

KAGRA引力波探测器中蓝宝石测试镜 光学性质研究

李鹏博¹ ZEIDLER Simon² LEONARDI Matteo³ 王浩宇¹
朱宗宏^{1†}

(1 武汉大学物理科学与技术学院 武汉 430072)

(2 College of Science Department of Physics, Rikkyo University, Tokyo 171-8501)

(3 National Astronomical Observatory of Japan, Tokyo 181-8588)

摘要 低温制冷技术是下一代激光干涉仪引力波探测器的核心技术之一。日本引力波探测器KAGRA (Kamioka Gravitational Wave Detector)作为该技术的前沿开拓者,将运行在20 K的超低温环境中,并使用在低温下热噪声较低的单晶蓝宝石晶体作为测试镜。然而,高质量大尺寸低吸收率的蓝宝石晶体极难制备。此外,由于蓝宝石晶体存在晶格结构不均匀,很容易导致不必要的双折射效应,从而影响探测器的目标灵敏度。基于上述问题,开发了两套大尺寸光学测量系统,首次系统研究了KAGRA低温蓝宝石测试镜的光学特性。首先,根据探测器对测试镜热噪声的要求,开发了一套基于光热共光路干涉技术的光学测量系统,该系统可对测试镜以及测试镜表面涂层的光学吸收进行有效的表征。其次,基于光学吸收测量系统,开发了一套双折射效应测量系统,该系统可以有效表征测试镜中双折射的均匀性。目前两套测量系统的搭建与调试已完成,对蓝宝石测试镜光学吸收的测量灵敏度达到了1.5 ppm/cm,双折射测量系统的空间分辨率小于 $0.3\text{ mm} \times 0.3\text{ mm}$ 。该工作对降低大尺寸低温测试镜双折射效应及提高探测器灵敏度具有重要意义。

关键词 引力波; 探测器; 热噪声; 双折射

中图分类号: P142; **文献标识码:** A

1 引言

1.1 引力波探测器的热噪声

在2015年9月14日aLIGO (Advanced Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory)首次观测到了来自黑洞双星并合产生的引力波事件^[1],提供了一种全新的观测宇宙的手段。目前世界上已建成的引力波探测器有美国的两个aLIGO干涉仪^[2]、欧洲的Virgo干涉仪^[3]以及日本的KAGRA (Kamioka Gravitational Wave Detector)干涉仪^[4]。为了提升对引力波起源问题的认识以及对引力理论和天文观测进行更加精确的测试,引力波探测器的升级至关重要。

2021-03-11收到原稿, 2021-03-30收到修改稿

[†]zhuzh@whu.edu.cn

现有的地基引力波探测器均以长基线迈克尔逊干涉仪技术为基础,应用了法布里珀罗共振腔、功率循环系统、真空悬挂隔振系统等技术.探测器的主要噪声源有量子噪声、地震噪声以及热噪声.其中热噪声是由分子的不规则运动导致的.根据涨落耗散定理,干涉仪中的测试镜系统通过耗散机制与环境进行能量交换,该能量交换以涨落力的形式进入测试镜系统,从而导致热噪声的产生^[5].

为了有效减少来自热噪声的影响,KAGRA运行在20 K的低温环境中.其4个测试镜均安装在低温恒温器真空腔中,低温恒温器有两个屏蔽层和4个低温冷却器.外部和内部屏蔽层的温度分别为80 K和8 K,4个低温冷却器分别负责从内外屏蔽层以及测试镜的有效载荷吸收传导热量,从而使测试镜达到20 K的运行温度.低温悬挂系统如图1所示,测试质量通过蓝宝石纤维与中间质量连接.考虑到增加纤维直径可以传导更多热量,减小直径可以减少其自身的热噪声,该纤维的直径最终为1.6 mm.此外两个蓝宝石棱镜通过氢氧化物催化键合技术安装在测试质量两侧,负责与蓝宝石纤维的连接.测试质量中产生的所有热量都通过悬挂的蓝宝石纤维传导.我们计算了从温度为 T_2 的物体到温度为 T_1 的物体的热量传输速率:

$$K = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\pi d_\omega^2}{4l_{\text{sus}}} N_\omega \kappa(d_\omega, T) dT, \quad (1)$$

其中, d_ω 、 l_{sus} 、 N_ω 分别为纤维的直径、长度以及数量. κ 为热导率,该参数依赖于材料的直径以及温度 T : $\kappa \simeq 5270 d_\omega (T/\text{K})^{2.24} [\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$,该关系式在温度小于40 K的情况下有效^[6].激光输入测试质量的功率为800 W,在法布里珀罗共振腔中共振的功率为400 kW.假设测试镜体和镜面涂层的光学吸收分别为50 ppm/cm和1 ppm/cm,则通过蓝宝石纤维可以提取的总功率为1.2 W.由于仅可通过蓝宝石纤维提取功率,要提取更多的功率要更粗的纤维,但更粗的纤维会导致热噪声变大,因此,选取具有低光学吸收的蓝宝石材料至关重要.根据悬挂系统的设计要求,蓝宝石测试镜体的光学吸收应低于50 ppm/cm.

1.2 蓝宝石材料的双折射效应

蓝宝石如今已成为许多光学应用中的重要材料.由于其良好的光学透过性、热传导性能以及优良的机械性能,广泛应用于耐磨原件、窗口材料以及电子器件等领域.KAGRA作为位于日本的第2.5代引力波探测器,不同于美国的aLIGO探测器以及意大利的Virgo探测器,使用了低温测试镜作为其干涉仪中的主要光学元件.由于在低温条件下,通常所使用的测试镜材料,例如非晶态二氧化硅会因其导热性能的不足表现出对热噪声的增益,从而影响探测器的目标灵敏度.而蓝宝石材料由于其在低温下优秀的导热性能,成为了KAGRA测试镜的绝佳候选体.

蓝宝石的成分为高纯的 α -氧化铝,属于三方晶系,具有六方结构.在 α -氧化铝的晶格中,氧离子为六方最密堆积,铝离子对称分布在氧离子围成的八面配体中心,占据了该八面体2/3的间隙.因此,我们可以对沿着六边形柱体的C轴以及和C轴垂直表征六边形柱体的3个对称方向的平面轴进行有效区分.这种晶格结构导致蓝宝石晶体与光相互作用时具有非各向同性,垂直于C轴的偏振光与平行于C轴的偏振光具有不同的折射率,从而导致了双折射的产生.目前大尺寸蓝宝石单晶体的生长机理相当复杂,最常见的

生长技术有柴氏拉晶法和凯氏长晶法^[7]. 将特定取向的单晶晶种浸入氧化铝熔体中, 向上提拉晶种的同时进行旋转, 通过控制温度的梯度分布以及提拉速度可以从熔体中制造大尺寸的单晶晶锭. 与二氧化硅晶体相比, 蓝宝石晶格结构中的杂质和缺陷会导致其晶体中心处具有较大的光学吸收, 铁、镍、硅、铬、钛等元素是常见的杂质, 它们的存在与晶格中的空位有关. 其中铁离子、镍离子以及铬离子可以取代铝离子位置, 由于其较大的尺寸, 会导致局部的晶格结构发生扭曲. 此外, 晶体生长过程中的热应力可能会留存在晶格内导致其密度的各向异性, 进而影响大尺寸晶体的折射率均一性. 对于较小尺寸的蓝宝石晶体, 制造商可在晶锭中选取杂质最少且无晶格结构扭曲的位置. 然而, 对于大尺寸的蓝宝石晶体, 其尺寸近乎接近晶锭的尺寸而无法进行选择. 由于KAGRA对于大尺寸蓝宝石晶体的各向均一性要求十分高, 因此该问题亟需解决.

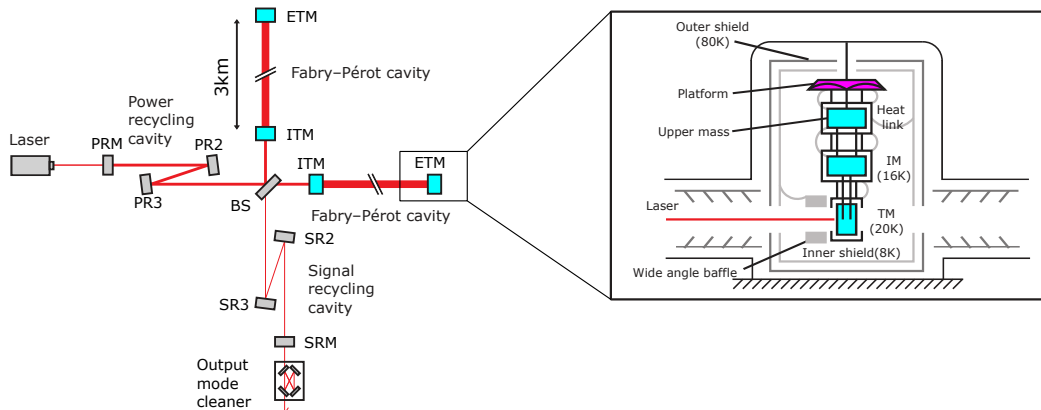


图1 左图为KAGRA探测器的工作原理图. 右图为蓝宝石测试镜的低温悬挂系统. 上级质量、中间质量和测试质量分别被对应的反冲质量包围, 从而对其位置进行控制和校准. ITM (ETM): 输入(末端)测试质量, BS: 分束器, PRM (PR2、PR3): 功率回收镜, SRM (SR2、SR3): 信号回收镜, IM: 中间质量, TM: 测试质量.

Fig. 1 Left panel: the detector configuration of KAGRA. Right panel: the cryogenic suspension system for sapphire test masses. Upper mass, intermediate mass and test mass are surrounded by respective recoil masses for position and alignment control. ITM (ETM): input (End) test mass, BS: beam splitter, PRM (PR2, PR3): power recycling mirror, SRM (SR2, SR3): signal recycling mirror, IM: intermediate mass, TM: test mass.

我们在日本国立天文台TAMA300实验室中搭建了两套针对大尺寸蓝宝石测试镜的光学测量系统. 在本文中, 我们提出了降低蓝宝石双折射不均匀性的实验方案, 并对初步结果进行了展示. 第2节和第3节分别介绍了光学吸收测量系统和双折射测量系统的工作原理以及实验设计. 第4节介绍了降低蓝宝石双折射不均匀性的实验方案, 展示了初步的实验结果. 最后对全文进行总结, 并对后续的实验装置升级以及实验方向进行了展望.

2 光学吸收测量及实验设计

2.1 光热共光路干涉技术原理

该光学吸收测量系统基于SPTS (Stanford Photo Thermal Solutions)的设计思路, 采用了光热共光路干涉仪技术^[8], 实现了对晶体材料微弱吸收特征的可视化测量.

首先, 高功率泵浦激光经过光学斩波器的固定频率调制, 垂直穿过样品时在其内部

制造周期性的温度变化, 根据热光效应, 我们可以得到经过周期调制折射率 $\Delta n(t)$ 的表达式:

$$\Delta n(t) \propto \alpha P(t) \frac{dn}{dT}, \quad (2)$$

其中, n 、 t 分别为折射率和时间, α 、 $P(t)$ 、 dn/dT 分别为吸收系数、周期调制泵浦激光功率以及热光效应系数. 对于 dn/dT , 考虑到温度的变化很微弱, 在一阶近似条件下, 该系数可视为常数. 随后, 探针激光以一个较小的角度穿过样品和泵浦激光, 其与泵浦激光的交错点同时也是两束激光的束腰位置. 样品内的折射率梯度分布会导致探针激光经历一段非均匀相移, 由于探针激光的光束直径为泵浦激光的3倍, 探针激光的中心部分会经历更大的相移. 在经过一段自由传播后, 探针激光会形成一种时间调制的干涉模式. 通过光电探测器可以将该时变光信号转换为与泵浦激光调制频率相同的调制电信号. 当光探测器与探针激光光束间隔一个瑞利距离, 即此处的腰斑面积为束腰面积的两倍时, 可以获得最佳的探测灵敏度. 由于实验空间的限制, 我们无法将探测器放置在足够靠近交错点的位置. 但是利用成像单元中的会聚透镜和球面反射镜, 我们可将该干涉信号重构在远处的光电探测器处进行测量, 同时也避免了与泵浦激光距离过近可能带来的干扰问题. 图2展示了基于光热共光路干涉仪技术的吸收测量系统光路图.

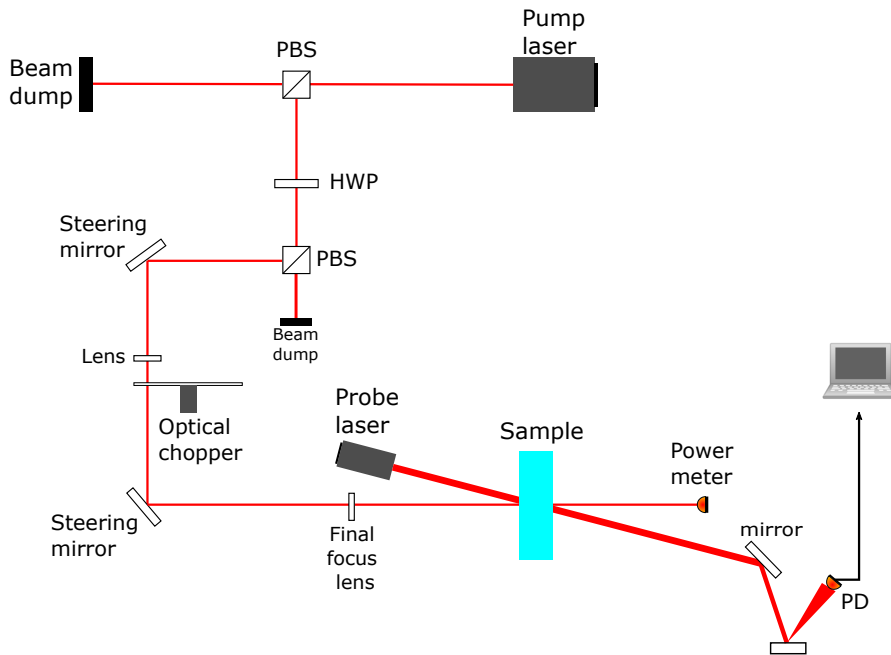


图2 光学吸收测量系统光路图. PBS: 偏振分束器, HWP: 半波片, PD: 光电二极管.

Fig. 2 The optical configuration of the absorption measurement system. PBS: polarized beam splitter, HWP: half wave plate, PD: photo-diode.

光电探测器信号发送到锁相放大器与斩波器的调制信号进行混合后可以得到3个信号, 分别为直流信号(DC)、解调交流信号(AC)以及相位. 其中直流信号为探测器信号的

连续分量, 交流信号为探测器信号在调制频率的解调信号. 样品的吸收系数由下式可得:

$$\text{Abs}[\text{cm}^{-1}] = \frac{\text{AC}[\text{V}]}{\text{DC}[\text{V}] \cdot P[\text{W}] \cdot R[\text{cm}/\text{W}]}, \quad (3)$$

其中, AC[V]和DC[V]分别为解调交流信号和直流信号的电压大小, $P[\text{W}]$ 为泵浦激光功率, $R[\text{cm}/\text{W}]$ 为修正系数, 该系数由激光光束尺寸、调制频率、样品的热性质等参数决定. 通过测量吸收系数已知的参考样品, 由上式可获得该修正系数. 对于样品表面光学吸收, P 可直接取为泵浦激光功率, 但对于样品内部光学吸收, 应该考虑样品内部的功率大小, 因此 P 需取为泵浦激光功率乘以样品透射率的开方. 这样将导致需要考虑菲涅尔反射, 而且在光学吸收较大的情况下, 需要考虑泵浦激光的损耗.

2.2 实验设计

实验平台由泵浦激光、探针激光、电动平移台以及成像单元共同组成. 其中泵浦激光器为波长1064 nm的连续波光纤激光器, 该激光可由LabVIEW (Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench)进行远程控制. 激光二极管的阈值为0.7 A, 通过相应软件可以调节二极管电流从而控制温度, 最大电流为7.5 A, 最大功率为20 W. 其输出通过光纤到达光学平台. 利用两个PBS和一个位于两者之间的HWP可实现对激光功率的调整. 手动旋转HWP即可调整通过第2个PBS反射的激光功率. 为了保持泵浦激光的准直性, 光学斩波器前安装了一个会聚透镜. 随后光学斩波器可将激光振幅调制为方波, 并将参考信号发送到锁相放大器. 最后由两个透镜将泵浦激光聚焦在样品处, 其在样品处的腰斑直径为70 μm . 在样品之后, 我们使用了一个光功率计来测量泵浦激光的光功率大小.

探针激光为波长633 nm的氦氖激光器, 工作功率为5 mW. 该激光相对于泵浦激光的入射角度为 6° , 并与泵浦激光在其束腰处相交. 在探针激光光路上安装了一块会聚透镜使得其束腰可以落在交错点上. 如上文所述, 受到实验空间的限制, 我们将探测器安装在远离样品处并重构了干涉信号. 在成像单元上我们安装了一个焦距为50 mm的会聚透镜, 通过X、Y轴透镜定位器, 我们可以调整探针激光的位置. 该透镜可将探针激光聚焦在半径为2.5 mm的球面反射镜上, 其反射光为发散光束, 探测器可对该发散光束的中心部分进行测量.

测试样品被放置在一个大型3轴平移台上, 利用LabVIEW可对该平移台在X、Y、Z方向的移动进行控制, 其中Z方向与激光束的方向平行. 样品的吸收系数是在泵浦激光和探针激光的交错点进行测量, 其X和Y方向的分辨率极限为泵浦激光在腰斑处的直径大小. Z方向的分辨率极限为泵浦激光与探针激光相互作用体积的长度大小, 给定两束激光的夹角为 6° , 在蓝宝石样品的情况下, 该相互作用体积在Z方向的长度为2 mm. 利用该电动平移台我们可以对测试样品进行完整的扫描. 通过LabVIEW实现对样品位置的控制以及数据的获取.

2.3 厚样品问题

该系统可以测量不同尺寸的样品, 当探针激光穿过一定厚度的样品时, 由于折射率的影响, 其在探测器处的光斑尺寸会变小, 因此会导致无法获得最佳的探测灵敏度. 为了保证该测量系统的准确性, 我们需要保证探测器处光斑大小不变. 通过移动成像单元

的位置可获得无测试样品条件下的探针激光光斑尺寸. 由折射定律计算可得其修正距离为:

$$d_{\text{shift}} = \frac{n-1}{n}L, \quad (4)$$

其中 L 为测试样品厚度. 该结果与初始的激光参数无关, 所以对泵浦激光和探针激光均适用. 应用这项修正可以在探测器处重构探针激光的干涉模式. 为了方便调整成像单元的位置, 我们将其安装在了一个千分尺平移台上, 可根据不同样品的厚度进行调整. 厚样品带来的另一个影响是对探针激光的折射. 因为探针激光的入射角不为零, 所以实际的交错点位置取决于在穿过泵浦激光前, 探针激光在样品中走过的光程长度. 对 Z 轴方向进行扫描时需要考虑该效应, 在本文中无需考虑该效应.

3 蓝宝石双折射测量及实验设计

为了满足表征蓝宝石材料双折射效应的需求, 基于已实现的光学吸收测量系统, 我们对其光学平台的光路进行了一定的修改. 在测量双折射的实验中, 我们仅使用了与上述系统中同样的1064 nm泵浦激光, 为此需要对泵浦激光和探针激光进行一定的控制调节, 便于在两套系统之间进行切换. 在该系统中, 增加了一个法拉第隔离器(Faraday Isolater, FI), 其作用是对激光的偏振模式进行调节并防止激光受到多余的反馈光影响. 第1个HWP安装在第1个PBS和FI之间, 该HWP以及PBS的组合可以对激光功率进行有效的控制, 其动态范围为1:9000. 在第2个PBS之后我们还安装了一个QWP (Quarter Wave Plate)和第2个HWP, QWP和HWP的组合允许我们进一步对激光的偏振进行调节, 同时实现对其偏振方向的控制. 两个HWP通过步进电机电动转台实现了远程控制. 第3个PBS的安装实现了对穿过样品激光的偏振进行分离, 在该PBS之后我们设置了两个PSD (Position-Sensitive Detector)用以检测激光光束的P偏振和S偏振, 其中透射光为P偏振, 反射光为S偏振. 对于这两种偏振光, 我们能够获得高达700–1000的功率比. 为了进一步提高结果的信噪比, 该泵浦激光仍然使用了光学斩波器, 并且将PSD与锁相放大器连接, 将信号与斩波频率解耦合. 图3展示了双折射测量系统的光路图.

样品的移动与光学吸收测量系统采用了同一个电动平移台. 对于双折射的测量, 因为我们只对激光光束偏振的变化感兴趣, 因此泵浦激光的束腰半径现在不再是关键因素, 双折射效应的 XY 平面成像的空间分辨率取决于样品两端激光光束的直径, 最终我们将其最小分辨率设置为 $0.3 \text{ mm} \times 0.3 \text{ mm}$.

我们将偏振角定义为 E_S/E_P 的反正切值, 其中 E_S 和 E_P 分别为激光光束S偏振和P偏振的电场分量大小. 利用互阻放大器, 可将探测器的光电流信号转化为电压信号, 因此, 偏振角 θ 的计算由下式给出:

$$\theta = \arctan \sqrt{\frac{E_S}{E_P}}, \quad (5)$$

需要指出的是, 仅通过偏振角对双折射效应进行描述, 使得我们忽略了P偏振和S偏振的相位差信息. 目前为止, 我们尚未能够对光束的相位信息进行测量, 我们已经计划在随后的升级中在探测器前的PBS之前安装一个可远程控制的HWP, 从而实现对相位信息

的获取. 但是仅通过两个偏振光的比值, 我们也能够对材料内部的折射率各向异性进行量化, 研究其与光学吸收系数分布的关系.

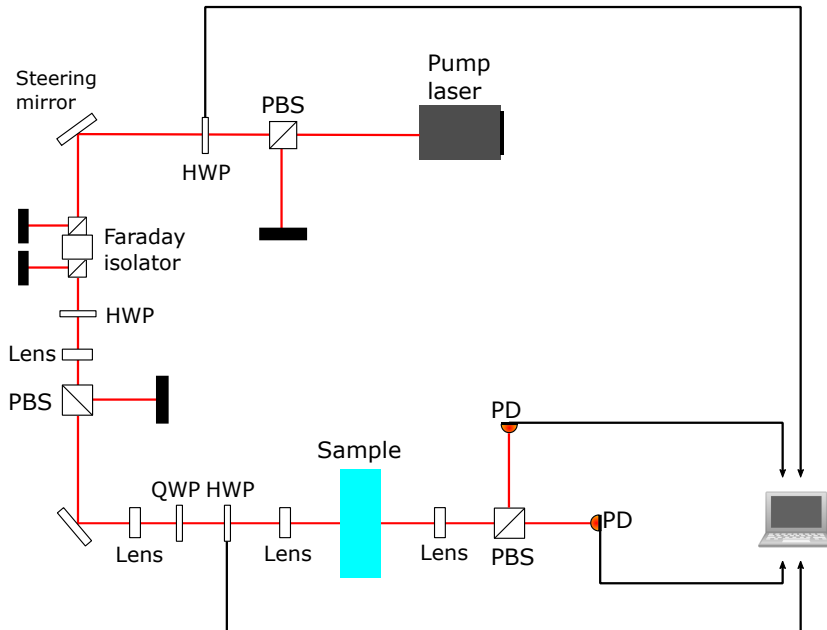


图3 双折射效应测量系统光路图

Fig. 3 Optical configuration of the birefringence measurement system

4 实验结果分析

4.1 样品选择与初步测量结果

我们对3种尺寸的蓝宝石样品光学吸收进行了测量. 样品分别为一块直径220 mm、厚度150 mm的KAGRA主测试镜尺寸蓝宝石; 3块直径25.4 mm、厚度10 mm的蓝宝石样品; 两块直径50.8 mm、厚度10 mm的蓝宝石样品. 直径25.4 mm和50.8 mm的样品分别标记为S1、S2、S3、S5、S6.

图4和图5分别展示了KAGRA尺寸样品在Z轴中心处XY平面的光学吸收图以及P偏振光入射样品得到的双折射偏振角分布图. 其光学吸收平均值为 (77.16 ± 20.95) ppm/cm, 偏振角为 $12.98^\circ \pm 2.21^\circ$. 在双折射偏振角分布图中可观察到偏振角具有明显的各向异性分布特征. 此外, 双折射偏振角分布图与光学吸收图之间也具有一定的相关性, 在两图中均可观察到6条呈对称分布的纹路, 该纹路与晶体的C轴垂直. 考虑到该蓝宝石样品的尺寸, 这些纹路很可能是由于晶锭在生长过程中产生了一定的内部应力, 且无法通过切割避开这些区域而产生的.

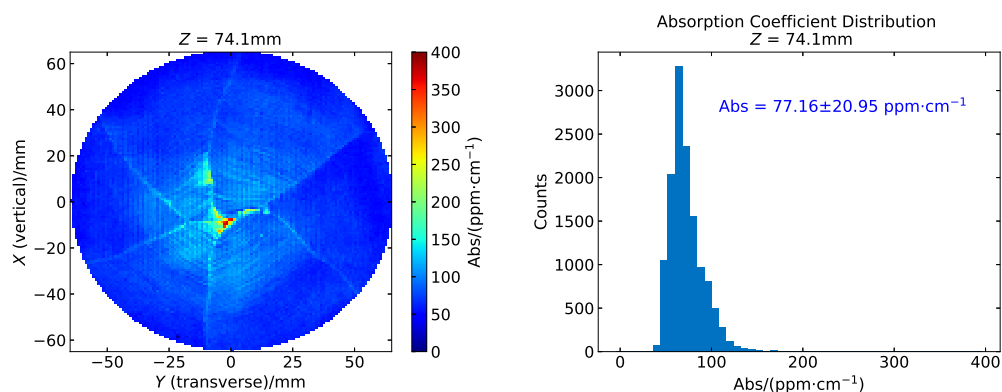


图 4 KAGRA尺寸蓝宝石样品光学吸收图及统计直方图. 其平均吸收系数为 (77.16 ± 20.95) ppm/cm.

Fig. 4 Optical absorption map and histogram of KAGRA-size sapphire substrate. The mean absorption is (77.16 ± 20.95) ppm/cm.

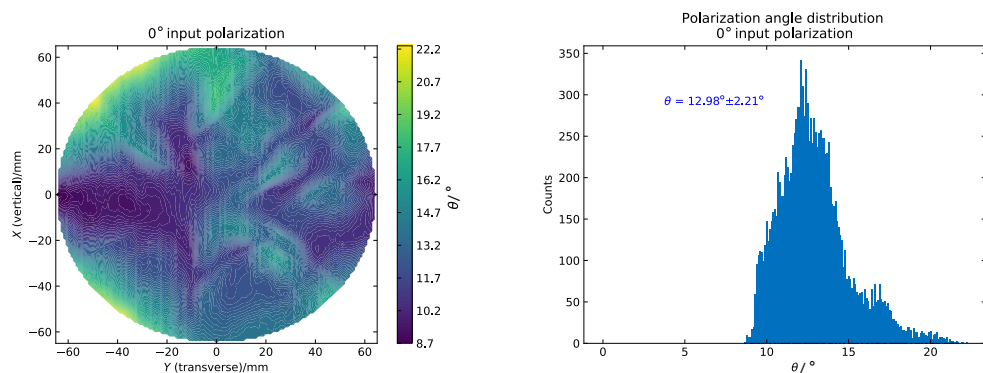


图 5 KAGRA尺寸蓝宝石样品双折射偏振角分布图及统计直方图. 激光以P偏振入射, 对应偏振角为 0° .

Fig. 5 Birefringence polarization angle distribution map and statistical histogram of KAGRA-size sapphire substrate. The polarization angle of P polarized beam is 0° .

图6和图7给出了样品S1、S2、S3、S5、S6在Z轴中心处XY平面的光学吸收图以及统计直方图. 样品S1、S2、S3为直径25.4 mm的样品, S5、S6为直径50.8 mm的样品. 观察图6可得, 样品S1、S3、S5表现出了很不均匀的光学吸收分布. 由图7可得样品S1、S3、S5平均光学吸收系数分别为 (108.53 ± 40.5) ppm/cm、 (113.57 ± 40.2) ppm/cm、 (139.66 ± 87.66) ppm/cm, 标准偏差为40.5、40.2以及87.66. 与之相对的, 样品S2、S6光学吸收分布比较均匀, 平均光学吸收系数分别为 (53.6 ± 14.02) ppm/cm、 (55.06 ± 10.2) ppm/cm, 标准偏差仅为14.02和10.2. 尽管在光学吸收系数上5个样品表现出了差异性, 但也存在一定的相似性. 对于S1和S5样品, 可以观察到其光学吸收具有从左到右下增加的方向性. 对于S1和S3样品, 可以观察到其光学吸收图有类似条纹的结构, 在样品S1中其分布为从右上到左下, 在样品S3中其分布为从上到下. 这些条纹结构的厚度在0.5–2 mm之间, 而且在样品S1中, 这些结构的方向与光学吸收增加的方向垂直. 目前仍然缺乏将这些结构与样品的物理性质进行联系的合理解释, 不过, 在蓝宝石晶体的生

长过程中可能出现的杂质密度波或许可以对此进行合理的解释^[7].

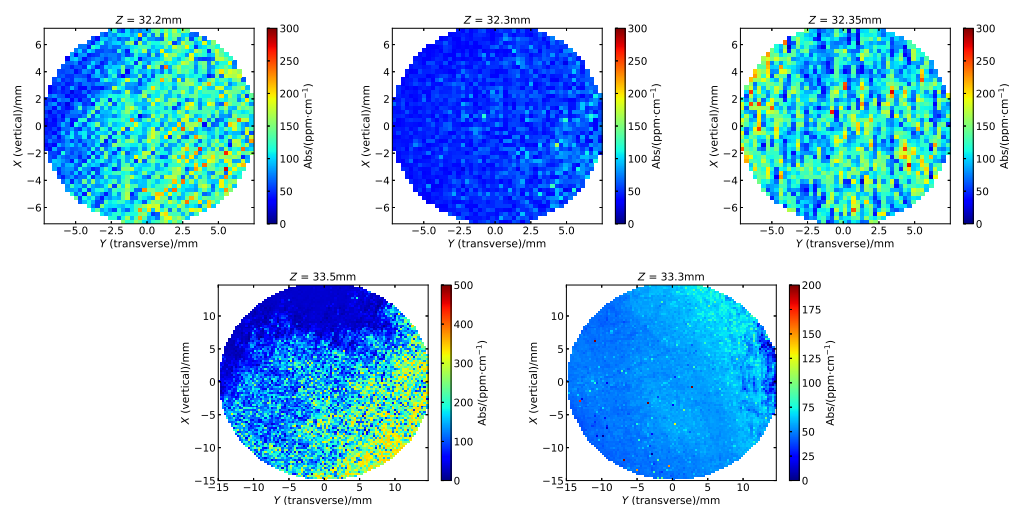


图 6 直径25.4 mm和50.8 mm的蓝宝石样品的光学吸收图. 第1行从左至右依次为样品S1、S2、S3. 第2行从左至右依次为样品S5、S6.

Fig.6 Optical absorption map of 25.4 mm and 50.8 mm sapphire substrates. The first row are S1, S2, S3. The second row are S5, S6.

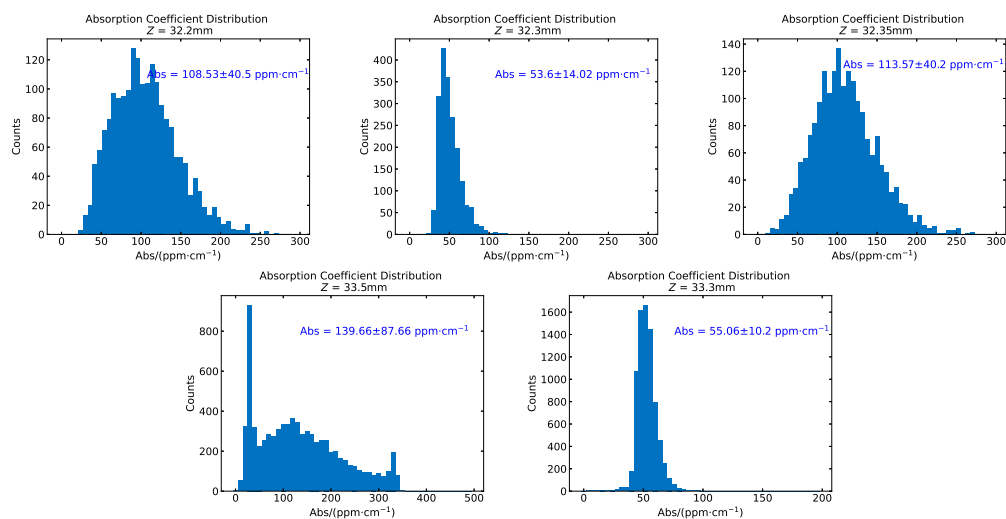


图 7 直径25.4 mm和50.8 mm的蓝宝石样品的统计直方图. 第1行从左至右依次为样品S1、S2、S3. 第2行从左至右依次为样品S5、S6.

Fig.7 Statistical histogram of 25.4 mm and 50.8 mm sapphire substrates. The first row are S1, S2, S3. The second row are S5, S6.

图8给出了S偏振光,即 90° 入射样品S1、S2、S3、S5、S6得到的双折射偏振角分布图.双折射测量中样品的位置取向与光学吸收测量中保持一致.需要说明的是,在测量小尺寸样品时,由于激光偏振模式不稳定的影响,几乎在所有双折射偏振角分布图上都可以观察到垂直条纹图样,该条纹方向与测量中样品的移动方向一致.因此我们没有展示其统计直方图.尽管如此,所有小尺寸样品中都存在由内部结构导致的双折射效应,特别是样品S2和S3表现出了非常明显的双折射不均匀分布.

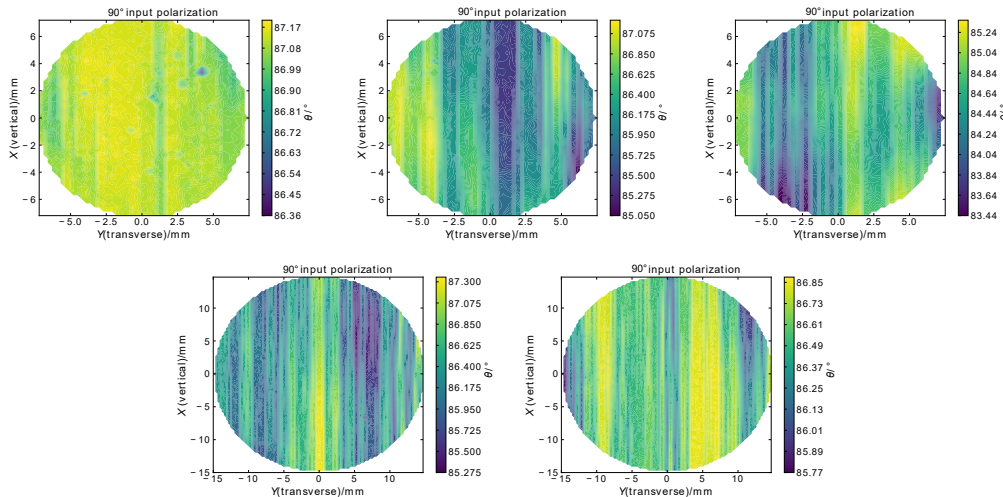


图8 直径25.4 mm和50.8 mm的蓝宝石样品的双折射偏振角分布图.第1行从左至右依次为样品S1、S2、S3.第2行从左至右依次为样品S5、S6.激光以S偏振入射,对应偏振角为 90° .

Fig.8 Birefringence polarization angle distribution map of 25.4 mm and 50.8 mm sapphire substrates. The first row are S1, S2, S3. The second row are S5, S6. The polarization angle of S polarized beam is 90° .

4.2 样品退火处理

我们认为晶体的双折射不均匀性是由于晶体内部的空位、杂质或其他缺陷引起的局部应力导致的.解决该问题的一种可行方法是对其做退火处理,通过该方法,可以对其内部氧空位和局部晶格畸变进行填充或移动,从而晶体内部应力的水平降低到最小.不过对于晶体内部的过渡金属杂质,例如二价、三价铁离子,三价、四价铬离子等,退火处理仍然很难将其除去.不过通过对其氧化态的改变,使其充当氧取代基从而减少晶体的光学吸收,至少可以消除其作为晶体色心的影响^[9].样品的退火过程受到多种环境因素影响,例如温度、温度分布、加热温度梯度、退火气氛组成等.对于通常 1600°C – 2000°C 的退火温度,不合适的参数设置很容易对样品造成损伤.我们与法国里昂大学进行了合作,首先对两块小尺寸样品S1和S5进行了处理.其反应釜可以保持在 1600°C 以上的工作温度,并且可以选择不同的退火气氛.在退火之前,我们使用分光光度计对样品的透射光谱进行了分析,获得了关于样品中杂质的信息.我们在250–260 nm波长处发现了一个强且宽的吸收带,其中样品S1和S2的吸收带最强,该吸收带表明我们的样品均具有色心^[10].在更大波长处,我们在350 nm、400 nm、450 nm也观察到了若干吸收带.其

中400 nm处的吸收带很可能是由于三价铬离子引起的^[10]. 同样的, 样品S1也表现出了很强的吸收. 不过其在250–260 nm波长处的光学吸收仍是光谱中观察到的最强吸收结构.

目前已经有大量关于蓝宝石退火的研究, 其主要目的是降低蓝宝石样品的光学吸收^[11]. 因为我们主要关注的是退火处理对双折射的影响, 因此, 我们使用了一种相对简单的方法. 在氩气气氛中将铌坩埚中的蓝宝石样品在1650°C加热48 h, 其中氩气气氛是防止样品被氧化.

图9和图10展示了样品S1和S5在退火处理后中心处的光学吸收图以及双折射偏振角分布图. 由于退火处理需要去除样品上标记方向的符号, 因此退火后的样品S1和S5在测试中的样品取向与退火前无法保持一致. 由光学吸收图可发现, 样品S1和S5的光学吸收系数均有大幅度的增加, 此外由于退火处理后样品表面极大的吸收系数, 我们无法对其表面吸收进行有效的成像, 图10中样品S5光学吸收图中右下角处的吸收系数分布实际上受到了样品表面的影响. 与此同时, 样品的双折射不均匀性也没有彻底消失, 虽然我们目前无法定量地描述退火处理前后样品内部结构的变化, 不过仍可从两块样品中观察到明显的双折射不均匀分布. 对于样品S1的双折射偏振角分布图, 其左上处与入射偏振光的偏振角差别最大, 右下处的差别最小. 但在与图8中的S1双折射偏振角分布图对比时, 其偏振模式是否发生变化目前尚不清楚. 对于样品S5的双折射偏振角分布图, 其在中心处与入射偏振光的偏振角差别非常小, 然而又在右上处以及右侧表现出了很大的差别. 从S5样品退火前后的双折射偏振角分布图中, 我们均可观察到中心处极小的偏振角差别, 而与输入偏振光的偏振角差别最大的区域有了一定的变化, 但通过目前的双折射偏振角分布图无法对其进行定量的描述. 此外, 在退火过程中两个样品的表面受到了极大的影响, 导致其光学吸收系数增大了许多, 这在很大程度上阻碍了我们对样品进行有效的光学表征.

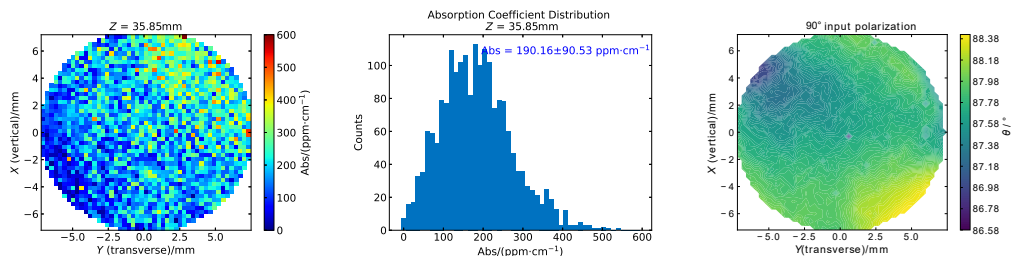


图9 蓝宝石样品S1退火后的光学吸收图以及双折射偏振角分布图. 激光以S偏振入射, 对应偏振角为90°.

Fig. 9 Optical absorption map and birefringence polarization angle distribution map of S1 sapphire substrate after annealing process. The polarization angle of S polarized beam is 90°.

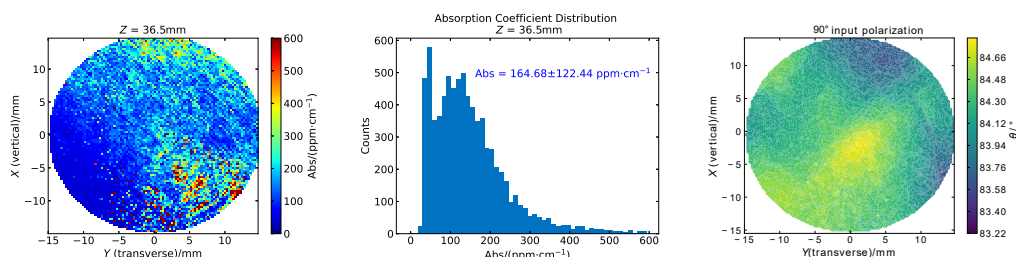


图 10 蓝宝石样品S5退火后的光学吸收图以及双折射偏振角分布图. 激光以S偏振入射, 对应偏振角为 90° .

Fig. 10 Optical absorption map and birefringence polarization angle distribution map of S5 sapphire substrate after annealing process. The polarization angle of S polarized beam is 90° .

5 总结与展望

日本引力波探测器KAGRA作为下一代引力波探测器低温技术的重要开拓者, 将使用低温下特性更好的单晶蓝宝石晶体作为测试镜. 然而, 高质量大尺寸低吸收率的蓝宝石晶体更难制备, 且存在双折射效应, 是当前KAGRA探测器急需解决的问题. 我们设计搭建了光学吸收测量系统以及双折射测量系统, 并对不同尺寸的蓝宝石进行了测量. 两套系统切换的便利性使得我们可以在不改变样品位置取向的同时获得光学吸收图和双折射偏振角分布图. 通过对大尺寸样品的测量, 我们证明了其吸收系数的分布与双折射偏振角的分布之间有很强的相关性, 这可能是由于晶体内部应力或杂质和晶格畸变导致的. 目前对小尺寸样品退火处理得到的结果不足以进行定量的分析, 下一步的计划是对蓝宝石样品的退火处理参数进行修改, 再对其余样品继续进行退火处理实验. 此外, 将对双折射测试系统进行升级, 在探测器前的PBS前安装可远程控制的HWP, 获取入射偏振光相位信息, 从而更好地测量蓝宝石的双折射效应.

参考文献

- [1] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. PhRvL, 2016, 116: 061102
- [2] The LIGO Scientific Collaboration, Aasi J, Abbott B P, et al. CQGra, 2015, 32: 074001
- [3] Acernese F, Agathos M, Agatsuma K, et al. CQGra, 2015, 32: 024001
- [4] KAGRA Collaboration. NatAs, 2019, 3: 35
- [5] 王运永, 朱兴江, 刘见, 等. 天文学进展, 2014, 32: 348
- [6] Somiya K. CQGra, 2012, 29: 124007
- [7] Pishchik V, Lytvynov L A, Dobrovinskaya E R. Sapphire: Material, Manufacturing, Applications. Boston: Springer, 2009
- [8] Alexandrovski A, Fejer M, Markosian A, et al. Proceedings of SPIE 7193, Solid State Lasers XVIII: Technology and Devices. San Jose: SPIE, 2009, 7193: 71930D
- [9] Barish B C, Billingsley G, Camp J, et al. ITNS, 2002, 49: 1233
- [10] Ghannia M, Jardin C, Bouslama M. JESRP, 2003, 133: 55
- [11] Benabid F, Notcutt M, Loriette V, et al. JPhD, 2000, 33: 589

Optical Characterization of Sapphire Test Mirror in KAGRA Gravitational Wave Detector

LI Peng-bo¹ ZEIDLER Simon² LEONARDI Matteo³ WANG Hao-yu¹
ZHU Zong-hong¹

(*1 School of Physics and Technology, Wuhan University, Wuhan 430072*)

(*2 College of Science Department of Physics, Rikkyo University, Tokyo 171-8501*)

(*3 National Astronomical Observatory of Japan, Tokyo 181-8588*)

ABSTRACT Cryogenic technology is one of the key technologies for the next generation of Laser Interferometer Gravitational-Wave detector. The Japanese gravitational wave interferometer KAGRA (Kamioka Gravitational Wave Detector), as the pathfinder of this technology, will operate in a 20 K cryogenic environment and use a sapphire single crystal with less thermal noise at low temperatures as the test mirror. However, sapphire crystals with high quality, large size, and low absorption rate are extremely difficult in manufacturing. In addition, due to the inhomogeneity of lattice structure in the sapphire crystal, it is easy to cause unnecessary birefringence effects, thereby affecting the target sensitivity of the detector. Based on the above problems, this paper developed two large-size optical measurement systems, and for the first time studied the optical characteristics of KAGRA cryogenic sapphire test mirrors systematically. First of all, according to the requirements of the detector for the thermal noise of the test mirror, we developed an optical measurement system based on the photothermal common-path interferometer technique, which can characterize the optical absorption of the test mirror and the surface coating of the test mirror effectively. Secondly, based on the optical absorption measurement system, we developed the birefringence effect measurement system, which can characterize the uniformity of birefringence in the test mirror. At present, the construction and testing of these two measurement systems have been completed, and the measurement sensitivity of the optical absorption of the sapphire test mirror has reached 1.5 ppm/cm. As for the birefringence measurement system, its spatial resolution is less than $0.3 \text{ mm} \times 0.3 \text{ mm}$. This work is of high significance for reducing the birefringence effect of large-size cryogenic test mirrors and improving the sensitivity of the detector.

Key words gravitational wave: detector, thermal noise, birefringence