪及相关研究应用[J]. 时间频率学报, 2025, 48(4): 283-298.

# 大型环形激光干涉仪及相关研究应用

马卓辉<sup>1,2,3</sup>, 郭文阁<sup>1,2,3</sup>, 樊晓阳<sup>1,2,3</sup>, 刘展志<sup>1,2,3</sup>,  
张立松<sup>2,3</sup>, 严文华<sup>2,3</sup>

1. 西安石油大学 理学院, 西安 710065;
2. 中国科学院 国家授时中心, 西安 710600;
3. 时间基准及应用重点实验室(中国科学院), 西安 710600

**摘要:** 大型环形激光干涉仪是一种对旋转极其敏感的干涉仪器, 其原理基于 Sagnac 效应, 是可以连续测量地球自转角速度的仪器。以 G-ring、GINGERINO、GINGER、Hust 系列等代表性项目综述了近年来国内外大型环形激光干涉仪的发展现状, 同时介绍了大型环形激光干涉仪在世界时测量、旋转地震学、大地测量学、基础物理学的相关应用。此外还从比例因子的校正、多角光束准直、光学频率梳稳频等技术分析了其如何影响大型环形激光干涉仪的工作。最后分析大型环形激光干涉仪未来发展的方向和存在的挑战。随着大型环形激光干涉仪机械稳定性的提高, 配合噪声抑制技术、光学镀膜技术的发展以及结构上的创新, 其灵敏度将不断提高, 从而推动大型环形激光干涉仪迈向新的高度。

**关键词:** 大型环形激光干涉仪; Sagnac 效应; 地球自转; 世界时测量; 基础物理学; 比例因子  
DOI: 10.13875/j.issn.1674-0637.2025-04-0283-16

## Large-scale ring laser interferometers and their related research applications

MA Zhuo-hui<sup>1,2,3</sup>, GUO Wen-ge<sup>1,2,3</sup>, FAN Xiao-yang<sup>1,2,3</sup>, LIU Zhan-zhi<sup>1,2,3</sup>,  
ZHANG Li-song<sup>2,3</sup>, YAN Wen-hua<sup>2,3</sup>

1. College of Science, Xi'an Shiyu University, Xi'an 710065, China;
2. National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China;
3. Key Laboratory of Time Reference and Applications, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China

**Abstract:** Large-scale ring laser interferometers are exceptionally rotation-sensitive interferometric instruments based on the Sagnac effect, capable of continuously monitoring the angular velocity of the Earth's rotation.

收稿日期: 2025-04-03; 接受日期: 2025-05-19

基金项目: 中国科学院战略性先导科技专项(XDB1070102); 中国科学院修缮项目; 中国科学院“西部之光”人才培养计划(中国科学院人字[2018]6号文件); 中国科学院“十三五”科教基础设施建设项目; “空间科学与应用技术实验研究平台”项目(发改投资[2020]1394号文件); 西安石油大学研究生联合培养基地“中科—西石油光电检测研究生联合培养基地”项目(西石大研[2017]43号)

This paper provides a comprehensive review of representative projects, including G-ring, GINGERINO, GINGER, and the Hust series, and summarizes their applications in universal time measurement, rotational seismology, geodesy, and fundamental physics. In addition, the paper examines how critical techniques—such as scale factor correction, multi-axis beam alignment, and optical frequency comb stabilization—influence the operational performance and precision of large-scale ring laser interferometers. Finally, the future prospects and current challenges in this field are discussed. With ongoing improvements in mechanical stability, combined with advances in noise suppression techniques, optical coating technologies, and structural innovations, the sensitivity and stability of large-scale ring laser interferometers are expected to be further enhanced, advancing the discipline toward new frontiers in precision measurement and fundamental research.

**Keywords:** large-scale ring laser interferometer; Sagnac effect; Earth's rotation; universal time measurement; fundamental physics; scale factor

大型环形激光干涉仪 (large-scale ring laser interferometer) 是一种对旋转极其敏感的干涉仪器, 通常大型环形激光干涉仪由封闭的环形光腔(一般为正方形)和高反镜面组成。大型环形激光干涉仪具有大带宽和快速响应的特点, 可以提供地球自转角速度在一天中的变化。大型环形激光干涉仪是迄今为止用于测量角速度最灵敏的仪器, 其灵敏度可达  $\text{rad/s}$  量级, 并能长期稳定运行<sup>[1]</sup>, 这使得大型环形激光干涉仪能够捕捉到诸如地球潮汐效应、De Sitter 测地岁差和 Lense-Thirring 框架拖拽效应、乃至引力波低频残响等微弱信号, 成为连接经典力学与相对论、宏观与微观物理的实验装置<sup>[2-3]</sup>, 图 1 给出了大型环形激光干涉仪原理示意图。

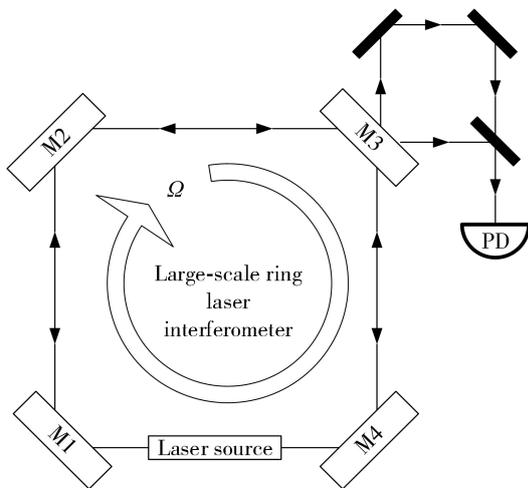


图 1 大型环形激光干涉仪原理示意图

目前精度最高的一台大型环形激光干涉仪 Gross Ring (G-ring) 零偏稳定度的数量级达到优于  $10^{-13} \text{ rad/s}$ 。G-PISA 是 GINGER 在准备阶段的原理

机之一, 目前 GINGER 还在研发调试阶段, 最终精度预计优于  $10^{-14} \text{ rad/s}$ , 并于 2030 年投入使用。随着低温光学技术、超低损耗镜面镀膜及量子噪声抑制方案(如量子压缩态注入)的突破, 大型环形激光干涉仪将带来更多机遇。

大型环形激光干涉仪由一个封闭的多边形环腔组成, 在光腔中, 两个相干激光束沿相反方向传播, 并干涉形成拍频<sup>[4]</sup>。在惯性坐标系中, 每个光束都遵循相同长度的路径, 但是, 如果系统旋转, 顺时针旋转和逆时针旋转的光束分别经历了较长和较短的路径, 它们之间会出现时差。采集两束光束由此产生的频率差并进行分析, 就可以获得有关参考系的旋转速率的信息。这种物理现象称为“萨格纳克效应”, 萨格纳克频率  $f_s$  (即两个光束之间的拍频) 为

$$f_s = 4 \frac{A}{\lambda L} \boldsymbol{\Omega} \cos \theta. \quad (1)$$

式(1)中:  $A$  是光路所包围的面积,  $L$  是它的周长,  $\lambda$  是光的波长,  $\theta$  是环路指向  $\vec{n}$  与测量角速度矢量  $\vec{\Omega}$  之间的夹角<sup>[5]</sup>。式(1)可以解释为  $\vec{n}$  与  $\vec{\Omega}$  之间的标量积。通常,  $\vec{\Omega}$  是几个不同成分的总和, 主要组成是:

$$\vec{\Omega} = \vec{\Omega}_{\oplus} + \vec{\Omega}_{\text{loc}} + \vec{\Omega}_{\text{ds}} + \vec{\Omega}_{\text{LT}} + \vec{\Omega}_1. \quad (2)$$

式(2)中:  $\vec{\Omega}_{\oplus}$  表示地球自转速率以及潮汐和极地运动的影响;  $\vec{\Omega}_{\text{ds}}$  和  $\vec{\Omega}_{\text{LT}}$  是相对论有关的项, 下标代表 de Sitter 测地岁差和 Lense-Thirring 框架拖拽效应,  $\vec{\Omega}_{\text{loc}}$  表示局部变化项,  $\vec{\Omega}_1$  是由于外部扰动引起的仪器的虚假旋转项<sup>[6]</sup>。 $\vec{\Omega}_{\oplus}$  的强度比其他项高

8 个数量级以上。图 2 给出了以纬度 45° 为例的不同组成部分的相对方向。

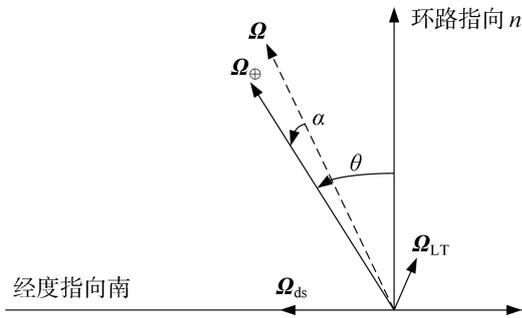


图 2 当纬度在 45° 时，不同组成部分的相对方向

## 1 大型环形激光干涉仪的发展现状

1960 年激光器的出现改变了干涉测量的困境。Macek 和 Davis<sup>[6-8]</sup>在激光器研发出的 3 年后设计出了最早的环形激光陀螺仪。随后小型激光陀螺仪广泛应用于飞机、军用车辆和设备、机器人甚至汽车的惯性导航系统中。20 世纪 70 年代，激光陀螺仪在航空航天、军用惯性导航领域逐渐普及，但受限于器件工艺、激光频率稳定性及光学谐振腔尺寸，早期激光陀螺仪体积较小，灵敏度有限，难以观测地球自转等微弱旋转信号。为此，Schreiber 团队提出将环形激光陀螺仪的腔长拓展至米级以上，构建大型光学谐振腔，利用更大的环形面积提高 Sagnac 频移，增强测量灵敏度，于是开始了大型环形激光干涉仪的研制。

### 1.1 国外发展现状

1997 年在 Cashmere 洞穴建造大型环形激光干涉仪样机 G-0，其为边长 1.35 m 的正方形光学谐振腔，首次实现了连续测量地球自转角速度，验证了大型环形激光干涉仪观测自然旋转信号的可行性，并揭示了激光频率漂移、腔体热变形、环境噪声等问题对比例因子的长期影响，为后续大型环形激光干涉仪误差建模和补偿方法打下基础<sup>[9]</sup>。此外，G-0 观测到的地球潮汐引起的微小自转变化（约几  $\mu\text{rad/s}$  量级）成为当时地球动力学观测史上极具价值的数 据，验证了地球固体潮理论模型。

新西兰坎特伯雷大学(University of Canterbury)物理与天文系，由 Stedman 教授领导的团队<sup>[10-12]</sup>，

在基督城郊外建成了当时世界最大周长的大型环形激光干涉仪装置，命名为 C-II (Cashmere Cavern II)，这是继德国 G-0 之后大型环形激光干涉仪发展的重要标志，首次实现了大型环形激光干涉仪地球自转速率的连续高灵敏度观测，C-II 建在地下洞穴实验室，利用天然环境稳定性降低气压、振动和温度变化带来的噪声影响，提升长期观测稳定性，成功实现了连续高精度地球自转角速度观测，不仅清晰观测到地球自由章动、日常地球潮汐分量，还在多次强震发生时记录到地表微震引起的旋转信号，证实大型环形激光干涉仪可用于地震学旋转分量实时测量。该装置还率先开展了地球固体潮引起角速度变化与地球自转速率长期漂移观测实验，成为当时地球物理测量领域最重要的激光陀螺观测站。

为了提高灵敏度，2003 年该小组通过增大环形激光干涉仪的几何面积研制超大型环形激光干涉仪来提升性能，在新西兰克什米尔地下 30 m (南纬 43.58°) 山洞内安装了 39.7 m × 21.0 m 的超大尺寸环形激光干涉仪 UG-2<sup>[13]</sup>，这也是大型环形激光干涉仪发展历程中尺寸最大的环形激光干涉仪，但是尺寸的增大导致其稳定性大幅度下降，致使萨格纳克干涉信号中包含了更多的高频噪声。图 3 给出了其与 G-ring 同时期连续工作超 4 天数据的 Allan 偏差<sup>[14]</sup>。

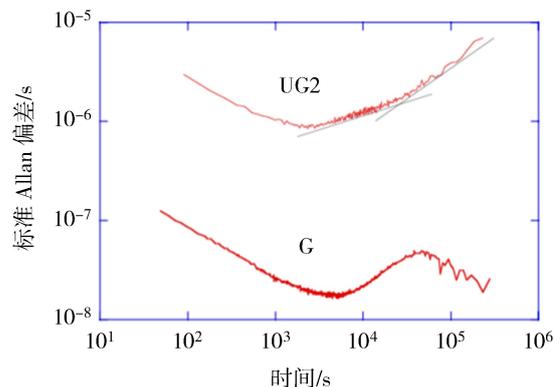


图 3 早期 G-ring、UG-2 连续工作超 4 天数据的 Allan 偏差分析

2002 年大型环形激光干涉仪 Gross Ring (G-ring) 建成并正式投入连续观测，其是最早到达监测地球自转角速度的  $10^{-9}$  rad/s 数量级的大型激光干涉仪，具有里程碑意义。图 4 给出了 G-ring 的 Allan 方差与相关测量地球物理效应之间的对应关系。边长 4 m × 4 m 的 G-ring<sup>[15]</sup>，位于 Wettzell 天文台地下 35 m 的实验室中，安装在直径约 4.25 m，厚度

约 25 cm, 重量约 9 t 的 Zerodur 微晶玻璃基座上(在室温附近的热膨胀系数通常在  $0 \pm 0.15 \times 10^{-6}/\text{K}$  范围内), 干涉仪零偏稳定度的数量级在  $10^{-13}$  rad/s。

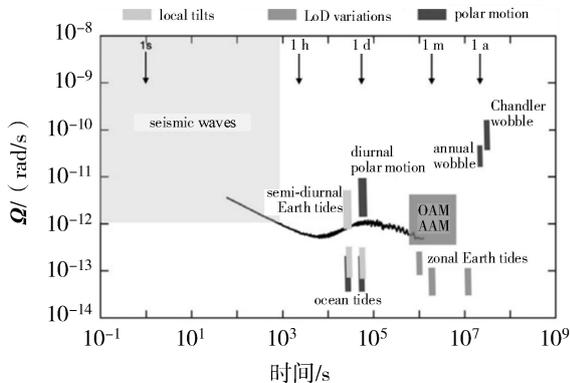
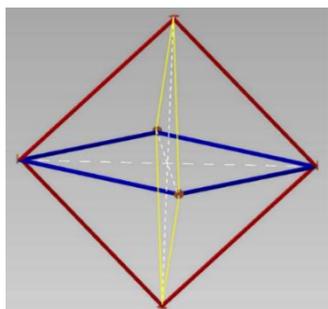


图 4 G-ring 的 Allan 方差与已知的地球物理效应之间的对应关系

2011 年, 由意大利国家核物理研究所 (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, INFN) Virgilio 教授团队牵头, 联合德国、奥地利、新西兰等环形激光干涉仪团队共同正式提出 GINGER 项目<sup>[16-19]</sup>, GINGERINO 原型机设计完成, 其最优实验数据结果也有很高的精度, 同时结合 G-ring 长期观测成果积累, 提议建设多维大型 RLG 阵列, 来验证 Lense-Thirring 和 De Sitter 等广义相对论效应的科学计划。大型环形激光干涉仪三维阵列 GINGER (其每个环腔都比现 G-ring 的尺寸大), 计划安装在意大利的 Gran Sasso 地下实验室 LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso)。该地下室位于地下 1 400 m 的位置, 所以能够有效屏蔽外界振动和噪声, 使得高精度测量成为可能。GINGER 大型环形激光干涉仪研发目标是灵敏度优于  $10^{-14}$  rad/s<sup>[20]</sup>, 这将对基础物理学中广义相对论的研究有很大帮助, 其设计结构如图 5 所示。



注: 3 个正交的环形腔 (红色、蓝色和黄色) 沿着八面体边缘运行。6 个顶点将分配 6 个高反镜。每个镜子将作为两个不同环的角镜

图 5 GINGER 的八面体结构

第一个三维结构的大型环形激光干涉仪 ROMY 于 2016 年开始建设<sup>[21]</sup>, 由德国慕尼黑大学 (LMU Munich) 与 GFZ Potsdam 联合建设, 位于慕尼黑 Andechs 地下实验室, 用于高精度监测地球自转变化和基础物理学效应检验。该系统由 4 个边长 12 m 的正三角形光腔组成, 4 个环形光腔构成一个正四面体结构, 干涉仪整体放置于地下实验室且与地球固连, 每个单轴干涉仪的腔体都由不锈钢真空管道组成。可同时测量 X、Y、Z 3 个方向的角速度, 获得完整的地球自转信息。

在绝对地球自转角速度解算时选取 ROMY 中任意 3 个环形干涉仪进行计算即可, 第 4 个干涉仪作为冗余可检验测量是否具有的一致性。在 47 d 的连续监测下, ROMY 测得地球自转轴在 X 方向变化量为  $0.35 \pm 0.02$  角秒, 在 Y 方向变化量为  $0.47 \pm 0.07$  角秒, 平均转速约为  $7.292 1 \times 10^{-5}$  rad/s<sup>[22]</sup>, 灵敏度优于  $10^{-10}$  rad/s。作为分体式大型环形激光干涉仪, 其环形腔的机械稳定性难以长期维持, 光束指向随机游走导致的大型环形激光干涉仪面积法向矢量漂移不可避免。

## 1.2 国内发展现状

2014 年, 华中科技大学引力中心<sup>[23-27]</sup>开始了被动式大型环形激光干涉仪的研制工作, 首先搭建了  $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$  被动激光干涉仪原型机 HUST-0。该干涉仪采用分体式结构设计, 利用尺寸为  $1.8 \text{ m} \times 1.8 \text{ m} \times 0.25 \text{ m}$ , 质量为 2.7 t, 热膨胀系数为  $1 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  的花岗岩平台作为干涉仪环形腔的基底。为降低腔内气流对精细度和光程的影响, 4 个高反镜通过特殊设计的支撑结构安装至不锈钢真空系统, 同时该真空系统通过螺栓牢固地安装在花岗岩基底上, 腔内真空度约为  $1 \times 10^{-6} \text{ Pa}$ , 整个干涉装置被水平安置在北纬  $30.52^\circ$  的山洞实验室内。HUST-0 于 2017 年 9 月首次运行并成功实现地球转速的测量, 经过 2 年系统优化后, 灵敏度在 5~100 Hz 频段内达到  $2 \times 10^{-9} \text{ rad/s}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。

为提高干涉仪灵敏度, 在 HUST-0 的基础上, 又展开了尺寸为  $3 \text{ m} \times 3 \text{ m}$  大型被动环形激光干涉仪 (HUST-1) 的研制<sup>[28]</sup>。该方案包含超稳参考光源、Sagnac 干涉仪和光路、锁定、探测及数据采集等系统。其中超稳参考光源由激光器同时锁定至超稳

F-P 腔及参考主动氢钟的飞秒光学频率梳上获得；干涉仪采用分体式结构设计，通过特殊设计的真空系统水平安装至山洞实验室地面上；锁定系统是基于现场可编程门阵列( field programmable gate array, FPGA ) 硬件开发的数字控制系统，以实现干涉仪闭环锁定、远程控制、自锁定及长期连续运行等功能。陀螺仪采用 PDH 锁定技术实现激光注入，通过差模运行策略抑制背向散射噪声，同时利用腔长稳定控制技术实现标度因子稳定以及腔长漂移噪声抑制。2022 年光腔搭建完成，拍频信号测试初步实现，截至 2023 年，HUST-1 的探测灵敏度在

1~10 Hz 频段内达到  $1 \times 10^{-9} \text{ rad/s}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。

2020 年湖南二零八先进科技有限公司成功研制出国内首款边长 2.5 m 的主动式大型激光陀螺原型机，并实现闭环运转；2023 年中国科学院国家授时中心与湖南二零八先进科技有限公司合作研发的 2.3 m × 1.3 m 分体型主动式大型环形激光干涉仪，零偏稳定性达到了  $10^{-5} \text{ rad/s}$  量级。下一步预计将其零偏稳定性提高到  $10^{-9} \text{ rad/s}$  量级。

大型环形激光干涉仪对地球自转极为敏感，表 1 汇总了部分大型环形激光干涉仪的主要参数及灵敏度 ( $\Omega_0$  为干涉仪的原始灵敏度)。

表 1 部分大型环形激光干涉仪参数及灵敏度

名称	面积/m <sup>2</sup>	周长/m	萨格纳克频率/Hz	$\Omega_s$ ( rad/s/ $\sqrt{\text{Hz}}$ )	$\Omega/\Omega_E$
C-II	1.00	4.000	79.600	$7.2 \times 10^{-10}$	$1 \times 10^{-7}$
G-0	12.25	14.000	288.314	$1.16 \times 10^{-11}$	$9 \times 10^{-6}$
G-ring	16.00	16.000	348.600	$1.2 \times 10^{-11}$	$3 \times 10^{-9}$
UG1	367.50	77.000	1 512.630	$1.71 \times 10^{-11}$	$3 \times 10^{-8}$
UG2	834.34	120.435	2 176.827	-	-
GINGERino	12.96	14.400	280.400	$1 \times 10^{-10}$	$\sim 10^{-6}$
HUST-1	9.00	12.000	299.000	$1 \times 10^{-9}$	$\sim 10^{-6}$

## 2 大型环形激光干涉仪的应用

地球自转角速度  $\Omega_0$  是地球绕其自转轴旋转的角速度，平均值大约为  $7.292 115 0 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$ ，它是描述地球自转运动状态的最基本物理参数。地球自转角速度  $\Omega_0$  是地球参考系的基础量，现代所有地面和空间测量、导航、天文定位系统，都依赖一个统一的地球参考系，而这个参考系的动态核心就

是地球的自转运动。但地球自身为椭球状结构且质量分布不均匀，以及全球性大气环流、洋流、潮汐等地球物理效应等因素，使得地球自转角速度并不是恒定不变的，其大小和转轴方向时刻在发生变化<sup>[29-30]</sup>。大型环形激光干涉仪是一种对旋转极其敏感的干涉仪器，可以很好地用来检测地球的实时自转角速度。图 6 给出了部分大型环形激光干涉仪的精度参数及不同精度对应的物理学应用。

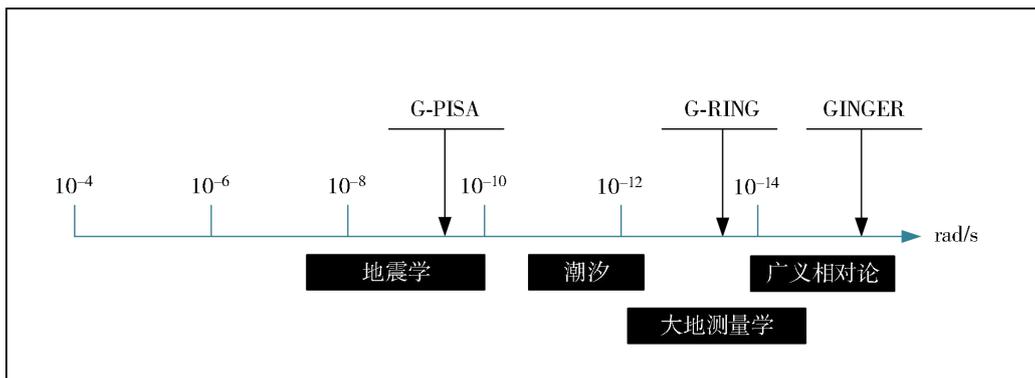


图 6 不同领域对大型环形激光干涉仪角速度的精度要求及 G-PISA、G-RING 的测量精度及 GINGER 的预期精度

## 2.1 世界时测量

大型环形激光干涉仪测量世界时 (UT1) 是一种新的地球自转测量技术, 当环腔的光束在旋转参考系中传播时, 顺时针和逆时针传播的光路会产生相位差, 这一相位差与旋转角速度成正比。通过精确测量环形光路中干涉拍频的变化, 可以反推出地球的瞬时自转速率, 进而实现 UT1 的推算。大型环形激光干涉仪测得的角速度变化  $\Delta\Omega$ , 经过一定的时间积分处理, 可用于计算 UT1 相对于一个原子时间 (如 TAI、UTC) 的偏差:

$$\Delta\text{UT1}(t) \approx \int_0^t (\Omega_E(t') - \Omega_{\text{ref}}) dt' \quad (3)$$

式 (3) 中:  $\Omega_E(t')$  为激光陀螺测得的地球自转角速度,  $\Omega_{\text{ref}}$  为参考恒星日角速度 (即理想恒定地球自转值  $7.292\ 115 \times 10^{-5}$  rad/s)。积分结果即为地球

自转时间与理想原子时间之间的累积偏差。UT1 测量的目标精度约为 1 ms/day, 对应于对地球自转角速度  $\Omega_E$  的测量精度需达到约  $1.74 \times 10^{-7}$  deg/h, 或相对测量分辨率  $\Delta\Omega/\Omega_E$  约为  $10^{-8}$ 。

使用大型环形激光干涉仪测量世界时突破了传统天文几何观测如 VLBI、光学经纬仪、卫星激光测距等技术的观测局限, 大型环形激光干涉仪有极高的时间分辨率, 能够实现实时监测; 同时其良好的隐蔽性和独立性, 无需依赖地面天文台、空间卫星或全球基准系统, 有助于构建自主可控的时间频率体系。大型环形激光干涉仪的这些特性, 使其在空间探测、导航授时、深空通信等对时频精度要求极高的场合具备重要战略价值。表 2 给出了不同用途大型环形激光干涉仪测量世界时所需角速度测量精度。

表 2 不同用途大型环形激光干涉仪测量世界时所需角速度测量精度

目标用途	对 UT1 要求 (UT1 精度)	所需角速度测量精度 / (rad/s)
常规导航修正	1 ms	$\approx 10^{-12}$
天文时标修正	0.1 ms	$\approx 10^{-13}$
高精度物理实验	10 $\mu\text{s}$	$\approx 10^{-14}$

## 2.2 旋转地震学

旋转地震学是地震学的一个新兴分支, 主要研究地震波引起的地面旋转运动。传统地震学测量的是地面随地震产生的线性振动 (位移、速度、加速度), 而旋转地震学则关注地震波激发的绕空间三轴的旋转运动。捷联在地球表面的大型环形激光干涉仪对地面转动的测量极为敏感, 地震波中的旋转分量传播到大型环形激光干涉仪所在位置时, 会引起局部地面的转动, 这些转动信号会叠加在地球转动信号中被大型环形激光干涉仪所探测到<sup>[31-34]</sup>。旋转地震波的角速度大多分布在  $1 \times 10^{-14}$  rad/s 至 1 rad/s 之间, 其频率分布在 mHz 至几十 Hz 的频段内<sup>[35-36]</sup>。

大型环形激光干涉仪是目前旋转地震学中测量地震波微小旋转运动的很好选择, 可通过观测 Love 波、Rayleigh 波等诱发的角速度信号, 为地震动场六分量重建、地震机理研究、面波传播特性分析、远震监测和地下结构反演提供了全新观测手段

和精度水平。监测原理如图 7 所示。

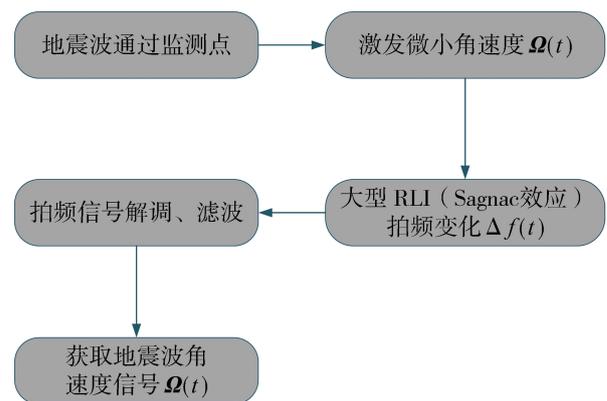


图 7 大型环形激光干涉仪监测旋转地震波示意图

## 2.3 大地测量学

传统大地测量学主要依靠 GNSS 测定位移, VLBI 测地球自转参数, SLR 测卫星轨道, 重力仪测重力变化, 但这些方法对地球自转角速度、极移、地壳扭转运动和微小时间尺度下的地球动力学过

程缺少高灵敏、实时、连续测量的性能。大型环形激光干涉仪是基于 Sagnac 效应，可直接测量地球自转角速度，能够在地面直接连续实时监测地球自转变化和地壳微小旋转运动的仪器。可以很好地服务于大地测量学。

### 2.3.1 日极运动

地球表面上缓慢的偏移通常是以地球自转轴相对于固定参考坐标系（如 ITRF—国际地球参考系）的位置变化来描述。主要包括 14 个月的钱德勒摆动、周年项和半年项的运动。与地球自转引入的速率偏差相比，日极运动信号  $f_{pm}$  的贡献高达  $5 \mu\text{Hz} \leq f_{pm} \leq 50 \mu\text{Hz}$ ，具体取决于月球在其轨道上的位置。

由于环形激光测量地球自转速率在环形激光平面法向量上的投影，因此旋转轴位置的微小变化会产生可测量的信号。这种效应相当于环形激光位置的日纬度变化。利用 McClure, Brzezinski<sup>[37-38]</sup>的结果，采用地球固定坐标系，通过将特定的旋转轴运动幅度分别乘以  $-\sin \alpha$  和  $\cos \alpha$ ，可以计算出日分量的极移。每个参数表示为 Greenwich 平均恒星小时角的线性组合  $\phi_M$  和章动理论的基本参数  $F$  以及相应的整数系数  $c$  的线性组合。

$$\begin{cases} \Delta\varphi = \sum_i -A_i \sin\left(\phi_M + \sum_j c_{ij} F_j\right) \\ \Delta\varepsilon = \sum_i A_i \cos\left(\phi_M + \sum_j c_{ij} F_j\right) \end{cases} \quad (4)$$

式 (4) 中： $\Delta\varphi$  是经度日变化； $\Delta\varepsilon$  是倾角的日变化。基本参数具体如下。

月球近点距离表示为： $F_1 \equiv l' = 134.963\ 402\ 51^\circ + 1\ 717\ 915\ 923.217\ 8'' t + 31.879\ 2'' t^2 + 0.051\ 635'' t^3$ 。

太阳近点距离表示为： $F_2 \equiv l' = 357.529\ 109\ 18^\circ + 129\ 596\ 581.048\ 1'' t - 0.553\ 2'' t^2 + 0.000\ 136'' t^3$ 。

月球的平均经度与月亮上升结点的平均经度之间的差： $F_3 \equiv F = 93.272\ 090\ 62^\circ + 1\ 739\ 527\ 262.847\ 8'' t + 12.751\ 2'' t^2 + 0.001\ 037'' t^3$ 。

月球离太阳的距离： $F_4 \equiv D = 297.850\ 195\ 47^\circ + 1\ 602\ 961\ 601.209\ 0'' t - 6.370\ 6'' t^2 + 0.006\ 593'' t^3$ 。

月亮上升结点的经度： $F_5 \equiv \Omega = 125.044\ 555\ 01^\circ - 6\ 962\ 890.266\ 5'' t - 7.472\ 2'' t^2 + 0.007\ 702'' t^3$ 。

其中  $t$  以儒略日为单位测量，自 J2000 以来的 36 525 天 86 400 s。

Greenwich 平均恒星小时角  $\phi_M$  与 GMST (Greenwich Mean Sidereal Time) 有关：

$$\phi_M = T_{\text{GMS}} \frac{2\pi}{86\ 400} + \pi + 2\pi d_u, \quad (5)$$

$$T_{\text{GMS}} = 24\ 110.548\ 41 + 8\ 640\ 184.812\ 866 T_u + 0.093\ 104 T_u^2 - 6.2 \times 10^{-6} T_u^3 \quad (6)$$

式 (5) 中  $T_{\text{GMS}}$  为 GMST，式 (6) 中， $T_u = d_u / 365\ 25$ ， $d_u$  是以 UT1 计算，自 2000 年 1 月 1 日 12 时以来经过的天数，数字的单位是 s。以 G-ring 为例，将 Wettzell 地区的经度作为  $\varphi$  代入相应的位置，添加到 Greenwich 平均恒星角中，得到：

$$\phi_L = T_{\text{GMS}} \frac{2\pi}{86\ 400} + \pi + 2\pi d_u + \varphi \quad (7)$$

McClure 中给出的表格提供了多达 160 个日极运动幅度和系数值。但是，只有最大值才会影响极移。通常极移模型是以 VLBI 中的章动校正为参考结算的，大型环形激光干涉仪作为惯性旋转传感器是迄今为止唯一的可以直接测量的实验装置。在基督城独立运行的大型环形激光干涉仪 UG-1 测得的数据反映出与 VLBI 结算相类似的结果。

### 2.3.2 固体潮汐和海洋运动

潮汐活动会改变干涉仪环路平面相对于地球自转矢量的方向，对大型环形激光干涉仪的 Sagnac 频率  $\delta f$  的值产生影响。

$$\delta f = \frac{4A\Omega}{\lambda P} \cos(90^\circ - \varphi + \delta\varphi(t)) \quad (8)$$

式 (8) 中： $\delta\varphi(t)$  是一段时间内干涉仪地区水平倾角的变化量，与当地潮汐和海洋活动有关，大型环形激光干涉仪可以监测到这些微小的周期性变化。 $\varphi$  是相应干涉仪所在地区的纬度。通常大型环形激光干涉仪都配备了倾斜仪，可用其数据校正大型环形激光干涉仪的原始测量值。在长时间的测量中，可以识别两种不同类型的方向变化。一个是周期性的信号，是由轨道月亮的重力吸引力引起的，另一个是由干涉仪自身漂移引起的没有规律的信号，反映出大型环形激光干涉仪对缓慢环境变化的响应，与地下水变化、温度变化、仪器老化等有关<sup>[39]</sup>。

## 2.4 基础物理学

根据基础物理学中广义相对论理论,通过求解广义相对论场方程并取低阶近似可得旋转的大质量物体的引力场,该引力场不仅包含牛顿引力场,还含有引磁场,因此国际天球参考系与国际地球参考系进行时空坐标变换时,引磁效应不可忽略<sup>[28,40]</sup>。地球是一个旋转的大质量球体,因此可利用固定在地球表面的大型环形激光干涉仪检验该引磁效应,大型环形激光干涉仪观测量  $\delta f$  可近似表示为

$$\delta f \cong \frac{4A}{\lambda P} \Omega_E \begin{bmatrix} \cos(\theta + \alpha) - 2 \frac{GM_E}{c^2 M_E} \\ \sin\theta \sin\alpha \\ + \frac{GI_E}{c^2 R_E^3} \begin{pmatrix} 2\cos\theta \cos\alpha \\ +\sin\theta \sin\alpha \end{pmatrix} \end{bmatrix} \quad (9)$$

式(9)中:  $\Omega_E$  为地球转速;  $\theta$  为余纬;  $\alpha$  为干涉仪平面法向与所在地子午面之间的夹角;  $G$  为牛顿引力常数;  $M_E$  为地球质量;  $R_E$  为地球平均半径;  $c$  为光速;  $I_E$  为地球转动惯量; 方括号内第一项为 Sagnac 效应引起的频率差,后两项为基本物理学相关量引起的频率差。

随着大型环形激光干涉仪机械稳定性的提高,配合噪声抑制技术、光学镀膜技术的发展以及结构上的创新,其灵敏度将不断提高,再结合国际合作机制,大型环形激光干涉仪可以为基础物理学相关研究做出如下贡献。

探测由围绕地球的时空曲率引起的效应。这种测量需要将 IERS 地球自转矢量与相应的 GINGER 自转矢量进行比较。使用 PPN (parameterized post-newtonian) 方法测试广义相对论的扩展/修正<sup>[41]</sup>。因此,灵敏度和准确性的任何提高都可能为引力理论中超越广义相对论的进一步理论铺平道路。引力研究与基础物理之间的相互作用对科学研究有着深远的影响;最近关于引力研究及相关理论和测试可以在文献[42-43]中查阅。

大型环形激光干涉仪可以对度规—仿射理论 (metric-affine theories) 进行测试,例如电平行引力理论<sup>[44]</sup>,它通过扭率而非曲率来描述引力,并且独立于一般理论。

大型环形激光干涉仪也可以推动反洛伦兹标

准模型扩展 (SME)<sup>[45-46]</sup> 的研究,通常情况当四阶 (或五阶) 微分项的  $d=4(d=5)$  中小规模效应会破坏大型环形激光干涉仪中反向传播光束的对称性,但像三维空间大型环形激光干涉仪阵列可以为寻找反洛伦兹现象的扩展开辟路径。在这种情况下,也可以通过比较干涉仪信号和 IERS 数据来推断其影响。

研究时空粒子引起的波动是否能在大型环形激光干涉仪的高频光谱中表现出可观察到的特征<sup>[47-48]</sup>。与时空量子性质相关的自然长度和时间尺度是普朗克长度,它的波动会产生白噪音,可以用大型环形激光干涉仪自由频谱范围整数倍的频率梳进行研究。

引力波是时空曲率的扰动,以光速传播,由加速质量产生。如果大型环形激光干涉仪灵敏度超过  $10^{-16}$  rad/s,那么检测此类信号在理论上是可行的。Marletto 和 Vedral<sup>[49]</sup> 在一项提案中阐述了通过量子的 Sagnac 干涉也是可以实现的,那么探索引力的量子性质是可能实现的。

广义相对论和量子力学的统一仍然是当代物理学中一个悬而未决的问题。量子光学技术已达到了研究非惯性运动影响下的量子系统所需的精度,例如在引力场中静止或均匀加速运动。大型环形激光干涉仪为探索非惯性参考系中的量子纠缠现象提供了可能<sup>[50]</sup>。

## 3 大型环形激光干涉仪的相关技术进展

近年来,大型环形激光干涉仪技术持续向高灵敏度、低噪声与多环阵列方向发展,国际上如意大利 GINGERINO,德国 G-ring、ROMY 等装置在地球自转监测、旋转地震观测及广义相对论效应验证等基础物理测量中取得重要进展。提高其灵敏度和稳定性一直是各团队研究的重点技术,其涉及以下方面。

### 3.1 比例因子的校正

环形激光干涉仪测量有两个关键的参数,即地球自转速度的估计精度和测得值的精度。以 G-ring 为例其灵敏度通常在  $10^{-8}$  rad/s 左右。然而,误差极限约为  $2 \times 10^{-6}$ ,原因总结如下。G-ring 是一个单

轴大型环形激光干涉仪,虽然干涉仪平面在平台上的位置已经被仔细地测量过,但是相对于地球瞬时旋转轴,仍然有一些关于平面方向的不确定性。利用已知的地球自转值,在将日极移信号的可见性降到最低的过程中,引入小的定向角调整,可以将有效的定向误差降低一个数量级。三轴大型环形激光干涉仪(如ROMY)将进一步改善这种方向相关的误差。虽然方位对单轴陀螺的系统测量误差有很大的影响,但它并不是唯一要考虑的几何误差源。增益介质和反射镜涂层中的色散、反射镜涂层有效厚度引起的光束横向位移(Goos-Hänchen位移)以及激光气体在腔内的折射率都需要对比例因子进行校正,大约在 $1 \times 10^{-8}$ 的水平上<sup>[51]</sup>。

### 3.1.1 镜子和等离子体的色散

为了确定环形激光干涉仪的光学频率,我们假设仪器不旋转,当两个频率变为两者的平均频率时,Sagnac效应为零。谐振要求腔周围的总相位变化是 $2\pi$  rad的整数倍,总相位由以下几项组成。

① 空腔周长相位:对于周长 $P$ ,

$$\varphi_p = 2\pi P/\lambda = 2\pi Pn/\lambda_{\text{vac}}。 \quad (10)$$

式(10)中: $\lambda$ 为腔内气体介质的波长, $n$ 为激光气体介质的折射率, $\lambda_{\text{vac}}$ 为真空波长。

② 古伊相位:古伊相位相移发生在激光束的传播中,导致激光束内的相速度略大于相同频率的平面波的相速度<sup>[52]</sup>。对于边长为 $L$ 的方形腔和曲率半径为 $R$ 的相同球面镜,TEM<sub>00</sub>模式腔内的古伊相位为

$$\varphi_G = 2 \left[ \begin{array}{l} \arccos\left(1 - \frac{L\sqrt{2}}{R}\right) \\ + \arccos\left(1 - \frac{L}{R\sqrt{2}}\right) \end{array} \right]。 \quad (11)$$

环腔相关的古伊相位与腔内介质的波长和折射率无关。

③ 镜面反射相位:对于理想的布拉格叠层镜,其波长反射幅度相对于入射幅度具有 $\pi$ 相位,并且在绕方形腔体进行4次反射之后,净反射相位变化应该为零。镜面涂层的非理想层厚度可能会导致其频率相位异常,在理论的频率下,相位随光频率呈

线性变化<sup>[53]</sup>。我们将 $\varphi_M$ 定义为腔体中4个反射镜反射时 $\pi$ 相位变化的平均偏差,

$$\varphi_M = \varphi_{M0} + \Delta f \frac{\partial \varphi_M}{\partial f}。 \quad (12)$$

式(12)中: $\Delta f$ 为频率与中心设计值的偏差。

激光增益介质的光谱增益伴随着与频率相关的相移 $\varphi_k$ ,这与激光增益曲线中心附近的几百兆赫兹近似线性关系<sup>[54]</sup>。因此 $\varphi_k$ 可以写为

$$\varphi_k = \varphi_{k0} + \Delta f \frac{\partial \varphi_k}{\partial f}。 \quad (13)$$

式(13)中: $\Delta f$ 是与增益曲线峰值的频率偏差。 $\varphi_k$ 与单程分数增益成正比,在平衡状态下,它等于腔内损耗,而这又与衰减时间成反比。实际上,对于大致相等数量的<sup>20</sup>Ne和<sup>22</sup>Ne的He-Ne激光系统,增益曲线关于最大增益频率对称。激光器工作频率始终接近该峰值增益,并且 $\varphi_k$ 非常接近峰值增益,就目前而言,将 $\varphi_{k0}$ 项视为0.000 1 rad内为零是足够准确的。

对于纵模数 $N$ ,方环腔的激光发射条件为

$$\varphi_p - \varphi_G - 4\varphi_M - \varphi_k = 2\pi N。 \quad (14)$$

我们将路径长度相位表示为 $\varphi_p = 2\pi Pn f_{\text{opt}}/c$ ,其中 $f_{\text{opt}}$ 是腔内的光频率, $c$ 是真空光速。重新排列该表达式以获得光频率:

$$f_{\text{opt}} = \frac{c}{nP} (N + (\varphi_G + 4\varphi_M + \varphi_k)/2\pi)。 \quad (15)$$

将降低的光频率 $f_{\text{opt}}^*$ 定义为 $cN/(nP)$ 与 $f_{\text{opt}}$ 是相关的:

$$f_{\text{opt}}^* = f_{\text{opt}} - \frac{c}{nP} (\varphi_G + 4\varphi_M + \varphi_k)/2\pi。 \quad (16)$$

这相当于观察到的光频率“校正”了与腔体细节相关的相变效应,但不是折射率。为了确定腔体周围波的准确数量 $N$ ,可以利用腔体的自由光谱范围 $F$ 。此外将来自镜子和增益介质的两个与频率相关的相位项组合成一个表达式: $\varphi_D = 4\varphi_M + \varphi_k$ 。将值 $N+1$ 和 $N$ 代入方程(15)作差,我们得到:

$$F = \frac{c}{nP} \left[ 1 + F \frac{\partial \varphi_D}{\partial f} / 2\pi \right]。 \quad (17)$$

通过多模式状态下操作干涉仪,可以观察到拍频。模式间距与 $N$ 无关,只要保持在 $\varphi_D$ 的线性

色散区域内。通过以下方式定义恢复模式间距  $F^*$  :

$$F^* = \frac{c}{nP} = F \left[ 1 - F \frac{\partial \varphi_D}{\partial f} / 2\pi \right]. \quad (18)$$

从可观测的模式间距  $F$  开始,对色散引起的频率漂移进行修正,得到:

$$N = f_{\text{opt}}^* / F^*. \quad (19)$$

方程 (18) 中  $\left[ 1 - F \frac{\partial \varphi_D}{\partial f} / 2\pi \right]$  为色散校正因子。在后面的表达式中将其表示为  $D$  :

$$D = 1 - F \frac{\partial \varphi_D}{\partial f} / 2\pi. \quad (20)$$

### 3.1.2 Goos-Hänchen 面积校正

来自结构介电表面 (例如 G 腔中的超级镜) 的反射光束会经历横向位移<sup>[55]</sup>。这是由于光束进入涂层造成的,因此反射的有效表面位于涂层正下方。垂直于光束方向测量的位移幅度  $\gamma$  由式 (21) 给出:

$$\gamma = \frac{-\lambda d \varphi}{2\pi d \theta}. \quad (21)$$

式 (21) 中:  $\theta$  是入射角,  $\varphi$  是平面波反射相位,它与偏振相关。同时,光束方向发生了角度  $\alpha$  的微小变化,这是由镜子的曲率引起的。对于方形腔体,Goos-Hänchen 效应会导致反射镜上的光束位置发生移动。图 8 给出了 Goos-Hänchen 位移增强的典型情况。虚线显示了没有 Goos-Hänchen 位移时的理想光束路径。实线给出了波束沿顺时针方向的波束转向。 $a$  和  $b$  分别表示到达和离开时的位移,其中正号表示转向的光束位于虚线之外。分析表明,  $\alpha$  的值控制着图 8 中虚线的截断方向。在每种情况下  $a + b = \gamma$ , 对于  $\gamma$  来说都是一阶的,与  $\alpha$  无关。

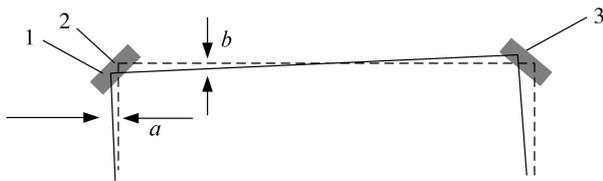


图 8 方环激光器一只臂上古斯-汉兴位移的示意图

环形激光器的光束包围的面积由光束相对于图 8 中虚线的向外位移确定。只是  $a$  和  $b$  的平均值,等于  $\gamma/2$ , 因此臂包围的总面积为

$$A = L^2 + 4L\gamma = L^2(1 + 2\gamma/L). \quad (22)$$

由于方形空腔的  $L = P/4$ , 就周长而言,可以得到:

$$A = \frac{P^2}{16} \left( 1 + \frac{8\gamma}{P} \right). \quad (23)$$

重要的一点是干涉仪每侧的相位长度不会因 Goos-Hänchen 效应而改变。可以通过考虑来自镜子各层的子反射来看出。这些设计使得反射是相位相干的。图 8 中左侧反射镜上标记为 2 的点,其相位与中心位于标记为 1 的点处相同。从 1 到左侧反射镜上标记为 3 的点的路径右侧镜子的  $\gamma$  阶长度与零阶 Goos-Hänchen 偏移的路径相同。给定镜面介电层结构,可以对镜面反射相位导数随角度的变化进行数值计算,计算出的 G-ring 的 Goos-Hänchen 偏移为  $\gamma = 0.1759 \mu\text{m}$ 。方程中的面积校正因子为  $(1 + 8\gamma/P)$ 。

### 3.1.3 Sagnac 频率的比例因子校正

为了推导 Sagnac 频率,通常在旋转坐标系中观察两束反向行进光束在腔中的传输时间之差<sup>[56]</sup>。对于由顶点  $V_1$ 、 $V_2$  定义的旋转多边形的一条边,旋转会有一个时间延迟:

$$\Delta \tau_{12} = \frac{2A_{12}\Omega}{c^2}. \quad (24)$$

式 (24) 中:  $A_{12}$  是由通过路径  $V_1$ 、 $V_2$  和旋转中心定义的子区域。 $\Omega$  是空腔相对于惯性系的旋转速率。对于同向旋转光束,该延迟为正,对于反旋转方向,该延迟为负。在没有腔内激光气体的菲涅耳阻力的情况下,对所经历的传播延迟没有额外的影响,因为氦和氖中的传播是各向同性的<sup>[57]</sup>。通过对轮廓的所有子区域求和,最终获得光束的整个区域  $A$ 。这些时间延迟会产生额外的相位项,根据等式 (15) 将在两个方向上产生不同的光频率  $f_{\text{opt1}}$  和  $f_{\text{opt2}}$ , 可得到相位项:

$$\begin{cases} \varphi_{S1} = \frac{4\pi A \Omega f_{\text{opt1}}}{c^2} \\ \varphi_{S2} = \frac{-4\pi A \Omega f_{\text{opt2}}}{c^2} \end{cases}. \quad (25)$$

将这些项代入等式 (15), 对于相同模数  $N$  的  $f_{\text{opt1}}$  和  $f_{\text{opt2}}$  作差,可得出:

$$f_{\text{opt1}} - f_{\text{opt2}} = \frac{c}{2\pi nP} \left[ (f_{\text{opt1}} - f_{\text{opt2}}) \frac{\partial \varphi_D}{\partial f} + \frac{8\pi A \Omega f_{\text{opt}}}{c^2} \right]. \quad (26)$$

我们将  $f_{\text{opt1}} - f_{\text{opt2}}$  重新定义为  $f_s$  以表示 Sagnac 频率,  $f_{\text{opt}}$  与之前一样是平均光频率。重新排列后我们得到:

$$\Omega = f_s \frac{cnPD}{4Af_{\text{opt}}}. \quad (27)$$

色散因子  $D$  如等式 (20) 定义。类似的表达, 对于萨尼亚克频率, 得到:

$$f_s = \frac{4A\Omega f_{\text{opt}}}{cnPD} = \frac{4A\Omega}{n\lambda_{\text{vac}}PD}. \quad (28)$$

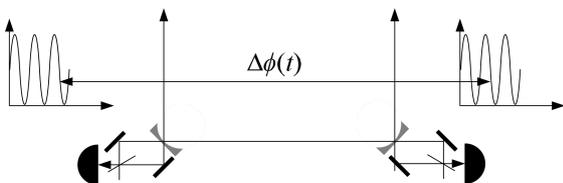
虽然等式 (27) 和等式 (28) 是高精度的 Sagnac 方程, 它们与腔内的模数没有明显的关系。在等式 (15) 代入光频率, 最终得到:

$$f_s = \frac{N\Omega}{4} \frac{(1+8\gamma/P)}{n^2D} \left[ 1 + \frac{\varphi_G + \varphi_D}{2\pi N} \right]. \quad (29)$$

式 (29) 中包含 4 个误差因子。  $1 + \frac{\varphi_G + \varphi_D}{2\pi N}$  是唯一一个依赖于  $N$  的因素。即使环形激光器在相邻模式下运行, 在当前的性能水平下, 也不会改变校正正值。

### 3.2 多角光束准直

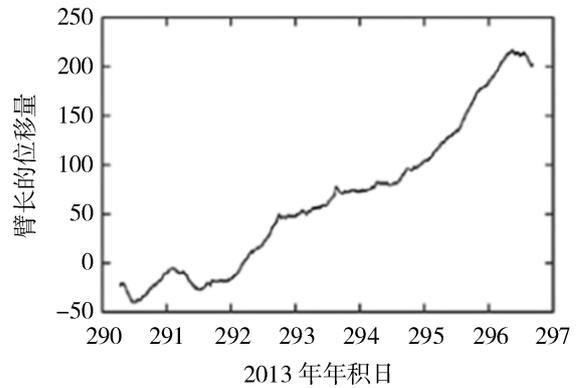
研究大型环形激光干涉仪结构的动态运行, 通常在仪器上安装多个光束合束装置, 在图 9 中有所体现。每个光的合束装置都能从腔内两个相反传播的光束中生成相同的干涉图样, 通过这种方式, 可以更好地分析和比较不同条件下的动态响应, 提高测量的准确性和可靠性。



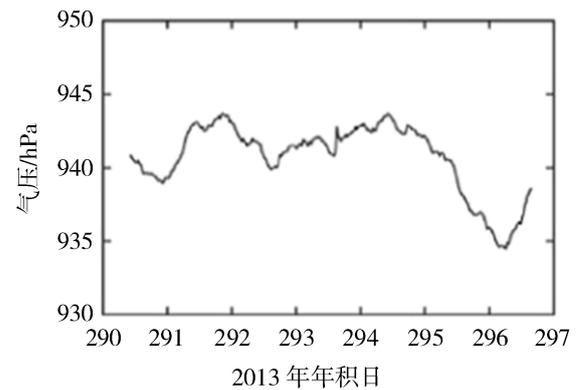
注: 每个装置都显示 Sagnac 干涉图, 但具有不同的瞬时相位角。监测两个干涉图的拍频提供了环形结构的一个臂的两端之间的不同

图 9 在大型环形激光干涉仪不同角落安装的两个光束合束装置

由于光束合束并不发生在同一位置, 因此两个点之间的瞬时相位角存在差异。将这些干涉图样互相干涉可以得到两个干涉点之间的相位偏移。通过记录相位角的时间演变, 可以推断出腔体机械稳定性的一些基本特性。相位角经过解包处理后, 根据  $2\pi$  对应于光程中的  $\lambda/2$  的关系转换为 G-ring 基座 Zerodur 结构的臂长变化。图 10 给出了这样的测量。从图 10 (a) 中可以看到, 每日约 1 mK 的温度上升趋势导致臂长的缓慢增加。图 10 (b) 展示了同一时期的环境压力, 环境压强减少可以使光路长度延长。温度上升时, 腔体也会膨胀。这种方法适用于估算作用于大型环形激光干涉仪臂长变化。



(a) 臂长在 7 天内变化



(b) 气压变化

注: 变化的因素是来自大气压和温度升高的热膨胀

图 10 臂长在 7 天内变化和相应的气压变化

将 G-ring 的结果与基于瞬时光学频率测量计算的臂长变化进行比较时, 发现其数值大约高了一个数量级。这主要有两个原因。首先, 主动环形激光器在腔体长度发生变化时, 总是会影响光学频率, 以保持光波在腔内的整数波数。对于理想腔体而言, 只要激光没有跳到另一个纵模态, 光频率的

变化和腔体长度的变化应相互补偿。图 11 展示了 G-ring 环形激光干涉仪的安装情况，每个镜子后面的光束合束可以确定端点的距离。因此，光束合束装置的设计对测量的关键量具有显著影响。

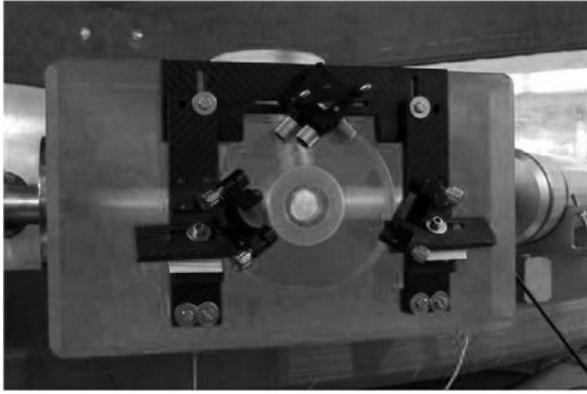


图 11 安装在 G-ring 上的合束装置的设计 (该结构由碳纤维制成)

### 3.3 光学频率梳稳定

在低带宽处的光频稳定已经对稳定的大整体干涉仪有很大帮助，但高带宽稳定仍然会带来显著改善。通过 Menlo Systems FC1500-250 光学频率梳将环形激光腔直接与氢钟频率对接，由于环形激光器运行在单一的纵模上，其光束功率非常低，约为 20 nW；需要使用 100 μW 功率参考激光，将参考激光锁定到陀螺的逆时针光束上，保持拍频  $\Delta f_1$  恒定，并通过反馈回路进行调整。然后，使用另一半参考激光功率与光频梳进行拍频，并通过将误差信号反馈到环形激光器来稳定拍频  $\Delta f_2$ 。由于光梳使用掺铒光纤进行激光辐射放大，该设置需要一个频率倍增的阶段，以便与 He-Ne 波长进行拍频。这一转换导致额外损耗，降低了可用的光束功率。当拍频的信噪比超过 30 dB 时，可以将环形激光器稳定到约 1 kHz 的光频。图 12 提供了实验的框图。

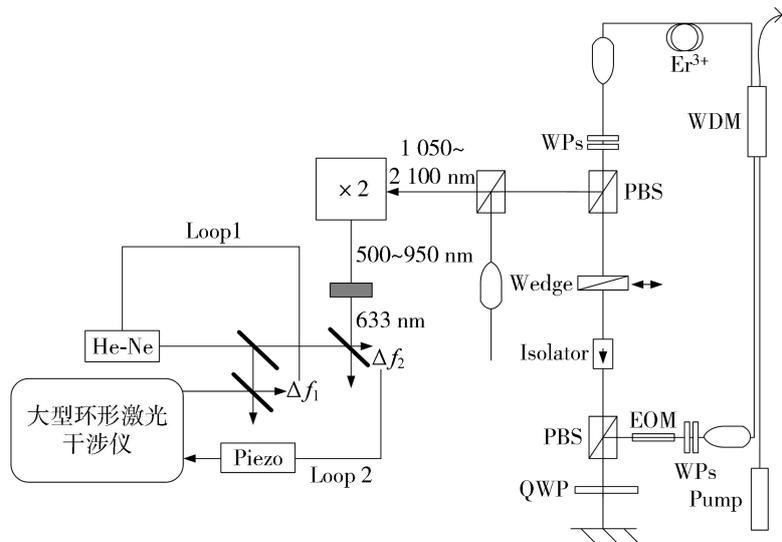
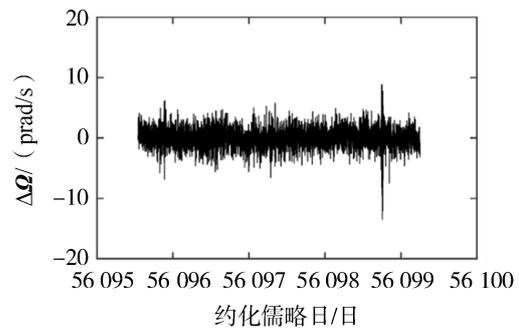
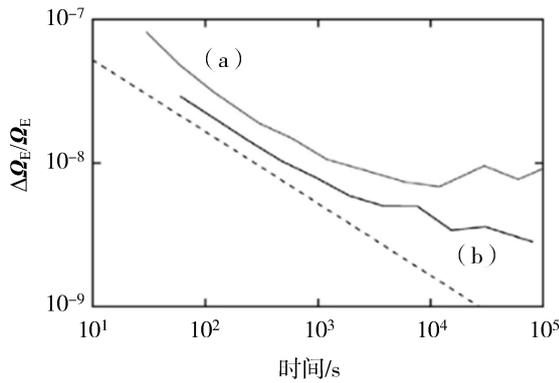


图 12 基于频率梳的环形激光稳定方案示意图以及氦氛参考激光器的应用

在大型环形激光干涉仪几天的运行中，通过放大拍频  $\Delta f_2$  并使用频率-电压转换器，将环形激光腔内的光频稳定在 1 kHz 以内，Sagnac 中的系统误差特征可以大幅减少。图 13 给出了去除地球物理信号后的结果，几乎没有剩余的随机噪声。数据末尾的信号波动是测量信号（局部扰动），而非噪声。图 14 显示了该测量系列 (b) 对应的 Allan 方差，与没有稳频的同一系统的性能 (a) 相比，受控系统主要表现出白噪声特性。其  $\Delta\Omega/\Omega_E$  的下限为  $3 \times 10^{-9}$ ，呈现出 G 环形激光器的最佳分辨率。



注：为了更好地显示，已从观测数据中去除了已知的地球物理信号  
图 13 当环形腔中的光频率通过光频梳锁定到氢钟频率上，观察到的旋转速率  $\Omega_E$  的残差时间序列



注：当环形激光器锁定到氢激光器时 (b)，经过一天后实现了对地球自转速率的  $3 \times 10^{-9}$  的灵敏度。未受限系统 (a) 在约  $1 \times 10^{-8}$  的水平上浮动

图 14 观察到 G-ring 旋转速率的 Allan 方差

### 3.4 双对角线锁定

在方形大型环形激光干涉仪中，除了周长外，如果对角线空腔的绝对长度稳定，则可以做对镜子位置的控制，从而使闭合光路形状为规则正方形。研究表明，如果两个对角线的长度被锁定为相同的值，镜面位置的扰动以二次方会影响环形激光比例因子。即使两个长度在微米尺度上出现差异，也会将镜像位置波动降低到  $10^{-10}$  的水平。

为了稳定大型环形激光干涉仪对角谐振器的绝对长度，相对于高稳定性激光器，制定了一种干涉测量技术，并在两个 Fabry-perot 腔中对其进行了模拟环对角线的测试。使用的技术是基于共振纵模的准确频率测量和干扰顺序的单个测定。对于在由两个半径为  $R$  的凹面镜形成的腔内共振的  $n$  阶 TEM00 模，谐振频率  $f_n$  由式 (29) 给出：

$$f_n = \frac{v}{2L} \left[ n + \frac{1}{2\pi} (\Psi_R + \Phi_n) \right]. \quad (29)$$

式 (29) 中： $v$  是腔内的光速， $L$  是镜子之间的距离。 $\Psi_R$  和  $\Phi_n$  分别是由于沿激光传输方向的位相积累 (古伊相) 和介质镜反射相移引起的两个位相校正，这两个项可以从  $R$  和镜面反射率曲线的知识来评估。 $\Psi_R$  和  $\Phi_n$  是两个位相校正，分别是由于沿激光传播方向的位相积累 (古伊相) 和介质镜反射时的相移。实时监控对角线光程变化，当对角线距离因环境、热漂移、地基微扰引起的变化时，为了实时微调腔镜位置，通常将腔镜固定在压电陶瓷 (PZT) 上施加电压后会发生极微小的线性形变 (纳米~微米量级位移)，驱动腔镜在亚微米尺度内前后移动，精确调节激光腔的几何结构。

## 4 期望与总结

基于 Sagnac 效应的大型环形激光干涉仪作为现代精密测量领域的新型仪器，在世界时测量、大地测量学、旋转地震学、基础物理学等发挥着越来越重要的作用，目前大型环形激光干涉仪凭借其旋转的高度敏感已经可以检测到微震、潮汐、极移等地球物理信号。在过去几十年的发展历程中其精度已经达到地球自转角速度的  $10^{-9}$  rad/s 数量级，零偏稳定度也达到了  $10^{-13}$  rad/s 的数量级，已经进入了测量基础物理学相关信号灵敏度范围附近。基于目前的发展现状及技术手段，提出了 3 个阶段发展计划，见表 3。

表 3 大型环形激光干涉仪未来发展规划

阶段	时间	关键技术目标	科学目标	挑战因素
近期	2025 年	① 完成 16 m 周长阵列建成 ② 系统噪声 $0.5 \text{ prad/s}/\sqrt{\text{Hz}}$	① Lense-Thirring 效应 $3\sigma$ 检测 ② 日长变化监测	机械稳定性、资金投入
中期	2030 年	① 量子压缩光源集成 ② 低温运行 (4K)	① 标准量子极限突破 ② SME 参数改进 10 倍	光学损耗、热噪声
远期	2035 年	① 全球分布式网络 ② 智能预警系统	① 实时地震预警 ② 引力波探测	数据同化、国际合作机制

目前，为了提高大型环形激光干涉仪灵敏度，更高精度地测量地球自转角速度，采用的关键技术

包括平衡好几何尺寸与稳定性之间的关系、降噪和突破标准量子极限。使用大型环形激光干涉仪探测

地球自转引起的引磁效应, 验证广义相对论预言; 探测 De Sitter 测地岁差和 Lense-Thirring 框架拖拽效应已经指日可待; 同时随着量子测量技术的不断发展, 大型环形激光干涉仪灵敏度的不断提高可作为低频引力波探测的潜在手段以及探索暗物质等新物理现象, 推动大型环形激光干涉仪迈向新的高度。

本文系统介绍了大型环形激光干涉装置的工作原理, 综述了近年来国内外大型环形激光干涉仪的发展现状, 介绍了 G-ring、GINGERINO、GINGER、Hust 系列等代表性项目的技术突破和科学成果。同时, 分析了其在世界时测量、旋转地震学、地球测量学、基础物理学的相关测量研究, 最后本文还阐述了大型环形激光干涉装置相关技术研究及下一步发展规划。

### 参考文献:

- [1] VIRGILIO A D, ALLEGRINI M, BELFI J, et al. Performances of ‘G-Pisa’: a middle size gyro laser[J]. *Class and Quantum Gravity*, 2010, 27(8): 084033(1-9).
- [2] IGEL H, SCHREIBER K U, FLAWS A, et al. Rotational motions induced by the M 8.1 Tokachi-oki earthquake[J]. *Geophysical Research Letters*, 2005, 32(8): L08309(1-5).
- [3] SCHREIBER K U, KLUGEL T, VELIKOSELTSEV A, et al. The large ring laser G for continuous earth rotation monitoring[J]. *Pure and Applied Geophysics*, 2009, 166(8/9): 1485-1498.
- [4] 张旭, 郭文阁, 王飞, 等. 环境对大型激光陀螺仪的影响研究综述[J]. *激光与红外*, 2024, 54(4): 495-502.
- [5] BOSI F, CELLA G, VIRGILIO D A, et al. Measuring gravitomagnetic effects by a multi-ring-laser gyroscope[J]. *Physical Review D*, 2011, 84(12): 122002(1-23).
- [6] MACEK W M, DAVIES D T M. Rotation rate sensing with travelling-wave ring lasers[J]. *Applied Physics Letters*, 1963, 2(3): 67-68.
- [7] STEDMAN G E. Ring-laser tests of fundamental physics and geophysics[J]. *Reports on Progress in Physics*, 1997, 60(6): 615-688.
- [8] SCHREIBER K U, STEDMAN G E, IGEL H, et al. Ring laser gyroscopes as rotation sensors for seismic wave studies[M]. Berlin: Springer, 2006.
- [9] RROWE C H, SCHREIBER K U, COOPER S J, et al. Design and operation of a very large ring laser gyroscope [J]. *Applied Optics*, 1999, 38(12): 2516-2532.
- [10] HURST R B, RABENDRAN N, SCHREIBER K U, et al. Correction of backscatter-induced systematic errors in ring laser gyroscopes[J]. *Applied Optics*, 2014, 53(31): 7610-7618.
- [11] SCHREIBER K U, ROWE C H, WRIGHT D N, et al. Precision stabilization of the optical frequency in a large ring laser gyroscope[J]. *Applied Optics*, 1998, 37(36): 8371-8381.
- [12] SCHREIBER K U. Ring laser für die Geodäsie[Z]. Munich: Technical University, 1999.
- [13] HURST R B, STEDMAN G, SCHREIBER K U, et al. Experiments with an 834 m<sup>2</sup> ring laser interferometer[J]. *Journal of Applied Physics*, 2009, 105(1): 3115.
- [14] SCHREIBER K U, WELLS J-P R, STEDMAN G E. Noise processes in large ring lasers[J]. *General Relativity and Gravitation*, 2008, 40(5): 935-943.
- [15] SANDERS G A, PRENTISS M G, EZEKIEL S. Passive ring resonator method for sensitive inertial rotation measurements in geophysics and relativity[J]. *Optics Letters*, 1981, 6(11): 569-571.
- [16] BOSI F, CELLA G, VIRGILIO A D, et al. Measuring gravitomagnetic effects by a multi-ring-laser gyro-scope[J]. *Physical Review: D*, 2011, 84(12): 122002.
- [17] BEVERININ N, ALLEGINIM M, BEGHIA A, et al. Measuring general relativity effects in a terrestrial lab by means of laser gyroscopes[J]. *Laser Physics*, 2014, 24(7): 074005.
- [18] TARTAGLIA A, VIRGILIO A D, BELFI J, et al. Testing general relativity by means of ring lasers[J]. *The European Physical Journal Plus*, 2017, 132(2): 1-10.
- [19] VIRGILIO A D, SCHREIBER K U, GEBAUER A, et al. A laser gyroscope system to detect the gravitomagnetic effect on Earth[J]. *International Journal of Modern Physics: D*, 2012, 19(14): 2331-2343.
- [20] BELFI J, BEVERINI N, CARELLI G, et al. Analysis of 90 day operation of the GINGERINO gyroscope[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(20): 5844-5851.

- [21] BEVERINI N, VIRGILIO D A, BELFI J, et al. High-accuracy ring laser gyroscopes: earth rotation rate and relativistic effects[C] // Proceedings of the 8th Symposium on Frequency Standards and Metrology, 2016(723): 012061.
- [22] GEBAUER A, TERCJAK M, SCHREIBER K U, et al. Reconstruction of the instantaneous earth rotation vector with sub-arcsecond resolution using a large scale ring laser array[J]. Physical Review Letters, 2020, 125(3): 033605.
- [23] LIU K, ZHANG F L, LI Z Y, et al. Large-scale passive laser gyroscope for earth rotation sensing[J]. Optics Letters, 2019, 44(11): 2732-2735.
- [24] ZHANG F L, LIU K, LI Z Y, et al. 3 m × 3 m hetero-lithic passive resonant gyroscope with cavity length stabilization[J]. Classical and Quantum Gravity, 2020, 37(21): 215008.
- [25] ZHANG F L, LIU K, LI Z Y, et al. Long-term digital frequency-stabilized laser source for large-scale passive laser gyroscopes[J]. Review of Scientific Instruments, 2020, 91(1): 013001(1-9).
- [26] LIU K, ZHANG F L, LI Z Y, et al. Noise analysis of a passive resonant laser gyroscope[J]. Sensors, 2020, 20(18): 5369.
- [27] LI Z Y, LIU K, LIU J, et al. Proposal for phasesensitive heterodyne detection in large-scale passive resonant gyroscopes[J]. Optics Express, 2021, 29(7): 9737-9748.
- [28] 张风雷, 柳奎, 陆泽晃, 等. 大型测地激光陀螺仪研究综述[J]. 华中科技大学学报(自然科学版), 2023, 51(3): 120-131.
- [29] WAHR J M. The earth's rotation[J]. Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 1988, 16(1): 231-249.
- [30] KINOSHITA H. Theory of the rotation of the rigid earth[J]. Celestial Mechanics, 1977, 15(3): 277-326.
- [31] PANCHA A, WEBB T H, STEDMAN G E, et al. Ring laser detection of rotations from teleseismic waves[J]. Geophysical Research Letters, 2000, 27(21): 3553-3556.
- [32] IGEL H, SCHREIBER K U, FLAWS L A, et al. Rotational motions induced by the M 8.1 Tokachioki earthquake [J]. Geophysical Research Letters, 2005, 32(8): L08309.
- [33] HADZIIANNOU C, GAEBLER P, SCHREIBER K U, et al. Examining ambient noise using colocated measurements of rotational and translational motion[J]. Journal of Seismology, 2012, 16(4): 787-796.
- [34] ZOU D, THIRKETTEL R J, GEBAUER A, et al. Gyroscopic performance and some seismic measurements made with a 10 meter perimeter ring laser gyro housed in the Ernest Rutherford building[J]. Applied Optics, 2021, 60(6): 1737-1743.
- [35] ADLER R. A study of locking phenomena in oscillators[J]. Proceedings of the IEEE, 1973, 61(10): 1380-1385.
- [36] ASH M, BITETTO D P. Hemispherical resonator gyroscope assessment for space applications[C] // Charles Stark Draper Laboratory report for Naval Research Laboratory, Washington: Naval Research Laboratory, 1995.
- [37] MCCLURE P. Diurnal polar motion[M]. Maryland: Goddard Space Flight Center, 1973.
- [38] BRZEZINSKI A. Contribution to the theory of polar Motion for an elastic earth with liquid core[J]. Manuscripta Geodaetica, 1986, 11: 226-241.
- [39] KLÜGEL T, SCHREIBER K U, RIEPL S. Analyseder zeitreihen lokaler rotationssensoren-entwicklung eines orientierungsmodells[Z]. Schlußbericht zum DFG-Forschungsprojekt, 2001.
- [40] STEDMAN G E, SCHREIBER K U, BILGER H R. On the detectability of the lense-thirring field from rotating laboratory masses using ring laser gyroscope interferometers[J]. Classical and Quantum Gravity, 2003, 20(13): 2527-2540.
- [41] SCHREIBER K U, WELLS J P R. Invited review article: Large ring lasers for rotation sensing[J]. Review of Scientific Instruments, 2013, 84(4): 041101(1-26).
- [42] CAPOZZIELLO S, ALUCCI C, BAJARDI F, et al. Constraining theories of gravity by GINGER experiment[J]. European Physical Journal Plus, 2021, 136(5): 394.
- [43] CAPOZZIELLO S, LAURENTIS M D. Extended theories of gravity[J]. Physics Report, 2011, 509(415): 167-321.
- [44] ALDROVANDI R, PEREIRA J G. Teleparallel Gravity: An Introduction[M]. Berlin, Heidelberg: Springer, 2013.
- [45] MOSELEY S, SCARAMUZZA N T, TROSTEL J D, et al. Lorentz violation and Sagnac gyroscopes[J]. Physics Review D, 2019, 100(6): 064031(1-9).
- [46] KOSTELECKY V A, RUSSELL N. Data tables for lorentz

- and CPT violation[J]. *Review of Modern Physics*, 2011(83): 11-31.
- [47] MCCULLER L. Single-photon signal sideband detection for high-power michelson interferometers[J]. *Physics*, 2022(8): 04016.
- [48] VERLINDE E P, ZUREK K M. Observational signatures of quantum gravity in interferometers[J]. *Physics Letter B*, 2021(822): 136663(1-6).
- [49] MARLETTO C, VEDRAL V. Sagnac interferometer and the quantum nature of gravity[J]. *Journal Physics Communication*, 2021(5): 051001.
- [50] CROMB E A. Mechanical rotation modifies the manifestation of photon entanglement[J]. *Physics Review Research*, 2023(51): L02205.
- [51] 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.
- [52] SIEGMAN A E. *Lasers*[M]. [S. l. ]: Mill Valley, University Science Books, 1986.
- [53] DRISCOLL W G. *Handbook of Optics*[M]. 2nd. New York: McGraw-Hill, 1982.
- [54] HURST R B, STEDMAN G, SCHREIBER K U, et al. Experiments with an 834 m<sup>2</sup> ring laser interferometer[J]. *Journal of Applied Physics*, 2009, 105(1): 3115.
- [55] COOK A K, FOSTER D H, NÖCKEL J U. Goos-Hänchen induced vector eigenmodes in a dome cavity[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(12): 1764-1766.
- [56] HURST R B, WELLS J P R, STEDMAN G. An elementary proof of the geometrical dependence of the Sagnac effect[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2007, 9(10): 838-841.
- [57] POST E J. Sagnac effect[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1967, 39(2): 475-493.