

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2019.01.06

KAGRA 引力波探测器中频率相关 压缩态实验进展

郭越凡¹, CAPOCASA Eleonora^{2,3}, EISENMANN Marc⁵,
FLAMINIO Raffaele⁵, LEONARDI Matteo², TACCA Matteo⁴,
肇宇航², 李木子¹, 吕振伟¹

(1. 北京师范大学 天文系, 北京 100875; 2. 日本国立天文台 重力波推进实验室, 东京 181-8588, 日本;
3. 天体粒子与宇宙学实验室, 巴黎 75205, 法国; 4. 国家亚原子物理研究所, 阿姆斯特丹 1098XG, 荷兰;
5. 阿纳西粒子物理实验室, 阿纳西 74941, 法国)

摘要: 随着技术的发展, 下一代引力波探测器的激光功率将得到进一步提高。大光斑半径的应用也将使探测器的热噪声进一步降低, 因此, 量子噪声将成为在全频段限制引力波探测器灵敏度的首要因素。作为目前最有保障的一种降低量子噪声的技术, 频率相关压缩态很可能将被应用于下一代所有引力波探测器中^[1]。频率相关压缩态可以通过将频率不相关压缩态与滤波腔相结合而产生。基于滤波腔具有的频率响应特性, 这一技术的应用可以使低频波段的辐射压噪声有效降低, 同时实现高频波段散粒噪声的降低, 从而实现全探测频段灵敏度的提升。基于日本 KAGRA 引力波探测器的设计, 我们预计将 9 dB 压缩度的压缩态与周损失为 8×10^{-5} 的 300 m 滤波腔相结合, 可以使探测器灵敏度在全探测频段提高 1 倍。此实验于 2015 年开始, 目前滤波腔的安装调试已经基本完成, 得到的结果基本与实验前的模拟相符合。与频率不相关压缩态光学实验台的安装过程也已经过半, 通过温度和控制回路的调制, 二次谐波腔的转化率已经超过 50%。

关键词: 引力波; 引力波探测器; 量子噪声; 压缩态

中图分类号: P142.8+4 **文献标识码:** A

1 引 言

1.1 KAGRA 引力波探测器

继 2015 年 9 月激光干涉引力波天文台 (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory, LIGO) 首次探测到双黑洞并合所产生的引力波之后, LIGO 和 Virgo 合作组 (LIGO Virgo Collaboration) 又多次探测到了分别由双黑洞系统和双中子星系统所产生的引力波。引

收稿日期: 2018-04-27; 修回日期: 2018-05-07

通讯作者: 郭越凡, yuefang@nikhef.nl

力波的发现除了推动引力波天文学的发展,为天文学研究提供新的工具之外,也为引力波探测器灵敏度的进一步提升提供了莫大的动力。目前世界上的地基引力波探测器中,除了美国的 LIGO (两个)^[2]、意大利的 Virgo^[3] 和德国的 GEO600^[4] 以外,位于日本神冈的 KAGRA^[5] 引力波探测器也将作为第 2.5 代引力波探测器,不久将加入全球探测器网络。KAGRA 探测器的加入除了有利于引力波定位精度的提高外, KAGRA 本身采用的一些独特技术,例如低温运行和隔震系统,也将为整个引力波探测器搭建提供一些新的经验。KAGRA 探测器也与当前其他探测器一样,是以迈克尔孙干涉仪原理为基本依据的,其臂长与 Virgo 相同,为 3 km。由于引力波探测器的主要噪声之一——地震噪声主要是由人类活动所产生的,而 KAGRA 位于地下 1 km 的煤矿旧址,因此,这在很大程度上降低了地震噪声对探测器灵敏度的影响。KAGRA 的另一个重要技术突破是低温运行。建立 KAGRA 项目之前,人们已在其附近的一个山洞里搭建过一个 100 m 的低温干涉仪原型 CLIO。为了低温运行, KAGRA 采用了与以往所有干涉仪不同的材料:以往的干涉仪采用石英玻璃,而 KAGRA 两臂的四个端镜选择了导热性能更好、降温速度更快的蓝宝石材料。目前,整个干涉仪的搭建工作已经过半,在 CLIO 项目中积累的经验对 KAGRA 的低温运行起到了关键性的指导作用。

1.2 引力波探测器中的量子噪声

影响引力波探测器灵敏度的三种主要噪声为:热噪声、地震噪声和量子噪声。由于探测器在低温下运行,因此, KAGRA 的热噪声被大大降低。另外,因 KAGRA 建造于地下,所以,地震噪声对于探测器的影响也被有效降低。与 LIGO 和 Virgo 探测器相比, KAGRA 在更宽的频段上被量子噪声所限制。量子噪声是由光的量子特性导致的。由量子力学原理可知,真空的能量并不为零,其中存在真空涨落。这样的真空通过引力波探测器的暗端或读出端进入探测器,导致量子噪声的产生^[6]。量子噪声有两个分量:散粒噪声和辐射压噪声,其对探测器应变的贡献分别为:

$$h_{\text{shot}} = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{\hbar c \lambda}{2\pi P}}, \quad (1)$$

$$h_{\text{rad}} = \frac{1}{2m\Omega^2 L} \sqrt{\frac{8\pi\hbar P}{c\lambda}}, \quad (2)$$

其中, h_{shot} 和 h_{rad} 分别为散粒噪声和辐射压噪声所产生的应变大小, Ω 为频率, L 为探测器臂长, \hbar 为约化普朗克常数, c 为光速, λ 为激光波长, P 为干涉仪中光的总功率, m 为探测器端镜的质量。干涉仪对引力波信号的响应大小将随 P 线性增长,而散粒噪声与 P 的二次方根成正比,所以,当干涉仪中光的总功率增大时,引力波信号相对于散粒噪声的信噪比增大,散粒噪声的相对影响减小,但它会引起非常严重的镜面热效应以及参量不稳定效应。从式 (1) 和式 (2) 还可以看出,散粒噪声中不存在频率 Ω 项,而辐射压噪声则是随着频率的增大而降低,因此,量子噪声在低频波段由辐射压噪声主导,而在高频波段则由散粒噪声主导^[7]。

2 频率相关压缩态及其实验设计

2.1 频率相关压缩态

1985 年 Caves 和 Schumaker^[8] 首次提出, 可以通过从引力波探测器读出端注入非经典态光, 也就是所谓的压缩态来降低量子噪声。自然状态下, 真空中的量子涨落在各个正交分量上的大小是相等的, 而压缩态就是真空中的量子涨落在某一个正交分量上的不确定度被压缩, 从而起到使量子噪声降低的作用。问题是, 根据海森堡不确定性原理, 当一个正交分量上的不确定度减小时, 另外一个分量上的噪声将随之增大。而注入频率相关压缩态可以在引力波探测器全频段上实现灵敏度的提升。频率相关压缩态是通过将与频率不相关的真空压缩态与滤波腔相结合, 使压缩态随频率的变化而变化, 从而使低频和高频波段的量子噪声同时降低。其原理图如图 1 所示, 当将压缩态打入一个失谐光学腔并经腔反射后, 腔的振幅响应和相位响应都与频率有关。根据此原理, 我们可以在不用频段, 将压缩椭圆旋转到不同角度, 以使压缩态与频率相关。毫无疑问, 将来大部分引力波探测器都将应用频率相关压缩态这一技术, 但为了提高探测器的灵敏度, 还需考虑干涉仪和滤波腔的具体设计。

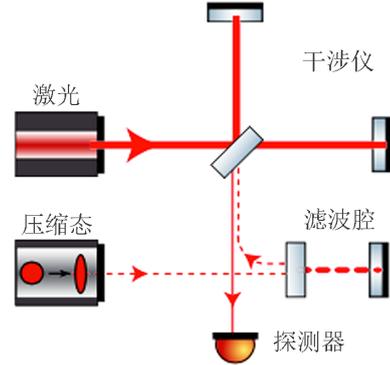


图 1 频率相关压缩态用于迈克尔孙干涉仪原理图

2.2 KAGRA 频率相关压缩态实验设计

KAGRA 频率相关压缩态实验于 2015 年开始。该实验设备建在国际第一代引力波探测器 TAMA300 的旧址上, 并对其中一条干涉臂进行了再利用。总的实验设计图主要分为三个部分 (见图 2): 产生压缩态的光学平台、法拉第隔离器和模匹配球面镜组, 以及 300 m 长的滤波腔, 其中球面镜组和滤波腔安装在真空罐中。右边白色部分为此次实验中未利用的 TAMA 的另外一条干涉臂。

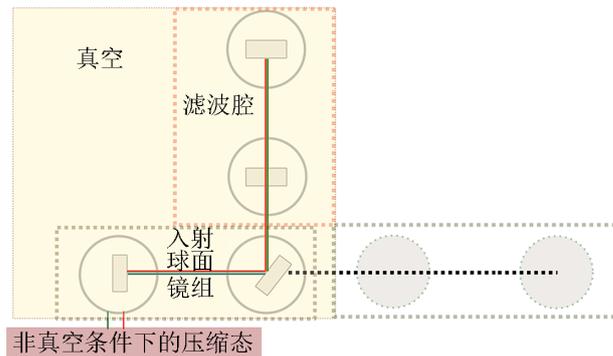


图 2 TAMA 探测器总示意图及 KAGRA 频率相关压缩态实验示意图

2.2.1 压缩态光学平台

产生压缩态的光学平台光路图是基于德国 GEO 组的设计, 根据 KAGRA 情况以及 TAMA 实际操作允许范围加以改进所得。该实验的主要组成部分为产生绿光的二次谐波腔、将绿光用作泵浦光产生压缩态的光学参量振荡器 (optical parametric oscillator, OPO) 和测量压缩度的零差探测器 (homodyne detector, HMD)^[9]。实验的目标是产生 9 dB 压缩度的压缩态, 并将它注入到滤波腔中。压缩度越高, 噪声降低越多。

如图 3 所示, 整个实验台上共有三个主激光器和两个辅助激光器, 它们均为波长 1064 nm 的 Nd:Yag 激光器, 其中, 主激光器的最大功率为 2 W, 另外两个为 1 W。从主激光器射出的红外光被第一个分束镜分成两个方向, 其中一个注入到二次谐波腔。在二次谐波腔中, 红外光经频率翻倍和波长减半后, 被转化为绿光, 并被用作光学参量振荡器 (OPO) 的泵浦光, 以产生压缩态。由于滤波腔对红外光的精细度较高, 绿光的另外一个作用是降低锁腔的难度, 以初步锁住滤波腔。为了稳定光强, 从二次谐波腔射出的绿光在进入滤波腔之前先要通过马赫-曾德尔干涉仪 (Mach-Zehnder interferometer), 并经声光调制器 (acousto optic modulator) 调制, 成为一束频率可调的绿光, 为之后将滤波腔锁在红外光上做准备。该绿光在进入 OPO 腔之前, 要先经过一个三角形的腔, 以清除光束中的非基模部分和高频的相位噪声。而第一个分束镜处的透射光, 将作为零差探测器 (HMD) 的相位解调参考光和滤波腔调制程度的检测光。

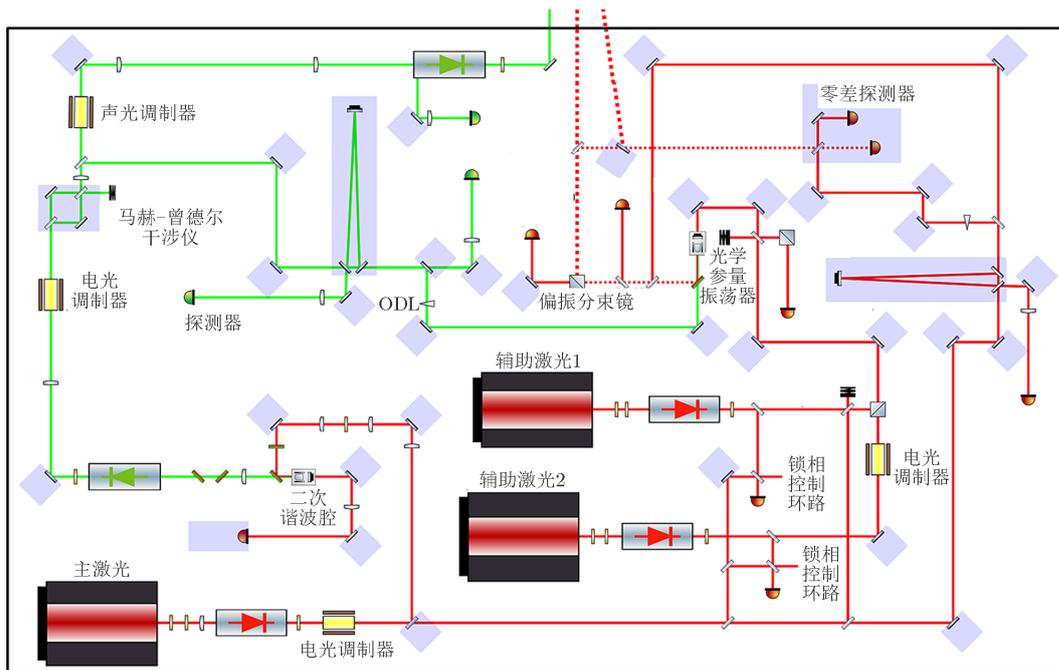


图 3 压缩态光学平台光路设计图

实验台上一共有三个电光调制器 (electro optic modulator, EOM), 用于提供误差信号, 以锁住台上的五个腔, 其中, 第一个 EOM 在主激光器之后, 为二次谐波腔和红外三角腔提

供 15 MHz 的调制频率; 绿光光路上的 EOM 提供 78 MHz 的调制频率, 用于锁住滤波腔和绿光三角腔; 辅助激光后的 EOM 提供 90 MHz 的调制频率, 用于 OPO 腔。

二次谐波腔也是基于德国的设计。与一般的光学腔不同, 二次谐波腔的一端为一块大小为 $2\text{ mm} \times 2.5\text{ mm} \times 6.5\text{ mm}$ 的非线性晶体, 另一端为曲率半径为 25 mm 的弯月形镜面 (见图 4)。非线性晶体朝向镜面的一端有防反射镀膜, 作为腔作用面的一端有高反射镀膜, 其红外反射率为 99.95%, 绿光反射率为 99.8%。镜面的红外反射率为 92%, 但绿光反射率小于 2%。所以该腔对红外光的精细度较高, 约为 75。除此之外, 由于二次谐波腔通过非线性晶体的二次谐波振荡将红外光转化为绿光时, 其转化率很大程度上取决于晶体的温度, 所以二次谐波腔内还有温度控制和温度监测元件。二次谐波腔的入射红外光将被用于锁腔。常用的锁腔方法有两种: 一种为腔长固定, 通过调节激光频率进行锁腔; 另外一种为激光频率固定, 通过变换腔的长度进行锁腔。对二次谐波腔, 我们选择了在弯月形镜面后安装压电陶瓷来控制腔长的方法进行锁腔。

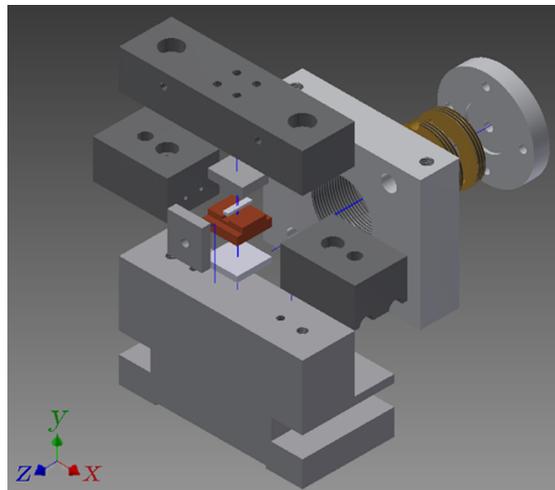
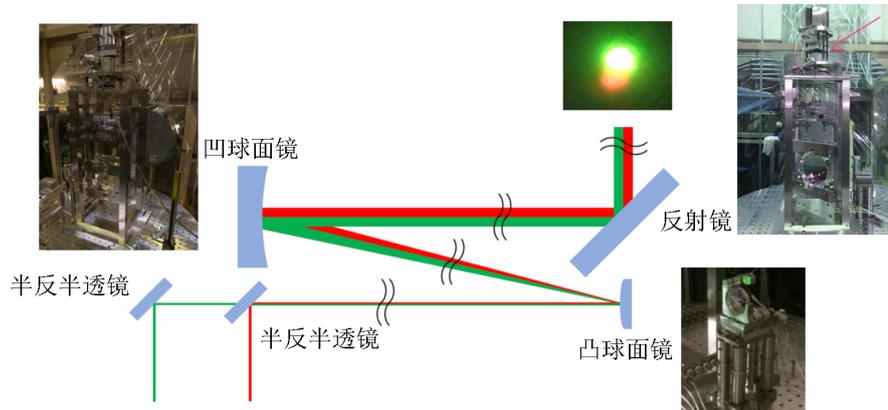


图 4 二次谐波腔设计图

2.2.2 模匹配球面镜组

一般在光学腔之前都会放置一个模匹配镜组, 以使入射光与腔本征模相匹配, 也就是说, 入射光的束腰尺寸和位置是受腔限制的。这也就是我们实验的第二大部分——模匹配球面镜组的作用。该镜组采用共焦系统设计, 其目的是在进行模匹配的同时, 也能使入射光在经过很长距离的传播之后, 其直径基本保持不变。该镜组由两个反射球面镜组成, 即曲率半径为 6 m 的凹球面镜和 0.6 m 的凸球面镜。根据共焦镜组的要求, 两个镜面间的距离为其焦距的和, 所以两个镜面间的距离为 2.7 m, 其中凸球面镜为直径约 5 cm 的常用反射镜, 凹球面镜为直径 10 cm 的大镜面, 它们用 TAMA 所用的二级隔震系统自由悬挂。图 4 中左右两侧分置于两个真空罐中, 中间以真空管相连。由图可以看到, 左边的真空罐中除了凹透镜之外, 还有两个分色镜; 入射光均来自压缩态平台; 红外光和绿光在第二个分色镜处汇合, 其光束性质基本相同, 直径均约为 1 mm, 并在经过透镜组之后放大至 1 cm。最后, 光束经过 45°

放置的转向镜，射入滤波腔 (见图 5)。



注：图中照片为实际安装完成的镜面。

图 5 用于连接产生压缩态的光学平台和滤波腔的光路示意图

2.2.3 滤波腔

在引力波探测器中，信号读出端的真空涨落会导致量子噪声的产生。在单纯应用压缩态的情况下，我们只能降低高频波段的散粒噪声。由于散粒噪声由光子的泊松分布导致，所以人们通过增加激光功率可以达到降低散粒噪声的目的，但这样做会对镜面造成非常严重的热效应，并引起参量不稳定性，因此，我们采用了非常简单的方法，即通过旋转压缩角度来实现全频段的压缩态，其中一种方法就是通过解调与法布里-珀罗谐振腔 (也称滤波腔) 反射频率不相关的压缩态来实现。而使用这个滤波腔，一般有两种方法：一种是入射滤波腔，也就是先将压缩态打入滤波腔，然后反射进入干涉仪；第二种则是将压缩态直接打入干涉仪，然后将信号和压缩态同时打入滤波腔 (即读出滤波腔^[10])。从本质上来说，这两种方法并没有优劣之分，但是在实际操作上，读出滤波腔需要植入现有的读出系统中，操作较为复杂，而入射滤波腔则是完全独立的，所以，我们采用了入射滤波腔的方法。在多种腔的设计方案中，我们选择了最简单的双镜腔与法拉第隔离器的组合，因为反射次数越多，光学损失就越大^[11]。使用滤波腔的主要目的是使原本与频率不相关的压缩态转化为压缩度随频率变化的压缩态，从而使全频段的灵敏度得以提升。因此，在设计滤波腔时必须考虑干涉仪从辐射压噪声主导转变为散粒噪声主导的频率大小。根据 KAGRA 的预期噪声曲线^[12]，这一频率约为 70 Hz (见图 6)。2005 年^[13] 和 2015 年^[14] 已经分别实现兆赫兹和千赫兹波段以滤波腔来对压缩态角度进行旋转的实验，但由于要实现 70 Hz 转变频率，要求光在腔中的存留时间非常长 (约 3 s)，因此，我们利用了 TAMA300 干涉仪的其中一条臂。这为我们达到这一目标提供了非常好的先决条件，并且这也是世界首个百米级的滤波腔。另外，腔的单位长度的光学损失是随着腔长的增加而降低的，因此，通过利用 300 m 长的腔我们有望获得目前世界上所有同类实验中最低的光学损失和最好的实验结果。

由于滤波腔的光学损失会导致压缩度的降低，所以滤波腔的主要设计重点就是如何减少光学损失，而所有光学损失中最主要的一种是镜面不平整导致的光散射^[15]，因此，在实验开

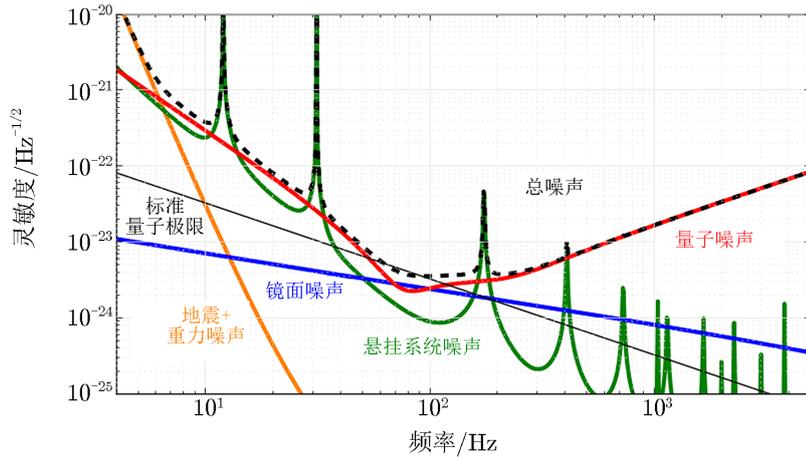


图 6 最新版本的 bKAGRA 噪声曲线 (2017 年 8 月)^[5]

始之前, 我们先用 Virgo 的方法对镜面平整度进行了检测, 并将结果与其他机制导致的压缩态降低程度进行了对比。通过计算对比^[16], 我们得出, 在低频波段, 由于腔光学损失所产生的影响并非为首要影响 (见图 7), 所以在有更好的方法可以降低其他噪声之前, 我们并不需要对镜面的平整度要求过高。因此, 我们最终选择了平整度可以给出 8×10^{-5} 周损失的镜面, 并以此为前提计算得出, 9 dB 压缩态注入后, KAGRA 灵敏度在 100~5000 Hz 范围内提高了大约 1 倍^[16] (见图 8), 对双中子星系统的探测距离从 360 Mpc 增加到了 509 Mpc, 对双黑洞系统的探测距离从 3.28 Gpc 增加到了 4.42 Gpc。

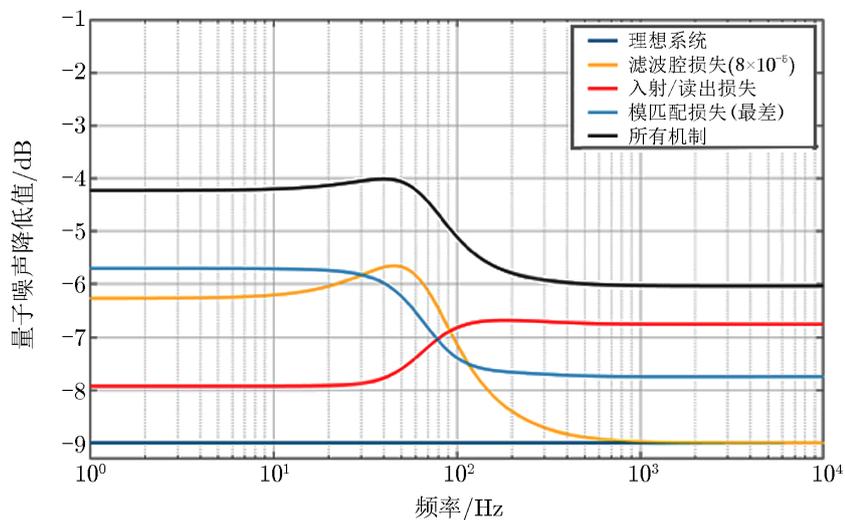


图 7 在 9 dB 压缩度的前提下, 不同方面的损失对压缩度的影响^[16]

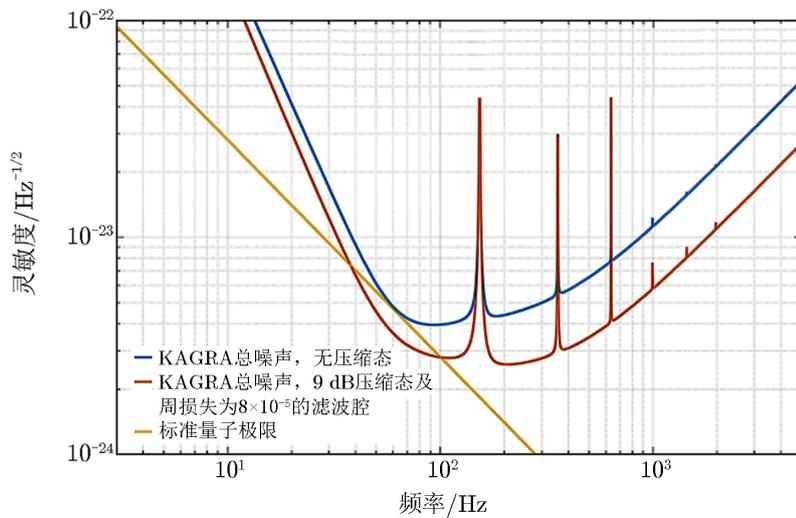


图 8 KAGRA 噪声曲线有/无频率相关压缩态对比^[16]

3 实验进展及中期结果

在上述三个部分中，模匹配球面镜组和转向镜的安装最先完成。安装完成后的系统如图 5 中的照片所示。本章将详细介绍压缩态光学平台和滤波腔的安装与调试过程。

3.1 压缩态光学平台

我们可以将图 3 所示的光路图分为绿光和红外光两个部分，其中绿光部分最重要的是二次谐波腔的安装和锁腔，其作用是获得稳定的绿光输出。

当腔长的 2 倍等于光波长的整数倍时，腔处于共振状态，而锁腔所指的就是建立一个控制回路，以使这个等式一直成立，从而使腔一直处于稳定的共振状态。要保持光学腔稳定，最大的难题是如何调整腔长，而 PDH (Pound-Drever-Hall) 方法为此提供了一个非常好的解决方案^[17]。当腔处于共振状态时，腔的反射光光强达到最小。无论腔长大于或者小于这个长度，反射光光强都会增大，如图 9 中的抛物线所示。

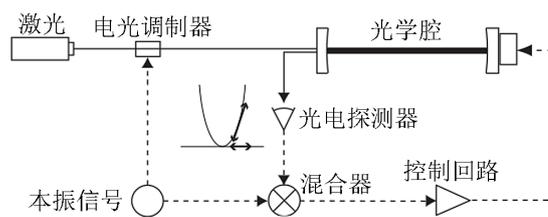


图 9 PDH 方法示意图

PDH 方法就是在激光经过 EOM 的相位调制之后，增加两个边带，或者说，在某一频率处增加一个高频的正弦波调制，如图中横轴上的箭头所示。因此，当频率处于共振峰的两侧时，一侧光强将随正弦波信号的增强而增强，另一侧则反之。这样，人们就可以得到调节腔

长方向的信息。这之后, 平台将这一信号反馈给腔一端的压电陶瓷, 进行相应的腔长调节。

通过 PDH 方法我们建立了二次谐波腔的控制回路, 并测量了其开路传递函数, 结果如图 10 所示。从图中可以看出, 二次谐波控制回路的单位增益频率约为 807 Hz, 在该频率上相位裕度约为 89° 。该控制系统可以将整个回路控制在稳定状态。之后我们对二次谐波腔的出射绿光功率进行了长时间检测, 发现其虽有一定的功率波动, 但波动较小。

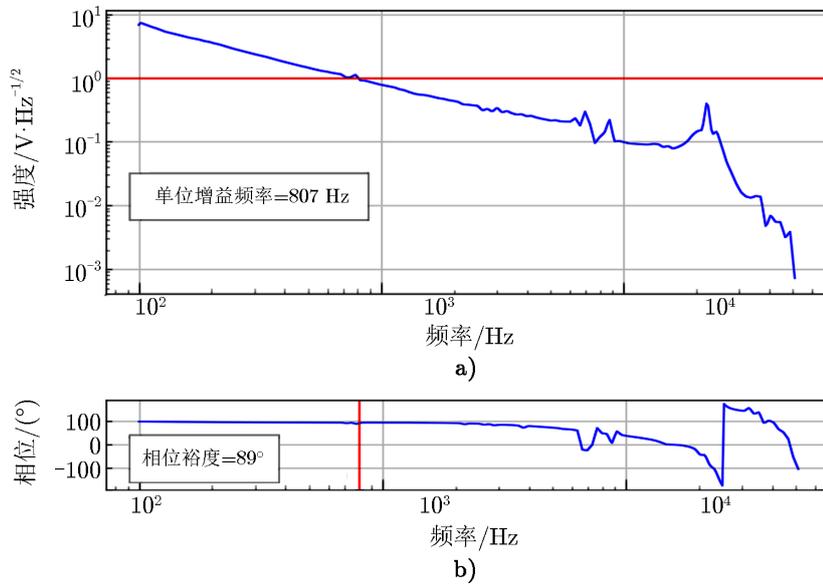


图 10 二次谐波腔开路传递函数

另外, 二次谐波腔中的非线性晶体把入射红外光转化为绿光时, 其转化效率取决于晶体的温度, 因此, 我们对晶体温度与绿光效率间的关系进行了测量 (见图 11), 并发现, 当晶体温度约为 58.4°C 时, 二次谐波腔出射的绿光功率最大, 约为 60 mW。

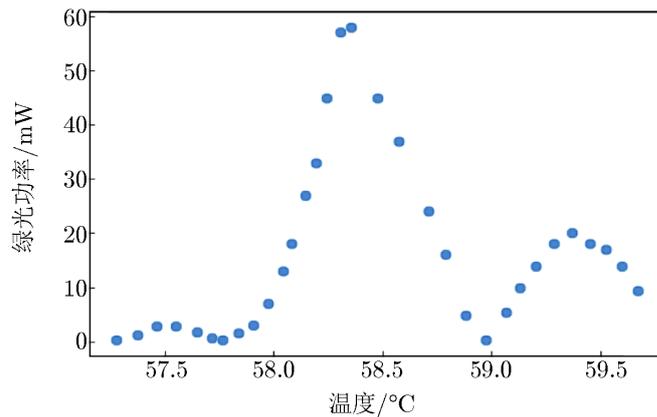


图 11 晶体温度与二次谐波腔出射绿光功率的关系

目前此实验台的安装工作已完成约一半，二次谐波腔的设计、安装和调试工作也已经完成，我们已经可以得到稳定的输出功率足够大的绿光。连接二次谐波腔与入射球面镜组的所有光学部件也已经安装完成，部分绿光已经被注入到滤波腔。OPO 腔虽然已经设计组装完成，但还未安装到实验台上。由于调试滤波腔的需要，我们只是简单地在第一分束镜的投射红外光路上安装了几个透镜和反射镜，以便将红外光束调整为合适的尺寸，并打入 300 m 滤波腔中。

3.2 滤波腔

我们已成功地将压缩态光学平台产生的经模匹配球面镜放大的红外光和绿光打入滤波腔，并在 300 m 腔后观测到投射光后，利用 PDH 方法将主激光器的频率锁在了腔长上。这一步我们应用的是绿光，原因主要是滤波腔对绿光的精细度较低，比较容易锁腔，并且绿光为可见光，实际操作起来也较容易。之后通过声光调制器 (acoustooptic modulator, AOM) 微移绿光频率。实际上这一移动将通过滤波腔反馈到主激光器上，以实现红外频率的移动。由于红外光波长为绿光的约 2 倍，所以经过不断调整，我们可以同时使绿光和红外光实现共振，将腔同时锁在两束光上。之后我们通过检验反射光强，对腔的光学损失进行了测量。目前，我们的初步测量结果为 $4 \times 10^{-5} \sim 8 \times 10^{-5}$ ，与之前模拟数值基本一致。今后，我们还将采用其他方法，对此进行多次测量，以获得更多的结果，以便统计误差。

除此之外，我们还对系统进行了一些其他方面的测量。首先，我们同时测量了红外光和绿光的误差信号同步程度 (见图 12)。由于解调所用的本振信号大小不同，所以误差信号的大小也不同。为了便于对比，我们将红外信号放大为原来的 25 倍。可以看到，两个信号基本同步。而绿光在低频波段数值较小，这是因为绿光控制系统中低频波段的增益较大。其次，同二次谐波腔一样，我们再次测量了滤波腔控制回路的开路传递函数，所得到的单位增益频率约为 10 kHz (见图 13)。最后，我们从高频波段到低频波段，对红外误差信号进行积分，并观察其增长趋势，最终发现，低频段的噪声对滤波腔总噪声的贡献要大于高频段的 (见图 14)。

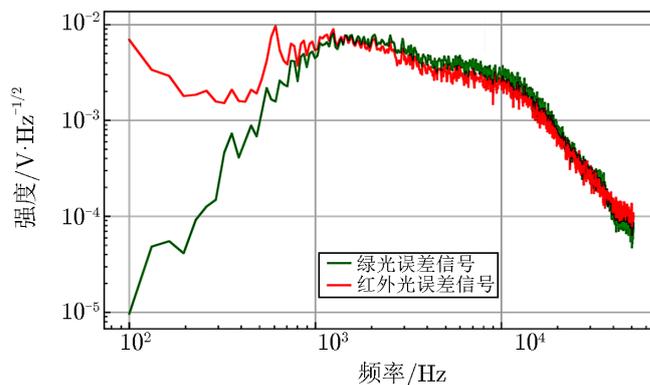
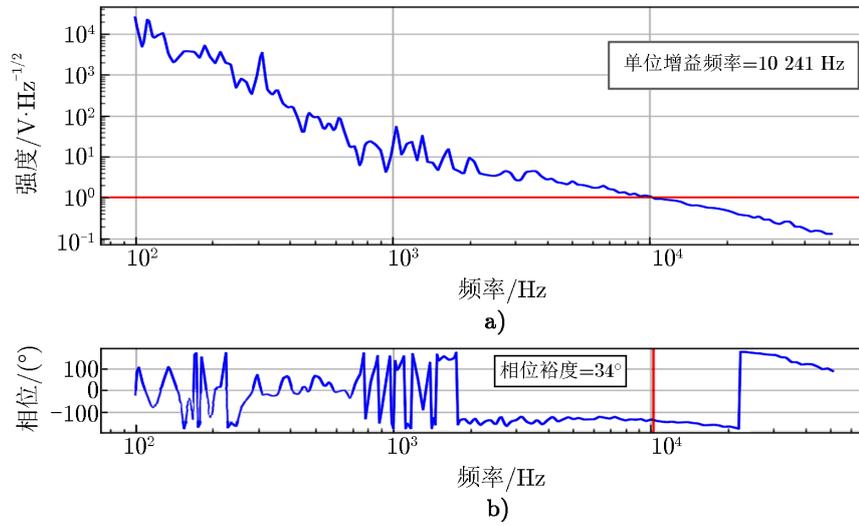
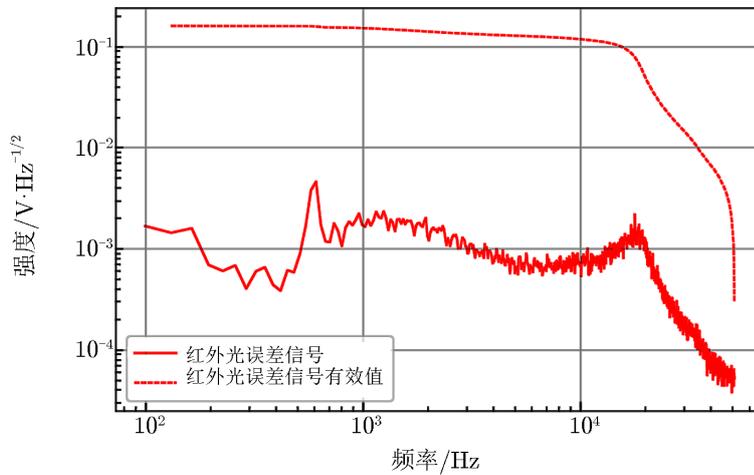


图 12 红外光和绿光的误差信号同步情况



注: 红线代表单位增益频率。

图 13 滤波腔控制回路的开路传递函数



注: 该图数据均为红外数据, 红色实线代表红外光的误差信号, 红色虚线是从高频到低频对误差信号进行的积分。可以看到, 从 50 kHz 积分到 20 kHz 的过程中, 该数值增长约为 1, 但在低于 20 kHz 频段, 数值变化约为 2。

图 14 噪声在各频段分布

4 总结与展望

从 2016 年到 2017 年的一年多时间内, 在实验室所有成员的努力下, 整个实验进展顺利。目前, 300 m 滤波腔及锁相控制系统^[18] 的安装调试已经基本完成。初步测量得出, 滤波腔的周损失为 $4 \times 10^{-5} \sim 8 \times 10^{-5}$ 。与压缩态平台连接用的球面镜组也已经完成。主体实验台的搭建和安装工作也已经过半。通过温度和控制回路的调制, 二次谐波腔的转化率已经超过 50%, 产生压缩态所需要的激光输出功率已稳定在足够大。另外, 压缩态平台的搭建也已经过半。下一步的计划为, 安装两个辅助激光器, 并利用锁相控制环路将两个辅助激光器与主激光器关联起来, 以便将已经组装完成的光学参量振荡器 (OPO) 安装到实验台上, 并对其进行锁腔和调试。预计本实验将在 2019 年下半年完成, 并投入 KAGRA 的运行中。

参考文献:

- [1] Aasi J, Abadie J, Abbott B P, et al. *Nature Photonics*, 2013, 7(8): 613
- [2] Aasi J, Abbott B P, Abbott R, et al. *Classical and Quantum Gravity*, 2015, 32(7): 074001
- [3] Acernese F, Agathos M, Agatsuma K, et al. *Classical and Quantum Gravity*, 2014, 32(2): 024001
- [4] Grote H, LIGO Scientific Collaboration. *Classical and Quantum Gravity*, 2010, 27(8): 084003
- [5] <http://gwcenter.icrr.u-tokyo.ac.jp/en/>
- [6] LIGO Scientific Collaboration. *Nature Physics*, 2001, 7: 962
- [7] Braunstein S L. *Phys Rev Lett*, 1992, 69: 3598
- [8] Caves C M, Schumaker B L. *Phys Rev A*, 1985, 31(5): 3068
- [9] Chelkowski S, Vahlbruch H, Danzmann K, et al. *Phys Rev A*, 2007, 75(4): 043814
- [10] Khalili F Y. *Phys Rev D*, 2010, 81(12): 122002
- [11] Corbit T, Chen Y, Khalili F, et al. *Phys Rev A*, 2007, 73(2): 023801
- [12] Aso Y, Michimura Y, Somiya K, et al. *Phys Rev D*, 2013, 88: 043007
- [13] Chelkowski S, Vahlbruch H, Hage B, et al. *Phys Rev A*, 2005, 71: 013806
- [14] Oelker E, Isogai T, Miller J, et al. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 041102
- [15] Evans M, Barsotti L, Fritschel P. *Phys Lett A*, 2010, 374(4): 665
- [16] Capocasa E, Barsuglia M, Degallaix J, et al. *Phys Rev D*, 2016, 93(8): 082004
- [17] Black E D. *Am J Phys*, 2001, 69(1): 79
- [18] Dooley K L, Schreiber E, Henning V, et al. *Optical Express*, 2015, 23(7): 8235

Progress of Frequency Dependent Squeezing for Upgrade KAGRA Detector

GUO Yue-fan¹, CAPOCASA Eleonora^{2,3}, EISENMANN Marc⁵, FLAMINIO Raffaele⁵,
LEONARDI Matteo², TACCA Matteo⁴, ZHAO Yu-hang², LI Mu-zi¹, LYU Zhen-wei¹

(1. Astronomy Department, Beijing Normal University, Beijing 100875, China; 2. Gravitational Wave Project Office, National Observatory of Japan, Tokyo 181-8588, Japan; 3. AstroParticule et Cosmologie, Paris 75205, France; 4. Nikhef, Amsterdam 1098 XG, The Netherlands; 5. LAPP, Annecy 74941, France)

Abstract: KAGRA is the Japanese kilometer-scale ground-based interferometric gravitational wave detector. It is currently in the commissioning stage and it will soon join LIGO and Virgo for the detection of gravitational waves. Adding KAGRA to the detectors network will increase the sky location accuracy of the gravitational wave source. The several special techniques used in KAGRA will generate new experience. The underground location of the detector will reduce the seismic noise and cryogenic operation will reduce the thermal noise. As a future upgrade of the ground-based gravitational wave interferometric detectors, the laser power and the mirror mass will increase. In this condition, the quantum noise will limit the sensitivity in all the detection frequency range. To reduce quantum noise in the next generation gravitational wave detectors, one of the most well-known quantum non-demolition techniques is the so-called frequency dependent squeezing. The application of this technique consists on the injection of a 9 dB squeezed vacuum, filtered by a 300 m long cavity with 80 ppm of round trip loss. Rotating the squeezing angle by using the filter cavity has been demonstrated in the MHz range with a 0.5 m long cavity^[13] and in the kHz range with a 2 m long cavity^[14]. In this article we briefly introduce the theory of this technique and, based on the design of KAGRA, we calculate a factor of 2 improvements on the design sensitivity. We present the latest progresses on the experiment currently ongoing in the laboratory of NAOJ, where we are aiming to demonstrate the theoretical prediction of quantum noise suppression. The south arm of the old TAMA300 detector is used as the filter cavity, which is the first 100 m scale filter cavity and the longest in the world.

Key words: gravitational wave; gravitational wave detector; quantum noise; squeezed state