



空间引力波探测——天文学的一个新窗口

黄双林^{1,2}, 龚雪飞¹, 徐鹏¹, Pau Amaro-Seoane³, 边星^{1,2},
陈跃文⁴, 陈弦⁵, 房震⁶, 冯学锋^{1,2}, 刘富坤⁵, 李硕⁷, 李想^{1,2},
罗子人⁸, 邵明学⁹, Rainer Spurzem⁷, 唐文林¹, 王龔¹⁰, 王瑛⁶,
臧云龙^{1,2}, 刘润球^{1,9,11*}

1. 中国科学院数学与系统科学研究院, 应用数学研究所, 北京 100190;
2. 中国科学院大学, 北京 100049;
3. 马克斯-普朗克引力物理研究所(阿尔伯特-爱因斯坦研究所), 波茨坦 D-14476, 德国;
4. 首都师范大学数学科学学院, 北京 100089;
5. 北京大学天文系, 北京 100871;
6. 中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049;
7. 中国科学院国家天文台, 北京 100012;
8. 中国科学院力学研究所, 北京 100190;
9. 中国科学院晨兴数学中心, 北京 100190;
10. 西澳大利亚大学, 珀斯 6009, 澳大利亚;
11. 中国科学院计算数学国家重点实验室, 北京 100190

* 联系人, E-mail: lau@amss.ac.cn

收稿日期: 2016-10-20; 接受日期: 2016-11-16; 网络出版日期: 2016-12-13

中国科学院战略性先导科技专项“空间科学预先研究项目”课题(编号: XDA04070400, XDA04077700)、国家自然科学基金(编号: 11305255, 11171329, 11571342)和中国科学院数学与系统科学研究院科学与工程计算国家重点实验室开放课题资助

摘要 本文内容分为两部分. 第一部分通过外尔曲率来阐述引力波这个物理概念, 为天体源引力波探测(地面或空间)建立一个基本的理论框架. 第二部分中, 在中国科学院二期先导研究的基础上, 我们进一步地说明空间引力波探测的天文学意义, 特别是在探索早期宇宙中星系结构的形成, 星系-黑洞共同演化结构等重大天文问题中提供一种全新的观察窗口. 简要介绍中国科学院空间引力波探测计划(太极计划)的任务设计, 并进一步阐明其科学目标以及与(e)LISA项目的区别所在, 最后给出空间任务中关键载荷的初步分析.

关键词 广义相对论, 空间引力波探测, 天文学

PACS: 04.30.-w, 04.30.Tv, 04.80.Nn

引用格式: 黄双林, 龚雪飞, 徐鹏, 等. 空间引力波探测——天文学的一个新窗口. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2017, 47: 010404

Huang S L, Gong X F, Xu P, et al. Gravitational wave detection in space—a new window in astronomy (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2017, 47: 010404, doi: 10.1360/SSPMA2016-00438

1 引言

在广义相对论中, 时空几何并不仅仅是物体运动的背景, 它有着自身的动力学内涵, 描述引力源所产生的引力场. 在动态的时空动力学演化中, 时空结构的改变会产生相应的几何曲率振荡行为, 这种曲率振荡在引力源外部以波动的形式沿着类光方向在时空中转播, 即我们所理解的引力波^[1-3]. 不同于对相对论其他著名预言的验证, 对引力波的探测不仅是对广义相对论正确性的检验, 同时也是对广义相对论的基本物理思想“动力学时空”的直接实验检验, 并为人类提供了一条探索宇宙早期至今其中高能动力学过程的途径.

由于引力相互作用本身极其微弱, 引力波探测对人类精密测量的能力提出了极端挑战. 1974年, Hulse 和 Taylor 等人^[4-6]发现了脉冲双星 PSR B1913+16, 该双星脉冲周期变短的观测值非常接近于广义相对论预言的引力辐射引起双星轨道变小的理论值, 第一次间接验证了广义相对论对引力波的预言. 2016年2月11日, 经过几代人三十多年的不懈努力和技术及装置上的一次次更新, 美国地面大型激光干涉引力波探测器 LIGO 项目科学合作组织 (LSC) 宣布在第二代地面干涉仪 Ad-LIGO 开机运行后不久 (2015年9月14日), 人类便第一次探测到了引力波信号. LIGO 直接捕捉到的这第一个引力波信号, 来自于 410 Mpc 处的双黑洞并合系统, 在这个并合过程中, 一个 36 倍太阳质量的黑洞与一个 29 太阳质量的黑洞并合, 经过激烈的引力辐射后, 稳定成为一个 62 太阳质量的黑洞^[7]. 这是人类对引力波的第一次直接探测, 更是直接观测到了广义相对论爱因斯坦场方程数值求解所精确预言的双黑洞并合的极端动力学过程.

LIGO 对引力波的首次直接探测预示着人类已经可以开始通过探测引力波来探索致密和高能天体物理过程. 引力波探测的科学内容已从对广义相对论验证变成通过引力波探测来认识天体物理现象, 为人类认识宇宙结构演化、研究相对论天体物理中黑洞和其他致密天体的动力学过程和演化提供一条不可取代的途径^[1]. 天体来源的引力波按照其质量等特征量的改变具有非常宽广的频段, 从小于微赫

兹至千赫兹跨越约 10 个量级. 空间与地面激光干涉引力波探测项目的主要区别在于测量频段和目标波源的不同. 地面引力波探测由于受到地表振动、重力梯度等噪声以及地面试验尺度的限制, 探测频段被限制在 10 Hz 以上, 引力波源主要包括几十至几百太阳质量黑洞的并合系统、双中子星并合系统等等, 由于波源的特征质量相对较小, 可探测的范围被局限在红移少于 2 的范围里. 从天文学考虑, 引力波探测需要更高红移的探测范围和面对更大特征质量和尺度的波源. 对质量在百万太阳质量的超大黑洞波源而言, 探测频段在中低频 0.01 mHz–1 Hz 左右, 对这频段的引力波探测需要避开地表振动、重力梯度等噪声以及地面试验尺度的限制, 在空间实现精密激光干涉测量^[1,8-10]. 地面引力波探测与空间引力波探测两者互补才能得以实现更加宽广波段的引力波探测与引力波天文学.

与地面引力波探测相比, 空间引力波探测任务所面对的波源普遍来说特征质量和尺度都大很多, 探测器具有更深广的视野, 拥有大量的波源, 主要包括几千到百万太阳质量的双黑洞并合系统、星系 (星团) 中心附近恒星质量黑洞等致密小天体和超大质量 (中质量) 黑洞形成的极端质量比 (中等质量比) 双黑洞绕转系统、大量河内河外致密双星系统以及早期宇宙和量子引力来源等等^[1,9,11-15].

空间与地面激光干涉引力波探测器在测量原理上基本相同, 但不同于地面试验固定终端镜面之间的干涉, 空间引力波探测要在空间自由漂浮的测试质量之间实现激光干涉测量, 因此所涉及的关键技术与地面引力波探测有很大不同, 一是保证测试质量的无拖曳运动, 二是实现空间长基线 (例如百万公里量级) 的弱光干涉技术完成弱力测量. 看似简单的原理背后需要大量的高新精密技术, 例如长时间 (数年寿命) 稳定工作的激光、空间望远镜、高精度激光测距系统、抵消非保守力对航天器测地运动干扰的无拖曳控制与微推进等诸多关键技术, 以及保证运行稳定性和热稳定性的轨道设计等等^[9,10].

国际上, 最早开始发展的空间激光干涉引力波探测项目是 20 世纪 90 年代开始美国航空航天局 NASA 和欧洲航天局 (ESA) 合作发展的原 LISA

(Laser Interferometer Space Antenna) 项目¹⁾ [8,9]. 这也是 20 余年来国际上发展相对最成熟的空间引力波探测计划, 后来由于 NASA 的退出和欧洲经费预算的缩减, LISA 发展成为 eLISA (evolvedLISA) 项 [11,12]. 2013 年 11 月, ESA 宣布将引力波探测作为两个重大科学项目之一, 列在 L3 阶段任务. eLISA 的技术演示项目 LISA-Pathfinder 已于 2015 年 12 月发射, 对 eLISA 相关技术进行演示和检验²⁾ [16]. 作为空间引力波探测项目的代表, LISA 在任务概念的层面为空间引力波探测学科描绘出了清晰的路径与平台, 为国际上其他空间激光干涉引力波探测项目如 ASTROD [17], DECIGO [18], ALIA [19], BBO [20] 等的设计提供了参考 (但由于设计指标要求极高, 这些项目在中短期内不可能实现), 并特别推动了空间引力波探测学科在波源分析、数据处理、相关波源天文学、以及相对论理论本身等诸多方面的发展, 促进空间引力波探测逐渐形成了一个领域.

在我国, 空间引力波探测已被列入中国科学院制定的空间 2050 年规划中 [21]. 2008 年, 由中国科学院力学研究所微重力实验室牵头发起, 中国科学院多个研究所及若干院外高校科研单位共同参与, 成立了中国科学院空间引力波探测论证组, 开始探讨我国空间引力波探测在未来数十年内的发展路线图. 经过中国科学院空间引力波探测论证组的推动与努力, 两期中国科学院先导科技专项空间科学预先研究项目相关课题的研究工作对我国空间激光干涉引力波探测任务已经给出了较明确的概念规划³⁾ [22], 明确了未来数十年内学科的发展路线图, 目前第三期先导专项课题研究也正在执行, 深入开展对任务相关科学内容的研究, 初步确定空间引力波探测将会是我国高红移天文学的一部分, 科学目标锁定在探测第一代恒星塌缩成的黑洞合并, 理解星系中心超大质量黑洞的成长过程和星系 - 黑洞共同演化等 21 世纪天文重大问题. 在此基础上, 十三五期间开展前期关键技术和载荷相关研发. 此外, 中山大学也提出了天琴计划, 其科学目标是验证引力波在中低频的存在 [23].

1) <http://www.lisa.aei-hannover.de>

2) <http://sci.esa.int/lisa-pathfinder/>; <https://www.elisascience.org/articles/lisa-pathfinder/lpf-mission>

3) 刘润球, 等. 中国科学院空间科学战略性先导科技专项“空间科学预先研究项目”(第二批): “中国空间引力波探测计划任务概念研究” 课题研究报告, 2013 年 9 月

本文大致内容如下: 第二和第三节主要介绍一些和引力波探测相关的基本广义相对论知识. 从第四节开始, 在二期空间先导结题报告的基础上, 我们介绍空间引力波的天文学内涵和科学院空间引力波探测计划 (太极计划) 的一些初步设计和载荷分析, 希望读者对空间引力波的科学的重要性有一定的概念, 和对我国在这个方向的发展有一个初步的了解.

2 引力波有波动方程吗?

在标准教科书中, 刻画引力波时一般是考虑平直时空的度规线性微扰. 在特定的规范条件下, 度规微扰满足波方程 [24], 因而获得了被称为引力波的物理图像. 然而, 这样的图像, 却并不与探测天体物理中的引力波波源 (比如一对双黑洞) 背后的物理相契合. 在这一节中, 我们将阐述一种几何和物理图像, 它描述由天体物理波源产生的引力波的传播, 并构成了引力波探测方案 (包括地面和空间) 的理论基础. 我们尝试使用尽量少的数学语言, 用更多的图以便直观地说明其中的几何与物理.

在广义相对论中, 引力场等价于一个洛伦兹流形 (M, g_{ab}) , 度规符号为 $(+, -, -, -)$. 这个流形的几何由黎曼曲率 R_{abcd} 来刻画, 而黎曼曲率可以进一步被分解为

$$R_{abcd} = C_{abcd} + \frac{1}{2}(g_{ac}R_{bd} + g_{bd}R_{ac} - g_{ad}R_{bc} - g_{bc}R_{ad}) - \frac{R}{6}(g_{ac}g_{bd} - g_{ad}g_{bc}), \quad (1)$$

其中, C_{abcd} 为外尔张量, 它是 R_{abcd} 的无迹部分, 对任何两个指标进行缩并都为 0, 而 R_{ab} 和 R 分别是标准的里奇张量与标量曲率. 通过里奇张量, 爱因斯坦方程将引力场的动力学与时空的几何联系起来. 外尔张量与里奇张量则通过比安基恒等式相耦合. 外尔张量的一个重要特征是它具有共形不变性. 对时空度规作共形变换 $g_{ab} \rightarrow \hat{g}_{ab} = \square^2 g_{ab}$, 其中 \square 为定义

在时空上的函数, 此时有 $\hat{C}^a{}_{bcd} = C^a{}_{bcd}$. 由于时空的光锥结构也是共形不变, 这意味着这个张量是定义在时空的光锥 (因果) 结构上, 而不是单纯依赖于时空度规.

在动态时空中, 动力学产生的外尔曲率改变会导致光锥结构 (图 1) 的扭曲, 这种类光几何的改变会沿类光方向从引力源往外传播. 在很多情形下, 如果其中的动力学具有拟周期行为 (例如双星相互绕转), 外尔曲率沿类光方向的传播便会类似于麦克斯韦理论中电磁波的传播, 后者也是在时空中也是沿着类光方向传播的. 在这个直观层面上, 我们可将外尔曲率沿类光方向的传播称为引力波.

进一步我们可以用二分量旋量的形式将外尔曲率写为

$$C_{abcd} = \mathbf{\Psi}_{ABCD}\mathbf{\bar{\epsilon}}_{A'B'}\mathbf{\epsilon}_{C'D'} + \mathbf{\epsilon}_{AB}\mathbf{\epsilon}_{CD}\mathbf{\bar{\Psi}}_{A'B'C'D'},$$

同时, 在时空中的无源区域, $R_{ab} = 0$, 于是比安基恒等式为 $\nabla^{AA'}\mathbf{\Psi}_{ABCD} = 0$. 与无源麦克斯韦方程 $\nabla^{AA'}\varphi_{AB} = 0$ 相比较, 我们发现它类似于一个自旋为 2 的波场. 在这个意义下, 我们可将其作为外尔曲率的波动方程. 与麦克斯韦方程之间的相似性提示我们, 外尔曲率可以被当作引力场的辐射自由度 (本段内容的详细推导参见文献 [25]).

考虑这样一种简单的情形: 引力波探测器仅仅是一个点粒子, 且与波源的空间距离很远. 在时空中, 这个粒子的类时世界线会与外尔曲率的传播在长时间极限下 (以粒子的固有时来衡量) 所生成的类光超曲面相交于接近类光无穷远处 (图 2). 所以, 对于引力波探测而言, 探测器在接近类光无穷远处对引力波作出响应.

在流体力学中, 一种描述流体的速度场的方法是跟随流体粒子的运动 (欧拉描述). 类似地, 要描述外尔曲率沿着时空光锥的变化, 我们在光锥上定义类光移动标架 (Newman-Penrose Formalism) [26]. 如图 3 所示, 取类光矢量 l^a , 它与前面所述外尔曲率传播于其上的类光超曲面相切; 另选一个类光矢量 n^a , 使得 $l^a n_a = 1$. 时空的 3+1 分解的等时面为类空超曲面, 与上述类光超曲面相交得到一个二维球面, 取 x_1^a 和 x_2^a 为切于此二维球面的单位矢量, 且相互正交, 进而可定义如下的复类光矢量:

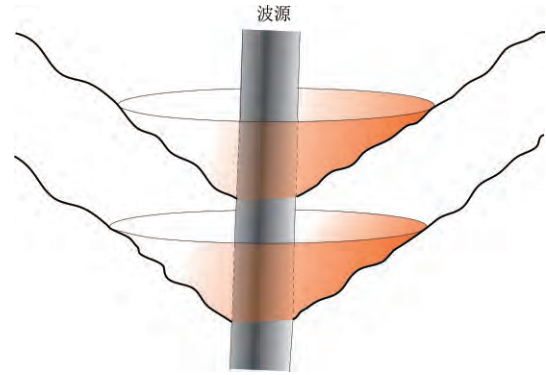


图 1 (网络版彩图) 光锥结构的扭曲沿类光方向传播

Figure 1 (Color online) The distortion of the lightcone structure propagates along null directions.

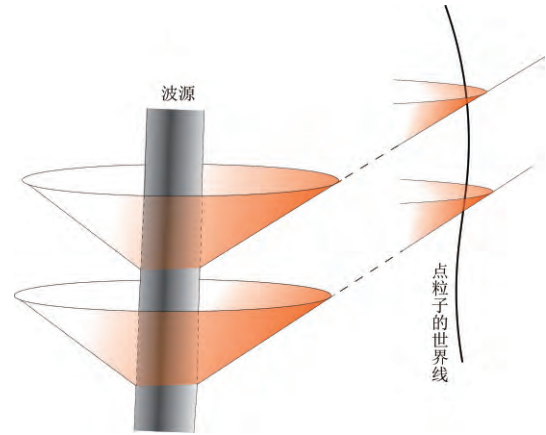


图 2 (网络版彩图) 点粒子在近类光无穷远处对引力波的响应

Figure 2 (Color online) A point particle responds to the gravitational wave near null infinity.

$$\begin{aligned} m^a &= \frac{1}{\sqrt{2}}(x_1^a + ix_2^a), \\ \bar{m}^a &= \frac{1}{\sqrt{2}}(x_1^a - ix_2^a). \end{aligned} \quad (2)$$

相应于这个类光移动标架 $\{l^a, n^a, m^a, \bar{m}^a\}$, 外尔曲率可以分解为 5 个复的分量:

$$\begin{aligned} \mathbf{\Psi}_0 &= -C_{pqrs}l^p m^q l^r n^s; \\ \mathbf{\Psi}_1 &= -C_{pqrs}l^p n^q l^r m^s; \\ \mathbf{\Psi}_2 &= -C_{pqrs}l^p m^q \bar{m}^r n^s; \\ \mathbf{\Psi}_3 &= -C_{pqrs}l^p n^q \bar{m}^r m^s; \\ \mathbf{\Psi}_4 &= -C_{pqrs}n^p \bar{m}^q n^r \bar{m}^s. \end{aligned}$$

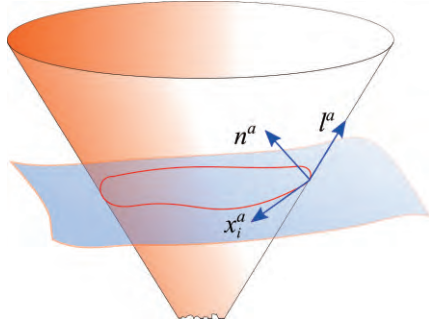


图3 (网络版彩图) 移动类光标架

Figure 3 (Color online) Null moving frame.

在广义相对论中, 有一个尚未被完全证明的定理^[26,27] 声称, 在类光方向上远离波源时, $\mathbf{\mu}_4$ 分量的行为会越来越接近纯辐射场. 下一节将会讲到, 正是 $\mathbf{\mu}_4$ 在引力波的探测中扮演了重要角色.

用时空的 3+1 分解所确定的时间断面所截出的二维球面, 实际上定义了外尔曲率传播 (引力波) 的波前 (图 4):

我们考虑由传播方向上的类光矢量定义的第二基本形式:

$$\begin{pmatrix} \sigma & \rho \\ \rho & \bar{\sigma} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中, $\sigma = m^a m^b \nabla_a l_b$, $\rho = m^a \bar{m}^b \nabla_a l_b$.

如图 5 所示, 我们借助类光面来生成 Bondi-Sachs 坐标^[28,29] (u, r, θ, ϕ) . u 可以看作是对从引力源世界管发出的类光超曲面族的标记. 在满足近类光无限远处的渐近边界条件时, $\nabla_a u$ 是一个类光的渐近 Killing 场. 举例来说, 在史瓦西时空中, u 由 Eddington-Finkelstein 坐标^[2] 给出, 此时 r 是生成类光超曲面的类光线的参数. r 的选取具有一定的自由度, 例如, 它可以是生成类光超曲面的类光测地线的仿射参数. 对于大多数情形, r 的不同选择给出的几何量的渐近展开在最低阶是一样的. (θ, ϕ) 则是由波前生成的二维球面的标准坐标.

在远离引力源的类光无穷远附近, 有如下的渐近展开^[26,27]:

$$\sigma = \frac{\sigma^0(u, \theta, \phi)}{r^2} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{r^3}\right), \quad (4)$$

$$\mathbf{\mu}_2 = \frac{\mathbf{\mu}_2^0(u, \theta, \phi)}{r^3} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{r^4}\right), \quad (5)$$

$$\mathbf{\mu}_4 = \frac{\mathbf{\mu}_4^0(u, \theta, \phi)}{r} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{r^2}\right). \quad (6)$$

引力源的质量随时间的变化为^[28,29]

$$\frac{dm}{du} = -\frac{\pi}{4} \oint \left| \frac{\partial \sigma^0}{\partial u} \right|^2 \sin \theta d\theta d\phi, \quad (7)$$

其中, m 为 Bondi 质量, 定义为^[28-30]

$$m = -\frac{1}{4\pi} \oint \left(\mathbf{\mu}_2^0 - \sigma^0 \frac{\partial \bar{\sigma}^0}{\partial u} \right) \sin \theta d\theta d\phi. \quad (8)$$

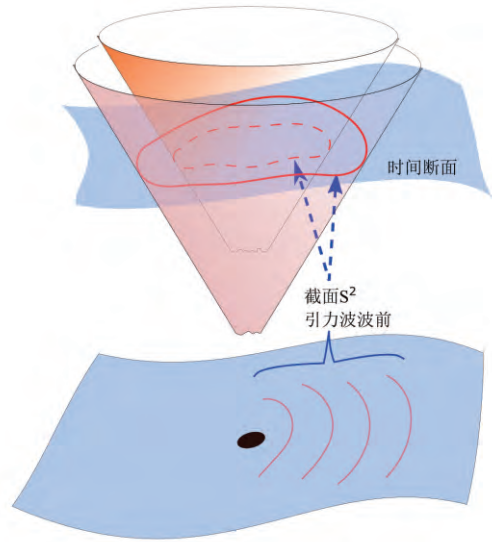


图4 (网络版彩图) 引力波波前的定义

Figure 4 (Color online) Define the wavefronts of gravitational wave.

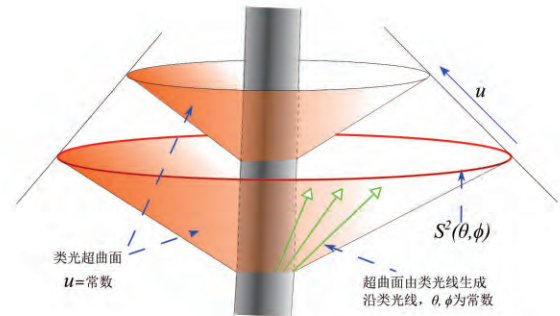


图5 (网络版彩图) Bondi-Sachs 坐标

Figure 5 (Color online) Bondi-Sachs coordinates.

3 引力波探测测量什么?

一般理解, 引力波所引起时空几何的改变表现为两个自由落体间相对距离的拟周期变化, 激光干涉测距是普遍采用的一种相对位移变化的读出手段. 本文将从弱力测量的角度讨论引力波的测量, 这种物理图像将有助于相关实验设计, 器件噪声的分析和研究, 以及全新探测方案的探寻.

空间激光干涉引力波探测器可以看成一组在深空微重力环境下工作的长基线弱力梯度测量仪, 采用激光干涉测距系统作为读出手段实现差分加速度测量. 这与工作在低卫星跟踪模式的地球重力场测量卫星 GRACE^[31] 的测量原理基本一致. 把 GRACE 两颗卫星看作检验质量, 其测量原理如图 6 所示. 地球重力场的不均匀性导致两颗卫星间产生重力梯度 $g_1 - g_2$, 重力梯度在两颗卫星连线方向上的分量 $f_1 - f_2$ 引起卫星间相对距离的变化, 通过雷达或激光链路读出这种间距变率.

在真空时空中 (见图 7), 由引力梯度引起的两个自由落体的相对运动可以用测地偏离方程来刻画

$$\frac{d^2 Z^a}{d\tau^2} = -C_{bcd}{}^a \tau^b \tau^d Z^c, \quad (9)$$

其中 τ 为引力场中自由下落参考检验质量类时测地线的仿射参数, $\tau^a = (\frac{d}{d\tau})^a$, Z^a 为链接两颗相邻检验质量的相对位置矢量.

从弱力梯度测量角度, 空间引力波探测与 GRACE 重力场测量原理类似. 在时空中, 我们考虑远离引力波源做自由运动的一族检验质量. 对其中一颗检验质量而言, 真空时空中的外尔曲率可以归算为作用在其上的潮汐力. 由于潮汐力作用在相邻的两颗检验质量上并不相同, 其差异或者梯度将引起相邻检验质量在连线方向上的相对运动. 在动态真空时空中, 利用两颗检验质量间激光链路的间距变率我们可以读出在连线方向的潮汐力变化, 这种测量原理和 GRACE 测量地球重力场的方法是一致的. 差别在于前者比后者所要探测的效应弱了很多个量级, 测量精度要求更高, 除了需要工作在环境更为安静的深空, 还要采用无拖曳航天技术降低航天器受到的非保守力的扰动和采用更加精密的弱光锁相激光干涉测距系统实现皮米级的测距精度. 此

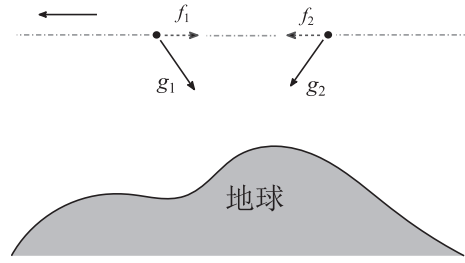


图 6 GRACE 卫星测量原理示意图

Figure 6 A schematic diagram of the measuring principle of GRACE.

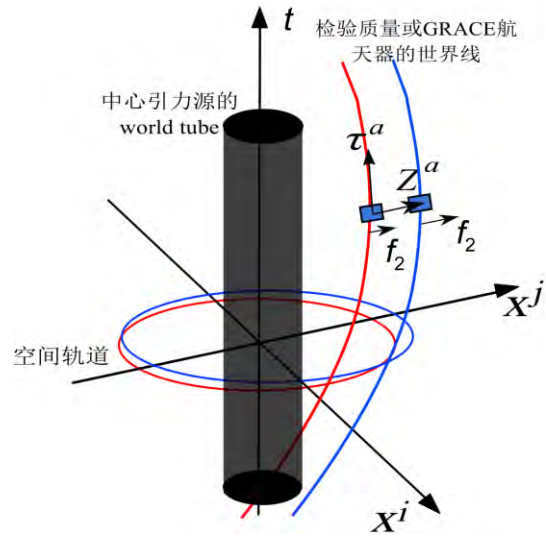


图 7 (网络版彩图) 两个检验质量或两颗 GRACE 卫星在地球重力场中自由下落的世界线. 其相对运动, 即相对位移矢量 Z^a 的变化由其两颗卫星所受重力作用在连线方向的梯度 (差异), 也就是 $(f_1 - f_2)^j \sim C_{0j0}{}^i Z^j$ 所决定

Figure 7 (Color online) Timelines of two test masses or two GRACE satellites, freefalling in the gravitational field of the Earth. Their relative motion, i.e., the change of their relative displacement vector Z^a is determined by the gradient (difference) of the gravitational force acted on them along the straight line connecting them, that is, $(f_1 - f_2)^j \sim C_{0j0}{}^i Z^j$.

外, 一般引力波测量中我们会考虑三个点粒子构成的 Michelson 干涉仪, 主要是考虑激光频率和其他噪声的压制, 本质上还是潮汐力梯度的测量.

以下我们会对上述物理图像进行进一步的数学描述, 给出目前地面和空间引力波探测的基本理论框架. 考虑孤立引力源的时空, 在远离引力源的时空区域, 我们由引力源世界管的外行 (Outgoing) 类光超曲面族可生成一套类光坐标系, 见图 5 所示. 实际上, 在类光无穷远附近对引力波的探测等价于对该类光超

曲面族的几何动力学的测量. 在上述类光坐标系下, 孤立引力源的时空度规可以展开成如下 Bondi-Sachs 形式 [28, 29]:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M(u, \theta, \phi)}{r}\right) du^2 - 2du dr - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) + \text{含有 } \mathcal{O}(1/r^2) \text{ 或更高阶的度规分量.} \quad (10)$$

在满足一定理论假定的条件下, 上述 Bondi-Sachs 度规的存在性等价于由 Penrose 引入的时空共形紧化的存在性 [27]. 由公式 (10) 可知, 在忽略高阶 $\mathcal{O}(1/r^2)$ 项的情况下, Bondi-Sachs 度规在形式上可以回 Schwarzschild 度规, 然而此时质量参数 M 不再是常数, 而是随着 Bondi 时间 u 演化的变量. 实际上, $M(u, \theta, \phi)$ 在特定的类光无限远球面上的积分即给出 Bondi 质量, 它刻画了引力波源在动态辐射时期的质量 (总能量) 的变化以及最终的质量残留.

现在, 我们考虑在类光无限远附近三颗自由运动的检验质量, 它们的世界线为三条临近的类时测地线 (见图 8). 如前所述, 它们彼此间的相对运动由时空曲率给出的潮汐力所决定, 满足 Jacobi (测地偏离) 方程 (9). 以 (u, r, θ, ϕ) 为变量, 我们得到

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds} &= \frac{\partial u}{\partial s} \frac{\partial}{\partial u} + \mathcal{O}(1/r^2) \text{ 项} \\ &= \left(1 + \frac{M}{r}\right) \frac{\partial}{\partial u} + \mathcal{O}(1/r^2) \text{ 项,} \end{aligned}$$

其中, 第二个等式用到了公式 (10) 中的 Bondi-Sachs 度规表述. 最终, 测地偏离方程 (9) 的左边可以写为

$$\frac{\partial^2}{\partial u^2} - \frac{\dot{M}}{r} \frac{\partial}{\partial u}.$$

对于一般情况而言, \dot{M} 可以为负值. 这里我们仅考虑主导项 (即 $\mathcal{O}(1/r)$ 项) 的影响, 时间导数中 $\frac{\dot{M}}{r} \frac{\partial}{\partial u}$ 部分所贡献的高阶 $\mathcal{O}(1/r^2)$ 项将予以忽略.

对于测地偏离方程 (9) 右边的潮汐矩阵, 我们可以进一步将其在如下与探测器适配的类光标架下分解展开. 如图 9, 假设探测器的两臂切于引力波的波前, 令 x_1^a 和 x_2^a 为探测器两臂定义的单位矢量, 并按公式 (2) 定义类光复矢量 $\{m^a, \bar{m}^a\}$. 另, 定义 l^a 切于时空外尔曲率 (或引力波) 在其上传播的类光超曲面,

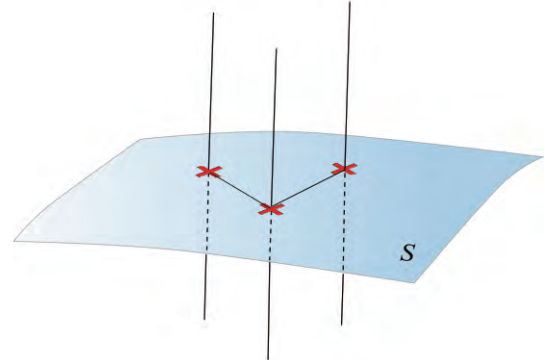


图 8 (网络版彩图) 地面引力波干涉仪的时空图像 (图片由 Caltech/MIT/LIGO 提供)

Figure 8 (Color online) The spacetime diagram of ground-based gravitational wave interferometer (picture courtesy of Caltech/MIT/LIGO Laboratory).

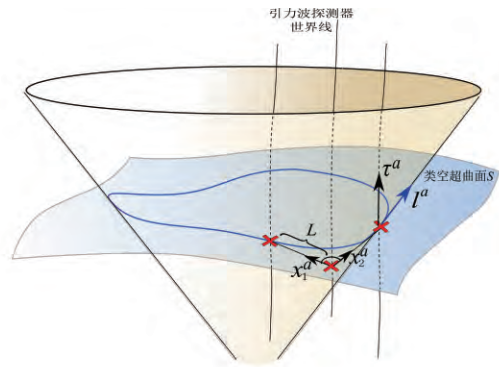


图 9 (网络版彩图) 空间激光引力波探测示意图

Figure 9 (Color online) A schematic diagram of laser interferometric gravitational wave detection in space.

τ^a 切于检验质量 (探测器) 的类时测地线. 最后, 通过 l^a, τ^a 定义类光矢量 n^a

$$\tau^a = \frac{1}{\sqrt{2}}(l^a + n^a),$$

我们最终得到一组适配于引力波波前传播和探测器的类光标架 $\{l^a, n^a, m^a, \bar{m}^a\}$. 在这一组类光标架下,

测地偏离方程可以写为

$$\frac{d^2 Z_1}{du^2} = \frac{L}{2\sqrt{2}r} (\mathbf{m}_4^0 + \bar{\mathbf{m}}_4^0), \quad (11)$$

$$\frac{d^2 Z_2}{du^2} = \frac{iL}{2\sqrt{2}r} (\mathbf{m}_4^0 - \bar{\mathbf{m}}_4^0), \quad (12)$$

其中 $Z_1^a = Lx_1^a$, $Z_2^a = Lx_2^a$, L 为干涉仪臂长. 并且, 我们有

$$\mathbf{m}_4^0 = \frac{\partial^2 \sigma^0}{\partial u^2}.$$

则, 对方程 (11) 和 (12) 进行积分, 我们得到

$$\frac{dZ_1}{du} = \frac{L}{2\sqrt{2}r} \left(\frac{\partial \sigma^0}{\partial u} + \frac{\partial \bar{\sigma}^0}{\partial u} \right), \quad (13)$$

$$\frac{dZ_2}{du} = \frac{iL}{2\sqrt{2}r} \left(\frac{\partial \sigma^0}{\partial u} - \frac{\partial \bar{\sigma}^0}{\partial u} \right), \quad (14)$$

由此, 我们得到如下结论, 即相邻检验质量的相对运动 (方程 (13) 和 (14) 中的相对速度) 实际上是由引力波能量流所驱动的.

进一步地, 对方程 (13) 和 (14) 再一次进行积分, 可以得到

$$Z_1 = \frac{L}{2\sqrt{2}r} (\sigma^0 + \bar{\sigma}^0), \quad (15)$$

$$Z_2 = \frac{iL}{2\sqrt{2}r} (\sigma^0 - \bar{\sigma}^0), \quad (16)$$

也就是说, 检验质量的相对位移实际上由引力波波前的第二基本形式 (公式 (3) 和 (4)) 给出.

4 空间引力波探测方案的研究

从这节开始, 在中国科学院先导二期研究的基础上, 我们阐述空间引力波探测相关的天文学内涵, 并且初步给出中国科学院空间引力波探测 (太极计划) 的任务设计、主要科学目标与载荷分析.

天体来源的引力波按照其质量等特征量的改变具有非常宽广的频段, 从小于微赫兹至千赫兹跨越约 10 个量级. 空间与地面激光干涉引力波探测项目的主要区别在于测量频段和目标波源的不同. 空间激光干涉引力波探测主要涉及的引力波波源与其研究意义如表 1 所示.

表 1 空间激光干涉引力波探测的主要波源 (0.01 mHz–10 Hz)

Table 1 The main wave sources of the laser interferometric gravitational wave detection in space (0.01 mHz–10 Hz)

波源	波源特点及其探测意义
致密双星系统 (双白矮星以及双中子星系统)	数以千万计的银河系内双白矮星波源, 构成前景噪声; 大量波源信号的提取为研究银河系结构、恒星演化以及超新星爆发机制等问题提供重要观测数据.
大质量双黑洞并合系统	星系并合导致的中心黑洞的并合过程, 质量范围跨越从中等质量的种子黑洞到低宇宙红移的超大质量黑洞; 对双黑洞并合的直接观测, 检验最极端强引力场的相对论动力学; 描绘反演星系及其中心黑洞共同成长的历史, 区分种子黑洞的形成机制及星系并合过程中黑洞的吸积机制, 为理解超大质量黑洞和星系成长过程等天文学大问题提供重要观测数据.
极端质量比双黑洞绕转系统	星系中心致密天体被中心超大质量黑洞俘获所形成; 星系中心环境实验室中的天然样本, 为研究星系中心动力学、超大质量黑洞周围极小区域内时空结构等电磁波天文学难以解析的重大问题提供了极其宝贵的平台.
中等质量比双黑洞系统	星团中心致密小天体与中心中等质量黑洞将形成中等质量比的绕转系统; 为星团中中等质量黑洞的存在性提供确凿证据; 揭示星团动力学、中质量黑洞形成机制等; 检验和理解中等质量比双黑洞并合丰富的动力学.
原初背景引力波	需要很高灵敏度设计的任务计划, 探测宇宙大爆炸后 $10^{-20} - 10^{-10}$ s 所产生的引力波.
宇宙弦、源自量子引力的波源	检验标准模型、超弦和其他量子引力理论.
未被预见波源	新物理、新天文学.

4.1 初步任务设计

空间引力波探测涉及的关键技术, 一是保证测试质量的无拖曳运动, 二是实现空间长基线 (例如百万公里量级) 的弱光干涉技术完成弱力测量, 需要大量的高新精密技术, 例如激光干涉部分的空间长时间 (数年寿命) 稳定工作的激光、空间望远镜、高精度激光测距系统、保证卫星跟随做测地运动检验质量的无拖曳航天与微推进等诸多关键技术, 以及保证运行稳定性和热稳定性的轨道设计等等 [9, 10].

在任务设计的初始阶段, 航天器编队的几何位形和频段选择是空间引力波探测计划任务设计首先要面对的问题. LISA 所采用的近等边三角形的卫星编队构型是最为自然和简单的设计, 刻意增加航天器个数或卫星编队采用更复杂的几何位形, 会大大增加技术和工程上的难度, 而在科学方面又没有明显的增益. 沿用最简单的近等边三角形是最自然不过的选择. 这种三角构型星组可以选择绕日或绕地轨道. 绕地轨道需要考虑地球重力场的多极矩对测量的影响, 存在热控及相关的加速度计等一系列问题. 相对而言, 绕日轨道可以与地月系统保持一定距离, 具有更为安静的深空环境, 一年的轨道周期也让很多噪声远离毫赫兹的测量频段.

干涉仪的有效臂长决定了干涉仪的工作频段/灵敏频段, 因此也确定了空间引力波探测任务的科学目标. 在开展任务设计的初期, 五百万公里臂长的 LISA 计划已经是比较成熟的任务概念, 其工作频段设计在 $0.1 \text{ mHz} - 0.1 \text{ Hz}$, 最灵敏的测量窗口在毫赫兹. 为了实现不同科学目标的测量任务, 我们可以选择通过加长臂长将任务计划设计在更低频, 也可以选择缩短臂长将任务计划设计在稍高的引力波中低频区域. 从波源出发考虑, 毫赫兹往低的空间引力波探测窗口上, 主要是超大质量双黑洞的并合系统, 同时大量的河内河外双致密星绕转系统构成的混淆噪声在我们在空间引力波探测的窗口内越往低频走越严重; 另一方面, 从毫赫兹频段往稍高频段走, 所面对的双黑洞并合系统的质量变小, 在 0.01 Hz 附近, 主要波源是总质量为中至大质量 ($10^2 - 10^4$ 太阳质量) 的双黑洞绕转和并合系统, 从等级模型的角度, 这样的波源的事件率更多, 可以发生在更大的红移更早的宇宙中, 对于研究黑洞和宇宙结构形成的历史, 相对于超大质量双黑洞并合系统携带了更原始和更直接的信息, 同时, 在这个频段的引力波探测为确认和研究中等质量黑洞的形成和动力学环境等提供了一条宝贵的途径. 选择相对稍高 (对比于原 LISA) 的频段, 就需要考虑较短的臂长 (即从几十万公里臂长至小于五百万公里臂长).

除干涉仪的构型和臂长外, 空间引力波探测任务的具体关键设计指标包括位置噪声水平、加速度噪声水平这两项决定灵敏度水平的噪声预算, 它们

分别决定了干涉仪的测距精度水平和在低频的响应灵敏度. 研制空间引力波探测任务所要求的测距精度的干涉仪面临着巨大的技术挑战. 决定位置噪声水平和测距精度的参数, 主要包括输出激光功率和接收遥远航天器激光的望远镜的口径等, 位置噪声水平和测距精度要求又正比于干涉仪的臂长^[9,32]. 于是这构成了一个测距精度与臂长 (测量频段) 设计的平衡问题, 实际上就是技术要求与科学目标的平衡问题. LISA/eLISA 计划的位置噪声指标大约在 $10 \text{ pm Hz}^{-1/2}$ 的水平, 我们曾考虑几十万公里臂长的设计^[13], 其所对应的频段在理论上拥有极为丰富和重要的波源, 但该方案设计对测距精度的要求却极为苛刻, 需达到 $0.1 \text{ pm Hz}^{-1/2}$ 的水平. 考虑到未来二三十年内计划的可行性, 在方案设计中开展了加长臂长以降低测距精度要求, 并讨论了技术指标难度的降低与任务科学探测能力的关系, 尝试寻求任务技术可行性与科学探测能力之间的平衡.

在这个过程中, 对于臂长, 我们考虑了一百万公里、三百万公里等可能性; 相应地, 对于位置噪声水平, 我们考虑了 $1 - 10 \text{ pm Hz}^{-1/2}$ 范围内的代表性取值 ($1, 2, 5, 8 \text{ pm Hz}^{-1/2}$ 等). 经过权衡技术的可行性与上述科学需求, 预研究的结果倾向于选择三百万公里臂长, $5 - 10 \text{ pm Hz}^{-1/2}$ 的测距精度, 加速度噪声预算设计为 $3 \times 10^{-15} \text{ m s}^{-2} \text{ Hz}^{1/2}$ ($> 0.1 \text{ mHz}$), 所给出的主要设计指标见表 2^[22]. 表中 L 是干涉仪的基线臂长 (两航天器之间的平均距离), D 是接收对面航天器发来的激光的空间望远镜的镜面直径, P 是激光器的出射功率, 这两项指标所决定的散粒噪声是位置噪声 S_{posi} 的最主要来源, S_{acc} 是加速度噪声预算, 激光器波长设计为 1064 nm .

任务设计的探测灵敏度如图 10 所示, 图中我们用红线给出了 $5, 8 \text{ pm Hz}^{-1/2}$ 两种位置噪声预算水平, 绿色灵敏度曲线和黑色灵敏度曲线分别代表 eLISA 和原有 LISA 的任务设计. 除任务灵敏度外, 图中我们还给出了大量不可分辨的河内以致河外双致密星 (主要是双白矮星) 集体贡献的前景噪声的可能水平, 其中蓝色的实线主要是银河系内白矮星的贡献, 采用 Bender 和 Hils^[33] 给出的估计; 而蓝色的长虚线和短虚线分别对应 Farmer 和 Phinney^[34] 对河外双致密星集体水平的上限和下限估计. 基于现有的

表2 基线设计参数

Table 2 Baseline design parameters

L (m)	D (M)	P (W)	$S_{\text{posi}}(\frac{\text{pm}}{\sqrt{\text{Hz}}})$	$S_{\text{acc}}(\frac{\text{m s}^{-2}}{\sqrt{\text{Hz}}})$
3×10^9	0.45-0.6	2	5-8	$3 \times 10^{-15} (> 0.1\text{mHz})$

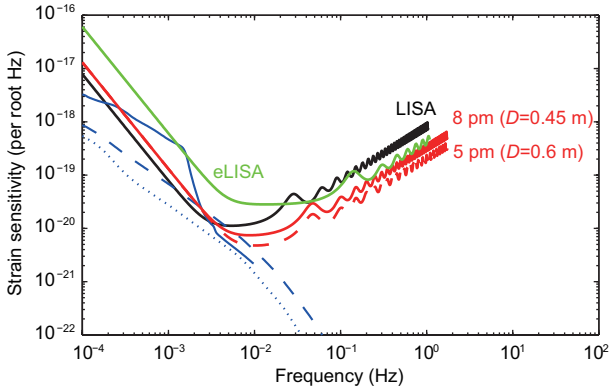


图10 (网络版彩图) 任务设计的灵敏度曲线

Figure 10 (Color online) Sensitivity curves of the mission designs.

致密双星演化和数密度模型, 河外致密双星带来的混淆噪声水平, 对于预研究目前优化给出的任务设计影响不大. 这些前景噪声, 从探测单个可分辨双白矮星绕转系统、双黑洞绕转或并合系统来说, 是前景噪声, 但是这个噪声水平本身, 将为人们了解银河系银盘的结构、恒星生成历史和演化历史等问题提供数据 [22].

这样的设计所对应的探测频段为 $0.1 \text{ mHz} - 10 \text{ Hz}$, 覆盖了 LISA/eLISA 的探测频段的波源如超大质量黑洞的并合、极大质量比绕转系统和河内白矮星绕转等. 相比之下优越与不同之处在于, 因为敏感频段位于 0.01 Hz , 对于涉及中质量黑洞并合过程的波源—总质量在几百至几万太阳质量的双黑洞绕转并合系统, 特别是冷暗物质等级模型下高红移开始的中质量黑洞至大质量黑洞成长过程中的双黑洞并合系统, 比 LISA/eLISA 有更高的探测能力, 将为验证电磁波观测所提示又不能确认的稠密星团中中质量黑洞的存在性, 揭示球状星团、年轻星团和矮星系结构, 以及星团与星系之间的关系提供一条难以取代的途径, 为研究中质量比双黑洞系统的复杂相对论动力学行为提供直接的观测数据 [22].

预研任务设计在科学目标上, 着眼把黑洞天文

学的触角延伸至高红移 ($z > 10$) 的早期宇宙, 并更好地覆盖电磁波观测尚未确认其存在的中等质量黑洞波源, 除了和 LISA/eLISA 重叠波段的波源如超大质量黑洞的并合、极大质量比绕转系统和河内白矮星绕转等外, 对于涉及中质量黑洞并合过程的波源——总质量在几百至几万太阳质量的双黑洞绕转并合系统, 有更高的探测能力.

4.2 初步事件率估计

4.2.1 高红移开始的从种子黑洞至当今(超)大质量黑洞成长过程中的双黑洞并合系统

结构形成和星系成长的等级模型中, 暗物质晕会携带星系不断地并合、增大, 小概率由第一代恒星死亡形成的种子黑洞(质量在几百太阳质量)或原始气体直接塌缩形成的种子黑洞(几万或几十万太阳质量)以小概率栖息在中心, 伴随着暗物质晕与星系的并合而吸积并合, 最终形成当今宇宙星系中央的超大质量黑洞. 质量相近的并合过程(即主并合)带来丰富的气体的供给, 更多的气体被带入到暗物质晕中心, 给黑洞增长提供吸积物质. 黑吸积过程中气体物质的引力势能通过吸积盘转化为辐射能释放, 作为活动星系核 (AGN) 被我们观测到. 黑洞的增长和星系的恒星演化、气体消耗过程有着相互制约和关系, 这些相互制约, 可能正是我们看到的低红移星系与其中心黑洞 $M-\sigma$ 关系 [35-37] 的来源. σ 在这里是指星系核球中恒星的速度弥散, M 是其中中心黑洞的质量. 目前, 我们有很好的理由相信, 在足够大的星系的中心存在着质量大小为 $10^6 - 10^9$ 太阳质量的黑洞, 且这一质量与星系核球中恒星的速度弥散有很紧密的联系. 这一相关性表明超大质量黑洞在恒星形成以及星系演化中扮演了重要角色.

在质量相近的大质量暗物质晕携带星系参与的主并合过程中, 当两个星系中心都有中心黑洞存在时, 两个黑洞会因为周围的恒星动力学摩擦很快落到新形成的星系中心, 达到引力相互影响的距离范围, 逐渐形成束缚系统, 束缚双黑洞系统接下来的演化由暗物质晕中的星际环境决定. 单独作用在每一个黑洞上的动力学摩擦使得双黑洞的距离不断缩小, 之后依赖于气体是否贫乏, 经过与周围小天体的相

互三体作用或通过与气体的摩擦降低势能, 进一步缩减轨道. 双黑洞系统通过和周围的恒星相互作用把他们的引力能以及角动量转移给周围的恒星时, 周围的恒星获得了较高的能量和角动量, 星系中心区域的恒星将会逐渐被清空, 在气体贫乏且球对称的星际环境与星系结构中, 双黑洞的并合将难以继续. 但一般来讲并合后的星系本身的结构是非球对称的, 其中的恒星轨道为非圆轨道, 有足够多的恒星能够进入双黑洞引力区域, 使得双黑洞通过抛射恒星来进一步靠近的过程能持续进行下去, 双黑洞之间的距离进一步减小. 最后, 双黑洞绕转产生的引力辐射开始起主导作用, 带走能量和角动量, 使双黑洞发生实质并合. 在气体丰富的环境中, 双黑洞形成后, 周围的气体形成一个双黑洞所共有的吸积盘, 通过双黑洞-吸积盘之间的相互作用, 双黑洞吸积物质, 转移角动量, 从而有效地并合, 最终通过引力波辐射而并合为一个黑洞^[38-42]. 这其中涉及气体吸积、与小恒星的动力学作用、吸积盘性质与吸积效率、最后并合的引力反冲等等复杂天体物理因素与过程. 空间引力波探测为理解这些因素提供了一条难以取代的途径, 通过对星系成长过程中中心双黑洞并合的引力波的探测, 不仅能探测到单例黑洞并合过程中极强引力场的动力学行为以检验广义相对论并测量黑洞的基本参数, 还将直接对冷暗物质等级模型、种子黑洞形成机制、主并合引起的黑洞吸积机制等重要问题的相关模型进行检验^[43-45].

LISA/eLISA 任务设计可以探测到黑洞成长过程中, 质量范围在 10^3 - 10^6 太阳质量的双黑洞并合, 探测能力优势倾向于重种子模型, 通过分析质量、质量比分布, 进行贝叶斯后验估计, 可以对种子和成长模型给出一定的限制^[14, 15, 43-45]. 而对轻种子黑洞高红移并合的直接探测, 稍高频段更高灵敏度(例如我国的空间引力波计划设计)具有优势^{[13, 46, 47]4)}.

黑洞在其宇宙学成长历史过程中的并合事件, 一般说来质量比较接近. 预研究任务对于质量接近的中-大质量双黑洞并合具有很好的探测能力, 具体可由对典型波源的平均(对天空中方位和引力波极化等参数的平均)探测范围给出, 图 11 中我们假设双黑洞的质量比为 1:4、总质量在 200-10000 太阳质

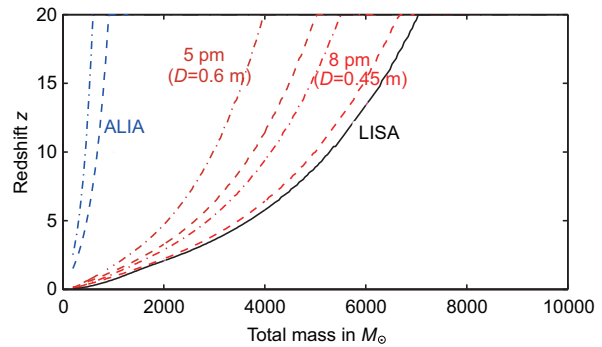


图 11 (网络版彩图) 任务设计对近等质量中等质量双黑洞并合系统的平均探测范围, 单 Michelson 干涉通道(只考虑两个臂的信噪比)探测信噪比阈值为 7, 假设波源双黑洞的质量比为 1:4, 探测持续时间为并合前一年. 对于每组任务参数, 虚线和点线分别代表考虑河外双白矮星前景噪声水平的上限和下限

Figure 11 (Color online) All-angle averaged detection range under a single Michelson threshold SNR of 7 for 1:4 mass ratio IMBH-IMBH binaries, one year observation prior to merger. For each mission option, both upper and lower confusion noise levels (represented by the dashed curve and dotted dashed curve respectively) due to extragalactic compact binaries are considered.

量范围内. 在近等质量双黑洞的情形下, 在红移 20 处所画出的水平线是由于我们假设了在此红移之上存在天体来源的波源的可能性极小而对探测器视野做出的限制, 即我们假设在红移 20 以前没有种子黑洞的并合发生.

任务对科学目标的探测事件率由探测器在设计灵敏度下的探测范围和天体物理事件发生率决定. 我们通过对星系黑洞并合历史的蒙特卡罗模拟, 来回答后面这个问题.

在冷暗物质宇宙学模型暗物质晕等级成长的框架下, 通过蒙特卡罗模拟实现暗物质晕的并合历史, 再在星系并合的半解析动力学模型下追溯种子黑洞及后继黑洞随暗物质晕(星系)并合成长的历史, 是研究黑洞并合事件各种分布特征, 以及黑洞质量和自旋随并合吸积过程的演化的主要方法^[38, 39, 41].

对黑洞并合历史的模拟, 首先需要生成暗物质晕的并合历史, 这可以通过采用现有宇宙学观测给出的各种宇宙学参数(包括红移零处的哈勃常数、物质与暗能量比例、重子物质比例、原初涨落功率谱指数、原初涨落幅度), 通过蒙特卡罗模拟暗物质晕并合历史, 逆向追溯暗物质晕并合的历史来实现^[38, 48-50].

4) Bender P L, Begelman M C, Gair J R. Talk presented at the 8th International LISA Symposium. Stanford University, California, USA, 2010

在每一次的蒙特卡罗实现中, 令红移 0 处的暗物质晕, 随红移增加分裂演化, 其每一步分裂的概率由 EPS 公式决定 (对于给定红移给定质量的暗物质晕, EPS 公式给出其在下一更大红移处的质量分布概率). 选择步长以保证每步演化都最多分裂出两个暗物质晕. 通过一次这样的蒙特卡罗模拟, 一个红移 0 处的暗物质晕就能生成一棵暗物质晕的并合树 (Merger Tree), 进一步再利用局域宇宙中暗物质晕质量的分布, 赋予源于不同质量暗物质晕的树以权重.

并合树是针对暗物质晕的并合历史生成的, 在实现暗物质晕的并合树之后, 就需要在树的顶层 (最高红移处) 以一定的小概率放入种子黑洞, 然后通过星系并合的半解析动力学来追踪黑洞的并合及吸积演化历史. 由于能塌缩成黑洞的大质量恒星或能形成气体直接塌缩的事件均出现在小概率高涨落的暗物质晕中, 种子黑洞的出现也是小概率事件. 如前所述, 种子黑洞模型是一个非常有争议的问题, 由于在重种子模型下, 无论是 LISA 还是预研究所考虑的任务设计都可以探测到种子黑洞直接开始的并合, 所以在我国空间引力波探测任务的预研究中, 只侧重考虑轻种子模型, 在红移 20 处质量涨落大于 3.5σ 的暗物质晕中放置第一代恒星死亡形成的 150 太阳质量的种子黑洞.

并合树给出了暗物质晕 (星系) 并合历史, 星系的并合携带其中的黑洞, 在融合后的暗晕与星系中形成 “双黄蛋” 的双黑洞结构, 接下来要描述两个黑洞各自如何吸积增长质量、如何走近、能否并合以及相应时标等等, 需要假设一些吸积模型和半解析的动力学.

暗物质晕并合的流体力学模拟指出并合星系的相当一部分气体掉入并合后系统的中心区域, 这些气体会引起中心黑洞的吸积. 在每次主并合 (质量比大于一定阈值, 比如 0.2 或 0.3) 中, 质量较大的黑洞会以一定的吸积率 (我们假设为爱丁顿吸积率) 吸积一定质量的气体, 吸积气体的总质量通常设定以满足对低红移星系观测到的 $M-\sigma$ 关系. 动力学摩擦使得质量较小的暗物质晕和其中的黑洞掉向质量较大的暗物质晕的中心, 所经历的动力学摩擦时间依赖于暗物质晕的具体轨道和星系环境. 当两个黑洞的轨道所包围的星体质量与它俩自身的质量相同时, 双黑

洞束缚系统开始形成, 束缚双黑洞系统接下来的演化由暗物质晕中的星际环境决定, 单独作用在每一个黑洞上的动力学摩擦使得双黑洞的距离不断缩小, 以致结合比较紧密的硬双黑洞系统形成. 此后动力学摩擦的效率大大降低, 在气体贫乏的星系中, 之后的双黑洞演化主要靠和小星体的三体作用, 通过俘获并以更高速率喷射穿入轨道的星体, 降低双黑洞系统的势能. 在这种通过硬双黑洞与小天体的三体作用而缩减轨道的过程中, 小星体不断被向外抛出, 使星系中心形成了一个低密度的核, 从而逐渐降低了三体作用的效率, 这个核不断向外膨胀, 双黑洞的距离很快缩入这个低密度核中, 在气体贫乏的星际环境中, 之后双黑洞的距离演化就非常缓慢了. 如果双黑洞的距离能继续减小到引力辐射开始起主导作用, 双黑洞便开始比较显著地释放引力波而促使它们之间距离的进一步缩减. 这样的机制决定了一个非常长的并合时间. 但是在高红移气体丰富的暗物质晕中, 中心黑洞的轨道演化会由气体引起的摩擦耗散机制主导, 在数值模拟中气体引起的轨道耗散会使双黑洞的距离很快缩小到秒差距甚至更小. 在这种情况下可以认为有吸积盘包围的硬双黑洞系统瞬时地并合. 如果双黑洞还没有并合之前便经历了下一次带黑洞的暗物质晕并合, 上面描述的动力学过程会被黑洞的三体作用而扰乱, 一般说来质量最小的黑洞被踢出, 使剩下的双黑洞在束缚变紧的同时产生反冲, 当然出现这种情况的概率很可能是比较小的.

双黑洞在最后并合成一个黑洞时由于引力波释放的不对称性引起的黑洞质心的反冲, 反冲速度数值上可由双黑洞并合反冲速度的经验公式近似计算, 其大小敏感依赖于双黑洞并合前的质量比与自旋矢量, 在某些极端位形下 (如等质量双黑洞、两个高自旋黑洞反向躺在轨道面中), 这个反冲速度可以达到几千公里每秒, 这样的反冲甚至能把并合后的黑洞踢出逃逸速度 ~ 2000 km/s 的大质量椭圆星系. 幸运的是, 由于存在气体盘有效吸积、小夹角初始黑洞的自旋-轨道自旋的近动效应等机制, 人们认为极大引力反冲速度不是一个普遍的现象. 在我们的模拟中认为黑洞并合时其自旋方向与轨道角动量方向的夹角不超过 20° , 引力反冲速度因此不会过大. 并合后的黑洞一般来说不会跑出星系成为流浪的黑洞, 而

不再参与之后与星系的共同成长过程.

将这些半解析的动力学, 加在蒙特卡罗模拟实现的暗物质晕并合树上, 就可以实现从种子黑洞开始, 至当今宇宙中超大质量黑洞的黑洞宇宙学的成长历史, 在这个过程中, 种子黑洞跟随暗物质晕 (星系) 的并合, 不断吸积、并合, 演化成当今宇宙中的超大质量黑洞 [13,22].

在我国空间引力波探测任务的预研究工作中, 我们根据已有的黑洞吸积理论, 在模拟中考虑直接吸积 [51] 和随机吸积 [52-55] 两种黑洞吸积模型, 研究了自旋对黑洞质量演化以及双黑洞并合率的影响, 并且在直接吸积模型的基础上, 又考虑了 MHD 磁流体数值模拟结果对吸积盘的影响 [56,57], 并把数值模拟得出的结果应用到黑洞吸积过程, 模拟了星系中心大质量黑洞的演化过程, 其结果比单独采用直接吸积模型以及随机吸积模型都要好, 跟观测上的光度函数符合很好 [58-60].

在这个基础上, 结合仪器参数设计, 考虑引力波探测器对不同红移处、不同质量、不同质量比双黑洞并合的响应, 计算每例双黑洞并合在一定观测时间内 (我们假设双黑洞并合前, 红移 0 处的观察者具有一年的观测时间) 的信噪比, 设定信噪比阈值 (我们设定这个阈值为单个迈克尔逊干涉仪信噪比 7), 就可以得到任务设计的探测事件率. 对于预研究所建议的我国空间引力波探测任务设计, 在所实现的吸积与并合动力学模型下的探测事件率随红移在不同总质量区间的分布如图 12 所示. 可以看到, 即使是在轻种子的模型下, 任务设计也已将触角伸向了高红移处并合与吸积历史较简单的早期黑洞, 将对高红移的星系成长和宇宙结构演化给出重要的观测数据 [22].

4.2.2 星团等稠密星系环境中的中等质量黑洞 IMRI 波源

20 世纪 80 年代, Einstein X 射线卫星观测到了 X 波段光度约在 10^{39} – 10^{40} erg/s 的超亮 X 射线源, 这个光度值介乎于活动星系核的 X 波段光度 $L_X \sim 10^{42}$ – 10^{44} erg/s 和黑洞 X 射线双星的 X 波段光度 $L_X < 10^{38}$ erg/s 之间. 90 年代开始, ROAST、Chandra 等 X 射线望远镜的观测结果告诉人们, 这种 X 波段超亮的致密源在我们局域的宇宙中是非常普遍的, 比较

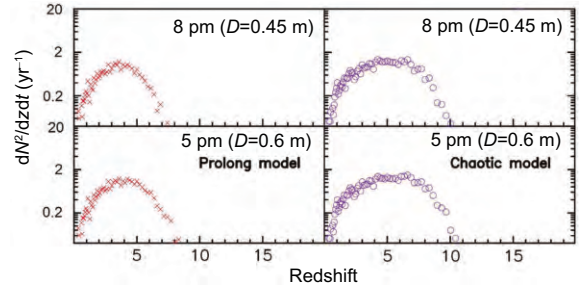


图 12 (网络版彩图) 任务设计对所实现的黑洞并合历史过程的探测事件率

Figure 12 (Color online) Detection rate of binary black hole mergers predicted by the realized simulation in the mission design.

著名的有 M82, M15, NGC3628, 半人马座 ω 等 [61-65]. 中心存在着的中质量黑洞引起的吸积是对 ULX 源的一种可能解释. X 射线的观测发现相当一部分的 ULX 源存在于稠密的年轻星团中. 与此同时, 星系动力学的观测表明一些球状星团中也应存在着这样较大质量的中心天体.

对致密星团的多体数值模拟也指出, 中质量黑洞可以由星团中心区域恒星质量黑洞的快速碰撞并合或恒星的直接失控并合形成的大质量恒星再演化死亡而形成. 在包含中质量黑洞的星团中, 恒星质量的小黑洞、中子星等致密星体, 可以通过两体交换、等级三体作用等动力学过程被中质量黑洞俘获而形成质量比在几十至上千的双黑洞 (或其一为中子星等致密天体) 绕转系统 [66-71], 被称为中等质量比的绕转系统 (Intermediate Mass Ratio Inspiral, IMRI). 此外, 存在中质量黑洞的星团在走向星系核中心的过程中, 将被潮汐力逐渐撕裂, 所剩下的中质量黑洞将与星系中心的大质量黑洞形成中质量黑洞 - 大质量黑洞的 IMRI 系统.

中质量黑洞吸积的光度相对较弱, 引力影响范围也小, 在它的引力影响范围内所包含的恒星为数甚少, 欲通过恒星动力学的方法观测星团中心恒星的运行轨迹需要极高分辨率的望远镜, 并依赖于很多其他因素; 目前基于 ULX 观测的证据的理论基础是认为星团中中质量黑洞比较频繁地俘获吞噬白矮星、主序星等小天体, 在一定条件下释放出很强的 X 波段能量, 但对各种观测还存在着很多可能的其他解释; 晚型星系、矮星系中心的致密星团在哈勃或

XXM-Newton 以及地面上的巡天观测中往往呈现为一个点源, 使得分辨中心天体成为困难. 但包含中质量黑洞的双黑洞系统在绕转最后阶段会剧烈地释放引力波, 因此引力波天文学在这方面为我们开辟了一条新的途径.

星团恒星质量黑洞与中质量黑洞的并合系统辐射引力波的特征频率, 在 0.01–1 Hz 左右, 正是百万公里臂长空间引力波探测的适宜频段. 但由于恒星质量黑洞与中质量黑洞的最后绕转并合系统的信号强度相对于大(中)质量双黑洞并合系统较弱, 需要探测器具有较高的精度 [13, 69–72].

对星团中有关中质量黑洞波源的引力波的探测, 将明确星团中中质量黑洞的存在并刻画其周围的时空结构与动力学环境. 这为人们理解星团动力学、验证相关模拟结果, 提供一条无法取代的途径 [71]. 通过对星团中中质量黑洞 - 小黑洞系统的多样本、大范围观测, 将给出或约束这些中质量黑洞的形成机制、星团初始质量函数、动力学演化历史等重要天体物理问题. 从相对论引力理论的意义上看, 小黑洞 - 中质量黑洞 IMRI 系统相比于其他波源对于理解极强引力场下的动力学行为是不能代替的. 相对于质量相当的双黑洞系统, IMRI 在极强引力场阶段的演化变慢, 所度过的周期数大大增加, 使得强引力场的效应有足够长时间的累积, 自旋与自旋、自旋与轨道之间的耦合与近动等效效应也会明显很多; 对比于 EMRI 系统, IMRI 系统里小黑洞的自旋在动力学中的作用不能忽略. 但这些动力学特点也直接导致在波形的计算上, IMRI 绕转系统难以用后牛顿或微扰近似足够精确地描述, 这也对数值相对论的发展提出了挑战 [71, 73–80].

任务设计对总质量在 100–10000 太阳质量之间的 IMRI 系统的平均探测范围, 由图 13 给出. 图中我们假设小黑洞的质量(即大约为折合质量)为 10 个太阳质量, 相同设计灵敏度所对应的虚线和点线还是对应双星混淆前景噪声的上下限.

我们利用这个平均可探测范围的结果, 通过对星团的密度和位置分布、稠密星系环境中中等质量黑洞的形成率、中等质量黑洞的质量分布、一定星系环境动力学参数假设下中等质量黑洞对小天体的俘获率等等相关问题和参量进行假设 [13, 22, 67–69], 便

可以得到星团来源恒星质量黑洞 - 中质量黑洞并合系统的探测事件率.

表 3 列出了在不同仪器设计和背景天体混淆噪声假设下的事件率计算结果, 其中我们假定了并合前一年的观测时间, IMRI 系统折合质量取为 10 个太阳质量, 单个迈克尔逊探测信噪比阈值为 7. 对比于 LISA 及 eLISA, 预研究所给出的任务设计在探测与确认中质量黑洞, 研究其环境动力学等方面具有实质性的优势, 而从技术指标要求的角度看, 预研究所建议的任务设计相比于 LISA、eLISA 的要求并不十分苛刻, 适宜臂长的选择与技术指标的略微提高, 对

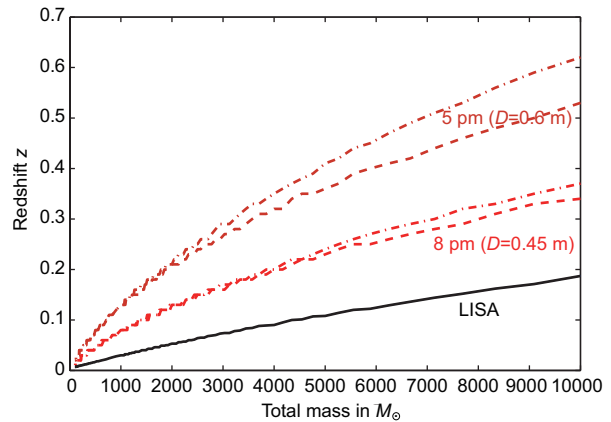


图 13 (网络版彩图) 任务设计对恒星质量黑洞 - 中等质量黑洞 IMRI 绕转并合系统的平均探测范围, 单 Michelson 干涉通道 (只考虑两个臂的信噪比) 探测信噪比阈值为 7, 假设小黑洞的质量为 10 个太阳质量, 探测持续时间为并合前一年. 对于每组任务参数, 虚线和点线分别代表考虑河外双白矮星前景噪声水平的上限和下限

Figure 13 (Color online) All-angle averaged detection range under a single Michelson threshold SNR of 7 for a stellar mass black hole spiraling into IMBHs with reduced masses of $10M_{\odot}$, one year observation prior to merger. For each mission option, both upper and lower confusion noise levels (represented by the dashed curve and dotted dashed curve respectively) due to extragalactic compact binaries are considered.

表 3 星团来源的 IMRI 系统的探测事件率

Table 3 Detection rate of cluster harbored IMRIs

任务选择	基于并合前一年观测的事件率
100 万公里臂长, $1-2 \text{ pm Hz}^{-1/2}$	$\sim 100-1000$
300 万公里臂长, $5-10 \text{ pm Hz}^{-1/2}$	$\sim 20-100$
LISA (优于 eLISA)	$\sim 1-3$

中等质量黑洞的探测能力却有着显著的提高,这也是由于我们的任务设计一开始就以中等质量黑洞作为最主要科学目标. 这个结果与我们利用前面探测范围的计算结果直接估算,即为最大可探测光度距离上超过两倍的增长将带来事件率相应立方(约十倍)的增加,相一致.

5 空间引力波探测载荷的初步分析

激光干涉测量系统和惯性传感器系统是空间激光干涉引力波探测技术中最为关键的部分. 构成引力波探测器星组的每颗卫星上载有两个望远镜分别指向另外两颗卫星,每个望远镜兼具激光接收和发射功能,同时载有两台独立的激光器(实际为4台,其中两台作为备份)作为两套激光干涉系统的光源. 任务设计建议使用技术相对成熟的、功率约为2 W的1064 nm Nd:YAG 固体激光器,此类型激光器功率较大,且具有很好的功率、频率和相位稳定性,可以保证在轨长时间持续稳定工作,同时激光频率为 3×10^{14} Hz,可以有效地避免星际等离子体对激光传播的影响^[8]. 2 W的激光器发出的激光经过数百万公里的传播后,激光功率会减弱到 10^{-12} W量级,因此必须采用弱光锁相放大技术,将接收到的弱信号锁相放大后发射向另一颗卫星,达到增强光强且不损失相位信息的目的. 探测器将激光干涉信号转化成电信号,并由相位计进行实时鉴相,最后通过相位信息反演干涉臂长的变化^[81,82].

在1 mHz–10 Hz频段内,任务要求测距精度好于 $10 \text{ pm Hz}^{-1/2}$,这对望远镜材料选择、结构稳定性、镜片平整度以及加工工艺要求极高^[8,83]. 为保证光学元件与接收仪器之间的几何精度和结构强度,并且在此前提下减小重量以降低发射成本,须选择强度高、热膨胀系数小的材料来制造光学系统支架^[84]. 任务设计给出的望远镜口径较大,存在一体化难^[85]、稳定性差和热噪声大等一系列问题,需要进行更加深入的研究. 下面我们将从光学平台、惯性传感器和微推进器三个方面进行详细分析.

5.1 光学平台

光学平台是在空间实现激光干涉测量的关键部

分,与此部分相关的散粒噪声、激光频率噪声、时钟稳定噪声和激光指向噪声是影响引力波探测的几个重要噪声源. 下面将针对这几项噪声进行详细分析.

散粒噪声是光学测量最基本的噪声之一,主要是由光子数的涨落引起^[86],是系统的内禀噪声. 通过增大激光望远镜直径或增大激光器功率可以降低散粒噪声^[8],但增大望远镜直径会增加望远镜镜片加工难度,增加激光指向误差,也使得结构稳定性更难维持;提高激光器功率,则会缩短激光器寿命. 对于300万公里的臂长,若激光功率选在2 W,望远镜直径选在0.46 m,则散粒噪声可控制在 $5 \text{ pm Hz}^{-1/2}$ 以内,满足任务设计要求. 后面其他噪声源的分析都会以散粒噪声作为标准,要求其他噪声低于散粒噪声水平.

激光频率不稳定性是干涉测量的另一个重要的噪声源. 由于任务轨道游离引起的臂长变化在 10^5 km 的量级^[87],只有将光源的频率稳定性压制到 $10^{-6} \sqrt{\text{Hz}}$ 量级,才能使得频率噪声低于散粒噪声. 任务设计所选取的激光器在自由运行时,频率不稳定性约在 $10^6 \sqrt{\text{Hz}}$ 水平,需将激光频率稳定性提高12个量级才能达需求^[8]. LISA任务设计通过三步法解决了这个问题,因此我们沿用该方法对激光频率不稳定性进行压制. 首先,通过锁相的方法将激光频率与结构具有较高稳定度的FP腔的谐振频率进行锁定^[88],则谐振腔的谐振频率稳定性就决定了激光频率的稳定性,能够使激光频率稳定性达到 $30 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的水平^[8]. 其次,通过锁臂或双锁臂技术^[89],利用臂长变化集中在低频段(10^{-8} Hz),而在敏感频率段0.1 mHz–10 Hz却非常稳定的性质,将激光频率锁在臂长上,可以将激光频率不稳定性压制到 $10^{-4} \sqrt{\text{Hz}}$ 量级^[90,91]. 最后,利用被称为延时干涉技术(TDI)的一种后期数据处理方法,对测量数据时间平移后重新组合生成等效的等臂长干涉测量数据^[92,93],可以进一步消除残留的频率噪声达到任务要求的 $10^{-6} \sqrt{\text{Hz}}$ 量级.

时钟噪声是空间激光干涉仪超稳时钟系统的一个重要噪声源. 由于超稳晶振器的计时存在误差,在分析拍频信号时计时的偏差会导致相位读出的误差^[8,94]. 为使时钟噪声低于散粒噪声,超稳时钟相应的相位误差必须低于 $2\pi \times 10^{-6} \text{ rad}/\sqrt{\text{Hz}}$. 对于频

率为 20 MHz 的拍频信号, 要求时钟记时误差低于 $\pi \times 10^{-13} \text{ s}/\sqrt{\text{Hz}}$. 我国星载时钟目前的精度已达到 $10^{-12} \text{ s}/\sqrt{\text{Hz}}$, 预期在未来二三十年内能够达到满足任务设计要求的精度. 即使没有满足要求的星载时钟, 也可以通过 LISA 拟采用的边频 - 边频方案压制时钟噪声. 其基本原理是将星载时钟倍频至 GHz 量级, 通过光电调制器对本地激光进行调制, 产生一个主激光及两个边频激光, 控制边频激光的功率为主激光的 1/10, 这样星载时钟在倍频时被放大的噪声也被探测器探测并记录在相位数据里, 通过构造合适的 TDI 数据, 可将时钟噪声降低到 $10^{-13} \text{ s}/\sqrt{\text{Hz}}$ 以下 [95,96].

指向误差是跟望远镜指向控制相关的一个重要噪声源. 由于望远镜加工精度限制, 出射激光的波前(等相位面)在传播至一定距离之后将偏离球面波近似, 若卫星受外界影响而引起出射激光指向发生抖动, 则接收该激光时会探测到光束波前变化, 产生激光指向误差 [97,98], 导致激光干涉测距精度下降. 利用四象限计测量指向、压电陶瓷调整指向, 可以减小这一误差 [99]. 从表 4 中可以看出, 300 万公里臂长、望远镜直径为 0.46 m 的任务设计对指向精度的要求较低, 因此比较容易实现.

5.2 惯性传感器与无拖曳控制

虽然深空环境已比较安静, 对于探测仅能在百万公里的距离上引起 10^{-12} m 甚至更小长度变化的引力波信号, 仍需减小环境中非保守力的干扰, 使检验质量尽可能处于自由运动状态. 这就需要采用无拖曳航天技术, 通过设计高精度的惯性传感器和微推力器在控制程序的控制下达到相应的水平.

为了实现上述目标, 在每个卫星中放置相同的两个惯性传感器, 每个传感器主要由一个电极笼子和处于其中的立方体检验质量组成. 检验质量在卫星外壳及其内部保护装置的包裹之下, 受到的外界扰动远远小于卫星本身, 近似做自由落体运动, 可作为干涉测量的基准和卫星无拖曳控制的参考. 在引力波测量方向(两颗卫星激光测量方向即敏感轴方向)必须确保检验质量的自由运动, 通过电容位移传感器探测检验质量的位置, 根据其偏离初始位置的情况, 控制微推力器产生方向和大小合适的推力, 推

表 4 300 万公里臂长的两种设计方案需要达到的指向精度

Table 4 Pointing accuracy requirements corresponded to two different mission designs with 3 million kilometers armlength

望远镜直径 (m)	指向精度要求 $\theta_{dc} \delta\theta(\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}})$	$\theta_{dc}(\text{nrad})$	$\theta(\text{nrad}/\sqrt{\text{Hz}})$
0.46	$< 5.4 \times 10^{-17}$	10	5
0.58	$< 3.4 \times 10^{-17}$	8	4

动卫星跟随检验质量运动. 在非敏感轴方向, 则通过伺服反馈系统调整电容极板或检验质量上的电压, 对检验质量施加一定的静电力, 使其跟随卫星运动, 稳定在初始位置, 并且要求对测量方向的影响足够小, 以免其他方向的信号耦合到测量方向.

为达到引力波探测的要求, 须将检验质量加速度噪声和位移噪声控制在一定水平. 不同参数设计所需要的加速度噪声指标如图 14 所示. 在深空环境中, 惯性传感器中的检验质量受到两种类型的扰动, 一种是受到诸如星际磁场、卫星引力梯度等十几种不同的直接扰动, 另一种是通过引力、电容等与卫星相互作用将卫星未抵消完全所残留的太阳光压、推力器噪声等传递到检验质量上而产生的间接扰动. 因此, 除了使用各种屏蔽保护手段减小直接作用在检验质量上的扰动外, 还需减少检验质量与卫星的耦合刚度 K . 以质量为 2 kg、边长为 46 mm、在敏感轴上与电极笼子的空隙为 4 mm 的立方体检验质量为例, 我们评估了检验质量上的噪声水平. 在直接作用在检验质量上的各种扰动中, 残余气体噪声为 $1.1 \times 10^{-16} \text{ m s}^{-2} \text{ Hz}^{-1/2}$, 热辐射压的波动带来的噪声为 $1.4 \times 10^{-16} \text{ m s}^{-2} \text{ Hz}^{-1/2}$, 极板电压波动引起的加速度噪声为 $1.7 \times 10^{-16} \text{ m s}^{-2} \text{ Hz}^{-1/2}$, 经过压制后检验质量的加速度与位移噪声水平如图 14 与 15 所示.

利用 LISA 惯性传感器的实验值 [100] 外推得到的耦合刚度值 $K = 5 \times 10^{-8} / \text{s}^2$, 在几个我们感兴趣的频率上, 计算了相应的噪声水平, 见表 5.

在表 6 中, 我们列出了满足不同加速度噪声要求的频段. 由图 14、15 及表 5、6 可以看出, 在 10 mHz 以上曲线比较平坦, 检验质量的噪声主要来自于直接作用在检验质量上的扰动; 在 10 mHz 以下检验质量上的噪声随着频率的降低急剧增大, 这部分噪声主要来自卫星平台振动. 因此, 10 mHz 以下的加

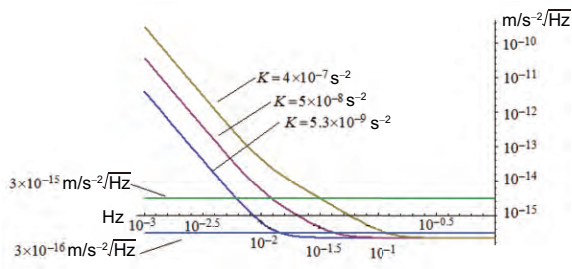


图 14 (网络版彩图) 加速度噪声
Figure 14 (Color online) Acceleration noise.

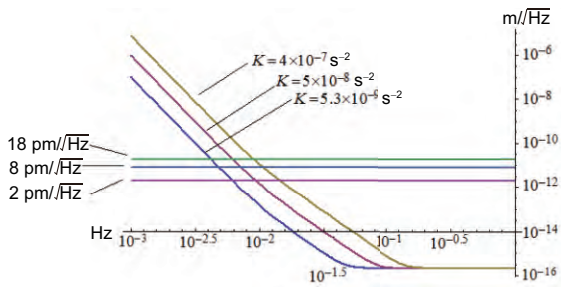


图 15 (网络版彩图) 位移噪声
Figure 15 (Color online) Displacement noise.

表 5 三个频段上的噪声水平

Table 5 Noise level in three different frequency bands

频率	加速度 ($\text{m s}^{-2} \text{ Hz}^{-1/2}$)	位移 ($\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}$)
0.03 Hz	3.8×10^{-11}	9.6×10^{-7}
1 mHz	4.7×10^{-16}	1.4×10^{-14}
0.1 mHz	2.2×10^{-16}	2.3×10^{-16}

表 6 满足不同的加速度噪声要求的频段

Table 6 Frequency bands satisfying respective acceleration noise requirements

加速度噪声指标 ($\text{m s}^{-2} \text{ Hz}^{-1/2}$)	满足指标的频段 (mHz)
3×10^{-15}	12 以上
6×10^{-16}	26 以上
3×10^{-16}	43 以上

表 7 推力器指标要求

Table 7 Requirements for thruster

最大推力	分辨率	比冲	最小推力	寿命	总冲(单台)	推力噪声
100 μN	0.3 μN	4000 s	0.3 μN	55000 h	8300 Ns	$[0.1 \mu\text{N}/\sqrt{\text{Hz}}] \times \sqrt{1+(10 \text{ mHz}/f)^4}$

速度噪声控制主要受限于耦合刚度,而降低耦合刚度的最主要途径是降低斑块效应 (Patch Effect) 的影响. 增加检验质量与电极笼子的空隙 d 可以显著降低耦合刚度,但是 d 的增大范围是有限的.

综上分析,在 10 mHz 以下的低频段上获得足够安静的测量参考点并不容易,因此,在任务设计中适当地提高测量频段不仅有助于降低整个任务的技术难度,而且在科学目标上也没有明显的减少,反而是在稍高频段上增添了更多的科学内容.

5.3 微推力器

为了抵消航天器受到的表面力对惯性传感器的扰动以实现上述要求的无拖曳飞行,需要若干个微推力器产生与航天器受到的扰动力相反的作用力. 由于空间环境非常安静,在任务的科学测量阶段,太阳光压成为航天器受到的最大扰动因素,产生的扰动力可达到 100 μN 量级,这决定了推力器的最大推力需要达到相应的水平. 另一方面,激光干涉测距系统及其他任务要求对航天器进行高精度的姿态控制,尤其是在两颗卫星的连线方向对航天器做无拖曳控制,这就要求作为执行机构的微推力器的推力分辨率达到并满足相应的精度. 空间引力波探测计划的科学目标要求卫星的残余加速度达到 $10^{-10} \text{ m s}^{-2} \text{ Hz}^{-1/2}$ 水平,除了满足任务需要的推力范围之外,要求微推力器的推力噪声好于 $0.1 \mu\text{N Hz}^{-1/2}$ 的水平. 表 7 是我国空间引力波探测计划方案对推力器的具体的指标要求.

到目前为止,国内外还没有满足上述要求的微推力器产品问世. 已于 2015 年 12 月发射的 LISA Pathfinder 是欧空局为检验空间引力波探测所需要关键技术的探路者计划,所采用的推力器要求达到 $1 \mu\text{N Hz}^{-1/2}$ 的推力噪声水平. 原 LISA 卫星计划使用三组共计 12 台微牛推力器,候选的配置是场致发射电推力器 (FEEP) 和胶体推力器 (CMNT). 由于推力

器表面铯金属污染造成电导率损失的问题没能按时解决, FEED 没能通过后来的测试, LISA Pathfinder 任务放弃使用 FEED, 取而代之的是技术更为成熟的微牛冷气推力器. 欧空局的 Gaia 卫星正在使用这种冷气推力器, 未来法国航天局 (CNES) 的 Microscope 卫星和欧空局的 Euclid 卫星也将使用改进型的冷气推力器. 欧空局相关评估委员会还同时建议开展微牛射频离子推力器 (RIT) 的研制. 经过德国吉森大学和欧洲宇航防务集团 (EADS) 的阿斯特里姆 (Astrium) 公司等机构超过二十余年的研制, 射频离子推力器在 EUREKA 和 ARTEMIS 卫星上经过飞行验证, 其微牛型号射频离子推力器 (μ RIT) 从 2011 年开始在真空罐内测试.

对我国来说, 微推力器尤其是微牛级的微推力器的研发还处于起步阶段, 研制满足空间引力波探测所需的微推力器需要较大的投入和较长的周期, 颇具挑战性. 空间引力波探测所需的推力器需要满足推力大小、推力噪声、寿命、与卫星的兼容性等指标要求, 还要兼顾有效比冲和推力器效率等问题, 对设计、材料、加工、装配、测试等方面提出很高要求, 是我国发展空间引力波探测的关键技术之一, 需

要相关国内单位及早开展技术论证、确定技术路线并开展相关研究.

6 结论与展望

本文从科学目标、关键技术分解与噪声分析等方面, 给出未来二三十年我国在技术上可实现的空间引力波探测计划任务概念. 得益于更优的测量频段选取和更高的灵敏度设计, 我们的任务设计对中质量黑洞并合过程等主要科学目标的探测能力显著提高. 我们给出的技术参考指标比 eLISA 稍有提高, 但是即便是技术参数上不大的提高, 也会给实际设计和工程带来较大的困难, 例如望远镜口径的提高对于小型化和一体化设计带来了挑战, 需要考虑稳定性和热噪声等诸多问题; 激光测距精度的提高需要努力压制各噪声源对位置测量的影响, 对时钟和光源的稳定性、锁相精度、特别是指向控制等一系列关键技术提出了更高的要求. 但这些技术要求都没有突破基本物理原理的限制, 有望在中短期实现, 相比其带来的更加丰富的科学目标, 这些技术值得挑战.

致谢

衷心感谢中国科学院晨兴数学中心丘成桐教授、杨乐教授和中国科学院晨兴数学中心长期以来在各方面为我们研究工作所提供的支持和帮助. 感谢中国科学院高能物理研究所张双南研究员在科学院空间科学先导科技专项课题“中国空间引力波探测任务概念研究”开展过程中给予我们的诸多宝贵意见与指导. 相关课题研究工作的开展受益于中国科学院力学研究所胡文瑞院士在推动我国空间引力波探测任务上所做的努力.

参考文献

- 1 Sathyaprakash B S, Schutz B F. Physics, astrophysics and cosmology with gravitational waves. *Living Rev Relat*, 2009, 12: 18–19
- 2 Misner C, Throne K, Wheeler J. *Gravitation*. San Francisco: W H Freeman and Company, 1973
- 3 Thorne K. Three Hundred Years of Gravitation. Hawking S K, Israel W, eds. Cambridge: Cambridge University Press, 1978
- 4 Hulse R A, Taylor J H. Discovery of a pulsar in a binary system. *Astrophys J Lett*, 1975, 195: L51–L53
- 5 Weisberg J M, Taylor J H, Fowler L A. Gravitational waves from an orbiting pulsar. *Sci Am*, 1981, 245: 74–82
- 6 Taylor J H, Weisberg J M. A new test of general relativity-Gravitational radiation and the binary pulsar PSR 1913+16. *Astrophys J*, 1982, 253: 908–920
- 7 Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 061102
- 8 Bender P, Brilliet A, Ciufolini I, et al. LISA Pre-Phase A Report. Garching: Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 1998
- 9 Danzmann K, Prince T A, Binetruy P, et al. LISA-Unveiling a hidden Universe. Assessment Study Report, European Space Agency, 2011
- 10 Luo Z R, Bai S, Bian X, et al. Laser interferometric gravitational wave detection in space (in Chinese). *Adv Mech*, 2013, 43: 415–447 [罗子人, 白姍, 边星, 等. 空间激光干涉引力波探测. *力学进展*, 2013, 43: 415–447]
- 11 Jennrich O, Binetruy P, Colpi M, et al. NGO-Revealing A Hidden Universe: Opening A New Chapter of Discovery. Assessment Study Report,

- European Space Agency, 2013
- 12 Seoane P A, Aoudia S, Audley H, et al. The gravitational universe. arXiv: 1305.5720
 - 13 Gong X, Xu S, Bai S, et al. A scientific case study of an advanced LISA mission. *Class Quantum Gravity*, 2011, 28: 094012
 - 14 Amaro-Seoane P, Aoudia S, Babak S, et al. eLISA: Astrophysics and cosmology in the millihertz regime. arXiv: 1201.3621v1
 - 15 Amaro-Seoane P, Aoudia S, Babak S, et al. Low-frequency gravitational-wave science with eLISA/NGO. arXiv: 1202.0893v1
 - 16 Armano M, Audley H, Auger G, et al. Sub-Femto-g free fall for space-based gravitational wave observatories: LISA pathfinder results. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 231101
 - 17 Ni W T. ASTROD-GW: Overview and progress. *Int J Modern Phys D*, 2013, 22: 1341004
 - 18 Seto N, Kawamura S, Nakamura T. Possibility of direct measurement of the acceleration of the universe using 0.1 Hz band laser interferometer gravitational wave antenna in space. *Phys Rev Lett*, 2001, 87: 221103
 - 19 Bender P L. Additional astrophysical objectives for LISA follow-on missions. *Class Quantum Grav*, 2004, 21: S1203
 - 20 Phinney S, Bender P, Buchman R, et al. The Big Bang Observer: Direct Detection of Gravitational Waves from the Birth of the Universe to the Present. Mission Concept Study Report, 2004
 - 21 Guo H, Wu J. *Space Science and Technology in China: A Roadmap to 2050*. Beijing: Science Press, 2010
 - 22 Gong X, Lau Y K, Xu S, et al. Descope of the ALIA mission. *J Phys-Conf Ser*, 2015, 610: 012011
 - 23 Luo J, Chen L S, Duan H Z, et al. TianQin: a space-borne gravitational wave detector. *Class Quantum Grav*, 2016, 33: 035010
 - 24 Liang C B, Zhou B. *Introduction to Differential Geometry and General Relativity (Vol. 1) (in Chinese)*. Beijing: Science Press, 2006 [梁灿彬, 周彬. 微分几何入门和广义相对论(上册). 第二版. 北京: 科学出版社, 2006]
 - 25 Penrose R, Rindler W. *Spinors and Space-time: Two Spinor Calculus and Relativistic Fields (Vol. 1)*. In: Cambridge Monographs on Mathematical Physics. Cambridge: Cambridge University Press, 1987
 - 26 Newman E, Penrose R. An approach to gravitational radiation by a method of spin coefficients. *J Math Phys*, 1962, 3: 566–578
 - 27 Penrose R. Asymptotic properties of fields and space-times. *Phys Rev Lett*, 1963, 10: 66-68
 - 28 Bondi H, Van der Burg M, Metzner A. Gravitational waves in general relativity. VII. Waves from axi-symmetric isolated systems. *Proc R Soc Lond A Math Phys Sci*, 1962, 269: 21–52
 - 29 Sachs R K. Gravitational waves in general relativity. VIII. Waves in asymptotically flat space-time. *Proc R Soc Lond A Math Phys Sci*, 1962, 270: 103–126
 - 30 Penrose R. Some unsolved problems in classical General-Relativity. *Ann Math Stud*, 1982 : 631–668
 - 31 Tapley B D, Bettadpur S, Watkins M, et al. The gravity recovery and climate experiment: Mission overview and early results. *Geophys Res Lett*, 2004, 31: L09607
 - 32 Larson S L, Hiscock W A, Hellings R W. Sensitivity curves for spaceborne gravitational wave interferometers. *Phys Rev D*, 2000, 62: 062001
 - 33 Bender P L, Hils D. Confusion noise level due to galactic and extragalactic binaries. *Class Quantum Grav*, 1997, 14: 1439
 - 34 Farmer A J, Phinney E S. The gravitational wave background from cosmological compact binaries. *Mon Not R Astron Soc*, 2003, 346: 1197–1214
 - 35 Ferrarese L, Merritt D. A fundamental relation between supermassive black holes and their host galaxies. *Astrophys J Lett*, 2000, 539: L9
 - 36 Gebhardt K, Bender R, Bower G, et al. A relationship between nuclear black hole mass and galaxy velocity dispersion. *Astrophys J Lett*, 2000, 539: L13
 - 37 Ferrarese L. Beyond the bulge: A fundamental relation between supermassive black holes and dark matter halos. *Astrophys J*, 2002, 578: 90
 - 38 Volonteri M, Haardt F, Madau P. The assembly and merging history of supermassive black holes in hierarchical models of galaxy formation. *Astrophys J*, 2003, 582: 559
 - 39 Volonteri M, Madau P, Haardt F. The formation of galaxy stellar cores by the hierarchical merging of supermassive black holes. *Astrophys J*, 2003, 593: 661
 - 40 Volonteri M, Madau P, Quataert E, et al. The distribution and cosmic evolution of massive black hole spins. *Astrophys J*, 2005, 620: 69
 - 41 Koushiappas S M, Zentner A R. Testing models of supermassive black hole seed formation through gravity waves. *Astrophys J*, 2006, 639: 7
 - 42 Berti E, Volonteri M. Cosmological black hole spin evolution by mergers and accretion. *Astrophys J*, 2008, 684: 822
 - 43 Sesana A, Volonteri M, Haardt F. The imprint of massive black hole formation models on the LISA data stream. *Mon Not R Astron Soc*, 2007, 377: 1711–1716

- 44 Sesana A, Gair J, Berti E, et al. Reconstructing the massive black hole cosmic history through gravitational waves. *Phys Rev D*, 2011, 83: 044036
- 45 Gair J R, Sesana A, Berti E, et al. Constraining properties of the black hole population using LISA. *Class Quantum Grav*, 2011, 28: 094018
- 46 Bender P L. Additional astrophysical objectives for LISA follow-on missions. *Class Quantum Grav*, 2004, 21: S1203
- 47 Bender P L, Begelman M C. Massive black hole formation and growth. In: *Proceedings of 39TH ESLAB Symposium on Trends in Space Science and Cosmic Vision 2020*. ESA Publications Division, 2005
- 48 Press W H, Schechter P. Formation of galaxies and clusters of galaxies by self-similar gravitational condensation. *Astrophys J*, 1974, 187: 425–438
- 49 Lacey C, Cole S. Merger rates in hierarchical models of galaxy formation. *Mon Not R Astron Soc*, 1993, 262: 627–649
- 50 Cole S, Lacey C G, Baugh C M, et al. Hierarchical galaxy formation. *Mon Not R Astron Soc*, 2000, 319: 168–204
- 51 Shakura N I, Sunyaev R A. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astron Astrophys*, 1973, 24: 337–355
- 52 King A R, Lubow S H, Ogilvie G I, et al. Aligning spinning black holes and accretion discs. *Mon Not R Astron Soc*, 2005, 363: 49–56
- 53 King A R, Pringle J E. Growing supermassive black holes by chaotic accretion. *Mon Not R Astron Soc*, 2006, 373: L90–L92
- 54 Lodato G, Pringle J E. The evolution of misaligned accretion discs and spinning black holes. *Mon Not R Astron Soc*, 2006, 368: 1196–1208
- 55 King A R, Pringle J E, Hofmann J A. The evolution of black hole mass and spin in active galactic nuclei. *Mon Not R Astron Soc*, 2008, 385: 1621–1627
- 56 Gammie C F, Shapiro S L, McKinney J C. Black hole spin evolution. *Astrophys J*, 2004, 602: 312–319
- 57 Shapiro S L. Spin, accretion, and the cosmological growth of supermassive black holes. *Astrophys J*, 2005, 620: 59–68
- 58 Croom S M, Smith R J, Boyle B J, et al. The 2dF QSO Redshift Survey - XII. The spectroscopic catalogue and luminosity function. *Mon Not R Astron Soc*, 2004, 349: 1397–1418
- 59 Yuan Y F, Zhang C Y, Yang J M, et al. Cosmic evolution of massive black holes in the hierarchical models of galaxy formation. *AIP Conf Proc*, 2008, 968: 369–374
- 60 Xu S N, Yuan Y F. Cosmological evolution of massive black holes at the center of galaxies (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2012, 42: 1256–1264 [徐生年, 袁业飞. 星系中心大黑洞的宇宙学演化. *中国科学: 物理学力学天文学*, 2012, 42: 1256–1264]
- 61 Matsushita S, Kawabe R, Matsumoto H, et al. Formation of a massive black hole at the center of the superbubble in M82. *Astrophys J Lett*, 2000, 545: L107
- 62 Van der marel R P. Intermediate-mass black holes in the universe: A review of formation theories and observational constraints. *arXiv: 0302101v2*
- 63 Fabbiano G. The hunt for intermediate-mass black holes. *Science*, 2005, 307: 533–534
- 64 Patruno A, Zwart S P, Dewi J, et al. The ultraluminous X-ray source in M82: An intermediate-mass black hole with a giant companion. *Mon Not R Astron Soc-Lett*, 2006, 370: L6–L9
- 65 Maccarone T J, Kundu A, Zepf S E, et al. A black hole in a globular cluster. *Nature*, 2007, 445: 183–185
- 66 Miller M C. Gravitational radiation from intermediate-mass black holes. *Astrophys J*, 2002, 581: 438
- 67 Miller M C, Colbert E J M. Intermediate-mass black holes. *Int J Modern Phys D*, 2004, 13: 1–64
- 68 Miller M C. Probing general relativity with mergers of supermassive and intermediate-mass black holes. *Astrophys J*, 2005, 618: 426
- 69 Will C M. On the rate of detectability of intermediate-mass black hole binaries using lisa. *Astrophys J*, 2004, 611: 1080
- 70 Konstantinidis S, Amaro-Seoane P, Kokkotas K D. Investigating the retention of intermediate-mass black holes in star clusters using N -body simulations. *arXiv: 1108.5175*
- 71 Mandel I, Gair J R. Can we detect intermediate mass ratio inspirals? *Class Quantum Grav*, 2009, 26: 094036
- 72 Gair J R, Mandel I, Miller M C, et al. Exploring intermediate and massive black-hole binaries with the Einstein Telescope. *Gener Relat Grav*, 2011, 43: 485–518
- 73 Huerta E A, Gair J R. Importance of including small body spin effects in the modelling of extreme and intermediate mass-ratio inspirals. *Phys Rev D*, 2011, 84: 064023
- 74 Huerta E A, Gair J, Brown D. Importance of including small body spin effects in the modelling of intermediate mass-ratio inspirals. II Accurate parameter extraction of strong sources using higher-order spin effects. *arXiv:1111.3243v2*
- 75 Lousto C O, Zlochower Y. Modeling gravitational recoil from precessing highly spinning unequal-mass black-hole binaries. *Phys Rev D*, 2009, 79: 064018

- 76 González J A, Sperhake U, Brügmann B. Black-hole binary simulations: The mass ratio 10:1. *Phys Rev D*, 2009, 79: 124006
- 77 Lousto C O, Nakano H, Zlochower Y, et al. Intermediate-mass-ratio black-hole binaries: Numerical relativity meets perturbation theory. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 211101
- 78 Lousto C O, Zlochower Y. Orbital evolution of extreme-mass-ratio black-hole binaries with numerical relativity. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 041101
- 79 Lousto C O, Nakano H, Zlochower Y, et al. Intermediate-mass-ratio black hole binaries: Intertwining numerical and perturbative techniques. *Phys Rev D*, 2010, 82: 104057
- 80 Han W B, Cao Z. Constructing effective one-body dynamics with numerical energy flux for intermediate-mass-ratio inspirals. *Phys Rev D*, 2011, 84: 044014
- 81 Johann U A, Ayre M, Gath P F, et al. The European Space Agency's LISA mission study: Status and present results. *J Phys-Conf Ser*, 2008, 122: 012005
- 82 Sallusti M, Gath P, Weise D, et al. LISA system design highlights. *Class Quantum Grav*, 2009 26: 094015
- 83 Livas J, Arsenovic P, Castellucci K, et al. Preliminary LISA telescope spacer design. In: *Proceedings of 38th COSPAR Scientific Assembly*. Bremen, 2010
- 84 Sanjuán J, Preston A, Korytov D, et al. Carbon fiber reinforced polymer dimensional stability investigations for use on the laser interferometer space antenna mission telescope. *Rev Sci Instrum*, 2011, 82: 124501
- 85 Heinzl G, Braxmaier C, Danzmann K, et al. LISA interferometry: Recent developments. *Class Quantum Grav*, 2006, 23: S119
- 86 Saulson P R. *Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors*. Singapore: World Science Pub Co Inc, 1994
- 87 Folkner W M, Hechler F, Sweetser T H, et al. LISA orbit selection and stability. *Class Quantum Grav*, 1997, 14: 1405
- 88 Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl Phys B*, 1983, 31: 97–105
- 89 Sutton A, Shaddock D A. Laser frequency stabilization by dual arm locking for LISA. *Phys Rev D*, 2008, 78: 082001
- 90 Sheard B S, Gray M B, McClelland D E, et al. Laser frequency stabilization by locking to a LISA arm. *Phys Lett A*, 2003, 320: 9–21
- 91 Thorpe J I, Mueller G. Experimental verification of arm-locking for LISA using electronic phase delay. *Phys Lett A*, 2005, 342: 199–204
- 92 Dhurandhar S V, Tinto M. Time-delay interferometry. *Living Rev Relat*, 2005, 8: 4
- 93 Tinto M, Rakhmanov M. On the laser frequency stabilization by locking to a LISA arm. arXiv: gr-qc/0408076
- 94 Klipstein W, Halverson P G, Peters R, et al. Clock noise removal in LISA. In: *Proceedings of Laser Interferometer Space Antenna: 6th International LISA Symposium*. AIP Publishing, 2006. 873: 312–318
- 95 Tinto M, Shaddock D A, Sylvestre J, et al. Implementation of time-delay interferometry for LISA. *Phys Rev D*, 2003, 67: 122003
- 96 Hellings R W. Elimination of clock jitter noise in spaceborne laser interferometers. *Phys Rev D*, 2001, 64: 022002
- 97 Winkler W. A truncated Gaussian beam in the far field. *Class Quantum Grav*, 1997, 14: 1579
- 98 Bender P L. Wavefront distortion and beam pointing for LISA. *Class Quantum Grav*, 2005, 22: S339
- 99 Schuldt T, Gohlke M, Weise D, et al. Picometer and nanoradian optical heterodyne interferometry for translation and tilt metrology of the LISA gravitational reference sensor. *Class Quantum Grav*, 2009, 26: 085008
- 100 Schumaker B L. Disturbance reduction requirements for LISA. *Class Quantum Grav*, 2003, 20: S239

Gravitational wave detection in space—a new window in astronomy

HUANG ShuangLin^{1,2}, GONG XueFei¹, XU Peng¹, PAU Amaro-Seoane³, BIAN Xing^{1,2},
CHEN YueWen⁴, CHEN Xian⁵, FANG Zhen⁶, FENG XueFeng^{1,2}, LIU FuKun⁵, LI Shuo⁷,
LI Xiang^{1,2}, LUO ZiRen⁸, SHAO MingXue⁹, RAINER Spurzem⁷, TANG WenLin¹,
WANG Yan¹⁰, WANG Ying⁶, ZANG YunLong^{1,2} & LAU YunKau^{1,9,11*}

¹ *Institute of Applied Mathematics, Academy of Mathematics and Systems Science,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;*

² *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

³ *Max Planck Institut für Gravitationsphysik (Albert-Einstein-Institut), Potsdam D-14476, Germany;*

⁴ *School of Mathematical Sciences, Capital Normal University, Beijing 100089, China;*

⁵ *Department of Astronomy, Peking University, Beijing 100871, China;*

⁶ *School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

⁷ *National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China;*

⁸ *Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;*

⁹ *Morningside Center of Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;*

¹⁰ *The University of Western Australia, Perth WA 6009, Australia;*

¹¹ *State Key Laboratory of Scientific and Engineering Computing, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*

The article is divided into two parts. Part one aims to explain the physical concept of gravitational waves in terms of the Weyl curvature of a spacetime and present a basic theoretical framework to describe detection of gravitational waves on ground as well as in space. In part two, based on two phases of feasibility study commissioned by the Chinese Academy of Sciences and under the auspices of the Pioneer Explorer (Xiandao) Program, we further elaborate on the astrophysical significance of detection of gravitational wave in space, especially as a new window to probe and address certain key problems in astronomy and cosmology, such as stellar evolution, galaxy formation in the early Universe, co-evolution of black holes and galaxies, etc. The mission design of the Taiji mission put forward by the Chinese Academy of Sciences is then outlined. The primary science driver of the mission as well as the differences with the (e)LISA mission are further explained. A preliminary analysis of the key payloads of the Taiji mission is also given.

general relativity, gravitational wave detection in space, astronomy

PACS: 04.30.-w, 04.30.Tv, 04.80.Nn

doi: 10.1360/SSPMA2016-00438