

# 利用引力波探测宇宙膨胀历史\*

朱良贵<sup>1</sup> 陈 弦<sup>1,2,†</sup>

(1 北京大学 科维理天文与天体物理研究所 北京 100871)

(2 北京大学物理学院天文系 北京 100871)

2025-06-10收到

† email: xian.chen@pku.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20250702

CSTR: 32040.14.wl20250702

## Probing the history of cosmic expansion with gravitational waves

ZHU Liang-Gui<sup>1</sup> CHEN Xian<sup>1,2,†</sup>

(1 Kavli Institute for Astronomy and Astrophysics, Peking University, Beijing 100871, China)

(2 Department of Astronomy, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

**摘 要** 宇宙膨胀历史的信息反映在银河系外天体的距离和红移的关系中。引力波探测允许观测者直接测量引力波源的光度距离,而以电磁波为信使的传统天文观测可以测量引力波源的红移信息,两者结合可以用于探测宇宙的膨胀历史。2017年,LIGO和Virgo利用双中子星并合引力波事件GW170817的多信使联合观测,首次实现了利用引力波对宇宙膨胀速度的测量。利用引力波探测宇宙膨胀历史不依赖于传统电磁观测的测距方式,可以作为解决当前宇宙学危机的极具潜力的手段。文章将介绍利用引力波探测宇宙膨胀历史的基本原理、目前的探测结果和未来的预期表现,以及待解决的问题。

**关键词** 引力波探测, 标准汽笛, 哈勃常数, 暗能量状态方程, 宇宙膨胀

**Abstract** Information about the history of cosmic expansion is encoded in the distance-redshift relationship of extragalactic objects. Gravitational wave detection allows observers to directly measure the luminosity distance of gravitational wave sources, while traditional astronomical observations using electromagnetic waves as messengers can measure redshift information of the gravitational wave sources; the two methods combined can be used to probe the history of the expanding universe. In 2017, LIGO and Virgo achieved the first measurement of the cosmic expansion rate using gravitational waves through multi-messenger observations of the binary neutron star merger event GW170817. This method, independent of traditional electromagnetic distance-measurement techniques, presents a promising avenue to address current cosmological tensions. This article introduces the fundamental principles of using gravitational waves to investigate cosmic expansion, reviews current observational results and future prospects, and discusses outstanding challenges in this emerging field.

**Keywords** gravitational wave detection, standard sirens, Hubble constant, dark energy equation of state, cosmic expansion

\* 国家自然科学基金(批准号: 12473037)、中国博士后科学基金(批准号: 2023M740113)资助项目

## 1 引言

自17世纪后期牛顿以万有引力定律统一了天体和地面物体运动遵循的物理规律以来,“统一”成为了物理学研究的核心命题。20世纪基于宇宙学原理和爱因斯坦的广义相对论,学界逐步构建出现代宇宙学的理论框架,最终建立了能统一描述宇宙从原初核合成演化到现在的全过程的标准宇宙学模型——宇宙学常数( $\Lambda$ )—冷暗物质(cold dark matter)模型( $\Lambda$ CDM)<sup>[1-3]</sup>。 $\Lambda$ CDM模型很好地解释了从原初核合成时期到当前宇宙的大多数宇宙学观测结果,包括宇宙膨胀、宇宙元素的原初丰度、宇宙微波背景辐射(cosmic microwave background radiation, CMBR)、宇宙大尺度结构和宇宙加速膨胀现象等<sup>[3]</sup>。

物理学史上的每一次“统一”之路总是充满着坎坷,必然要经受各种严峻的挑战,标准宇宙学模型 $\Lambda$ CDM模型统一解释各种宇宙学现象之路也是如此。随着天文观测的数据积累和技术进步,我们目前已进入精确宇宙学时代,对各个宇宙学参数的测量实现了百分比甚至亚百分比级的精度<sup>[3, 4]</sup>:对描述当前宇宙膨胀速度的参数——哈勃常数( $H_0$ )的测量达到甚至超过1%的精度;对描述宇宙中普通物质和暗物质总量、暗能量组分参数的测量取得了好于0.1%的精度;对暗能量状态方程参数的测量也达到好于10%的精度。然而,测量精度的突破性进展反而给 $\Lambda$ CDM模型带来了多项挑战,其中最为严峻的挑战是哈勃常数争议<sup>[5-7]</sup>和暗能量状态方程的红移演化迹象<sup>[8, 9]</sup>。

哈勃常数争议指的是利用不同方法测量得到的哈勃常数值之间存在超过 $5\sigma$ 显著度的矛盾(意味着这一矛盾是随机现象的概率小于百万分之一)<sup>[5-7]</sup>。矛盾的其中一方是以基于 $\Lambda$ CDM模型的CMB观测为代表的早期宇宙测量,其测量结果为 $H_0 = 67.4 \pm 0.5 \text{ km/s/Mpc}^{[10]}$ ,这一结果还得到了重子声学振荡、原初核合成和宇宙计时器(cosmic chronometers)等观测的支持<sup>[6, 7]</sup>;另一方

是以基于宇宙距离阶梯的Ia型超新星(type Ia supernova, SN Ia)观测为代表的晚期宇宙测量,对应的测量结果为 $H_0 = 73.04 \pm 1.04 \text{ km/s/Mpc}^{[4]}$ ,支持这一测量结果的观测还包括巨脉泽、Tully—Fisher关系和强引力透镜等<sup>[6, 7]</sup>。这两类测量方法的本质差异在于:利用CMB测量 $H_0$ 主要是通过CMB观测确定宇宙演化的初始状态,然后经由 $\Lambda$ CDM模型外推出宇宙当前的膨胀速度,是间接测量<sup>[3, 10]</sup>;而利用SN Ia测量 $H_0$ 主要是利用宇宙距离阶梯测距,系统校准SN Ia的光度距离(luminosity distance,  $D_L$ ),然后结合红移( $z$ ,代表着天体相对观测者的退行速度)拟合哈勃定律 $z \propto H_0 D_L$ 导出 $H_0$ 的值,不依赖宇宙学模型,是直接测量<sup>[4-7]</sup>。

在万有引力作用下宇宙的膨胀应当是减速的,但1998年天文学家却发现宇宙的膨胀正在加速<sup>[11, 12]</sup>。暗能量是解释宇宙加速膨胀现象的一种最简单的唯象模型,目前标准的暗能量模型是广义相对论中的宇宙学常数 $\Lambda$ ,对应的状态方程参数( $w \equiv p/\rho c^2$ )恒等于 $-1^{[1, 2]}$ 。宇宙学常数 $\Lambda$ 在广义相对论框架中虽然简洁明了,但“暗能量的本质是什么?”一直困扰着学界。粒子物理学家曾试图用量子场的真空能来解释暗能量的本质,但根据量子场论计算的真空能密度比宇宙学观测测得的暗能量密度高上百个数量级。此外,近些年的一些观测显示暗能量状态方程极有可能会随红移演化<sup>[8]</sup>,特别是2024年大型光谱巡天望远镜DESI通过最新观测数据得到了约 $4\sigma$ 显著度的暗能量状态方程随红移演化的证据<sup>[9]</sup>,这再次对宇宙学常数 $\Lambda$ 的标准模型地位构成了挑战。

不论是哈勃常数争议还是暗能量状态方程的演化迹象,都在暗示我们对宇宙的认识仍然不够全面。目前以电磁波为信息传递媒介的传统观测手段具有内在的局限性,例如,利用SN Ia测得的哈勃常数值依赖于宇宙距离阶梯,而宇宙距离阶梯是一套非常复杂的测距系统,需要逐级校准,且依赖于一些经验关系<sup>[6, 7]</sup>。想要真正澄清哈勃常数争议,以及以足够高的置信度检验暗能量状态方程随红移的演化,都需要突破传统观测手段的

局限性。引力波就是一种独立于传统电磁观测的新观测手段，可以作为一个独立探测宇宙膨胀历史的新探针。

引力波是广义相对论的重要预言，20世纪七八十年代泰勒(Joseph H. Taylor)和赫尔斯(Russell A. Hulse)通过对双脉冲星系统 PSR B1913+16 的观测，首次证实了引力波的存在<sup>[13]</sup>，2015年美国激光干涉引力波天文台(LIGO)和Virgo合作组首次成功实现了对恒星级质量双黑洞(SBHB)并合引力波信号 GW150914 的直接探测<sup>[14]</sup>，正式开启了引力波天文学时代。在实现引力波探测之前，舒茨(Bernard F. Schutz)就首先指出可以利用引力波直接测量引力波源的光度距离，从而用于测量哈勃常数<sup>[15]</sup>。此后，用引力波探测宇宙膨胀历史的潜力得到了充分论证，类比于宇宙距离阶梯测距系统中“标准烛光”的称呼，引力波被称为“标准汽笛”(standard siren)<sup>[16]</sup>。

## 2 引力波探测宇宙膨胀历史的基本原理

因为光速不变，会产生两种效应：一是观测者接收到的来自不同距离的天体辐射信号其实来自不同历史时期的辐射，二是远处天体辐射的信号在膨胀中的宇宙传播时波长会被拉伸，表现为信号的宇宙学红移。这两种效应意味着宇宙膨胀演化的信息被烙印在了天体间距离和红移的关系上。在中晚期宇宙阶段，决定膨胀速度的主要因素是总物质和暗能量的占比(分别用参数  $\Omega_M$  和  $\Omega_\Lambda$  表示)和暗能量的状态方程。如图1所示，在不同宇宙学参数取值的情况下，展示了光度距离  $D_L$  和红移  $z$  函数关系的差异。所以说探测宇宙膨胀历史本质上是在利用不同宇宙学距离处天体的距离和红移信息拟合“距离—红移”关系，实现对各个宇宙学参数的期望值及误差的估计。

### 2.1 引力波为什么是“标准汽笛”？

在传统电磁观测中，距离测量是一项极具挑战的任务。天文测距的历史始于地球和太阳之间

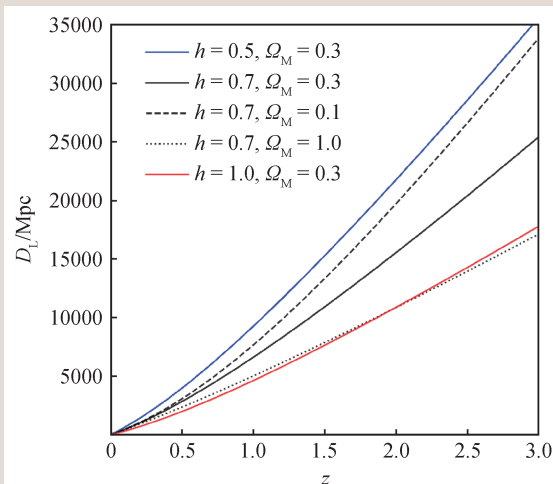


图1 光度距离和红移的函数关系。图中  $h \equiv \frac{H_0}{100 \text{ km/s/Mpc}}$ ，是无量纲哈勃常数

距离的测量，这一探索持续了上千年。直至19世纪，天文学家利用埃德蒙·哈雷提出的金星凌日近方法，才得以准确地测量出日地距离，这一平均日地距离被称为“天文单位”(astronomical unit)。有了天文单位作为基准，天文学家得以利用地球绕日运动和视差法测量更遥远天体的距离。然而，由于望远镜的角分辨率是有限的，对于更遥远天体，测距必须依赖光度或光谱与距离之间的经验性关系。最终，各种不同的测距方法组成了一个复杂的“宇宙距离阶梯”系统。

与电磁观测不同，距离测量是引力波探测的天然优势。根据广义相对论，旋近双星系统的轨道频率及其随时间的演化完全由双星的质量(包括总质量和质量比等)决定。引力波信号在频域上可以表示为<sup>[17]</sup>

$$\tilde{h}(f) = \frac{1}{D_L} \sqrt{\frac{5}{24}} \frac{(G\mathcal{M}_z)^{5/6}}{\pi^{2/3} c^{3/2}} f^{-7/6} \times \exp(-i\Phi(f; \mathcal{M}_z, \eta)),$$

其中  $G$  是万有引力常数， $\mathcal{M}_z = \mathcal{M}(1+z)$  是双星红移后的啁啾质量(chirp mass)，啁啾质量定义为  $\mathcal{M} \equiv \eta^{3/5}(m_1 + m_2)$ ， $\eta$  是对称质量比，定义为  $\eta \equiv m_1 m_2 / (m_1 + m_2)^2$ 。从上式可以看出，引力波信号的相位和振幅完全由波源的质量组成决定。这一公式意味着，观测者通过对引力波信号相位

的测量,可以推断出引力波源的质量组成信息,进而推算出引力波信号的出射振幅。由于引力波探测器探测到的振幅与引力波源离探测器的光度距离成反比,再通过对比探测到的振幅和出射振幅,就可以推断出引力波源到探测器的光度距离。因此,通过引力波探测测量引力波源的光度距离不需要依赖于其他测距手段的校准,是对光度距离的直接测量<sup>[15]</sup>。图2展示了LIGO探测到的首例引力波事件GW150914在时域的波形,是引力波波形的一个典型示意图。可以看到,引力波波源双黑洞的运动演化和波形的变化是一一对应的,通过引力波的信息可以模型重建引力波源的动力学演化过程,进而推导出波源的质量和光度距离等参数信息。

在获得引力波源的光度距离信息后,再结合相应的红移信息,便能够通过拟合“距离—红移”关系实现对哈勃常数等各个宇宙学参数的测量。正是引力波探测能够直接测量引力波源到观测者的光度距离这一特性,使得引力波在宇宙学研究中具有独特优势。因此,类比于传统电磁观测中“标准烛光”的称呼,引力波被称为“标准汽笛”<sup>[15, 16]</sup>。

尽管引力波在距离测量方面表现出色,但在红移测量方面却存在明显短板。由于双星系统辐射引力波信号时,其质量和红移之间一般是简并的,观测者通过引力波探测获取的质量实际上是红移后的质量,即 $m_z = (1+z)m$ 。这种简并性使得单独从引力波信号中推断红移信息变得极为困难。因此,想要利用引力波探测宇宙膨胀历史,

还需通过其他方法有效获取引力波源的红移信息。

## 2.2 怎样获取引力波源的红移?

获取引力波源红移信息的方法可以分为两大类:一类是通过其他观测手段单独测量引力波源的红移,另一类是通过额外的天体物理条件打破引力波源质量和红移之间的简并。由于每种原子或分子辐射的电磁波都有独特的光谱特征,因此与引力波事件对应的电磁观测是一种获取引力波源红移信息的理想手段。此外,只要额外的天体物理条件对引力波源质量和红移的依赖关系不同,便可以在一定程度上打破质量和红移的简并。

根据具体的情况,通过电磁观测获取引力波源红移信息的方法可以分为两种,分别为:(1)电磁对应体观测;(2)巡天星系星表<sup>[15]</sup>。电磁对应体观测这一方法仅适用于存在可观测的电磁对应体的引力波源。一般认为双中子星和中子星—黑洞双星并合引力波事件会伴随电磁辐射,而双黑洞引力波事件是否伴随有电磁辐射仍然存疑。在有电磁对应体观测的情况下,可以直接识别引力波源的宿主星系,进而通过光谱观测直接精确测量引力波源的红移。在没有电磁对应体观测的情况下,由于中子星和恒星级质量黑洞通常被认为是恒星演化的产物(黑洞也可能是早期宇宙的原初黑洞,但目前缺乏确凿的观测证据),且绝大部分的恒星都位于星系之中,因此星系的分布可以间接地指示引力波源的红移信息。引力波探测可以提供引力波源的空间定位信息(包括光度距离、天空位置及其误差),位于空间定位误差体积内的星系均为引力波源的候选宿主星系。在假设每个候选宿主星系寄宿引力波源的概率相同的情况下,引力波源处于某一红移的概率与该红移处的星系总数成正比。星系空间分布的成团性确保了候选宿主星系指示的红移统计概率分布包含有效信息<sup>[15]</sup>。一般地,有电磁对应体的引力波源被称为“亮汽笛”(bright sirens),而无电磁对应体的引力波源则被称为“暗汽笛”(dark sirens)。

除了上述通过电磁观测获取引力波源红移信息的方法以外,目前已发展出五种能有效打破引力波

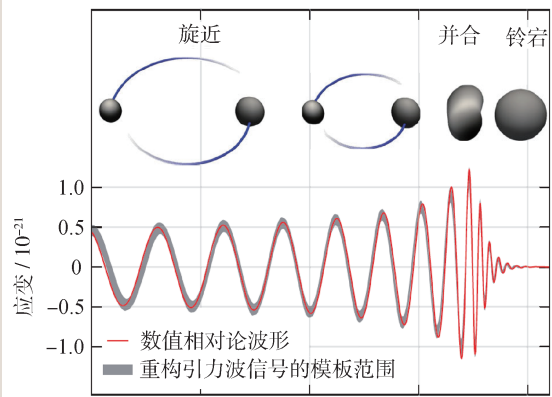


图2 GW150914引力波事件的波形<sup>[14]</sup>



源质量和红移之间简并的方法，分别是：(1)强引力透镜；(2)引力波源的固有红移分布；(3)引力波源物理质量的固有分布；(4)中子星的潮汐形变；(5)宇宙加速膨胀对引力波波形的相位调制<sup>[18]</sup>。通过强引力透镜效应可以测量引力波源的角直径距离( $D_A$ )，然后根据宇宙距离对偶关系  $D_L = (1+z)^2 D_A$  可以推断出引力波源的红移。引力波源的固有红移分布依赖于其形成随宇宙学红移演化的模型，这一方法是对引力波源红移的直接限制。引力波源物理质量的固有分布同样依赖于引力波源的形成和演化的模型，例如中子星物理质量的上下限或恒星级质量黑洞质量分布的固有特征谱。结合引力波源红移和物理质量的固有分布提取红移信息的方法被统称为“谱汽笛”(spectral sirens)方法<sup>[19]</sup>。中子星的潮汐形变由其物理质量和状态方程决定，因此可以利用潮汐形变对引力波波形的相位调制提取中子星的物理质量信息。宇宙加速膨胀对引力波波形相位的调制则允许观测者仅通过引力波探测直接获取宇宙膨胀的加速度信息。

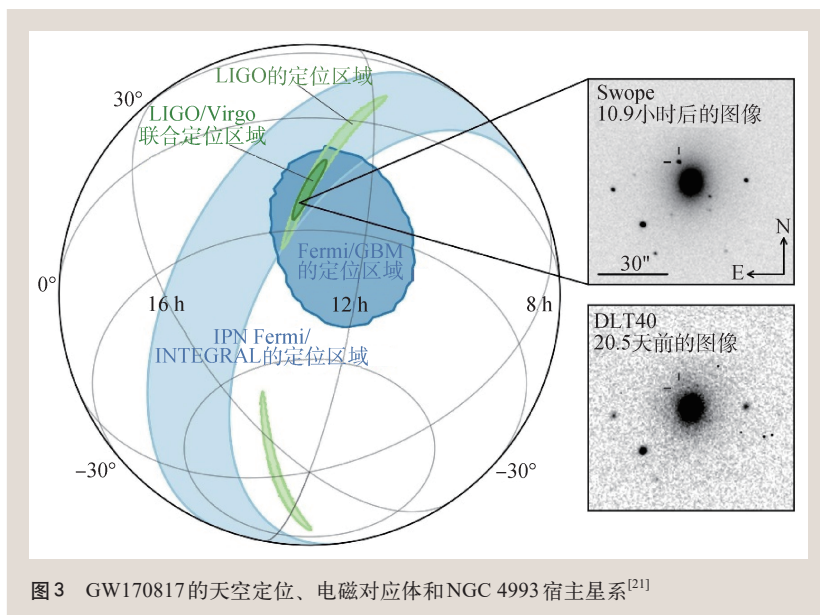
总的来说，电磁对应体观测和星系星表两种方法是通过额外的电磁观测来单独获取引力波源的红移信息，其优势在于不依赖于额外的天体物理模型。而后五种方法则是通过引入额外的天体物理模型来打破引力波源质量和红移之间的简并，有效性和准确性都依赖于所采用的天体物理模型，其优势是不需要额外的电磁观测。在实际应用中，以上各种方法都有它们各自的适用条件，需要根据具体问题做出选择。

总的来说，电磁对应体观测和星系星表两种方法是通过额外的电磁观测来单独获取引力波源的红移信息，其优势在于不依赖于额外的天体物理模型。而后五种方法则是通过引入额外的天体物理模型来打破引力波源质量和红移之间的简并，有效性和准确性都依赖于所采用的天体物理模型，其优势是不需要额外的电磁观测。在实际应用中，以上各种方法都有它们各自的适用条件，需要根据具体问题做出选择。

### 3 现状和前景

#### 3.1 已取得的成果

双中子星并合引力波事件 GW170817 是首次成功用于探测宇宙膨胀历史的标准汽笛<sup>[20]</sup>，开创



了引力波加电磁波多信使天文学观测的新纪元<sup>[21]</sup>。图3展示了利用GW170817的天空定位成功搜索到电磁对应体并识别NGC 4993宿主星系的示意图。仅GW170817这一例标准汽笛对哈勃常数的测量精度就达到了约15%<sup>[22]</sup>，这个精度水平几近追上了哈勃空间望远镜关键项目经过十年观测获得的11%的精度<sup>[23]</sup>。截至本文撰稿时，LIGO—Virgo—KAGRA(LVK)合作组已完成前三轮观测(O1—O3)，共发布了90多例高置信度的致密双星并合引力波事件，包括双中子星、中子星—黑洞双星和双黑洞等<sup>[24—27]</sup>。LVK合作组综合所有探测到的引力波事件，包括亮汽笛和暗汽笛，对哈勃常数的最佳测量结果为  $H_0 = 68^{+8}_{-6}$  km/s/Mpc<sup>[28]</sup>，相对精度约为10%。这一测量精度还不足以澄清哈勃常数争议的本质，亦还不能对暗能量状态方程施加有效限制。

目前LVK合作组正在进行第四轮观测(O4，于2023年5月24日正式启动，预计持续至2025年10月)，现已初步公布了约200例有较高置信度的候选引力波事件。已公布的候选引力波事件的源参数信息主要是用于搜寻电磁对应体的空间定位地图。基于O4这轮观测的探测器灵敏度的提升和空间定位精度的预期改进，O4数据有望将哈勃常数的测量精度提升至5%的量级，这将对澄清哈勃常数争议和探索暗能量状态方程的动力学特征

提供重要参考。

### 3.2 将实现的前景

当前的地面引力波探测器(LIGO、Virgo和KAGRA等)的灵敏度限制了其在解决宇宙学关键问题上的能力。即使完成所有运行计划,其对哈勃常数的测量精度也难以完全澄清哈勃常数争议,对暗能量状态方程参数的限制也难以以足够高的置信度检验其红移演化特性。此外,对极早期宇宙的探测需要更低频段的引力波探测器。为突破这些限制,全球已提出多项下一代引力波探测计划,覆盖从纳赫兹( $10^{-9}$  Hz)到千赫兹( $10^3$  Hz)的广阔频段。其中具有代表性的探测计划如下:(1)针对当前LVK探测器网络的灵敏频段,即 $1\text{--}10^4$  Hz频段,欧洲和美国分别提出了第三代地面引力波探测计划,爱因斯坦望远镜(Einstein Telescope, ET)<sup>[29]</sup>和宇宙探测器(Cosmic Explorer, CE)<sup>[30]</sup>;(2)针对更低的 $10^{-5}\text{--}1$  Hz频段,欧洲和美国联合提出了激光干涉空间天线(Laser Interferometer Space Antenna, LISA)计划<sup>[31]</sup>,中国提出了天琴<sup>[32]</sup>和太极<sup>[33]</sup>两项空间引力波探测计划(图4展示了空间引力波探测器的探测器构型及其在太阳系中的空间位置)<sup>[34]</sup>;(3)针对其他的探测频段,如在纳赫兹频段,全球已开始执行多项基于脉冲星计时阵列(Pulsar Timing Array, PTA)的引力波探测计划<sup>[35]</sup>:中国的CPTA、美国的NANOGrav、欧洲的EPTA

和澳大利亚的PPTA等,在分赫兹(十分之一赫兹,即 $10^{-1}$  Hz)频段,中国和欧洲分别提出了基于月球—引力波共振的月基引力波探测计划<sup>[36, 37]</sup>,日本提出了分赫兹干涉仪引力波天文台(DECIGO)<sup>[38]</sup>引力波探测计划等。

第三代地面引力波探测器(ET和CE等)的灵敏度相比于当前的LIGO、Virgo和KAGRA等探测器将提升约一个量级<sup>[29, 30]</sup>。其运行期间预计能探测到上百万例恒星级质量致密双星并合引力波事件,红移覆盖范围将远超 $z=10$ <sup>[29, 30]</sup>。ET和CE组成的探测器网络对哈勃常数的测量精度预期将优于0.1%,对暗能量状态方程参数的测量精度预期将好于1%。这些精度已超越当前CMB观测的最佳精度<sup>[39, 40]</sup>,有望帮助澄清哈勃常数争议的本质以及探索暗能量状态方程的红移演化特性等 $\Lambda$ CDM模型遇到的挑战。

空间引力波探测器的独特优势在于其丰富的引力波源类型,候选引力波源包括银河系内致密双星(主要是双白矮星)、恒星级质量致密双星(主要是SBHB)、极端质量比旋近系统(EMRI,由一个恒星级质量致密天体和一个大质量黑洞组成的双星系统)、大质量双黑洞(MBHB)和随机引力波背景等<sup>[41, 42]</sup>,其中SBHB、EMRI和MBHB三类引力波源可用于探测宇宙膨胀的历史<sup>[43, 44]</sup>。以中国天琴计划为例,5年运行期的预期科学成果包括:对哈勃常数的测量精度能达到约1%—7%,对暗能量状态方程参数的限制精度能达到约6%—30%。预期精度的不确定性主要源自引力波源族群性质和电磁对应体观测成功率的不确定性<sup>[44]</sup>。在乐观情况下,天琴有望能澄清哈勃常数争议和暗能量状态方程的红移演化特性这两大宇宙学问题。

其他频段的引力波探测器对宇宙膨胀历史的探测潜力是对地面和空间引力波探测器内在局限性的重要补充。对于PTA引力波探测,当信噪比积累到可精确定位单对超大质量双黑洞时,其对哈勃常数的测量精度有望达到百分之几的水平。对于月基引力波探测器,虽然其预期灵敏度不会很高,但却可以通过和天琴等空间引力波探测器

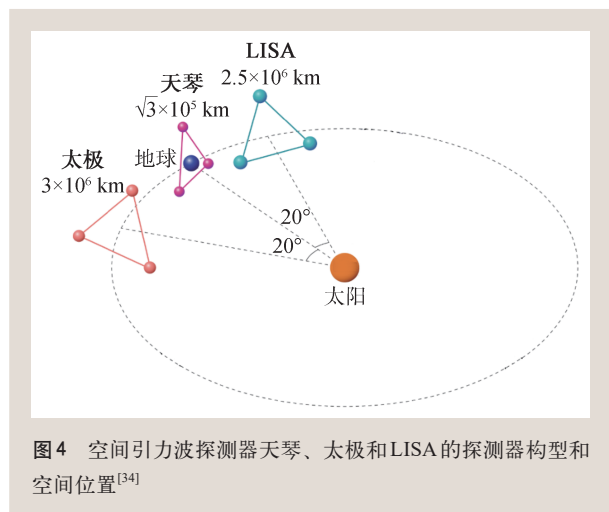


图4 空间引力波探测器天琴、太极和LISA的探测器构型和空间位置<sup>[34]</sup>

组成多波段网络, 以此提升引力波源的空间定位精度, 进而增强对宇宙膨胀历史的探测能力。

## 4 潜在的挑战

从引力波探测数据到宇宙学信息提取, 中间的关键是引力波源的空间定位, 包括光度距离和天空位置的估算两个方面。因为利用引力波探测宇宙膨胀历史是通过拟合“距离—红移”关系实现的, 光度距离是直接关联量, 而天空位置决定着引力波源红移信息的提取(电磁对应体和候选宿主星系的搜寻都依赖于引力波源的天空定位信息), 所以引力波源空间定位的准确性决定着对宇宙膨胀历史的探测准确性。空间定位信息是通过引力波探测数据和引力波波形模板相互匹配得到的, 因此对探测器噪声和引力波波形的准确建模是获得准确的引力波源空间定位信息的前提。此外, 由于目前学界对各类引力波源的电磁辐射特征和宿主星系性质还缺乏了解, 这使得对其电磁对应体或候选宿主星系的搜寻都显得比较困难, 进而影响引力波源红移信息的提取。

### 4.1 探测器噪声建模的挑战

目前 LVK 探测器网络能探测到的引力波信号持续时间均在毫秒量级。在此时间尺度下, 探测器噪声可近似为稳态高斯分布, 这一假设在数据分析中已被广泛采用且验证有效。但是, 对于第三代地面引力波探测器, 由于其灵敏度较 LVK 探测器提升约一个量级, 其灵敏频段拓展至  $1\text{--}10^4$  Hz, 这一改进使得双中子星、中子星—黑洞双星和恒星级质量双黑洞等引力波信号的持续时间可达数分钟甚至数天的量级。在长时间跨度下, 探测器噪声的稳态性和高斯性假设将不再成立。研究表明<sup>[45, 46]</sup>, 长时间尺度下的非稳态和非高斯噪声会引入系统偏差, 显著影响引力波源空间定位的准确性。如图 5 所示, 以第三代地面引力波探测器 ET 为例, 通过对比稳态噪声模型和非稳态噪声模型对同一例持续 60 s 的引力

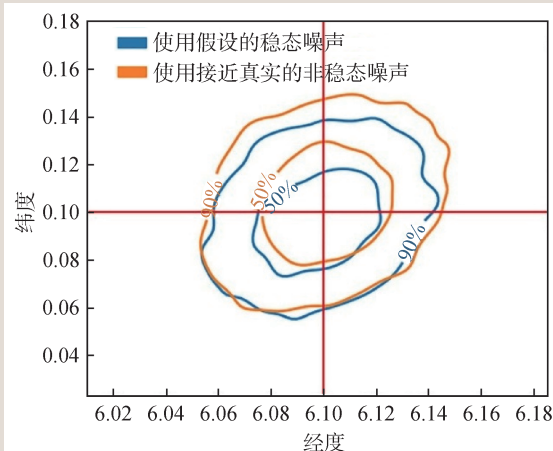


图5 引力波探测器 ET 使用稳态和非稳态噪声模型对同一引力波事件的天空定位<sup>[46]</sup>

波信号的天空定位结果, 可以发现两者存在明显差异。

对于空间引力波探测器, 如天琴、太极和 LISA 等, 它们面临着比地面探测器更为复杂的噪声环境。这主要体现在: (1)信号持续时间更长, 各类候选引力波信号(如 MBHB、EMRI 和 SBHB)的持续时间可达数月甚至数年; (2)噪声来源多样, 存在大量的银河系内致密双星产生的随机引力波前景噪声和早期宇宙量子涨落产生的随机引力波背景噪声; (3)信号重叠效应, 长持续时间的引力波信号之间会相互干扰, 导致提取其中一个信号后的残差会影响后续信号的分析。总体而言, 空间引力波探测器噪声的非稳态和非高斯性都会更加显著。

对于其他的引力波探测器, 其面临的噪声情况预期也非常复杂。如 PTA 引力波探测数据的计时噪声会受地球大气环境、太阳风、星际和星系际介质环境等多种因素影响; 月基引力波探测的噪声会受月震等因素影响; DECIGO 作为短臂空间激光干涉仪, 其噪声环境可能和 LISA 等空间引力波探测器类似。因此, 发展先进的噪声建模与数据处理技术具有普遍意义。为应对这些挑战, 需要发展长时间尺度下的噪声实时监测系统和相应的非稳态噪声模型, 以及开发更高效的重叠信号的分离算法。



## 4.2 引力波波形建模的挑战

引力波波形的建模代表着我们对接收到的引力波信号的物理理解。目前LVK合作组在引力波波形建模中采用的基本假设包括：引力波源双星是理想的圆轨道、零质心运动速度和加速度、在真空环境中产生和在平直宇宙空间中传播。鉴于目前LVK探测器网络探测到的引力波事件的信噪比普遍不高，潜在的偏离这些假设的其他因素对引力波源参数估计的影响远小于探测器噪声导致的不确定度，这些假设基本上是合理的。但随着引力波探测技术的进步，这些简化的假设将面临严峻挑战。根据引力波信号从产生到被接收的时间顺序，可以在辐射和传播两个阶段考虑各个潜在的影响因素。

在引力波信号的辐射阶段，预期能显著改变引力波信号相位的因素可以归为两类，一类是引力波源所处的天体物理环境<sup>[47-49]</sup>，另一类是引力波源的本征特性<sup>[50, 51]</sup>。天体物理环境包括气体和引力势等因素，影响的具体表现为：引力波源周围的气体会通过动力学摩擦作用改变双星轨道的衰减速率<sup>[47]</sup>；深引力势阱(如在大质量黑洞附近)会产生不可忽略的引力红移，并调制引力波波形的振幅<sup>[48]</sup>。引力波源本征特性包括波源双星轨道的离心率、质心的本征运动速度和加速度等因素，具体表现为：对于较长持续时间的引力波信号，

波源双星的轨道离心率在较早期的旋近阶段可能还未被完全损失掉；质心本征运动的速度会产生额外的多普勒红移；质心本征运动的加速度则会导致额外的引力波相位模式<sup>[48]</sup>。

在引力波信号的传播阶段，传播路径上的大质量天体(如大质量黑洞、星系和星系团等)引起的引力透镜效应会显著改变引力波信号的振幅<sup>[48, 52]</sup>。强引力透镜效应虽然原则上可以建模，但只检测出一个像时，观测者无法确定其是否遭受了强引力透镜效应的影响。单次弱引力透镜效应虽然对引力波信号振幅的影响非常微弱，但是多次弱引力透镜效应的叠加对振幅的影响变得不可忽略。特别是对于来自较高红移的引力波信号，弱引力透镜对光度距离估计的影响程度可能会接近甚至超过探测器噪声的影响。

目前LVK探测器网络探测到的恒星级质量黑洞的族群性质与利用电磁观测搜寻到的黑洞存在显著差异，特别是发现了多例较大质量的双黑洞系统，如GW190521、GW190426\_190642和GW200220\_061928<sup>[25-27]</sup>等，这些发现暗示当前LVK合作组在计算波形模板时采用的理想假设(如圆轨道、零质心运动速度和真空环境等)和引力波信号的实际物理情况存在偏差。作者在文献[53]中详细分析了引力波源的错误空间定位对哈勃常数测量的影响，结果显示当具有错误定位的引力波事件比例达到10%时，哈勃常数测量将产生显著的系统偏差。如图6所示，当具有错误空间定位的引力波事件比例为50%时，哈勃常数的测量结果有很高的概率会显著偏离真值。因此，为了确保宇宙学测量的准确性，未来引力波探测的波形建模需要认真考虑上述各个因素对引力波信号的影响程度。

## 4.3 引力波源红移提取的挑战

正如前文第2.2节所介绍的，在提取引力波源红移信息的两类方法中，因为利用额外天体物理模型打破质量和红移之间简并的这类方法极度依赖于被引入的天体物理模型的准确性，所以一般采用额外电磁观测这类方法来获取引力波源的红

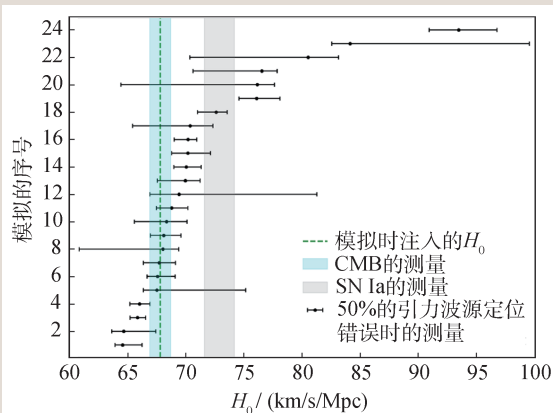


图6 错误空间定位的引力波源的比例为50%时，哈勃常数的测量结果会显著偏离真值<sup>[53]</sup>



移信息，以尽可能实现对宇宙学参数的无偏测量。

对于伴随有强烈电磁辐射的引力波事件，电磁对应体观测是获取引力波源红移的最优方法。遗憾的是，这种引力波源非常罕见。在LVK探测器网络的前三轮观测以及正在运行的第四轮观测发现的所有引力波事件中，唯一成功观测到电磁对应体的引力波事件只有GW170817<sup>[21]</sup>。其他引力波事件只搜寻到了电磁对应体的候选体<sup>[54]</sup>，不能唯一确认候选体和引力波事件的物理关联，这表明电磁对应体搜寻非常困难。如何协调望远镜使其对预警引力波事件的天空定位误差区域及时进行搜索，这需要庞大的望远镜观测时间资源和良好的合作组织框架。如何从众多疑似的电磁对应体信号中唯一确认和引力波事件的物理关联，这需要准确的对电磁对应体特征的认知。目前学界各个搜寻引力波事件电磁对应体的团队之间尚缺乏高效的配合，对电磁对应体特征也缺乏可靠认识，这些都需要学界各方研究人员共同努力改善。

对于没有观测到电磁对应体的引力波事件，其在数量上绝对占优，巡天星系星表是提取其红移信息的有效方法<sup>[15, 55]</sup>。但是这种方法面对的实际情况是，引力波源的空间定位误差体积一般较大，误差体积内可能包含数个甚至数十万个星系，这使得从候选宿主星系中提取得到的红移信息很不精确。想要从大量的候选宿主星系中更精确地提取引力波源的红移信息，一种可行的统计方法是给候选宿主星系加权<sup>[43, 44, 55]</sup>。赋加在候选宿主星系的权重大小需要以引力波源和宿主星系的相关关系为基础。作者在文献[56—58]中针对SBHB、EMRI和MBHB三类典型的暗汽笛，分别根据SBHB引力波事件率和宿主星系总恒星质量的正比关系，EMRI形成和活动星系核的相关关系，以及星系中心大质量黑洞的质量和星系核球光度的相关关系，探索了给候选宿主星系赋予相应权重的红移统计方法。如图7所示，利用EMRI引力波事件测量宇宙学参数时，“根据星系性质给星系加权”的红移统计方法相较于“给每个星系赋予均匀的权重”的红移统计方法，显著提高了 $H_0$ 和 $\Omega_M$ 的测量精度。将来随着学界对各类引力波源的

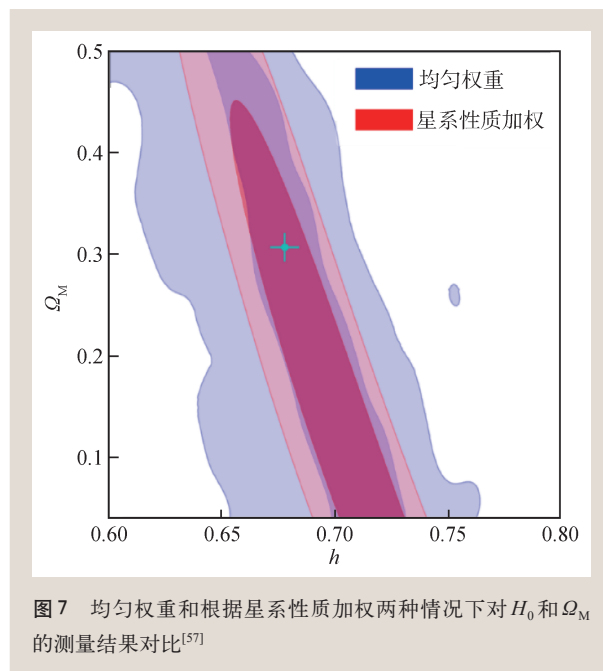


图7 均匀权重和根据星系性质加权两种情况下对 $H_0$ 和 $\Omega_M$ 的测量结果对比<sup>[57]</sup>

形成通道认识的进步，引力波源和其宿主星系的关系会变得更加清晰，更先进的从候选宿主星系中提取引力波源红移信息的方法有待进一步开发。

## 5 小结与展望

总而言之，引力波标准汽笛作为探测宇宙膨胀历史的新兴手段，在将来的实际应用中会面临来自探测器噪声建模、引力波波形建模和波源红移信息提取等多方面的挑战。但是，这些挑战根本上源于人类目前的引力波探测技术还处于发展初期，以及对引力波源的认识尚不全面。人类实现引力波探测的时间才十年，目前捕捉到的引力波信号只有上百例而已。人类对新事物的认识必然会经历由浅到深的过程，未来的引力波探测计划绘制了引力波标准汽笛应用的光明前景，随着对引力波探测技术和引力波源族群特性的深入研究，这些潜在挑战必然能得到有效解决。相信在不久的将来，引力波探测有望为澄清哈勃常数争议和检验暗能量状态方程随红移演化的动力学提供决定性的宇宙学测量结果。

**致谢** 感谢中山大学天琴中心胡一鸣老师和北京大学天文系邵立晶老师的讨论。

## 参考文献

- [1] Peebles P J E, Ratra B. *Rev. Mod. Phys.*, 2003, 75: 559
- [2] Frieman J A, Turner M S, Huterer D. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 2008, 46: 385
- [3] Ade P R A, Aghanim N, Armitage-Caplan C *et al.* *Astron. Astrophys.*, 2014, 571: A16
- [4] Riess A G, Yuan W, Macri L M *et al.* *Astrophys. J. Lett.*, 2022, 934: L7
- [5] Freedman W L. *Nature Astron.*, 2017, 1: 0121
- [6] Valentino E D, Mena O, Pan S *et al.* *Class. Quant. Grav.*, 2021, 38: 15
- [7] Perivolaropoulos L, Skara F. *New Astron. Rev.*, 2022, 95: 101659
- [8] Zhao G B, Raveri M, Pogosian L *et al.* *Nature Astron.*, 2017, 1: 9
- [9] Adame A G, Aguilar J, Ahlen S *et al.* *JCAP*, 2025, 02: 021
- [10] Aghanim N, Akrami Y, Ashdown M *et al.* *Astron. Astrophys.*, 2020, 641: A6
- [11] Riess A G, Filippenko A V, Challis P *et al.* *Astron. J.*, 1998, 116: 1009
- [12] Perlmutter S, Aldering G, Goldhaber G *et al.* *Astron. J.*, 1999, 517: 565
- [13] Hulse R A, Taylor J H. *Astron. J.*, 1975, 195: L51
- [14] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2016, 116: 061102
- [15] Schutz B F. *Nature*, 1986, 323: 310
- [16] Holz D E, Hughes S A. *Astron. J.*, 2005, 629: 15
- [17] Cutler C, Flanagan E E. *Phys. Rev. D*, 1994, 49: 2658
- [18] 赵文. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2018, 48: 079805
- [19] Ezquiaga J M, Holz D E. *Phys. Rev. Lett.*, 2022, 129: 061102
- [20] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 119: 161101
- [21] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D *et al.* *Astrophys. J. Lett.*, 2017, 848: L12
- [22] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D *et al.* *Nature*, 2017, 551: 7678
- [23] Gibson B K, Stetson P B, Freedman W L *et al.* *Astrophys. J.*, 2000, 529: 723
- [24] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D *et al.* *Phys. Rev. X*, 2019, 9: 031040
- [25] Abbott R, Abbott T D, Abraham S *et al.* *Phys. Rev. X*, 2021, 11: 021053
- [26] Abbott R, Abbott T D, Acernese F *et al.* *Phys. Rev. D*, 2024, 109: 022001
- [27] Abbott R, Abbott T D, Acernese F *et al.* *Phys. Rev. X*, 2023, 13: 041039
- [28] Abbott R, Abe H, Acernese F *et al.* *Astrophys. J.*, 2023, 949: 76
- [29] Punturo M, Abernathy M, Acernese F *et al.* *Class. Quantum Grav.*, 2010, 27: 194002
- [30] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D *et al.* *Class. Quantum Grav.*, 2017, 34: 044001
- [31] Amaro-Seoane P, Audley H, Babak S *et al.* 2017, arXiv: 1702.00786
- [32] Luo J, Chen L S, Duan H Z *et al.* *Class. Quantum Grav.*, 2016, 33: 035010
- [33] Hu W R, Wu Y L. *Natl. Sci. Rev.*, 2017, 4: 685
- [34] Gong Y, Luo J, Wang B. *Nature Astron.*, 2021, 5: 881
- [35] 李柯伽, 徐仁新. *物理*, 2024, 53: 507
- [36] Yan H, Chen X, Zhang J *et al.* *Phys. Rev. D*, 2024, 110: 043009
- [37] Ajith P, Amaro-Seoane P, Sedda M A *et al.* *JCAP*, 2025, 01: 108
- [38] Kawamura S, Nakamura T, Ando M *et al.* *Class. Quantum Grav.*, 2006, 23: S125
- [39] Abac A, Abramo R, Albanesi S *et al.* 2025, arXiv: 2503.12263
- [40] Evans M, Adhikari R X, Afle C *et al.* 2021, arXiv: 2109.09882
- [41] Amaro-Seoane P, Andrews J, Sedda M A *et al.* *Living Rev. Rel.*, 2023, 26: 2
- [42] Li E K, Liu S, Torres-Orjuela A *et al.* 2024, arXiv: 2409.19665
- [43] Auclair P, Bacon D, Baker T *et al.* *Living Rev. Rel.*, 2023, 26: 5
- [44] Luo J, An H, Bian L *et al.* 2025, arXiv: 2502.20138
- [45] Steltner B, Papa M A, Eggenstein H B. *Phys. Rev. D*, 2022, 105: 022005
- [46] Kumar S, Nitz A H, Forteza X J. *Astrophys. J.*, 2025, 982: 67
- [47] Chen X, Xuan Z Y, Peng P. *Astrophys. J.*, 2020, 896: 171
- [48] Chen X, Li S, Cao Z. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2019, 485: L141
- [49] Chen X. 2020, arXiv: 2009.07626
- [50] Gayathri V, Healy J, Lange J *et al.* *Astrophys. J. Lett.*, 2021, 908: L34
- [51] Torres-Orjuela A, Chen X. *Phys. Rev. D*, 2023, 107: 043027
- [52] Mandelbaum R. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 2018, 56: 393
- [53] Zhu L G, Chen X. *Astrophys. J.*, 2023, 948: 26
- [54] Paterson K, Lundquist M J, Rastinejad J C *et al.* *Astrophys. J.*, 2021, 912: 128
- [55] Chen H Y, Fishbach M, Holz D E. *Nature*, 2018, 562: 545
- [56] Zhu L G, Xie L H, Hu Y M *et al.* *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, 2022, 65: 259811
- [57] Zhu L G, Fan H M, Chen X *et al.* *Astrophys. J. Suppl.*, 2024, 273: 24
- [58] Zhu L G, Hu Y M, Wang H T *et al.* *Phys. Rev. Res.*, 2022, 4: 013247