

文章编号: 1000-8349(2007)01-0058-16

引力波理论和实验的新进展

黄玉梅¹, 王运永¹, 汤克云², 康 飞³,
张承民², 徐 军⁴, 郭有光⁵

(1. 北京师范大学 天文系, 北京 100875; 2. 中国科学院 国家天文台, 北京 100012; 3. 中国机械科学研究院, 北京 100044; 4. 中国科学院 上海光学精密机械研究所, 上海 201800; 5. 中国计量科学研究院, 北京 200013)

摘要: 引力波的存在是爱因斯坦在广义相对论理论中提出的一个重要预言。由于目前技术水平的限制, 无法在实验室产生足以被探测到的引力波, 因此宇宙中大量的大质量剧烈活动的天体成为科学家研究引力波的首选, 从而诞生了引力波天文学。引力波探测将开启研究宇宙的新窗口, 是继电磁辐射、宇宙线和中微子探测后探索宇宙奥秘的又一重要手段, 对天文学研究有着极为重要的意义。新一代应用了高灵敏度的迈克耳逊干涉仪装置的长基线引力波探测仪正在建造中。该综述从引力波理论出发, 阐述了目前研究较多的可探测引力波源, 给出了目前观测上的最新进展, 并展望了今后的发展前景。

关键词: 天体物理学; 引力波; 综述; 广义相对论; 中子双星; 引力波探测仪

中图分类号: P142.8⁺4 **文献标识码:** A

1 引 言

早在 1916 年, 爱因斯坦^[1,2]就提出了引力波理论, 并在 1918 年对其中的一些错误进行了修正。这一理论认为和加速运动的电子可以产生电磁波一样, 加速运动的质量或能量可以发射引力波。从理论上说引力波非常容易产生, 应该存在于宇宙的任何地方。而且引力波和物质只有弱耦合相互作用, 也就是说任何物质对它来说几乎都是透明的, 因此引力波从波源发出后, 所携带的能量和波源系统的动力学信息永不消失。天体的巨大质量或剧烈运动都可以产生强大的引力波, 例如一颗恒星坍缩成一个黑洞, 或者密近双星的并合, 都会释放出巨大的引力辐射能量^[3,4]。虽然到目前为止, 任何直接探测到引力波的尝试都还没有成功, 但是已经在中子双星系统 PSR 1913+16 中精确测量到引力波的间接影响^[5]。

1974 年, 马萨诸塞大学的赫尔斯和泰勒使用放在波多黎各的阿雷西博射电望远镜发现了

收稿日期: 2005-09-14; 修回日期: 2006-06-22

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10533010)

射电脉冲双星 PSR 1913+16^[6]。这个系统包括两颗互相绕转的中子星, 其中一颗中子星正在活动中, 可以在地球上观测到该中子星的射电脉冲。因为观测到的射电脉冲会由于中子星的轨道运动而出现多普勒频移, 其轨道周期及其随时间的变化就可以精确地获得。如果中子双星系统的行为是符合广义相对论理论的, 那么两颗中子双星就会由于引力辐射损失能量而越来越接近, 因此会以更快的频率绕转。从观测得到的轨道参数可以直接得到该双中子星系统的动力学特征, 从理论上就可以估算出其辐射出的引力波的能量, 并进一步计算出由于引力辐射导致的能量损失引起的轨道周期变化率^[7]。这个计算结果和观测到的轨道周期变化率在实验允许的误差范围内精确吻合 (优于 1%), 这是迄今为止对广义相对论最完美的检验。这一重大发现不但使赫尔斯和泰勒赢得了 1993 年的诺贝尔奖, 更重要的是科学家至此相信探测引力波的巨大意义和可能性, 特别是使人们看到在宇宙中直接探测到引力波的希望^[8]。此后, 对更多中子双星系统的观测和研究, 不断证实了引力辐射的真实性^[9-11]。在 2003 年, 澳大利亚国家射电天文台帕凯斯天文台 64 m 射电望远镜发现了短周期中子双星 PSR J0737-3039, 短周期中子双星被证实是一种很好的天体引力波源。Burgay 等人^[12]提出, 可探测的引力波事件的数目应比原先估计的高一个量级。单个的中子星自转也能产生周期性的引力波辐射, 因为它的表面只要有千分之几毫米的不对称就足以辐射强烈的引力波^[3,4]。如果能直接由此探测到引力波, 那将为人们打开了一扇认识神秘宇宙的窗口。

激光引力波探测仪的出现使引力波的探测进展迅速, 现已成为引力波探测的主流设备。理论上的发展也对引力波天文学的发展起了重要的作用, 已能给出更加详细而具体的引力波探测特征。科学家乐观地估计引力波探测极有可能在今后 10~20 a 内取得重大突破。

在这篇文章中, 将叙述引力波理论、引力波的特性、引力波观测的原理和仪器改进, 并展望引力波观测的前景及其意义。

2 广义相对论中的引力波

随着激光引力波探测仪的应用技术日趋成熟, 间接探测到引力波存在的证据越来越多, 引力波天文学也已诞生。有兴趣的读者可以参阅关于引力波天文学的综述文献 [13,14], 以了解更多具体情况。在 17 世纪末, 牛顿建立了著名的万有引力定律。其理论认为宇宙中任何物体之间都存在相互吸引的力, 这就是“万有引力”的概念。他认为空间是平直的, 其时空度规强度无限大, 是一个由无数坚实的直线构成的网络, 时间仿佛是河中的水在空间中流淌, 所以由牛顿引力理论不推导出引力波的存在。1916 年, 爱因斯坦创立了广义相对论, 认为时空是紧密联系在一起, 是一种弹性介质, 像四维的弹性床垫, 物体躺在床垫上会使床垫变形, 而且质量越大、物质越致密, 其变形就越大。根据广义相对论, 引力可以表达为时空的曲率。广义相对论的预言之一就是变化的质量可以引起时空的涟漪, 如同加速运动的电荷会产生电磁辐射一样, 当物体作加速运动时会对原来的引力场产生干扰, 从而辐射出引力波。

2.1 弱场近似

以下的讨论将会用到一些广义相对论的概念和公式推导, 这里不具体涉及广义相对论理论的推演, 有兴趣的读者可以参阅文献 [15-18,19,20]。

在狭义相对论中相邻两点间的时空间隔 ds 可以由下式给出^[21]：

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2, \quad (1)$$

或者写成：

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (2)$$

式中 μ 、 ν 重复指标表示自动求和， ν 、 π 的范围是 $0 \sim 3$ 。 $\eta_{\mu\nu}$ 为在笛卡儿坐标系中的闵可夫斯基度规：

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

狭义相对论的物理概念在广义相对论中同样适用，只是在时空的理解上有根本的不同。广义相对论描述的时空不再是闵可夫斯基度规所描述的平直时空，而具有曲率，广义相对论中对时空间隔的表达式为： $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ 。这里 $g_{\mu\nu}$ 是广义相对论中的时空度规张量，描述时空结构。

事实上，在地球附近的引力波是非常弱的，一般情况下，可以忽略时空曲率来处理物理问题，因而可以近似在闵可夫斯基度规上加一个小的微扰来表示 $g_{\mu\nu}$ ，

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad (|h_{\mu\nu}| \ll 1). \quad (4)$$

根据爱因斯坦的广义相对论得到的引力场方程^[14]：

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (5)$$

这里 $T_{\mu\nu}$ 被称为能量动量张量，描述物质分布； $R_{\mu\nu}$ 是里奇张量，它和 $T_{\mu\nu}$ 都是二级对称张量； R 是里奇张量的缩并，被称为曲率标量； G 是万有引力常数， c 是光速。系数 $8\pi G/c^4$ 相当小，量级约为 10^{-43} 。

弱场近似下，将式 (4) 代入式 (5) 可以推得：

$$h_{\mu\nu} = \frac{16\pi G}{c^4} \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} T \right), \quad (6)$$

在无质量的时空区域可以简化为常见的波动方程：

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{\mu\nu} = 0. \quad (7)$$

为使平面引力波解进一步确定起见，通常引入引力辐射规范条件，或称为横向无迹规范，简称 TT 规范。

对于一个沿 z 轴方向前行的波，得到的波动解具有如下形式：

$$h_{\mu\nu} = h_+(t - zc) + h_\times(t - zc). \quad (8)$$

振动会是横向的空间扭曲。这样的波称为自旋 2, 因为存在 2 个不同的偏振 (见图 1)。 h_+ 称为加号偏振, h_\times 称为叉号偏振。

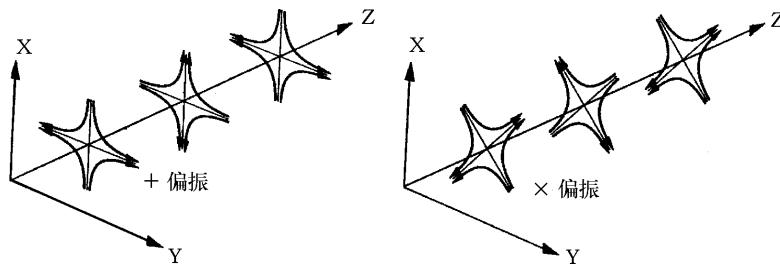


图 1 引力波 2 个偏振态的力线图^[14]

$$h_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & -h_\times & h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

上面的解描述了一个四极辐射的引力波, 可以用一个简单的物理图像解释 (见图 2): 假设一个圆环位于 $x - y$ 平面上, 引力波沿着 z 轴方向传播, 该圆环仍然固定在它的坐标位置上, 但是圆环之间的空间会根据引力波的频率在一个方向上被拉伸或者压缩, 相应地在与其垂直的方向上被压缩或拉伸。 h_+ 和 h_\times 引起的空间拉伸或压缩的方向成 45° 的夹角。一般而言, 引力波的两个偏振态对检验质量的影响是

$$\frac{\delta L(t)}{L} = F^+ h_+(t) + F^\times h_\times(t) \equiv h(t). \quad (10)$$

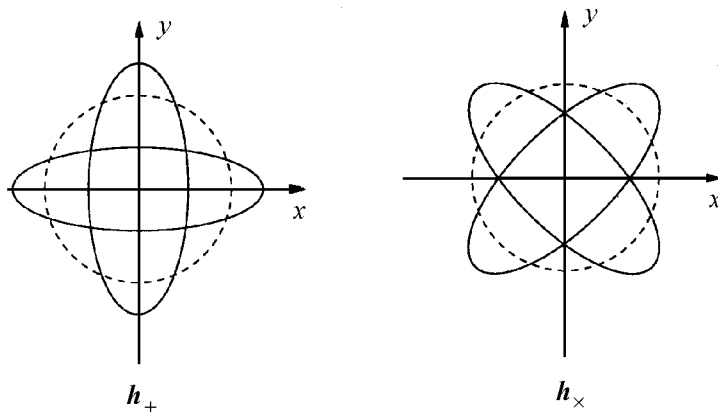


图 2 引力波 2 个偏振态的效应^[22]

引力波的强度可以用一个无量纲量来表示, 即应变振幅可以用长度的相对变化量来表示:

$$h = \Delta L/L. \quad (11)$$

2.2 引力波和电磁波的对比

引力波和电磁波是截然不同的。大多数的电磁波都是由激发的原子或分子发射的^[23]，然而可以观测到的引力波都是由加速的大质量天体辐射的。电磁波很容易被天体和观测者之间的尘埃云散射或者吸收，而引力波可以几乎不受影响地穿过它们。这就说明通过引力波的探测，可以展示一个不同景象的宇宙。特别是它可以通过探测黑洞信号、大尺度中子星和超新星爆发的内部过程来得到对强引力场的新的认识。在表 1 中，列出了引力波和电磁波的不同之处。

表 1 电磁波和引力波的对比

| 电 磁 波 | 引 力 波 |
|--|---|
| 在空间中传播的电磁场的振荡 | 时空本身的振荡，时空振荡对时空曲率变化的贡献是在 $\lambda/2\pi$ 尺度上，远小于时空本身的曲率 |
| 电磁波是由原子或分子所激发的 | 引力波是大量的质量或能量加速运动产生的，与电磁波提供的热力学信息不同，其提供天体的动力学状态 |
| 与物质相互作用强，易被源和观测者之间的尘埃等吸收、散射或屏蔽 | 和物质是弱耦合相互作用，因而引力波几乎不被物质吸收，也就几乎不损失天体信息，可以获得现在的观测手段所不能得到的天体信息。但是也由于它与探测器的相互作用极弱，探测存在难度 |
| 测量能流，其强度和 r 平方成反比 | 测量“应变”或称无量纲振幅，即辐射强度，它和 r 成反比。这意味着引力波探测仪只要灵敏度提高到原来的 2 倍，就使引力波可探测源范围增加 8 倍，从而令可探测到的引力波事件发生的概率多了近一个数量级 |
| 波长小于发射天体的尺度，可以用来对天体源成像 | 引力波波长接近或远大于源的尺度，不可用来成像，引力波类似于声波 |
| 电磁波天文学对天体源的分辨率较高，但是观测必须要“指向”源，观测者面向源以便获得该源的信息（形象称为“看宇宙”） | 天空各处都存在引力波，且从各处来的任意天体辐射的引力波都可能被探测到，因此在空间对一个引力波源定位比较难，这类似于声波的探测（形象称为“听宇宙”） |

3 引力波的振幅和频率

3.1 信号强度的粗略估计

3.1.1 应变振幅

引力波的贡献主要来自源的四极动量的变化。电磁波不存在单极辐射，至少是电偶极辐射；而引力波不存在单极和偶极辐射，至少是质量四极矩辐射。所以质量分布的二阶动量的定义如下：

$$Q_{ik} = \int \rho(3x_i x_k - \delta_{ik} x_j x_j) dV, \quad (12)$$

这里, ρ 是源的物质密度。四极动量: $Q \propto M_s r^2$, 其中, M_s 为源的质量, r 为源的有效半径。从量级分析, 得到下式:

$$h \approx G \frac{\partial^2 Q \partial t^2}{c^4 r}, \quad (13)$$

其中, G 是引力常数, 用 ν_{ns} 来表示源内部速度的非球对称部分, 用 $E_{\text{kin}}^{\text{ns}}$ 来表示源的内部动能的非球对称部分, Q 的二阶时间导数可以近似地表达为

$$\partial^2 Q / \partial t^2 \approx 2M\nu_{\text{ns}} s^2 \approx 4E_{\text{kin}}^{\text{ns}}, \quad (14)$$

从而得到:

$$h \approx \frac{G(E_{\text{kin}}^{\text{ns}} c^2)}{c^2 r}. \quad (15)$$

强的引力波源是具有强的非球对称的动力学天体源, 如致密双星 (包括白矮星、中子星和黑洞)、中子星的物质运动、恒星核坍缩和早期宇宙大爆炸。为了获得可观测引力波事件的发生率, 需要在相当大的范围内观测引力波事件。比如就中子双星并合事件而言, 需要统计几百 Mpc 空间范围内的事件发生率。在这样的情况下, 可以设定:

$$E_{\text{kin}}^{\text{ns}} / c^2 \approx 1M_{\odot}. \quad (16)$$

假设引力波源位于星系或是宇宙学距离上, 可以得到相应的应变量级估计: 1) 室女座星系, $h \leq 10^{-21}$; 2) 哈勃距离, $h \leq 10^{-23}$; 3) 如果采用基线为 10^4 m 的探测仪, 相应的长度变化量 L 级分别为 $\Delta L \leq 10^{-19}$ m 和 $\Delta L \leq 10^{-17}$ m。这是一个相当乐观的估计, 大多数的源辐射出的引力波所能引起的应变会明显比这个计算结果小。需要补充说明的是: 观测效应如此之小并不是因为引力辐射能量少 (事实上这个能量是非常巨大的), 而由于时空是非常“坚硬”的介质。

还可以用其他的一些公式来估计信号强度, 对频率为 f_g 的连续引力波而言, 其应变振幅 h 和功率密度 w 有如下关系:

$$w \approx \frac{\pi c^3}{4G} f_g^2 \langle h^2 \rangle = 3.18 \times 10^{35} f_g^2 \langle h^2 \rangle \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}, \quad (17)$$

这里, $h^2 = h_+^2 + h_{\times}^2$ 。由上面的式子可以看出常数量级相当大, 即使功率密度 w 很大, 应变振幅 h 也是相当小的。对一个室女座星系中典型的引力波源, 在频率为 1 kHz 时, 应变振幅 $h \approx 10^{-21}$, 则功率密度 w 为 $0.3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, 这已经比典型的射电天体物理能流密度大了约 10^{20} 倍。由于:

$$L = 4\pi R^2 w \approx \frac{\pi^2 c^3}{G} R^2 f_g^2 \langle h^2 \rangle, \quad (18)$$

可得到应变振幅:

$$h \approx \left(\frac{G}{\pi^2 c^3} \right)^{1/2} \frac{L^{1/2}}{f_g R}. \quad (19)$$

到目前为止, 人们仍未能建立起在引力坍缩过程中产生引力波的模型。然而, 对一个引力波爆发事件, 可以假设事件的特征时间为 τ_g , 引力波释放的总能量为 E_g , 这样就提供了一

个合理地估计引力波源参数的基础。由此可以定义出能量的辐射率^[14]：

$$L \approx E_g/\tau_g. \quad (20)$$

爆发事件是短暂的单一事件，一般有宽的谱线分布，其特征频率为 $f_g = \frac{1}{2\pi\tau_g}$ ，可以粗略地采用这个频率来定义爆发源谱线的峰值频率，这里的 f_g 不同于连续引力波源中稳定的频率。对一个近似为高光谱线的爆发源而言，谱线的展宽 Δf 量级基本上等同于 f_g 。可以将应变振幅表示为

$$h \approx \left(\frac{G}{\pi^2 c^3}\right)^{1/2} \frac{(E_g/\tau_g)^{1/2}}{f_g R} \approx 5.8 \times 10^{-20} \left(\frac{E_g}{M_\odot c^2}\right)^{1/2} f_g^{-1/2} R^{-1}. \quad (21)$$

式中 f_g 以 kHz 为单位， R 以 10 MPc 为单位，下同。如果引力坍缩的结果是形成一个黑洞，那么可以相对精确地估计事件持续时间。定义形成黑洞的特征时间 τ 为引力波通过强引力场区域 D_s 所用的时间，这里假设强引力场区域的尺度 2 倍于引力半径 $2GM/c^2$ ，并且认为 τ_g 近似等于 τ ，得到下式：

$$\tau \approx \frac{1}{2\pi f_g} \approx \frac{D_s}{c} \approx \frac{4GM}{c^3}, \quad (22)$$

对具有几个太阳质量的天体系统，相应的频率大约为几 kHz。结合上面的公式，再根据 $E_g = M_c^2$ ，爆发事件的应变振幅可以表示为

$$h \approx \frac{1}{2\pi} \frac{c}{f_g R} \varepsilon^{1/2} \approx 5 \times 10^{-19.5} f_g^{-1} R^{-1} \varepsilon^{1/2}. \quad (23)$$

3.1.2 对引力波频率的估计

对致密的引力波源而言，产生引力波的频段明显是由波源的尺度 R 和质量 M 决定的。 R 意味着源的变化动力学尺度，可以是单个特定源的大小，或是双星成员之间的距离。对这样的源可以很容易得出频率为

$$f_{\text{gw}} \approx (1/2\pi)\sqrt{GM/R^3}. \quad (24)$$

从式 (24)，可以看出所预测的引力波源中频率最高的是大质量的致密天体，如中子星或超大质量的黑洞。很容易可以估计出引力波频率的上限，因为几乎所有的可观测得引力波源的真实尺度都会大于它的史瓦西半径 $2GM/c^2$ ，所以它的引力波辐射周期 T 不会小于光穿越整个强引力场的时间 $4\pi GM/c^3$ ，这就决定了频率的上限： $f \leq c^3/4\pi GM \approx 10^4(M_\odot/M)$ Hz。

在一些情况下，引力波的频率是由现有的运动（如脉冲星的旋转）决定的。但是在大多数的情况下，对自引力天体而言频率和天体的自然频率有关（为方便起见，在这里采用自然单位制），由下式定义：

$$f_0 = \sqrt{\bar{\rho}/4\pi}. \quad (25)$$

这里， $\bar{\rho}$ 是源的平均质能密度。该频率和双星系统的轨道频率和天体的固有脉冲频率处于同一量级。这一频率实际上由源的尺度 R 和质量 M 决定，可以给出 $\bar{\rho} = 3M/4\pi R^3$ 。对质量为 $1.4M_\odot$ 和半径为 10 km 的中子星而言，自然频率 $f_0=1.9$ kHz；对质量为 $10M_\odot$ 和半径为

30 km 的黑洞而言, 则为 $f_0 = 1$ kHz; 如果黑洞的质量是 $2.5 \times 10^6 M_\odot$ (例如银河系中心的黑洞)。自然频率会以和质量成反比例下降至 $f_0 = 4$ mHz。图 3 是对可能的引力波源给出的质量 - 半径图, 图上标出了 3 条频率不变线: $f_0 = 10^{-4}$ Hz, $f_0 = 1$ Hz 和 $f_0 = 10^4$ Hz。这些是根据目前的观测所给出的频率: 对频率为 $1 \sim 10^4$ Hz 的引力波源是地面探测仪的目标, 低于这个频段的引力波源的观测就只能借助于空间探测仪了。

图 3 中涉及了大量的相对论性天体: 中子星、互相绕转的中子双星系统和一些黑洞。根据脉冲星的统计显示, 双星并合事件在银河系内的发生率是每 10^5 年一次, 地面探测仪必须能够探测到至少包含 10^6 个星系的空间, 才可能进行观测。

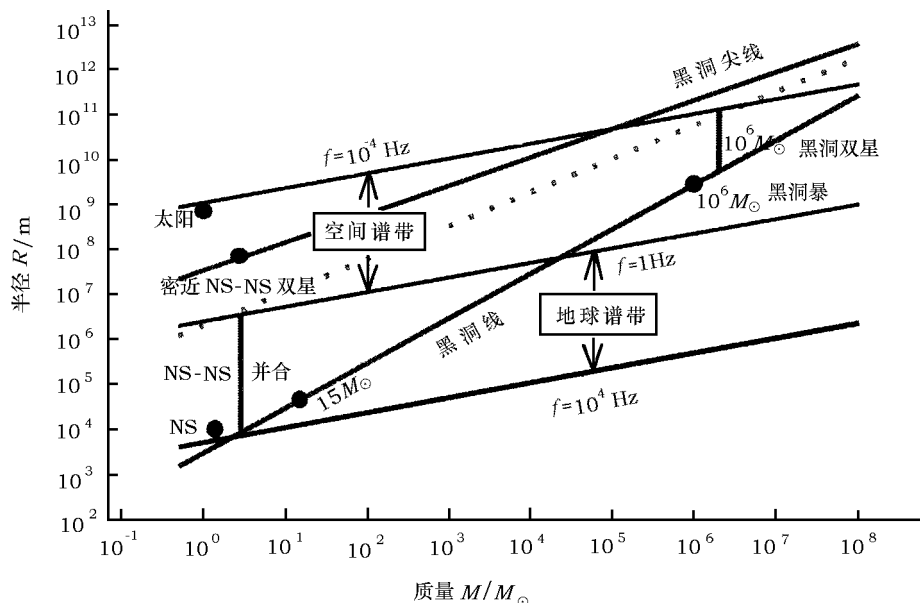


图 3 引力波波源质量 - 半径关系图 [27]

3.2 引力波源

3.2.1 人造引力波源

人造引力辐射源是一种难以产生而又无法探测的引力波源。假设在一根长 10 m 的铁棒两头都放上 10^3 kg (大约一辆小轿车的重量) 的载重。整个系统围绕铁棒的中心以 10 r/s 的速度旋转, 由于该系统中所有的速度都是非球对称的, 因而在式 (14) 中 v_{ns}^2 大约为 $10^5 \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ 。因为旋转周期是 0.1 s, 从而整个系统的质量分布的变化周期是 0.05 s, 所以产生的引力波的频率是 20 Hz, 波长大约是 1.5×10^7 m, 几乎和地球的直径尺度相当; 为了探测到引力波, 探测仪应该至少距离源一个波长, 根据式 (15) 可得: $h \approx 5 \times 10^{-43}$ 。就目前的观测精度而言, 此引力波效应实在是太小了。

3.2.2 天体物理引力波源

对地面的观测者而言, 只有大质量天体才是好的可以被观测到引力波源的候选体。更进一步全面的关于源的总结可参阅相关文献 [13, 28–31], 这里只给出一些的天体物理引力波源的简单介绍。

一般可以把引力波源分成 3 个典型的类型：天体爆发引力波源、周期引力波源和随机背景。

1) 天体爆发引力波源

包括致密双星系统的最后并合、超新星爆发、或是超新星事件后的中子星和黑洞的形成。这样的引力波源出现的时间和方位都无法事先估计，特别是这些源具有时间一次性的特点，一旦错过就无法观测。

(1) 致密双星并合

对地面的引力波观测仪而言，致密双星是第一个被论证的优秀候选体^[32-34]。致密双星可以包含 2 颗中子星，2 个黑洞^[35]或是中子星-黑洞^[36]。由于它们的尺度小(中子星的直径约为 20 km)，它们可以彼此靠近互相以较高的频率(可达 500 Hz 左右)互相绕转。互相靠近并且绕转速度很快就意味着质量四极动量的二阶导数很大，引力波以很高的效率辐射。事实上，辐射出的能量是如此之大，以至于一个彼此相隔 500 km 或 100 km 的双星系统会相应地在几分钟或几秒钟之内失去它的全部势能。因为引力波的辐射在距离越近的时候效率越高，因此，随时间的增加，引力波的振幅和频率都会增加，直到两个天体足够接近而并合^[37]。

(2) 超新星

超新星具有所有的成为好的引力波源的条件^[38]：它们的质量相当于几个太阳质量，它们非常致密，并且经历了非常大的加速过程。然而引力辐射仅仅和四极动量的变化率相关，因而，如果超新星坍缩和接下来的爆发都是轴对称的，那么就没有引力波发射了。然而不可能所有的超新星爆发事件都精确地轴对称，但是非对称程度到底有多大、这种不对称在多大程度上能引起可以探测到的引力波的辐射等问题至今仍然很难确定。

2) 周期引力波源

包括双星旋转、脉冲星和共生中子星自转、非轴对称星体的旋转或自转。在这些引力波源中，由于星体的旋转或自转都有固有的周期，是周期性的引力波连续辐射源^[39]。

(1) 双星

一般双星是最容易被理解的周期引力波源之一^[40]。双星的典型轨道周期大多大于 1 h，相应地，其辐射出的引力波的频率小于 1 mHz。这说明只有空间探测器才能够在长时间积分周期后观测到它们。

(2) 旋转的中子星

当一颗旋转中的中子星的质量分布相对于旋转轴是非轴对称时，它就会辐射引力波。质量的非轴对称分布可能取决于导致星的形变的极端强磁场，也可能取决于星体在产生的历史中的形变，或是取决于对伴星的物质吸积过程^[41]。

(3) 中子星不稳定性

对具有粘滞性的星体来说，存在一个临界的最高转动频率，即所谓的极限旋转频率。1998 年之前，认为 f 模式的不稳定性是重要的。f 模式对极限旋转的限制很小。1998 年，Andersson 指出，不考虑内部的耗散机制时，所有的转动致密星中 r 模式都是不稳定的；Lindblom 等人发现新生中子星发生 r 模式不稳定性，转动周期将会在一年内上升到 20 ms，这可以解释蟹状星云中的脉冲星的初始速度 (19 ms)；Owen 等人发现 r 模式不稳定性发生时的引力波辐射有可能会被新一代引力波探测器探测到^[42,43]。

(4) 超大质量黑洞

正在吞噬周围天体的超大质量黑洞 ($M > 10^5 M_{\odot}$) 也是非常好的引力波发射源^[44]。它们辐射的引力波典型频率在 mHz, 低于上述的各类源。因为地面振动噪声和引力梯度噪声制约了这个频率上的探测灵敏度, 在地面上是无法观测到超大质量黑洞所辐射的引力波的。所以, 这类源是空间引力波探测仪的首选。

3) 随机背景辐射

早期宇宙的密度微扰会导致引力波的随机背景辐射 (类似于宇宙微波背景)。测量引力波的随机背景谱可以给出普朗克时期的宇宙图像, 是一个区别不同的宇宙学模型 (暴胀宇宙模型, 宇宙弦, 精质宇宙相移) 的新方法^[45-49]。然而, 对大多数的模型而言, 预测到的随机背景引力波振幅都低于现阶段的探测水平所能达到的灵敏度。

4 引力波探测仪

4.1 主要的引力波探测仪

根据引力波四极辐射的性质, 20 世纪 60 年代, Weber^[50] 在美国的马里兰大学实验室建成了世界上第一个引力波探测器, 它包括一个长 2 m、直径为 1.5 m、质量为 1.4 t 的铝棒。预计在引力波的作用下, 铝棒将发生与时空度规畸变量级相同的应变, 由固定在铝棒上的压电陶瓷传感器来记录铝棒的振动。这种棒状结构的引力波探测器被称之为物质共振引力波探测仪。目前在世界上投入运转的棒状探测器共有 5 个, 其中意大利有 2 个, 另外 3 个分别在瑞士的日内瓦、美国的巴吞鲁日和澳大利亚的珀斯^[21]。

现在的主流探测手段是地面激光探测引力波探测仪和正在筹划中的空间激光引力波探测仪。2000 年以后, 已经有一些高灵敏度的引力波探测器陆续投入运作: 由法国和意大利合作在意大利建造的 VIRGO 引力波探测仪^[52]; 在美国路易斯安那州, 长 4 km 的激光干涉仪引力波观测站 (LIGO)^[53]; 英德联合建在德国汉诺威, 长 600 m 的 GEO 项目^[54]; 建在日本东京附近, 长 300 m 的 TAMA 项目^[54,55]; 还有一个仅长 80 m 的正建造于澳大利亚的帕斯, 这是惟一建造在南半球的引力波探测器^[56]。

此外, 由于在地面上建造的探测器总是要为排除噪音而烦恼, 而且也只能“听到” $10^{-2} \sim 10^4$ Hz 的波长。因此, 欧洲和美国的科学家正在联合推动激光干涉空间天线 (LISA) 项目, 该天线可以探测到地面上无法探测到的低频引力波辐射。在太空中建立大臂长的干涉仪是一种值得尝试的做法, 太空中基本处于真空态, 温度接近于 0 K, 而且没有地球表面上存在的震动噪声, 实验条件优于地面。LISA 由 3 颗卫星组成, 排列成一个边长为 5×10^6 km 的等边三角形, 位于绕太阳公转的轨道上; 在绕太阳公转的同时, 3 艘飞船也围绕它们的质心转动。科学家们预计, LISA 探测器拥有极高的信噪比, 使它有能力源源不断地接收到引力波的信号, 看来清晰地“倾听宇宙低音”已经是指日可待了^[57]。

上述这些引力波探测器组成了一个国际观测网络, 只要有一个以上的装置探测到了引力波, 科学家就可以共享数据。关于这方面的综述文献很多, 有兴趣的读者可以参考文献 [30,58,59]。

目前中国还没有大型的引力波探测仪, 但是中国的科学家正为探测引力波提出了一些设想并正在实施的一些可能的方案^[60,61]:

1) CEGO, 中国爱因斯坦引力波干涉仪, 该计划要求修建一个 L 形、两边分别长 5 km 的地下干涉仪。这项计划将填补地球上探测站的地理分布的一个空缺, 便于科学家用三角测量的方法来全面记录探测数据。而且, 该地下探测站将以低于 LIGO 和 VIRGO、高于 LISA 的探测频段运行。由于它位于地下 500 m 深处, 那里将几乎没有地球表层诸如地震噪音的干扰。CEGO 只是计划的第一步, 最终的目标是建立一个能够容纳多个引力波干涉仪的地下设施。

2) ASTROD I (Astrodynamical Space Test of Relativity using Optical Devices) 空间计划即“小型激光天文动力学空间计划”(Mini ASTROD)^[62-64], 其概念是: 使用一个在太阳轨道上的无拖曳航天器与地面站以双向激光干涉跟踪和脉冲计时测距的方法, 精确地探讨天文动力学, 检测相对论与时空基本定律, 改进探测引力波的灵敏度以及更准确地测定太阳、行星和小行星的参数。ASTROD I 在天文动力学和检测相对论与时空基本定律方面, 精确度将比现有观测技术水平提高 3 个数量级; 在测定太阳、行星和小行星参数方面, 精确度将比现在提高 1~3 个数量级。ASTROD I 对引力波的探测灵敏度, 也可以比现在的射电波追踪航天器的探测方法稍有提高。航天器可由长征四号乙 (CZ-4B) 运载火箭发射, 从低绕地转移轨道直接进入绕日轨道, 经由金星引力助推两次, 于发射后 370 d 抵达太阳后面从事相对论 Shapiro 效应测量。此外, 在 2005 年的香山科学会议上, 重庆大学李芳昱教授提出了高频引力波的电磁探测方案^[65]; 上海光机所王育竹院士提出了场移式原子钟的工作机制, 用以获得高精度 (频率差精度 10^{-18}) 超窄原子跃迁谱线来测量引力波。

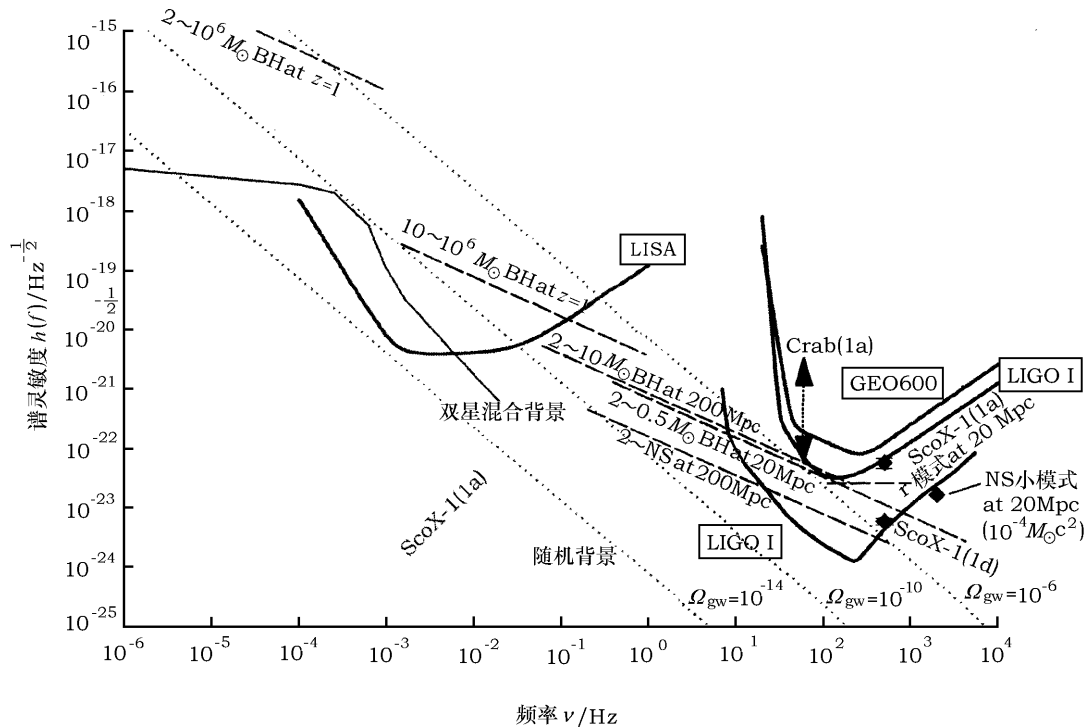


图 4 引力波探测仪灵敏度图^[13]

实线表示的是预期的或已经实现的 4 个有代表性的引力波干涉仪的灵敏度

4.2 地面引力波探测器噪声分析

建造在地面上的引力波探测器总会受到各种噪声的影响, 因此引力波探测器有它们的灵敏度极限。早在 1972 年, Weiss^[67] 就已经分析了大多数的噪声源, 并且给出了它们的量级估计。下面仅列举了最重要的和最基本的一些噪声源。

1) 地面震动噪声

自然现象或人为活动引起的连续的地面震动, 在自然环境单调, 人烟稀少的地区, 地面震动噪声的影响较小。地球表面附近的自然现象引起的噪声峰值约在 150 mHz, 而人为活动的噪声会在比较高的频率, 接近几 Hz。如果不能精心地设计探测器的防震系统, 那么地面震动噪声很可能会使得引力波探测器无法观测, 信号淹没在大量的噪声中。即使设计了良好的防震系统, 在某些频率, 地面震动噪声仍然会是影响干涉仪灵敏度的主要噪声源。

2) 热噪声

检验质量或悬挂系统的热效应所引起的振动模式会和整个系统的共振相耦合产生系统噪声。可通过降低整个系统的温度或者提高元件材料的品质因子 Q 来降低热噪声。

3) 光子发射噪声

激光束的输入端发射的光子数目本身的波动在输出端就表现为噪声。噪声的大小和 $1/\sqrt{g \cdot P_{in}}$ (这里 g 为系统的再循环增量, P_{in} 为激光的输入功率) 成正比, 因此增加光子回收量和增加激光功率都可以降低光子发射噪声。

4) 辐射压噪声

光子从镜面反弹的数目波动会引起镜面受到的辐射压力的波动, 这一效应和 $\sqrt{g \cdot P_{in}}$ 成正比。降低光子发射噪声的做法恰好会增加辐射压噪声, 必须适当地选择光子回收量和激光功率的大小。

5) 引力梯度噪声

在测量时间内, 由于局部牛顿引力场的变化导致的噪声是无法消除的。引力探测器会对当地源引起的潮汐力产生与对引力波同样的反应。对安装了高品质的地震噪声隔离系统的下一代地面引力波探测器而言, 引力梯度噪声被认为是低频段的主要噪声源。

6) 激光强度和频率噪声

激光本身不可避免地会有强度和频率上的波动, 所以激光技术的提高和激光本身稳频装置的改进都可以降低该噪声。

7) 光的散射

少部分激光会被散射离开主光束, 然后当它们被散射回来的时候会和干涉仪的信号耦合。这些光携带的是它们的散射面的信息, 因此会污染期望中的信号, 安装一个致密的反射系统可以极大地减少该噪声源的影响。

8) 残余气体

任何真空系统都会有少量的气体难以消除因而残留下来; 如 LIGO, 残余的气体 (大多数为氢气) 的真空度大概为 1.33×10^{-17} Pa。这些残留在真空臂的气体的密度微扰会对激光束产生影响; 同时, 残余气体在反射镜上的反弹还会增加相位差。

9) 光束抖动

激光束的光学抖动会导致激光束位置和角度的轻微波动, 这会在输出端产生噪声。

10) 电场

通过电场和镜面表面被激发出的或是寄生在上面的电子相互作用，检验质量周围的电场的扰动会附加在探测仪的信号上，成为噪声。

11) 磁场

当地的磁场扰动会影响检验质量，因为会和镜面表面的激发磁场相互作用。

在图 5 中，标示出了最重要的噪声源对灵敏度的影响。第一代 LIGO 探测仪在低频段的主要噪声源是地面震动噪声；在中间频段的主要噪声源是检验质量的悬挂热噪声；在高频段的主要噪声源是光子发射噪声。现阶段的引力探测仪噪声都已经达到了设计的低噪声目标，特别是在低频段和中间频段。当这些噪声源被减少之后，新的挑战又会出现。事实上，任何给定仪器的灵敏度都受到一系列的噪声源的影响。图 5 中，“人为极限”曲线表示的是即使所有其他的噪声源都被完美地控制以后仍然残留的噪声，标有“开始 LIGO”的粗线是第一代 LIGO 探测仪的设计目标。在低频段，引力梯度噪声（很难或者说不可能被减少）是主要的噪声源；高于这个频段，光学路径上的残余气体的影响限制了仪器的灵敏度。

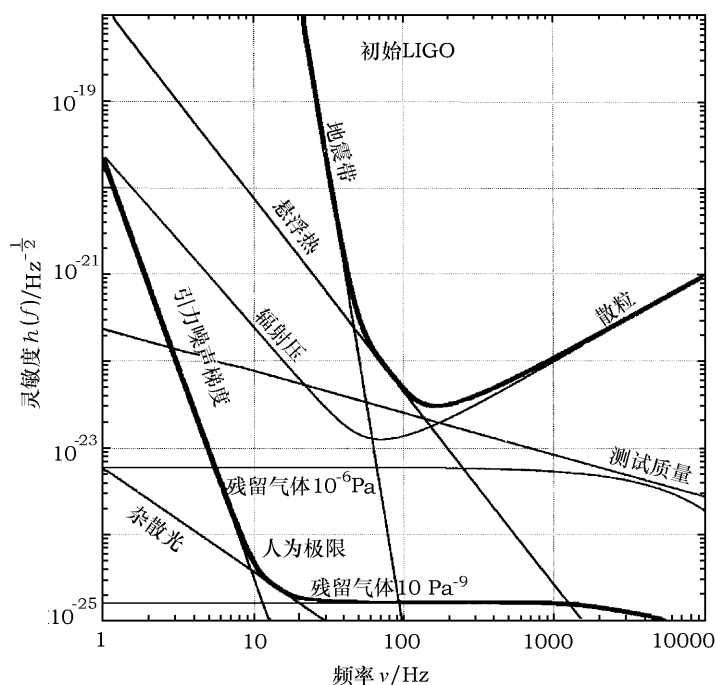


图 5 LIGO 探测仪的灵敏度 [68]

5 总 结

近代天文学的发展已经证明，每当人们用以前从未使用过的非可见光学的“眼睛”（射电望远镜、射线和射线探测器）来观察天空时，总会有新的发现，从而迫使人类更新自己的思想，进一步加深对宇宙的认识。科学家相信，通过引力波来探测宇宙一定会带给人们更新的视界。

目前人们虽然还没有探测到引力波存在的直接证据, 但是科学家为进行引力波探测发展了大量的高科学技术, 如微小位移的测量技术、精密隔振技术、基地噪声的电子技术和光电技术、高频率稳定度的高端激光技术、大尺度的精确测量、高噪声本底的数据处理技术和遥控和信号传输技术等。这些技术已经广泛地用于科学技术的其他领域, 使人类对引力波探测做出的努力是物超所值的。大型激光干涉引力波探测器必须采用窄线宽与高功率高稳定单模激光系统, 采用超高均匀性超低损耗超高反射率的镀膜与检测技术, 大尺寸高性能的蓝宝石晶体生长与加工技术, 大容积超高真空系统、超精密控制、超高灵敏度隔震技术, 微纳米技术和超微测量技术。致力于发展探测引力波的技术, 就可以促进超高新技术的发展, 占领超高新技术领域的制高点并产生难以估量的经济价值。通过引力波探测项目的实施, 还可以顺利地开展国内外合作, 在一个较短的时间内使我国在上述超高新技术领域获得全面的大幅度发展。

总之, 引力波探测是当代物理学的前沿研究领域之一, 它对检验近代物理学的基石——广义相对论及揭示其丰富的非线性效应应有重要的作用, 对引力场的量子化和对宇宙的起源和演化的研究都具有极其重要的意义^[69]。

参考文献:

- [1] Einstein A. Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften. Berlin: Sitzungsberichte, 1916: 688.
- [2] Einstein A. Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften. Berlin: Sitzungsberichte, 1918: 154.
- [3] Dhurandhar S V, Blair D G, Costa M E. A&A, 1996, 311: 1043.
- [4] Lai D, Shapiro S L. ApJ, 1995, 443: 705-716.
- [5] Taylor J H, Wolszczan A, Damour T, et al. Nature, 1992, 355: 132.
- [6] Taylor J H, Weisberg J M. ApJ, 1982, 253: 908.
- [7] Taylor J H, Weisberg J M. ApJ, 1989, 345: 434.
- [8] 唐孟希, 赵鹏飞. 大自然探索, 1994, 13(3): 62.
- [9] Stairs I H, Thorsett S E, Taylor J H, et al. ApJ, 2002, 581: 501.
- [10] Misner C W, Thorne K S, Wheeler J A. Gravitation. San Francisco: Freeman, 1973.
- [11] Faulker A J, Kramer M, Lyne A G, et al. ApJ, 2005, 618: 119-122.
- [12] Burgay M, D'Amico N, Possenti A, et al. Nature, 2003, 426:531-533.
- [13] Schutz B F. Class. Quantum Grav., 1999, 16: A131-156.
- [14] Ju L, Blair D G, Zhao C. Rep.Prog.Phys., 2000, 63:1317-1427.
- [15] Thorne K S. 300 Years of Gravitation. Cambridge: Cambridge University Press, 1987: 330-458.
- [16] Eardley D M. Gravitational Radiation. North-Holland: Amsterdam, 1983: 257.
- [17] Hartle J B. Gravity: An introduction to Einstein's general relativity. San Francisco: Addison-Wesley, 2003.
- [18] Wald R M. General relativity. Chicago: University of Chicago Press, 1984.
- [19] Bertschinger E. MIT's general relativity course lecture notes.1999.
- [20] Weiss R. Rev. of Mod. Phys., 1999, 71(2): S187-S196.
- [21] Saulson P. Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors. Singapore: World Scientific, 1994.
- [22] Andersson N, Kokkotas K D, Gravitational-wave astronomy: the high-frequency window. Greece: Syros, 2003.
- [23] Jackson J D. Classical Electrodynamics. 2nd ed. New York: Wiley, 1975.
- [24] Bennett C L, Halpern M, Hinshaw G, et al. ApJS, 2003,148 (1): 1-27.
- [25] www.rssd.esa.int/index.php?project=PLANCK.
- [26] Stairs I H. Pulsar Timing Observations and Tests of General Relativity in Double-Neutron-Star Binaries. Singapore: World Scientific, 2005.
- [27] Grishchuk L P, Lipunov V M, Postnov K A, et al. Gravitational Wave Astronomy. 2001, 44: 1.

- [28] Bonazzola S, Marck J A. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 1994, 44: 655.
- [29] Kosowsky A, Mack A, Kahniashvili T. *Astrophysical sources for ground-based gravitational wave detectors*. American: AIP, 2001, 575:191.
- [30] Iess L, Armstrong J W. *Gravitational Waves: Sources and Detectors*. Singapore: World Scientific, 1997:323.
- [31] Cutler C, Thorne K S. *An Overview of Gravitational-Wave Sources*. South Africa: Durban, 2001.
- [32] Bethe H A, Brown G E. *ApJ*, 1998, 506: 780.
- [33] Portegies-Zwart S F, Yungelson L R. *A&A*, 1998, 332:173.
- [34] Belczynski K, Kalogera V, Bulik T. *ApJ*, 2002, 572: 407-431.
- [35] Jaffe A, Backer D C. *ApJ*, 2003, 583: 616.
- [36] Narayan R, Piran T, Shemi A, et al. *ApJ*, 1991, 379: L17.
- [37] Phinney E S. *ApJ*, 1991, 380: L17-21.
- [38] Zavlin V E, Pavlov G G. *Proc. 270. WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants*. Berlin: Max Planck Inst., 2002:263-272.
- [39] Brady P R, Creighton T, Cutler C, et al. *Phys. Rev.*, 1998, 57: 2101-2116.
- [40] Blanchet L, Faye G, Iyer B R, et al. *Phys. Rev.*, 2002, 65: 501.
- [41] Wagoner R V. *ApJ*, 2002, 578: L63.
- [42] Andersson N, Kokkotas K D. *Int. J. Mod. Phys.*, 2001(D), 10:381.
- [43] Houser J L, Centrella J M, Smith S C. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, 72:1314.
- [44] Hawking S W. *Phys. Rev. Lett.*, 1971, 26: 1344.
- [45] Maggiore M. *Phys. Rep.*, 2000, 331: 283-367.
- [46] Buonanno A. *Gravitational waves from the early Universe*. gr-qc/0303085, 2003.
- [47] Hogan C J, Bender P L. *Phys.Rev.*, 2001, D64: 062002.
- [48] Kamionkowski M, Kosowsky A, Stebbins A. *Phys. Rev.*, 1997, D55: 7368.
- [49] Allen B, Brustein R. *Phys. Rev.*, 1997, 55:3260-3264.
- [50] Weber J. *Phys. Rev.*, 1960, 117: 306.
- [51] Marion F. *Proc. of the 3rd Edoardo Amaldi Conference*. New York: AIP, 2000, 523: 110.
- [52] Hughes S A. *Annals of Phys.*, 2003, 303: 142-178.
- [53] Luck H. In: Meshkov S ed. *Proc. of the 3rd Edoardo Amaldi Conference*. New York: AIP, 2000, 523: 119.
- [54] Ando M. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 86: 3950.
- [55] Kuroda K. *Int. J. Mod. Phys.* 1999(D), 8: 557-579.
- [56] D.McClelland. *Proc. of the 3rd Edoardo Amaldi Conference*. New York: Melville, 2000, 523: 140.
- [57] Gair J R et al. *Class. Quantum Grav.*, 2004, 21:1595-1606.
- [58] 程景全, 杨德华. 引力波和引力波望远镜的发展. *天文学进展*, 2005: 23.
- [59] Cuomo D, Franceschetti G. *Electromagnetic Generation and Detection of Gravitational Waves: A Review*. Singapore: World Scientific Press, 1987: 262.
- [60] Tang M X, Li F Y, Luo J. *Acta Physica Sinica*, 1997, 6: 161.
- [61] Shiomi S, Ni W T. *Classical and Quantum Gravity*, 2006, 23: 4415.
- [62] Ni W T, Shiomi S, Liao An C. *Classical and Quantum Gravity*, 2004,21: S641.
- [63] 倪维斗. *云南天文台台刊*, 2002, 3:123-136.
- [64] Chiou D W, Ni W T. *Advances in Space Research*, 2000, 25(6): 1259-1262.
- [65] 唐孟希, 李芳昱, 赵鹏飞, 等. *云南天文台台刊*, 2002, 3: 71-87.
- [66] 柏格曼 P G. *引力之谜*. 张镇九, 涂成焱译. 北京: 科学出版社, 1999:159.
- [67] Weiss R. *Quarterly Progress Report of RLE*. Cambridge: MIT, 1972, 105:54.
- [68] Hughes S A, Marka S, Bender P L, et al. <http://lanl.arxiv.org/abs/astro-ph/0110349>, 2001.
- [69] Zhu Z H, Fujimoto M K, Tatsumi D. *A&A*, 2001, 372: 377.

The new Development of Gravitational Waves Theory and Detection

HUANG Yu-mei ¹, WANG Yun-yong ², TANG Ke-yun ², KANG Fei ³,
ZHANG Cheng-min ², XU Jun ⁴, GUO You-guang ⁵

(1. Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China; 2. National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 3. China Academy of Machinery Science and Technology, Beijing 100044, China; 4. Shanghai Institute of Optics and Fine Machines, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China; 5. National Institute of Metrology, Beijing 100013, China)

Abstract: Gravitational Waves(GW)are perturbations of space-time, which propagate at the speed of light. This is one of the predictions from the general relativistic theory proposed by Einstein in 1916. So far, their existence has been proven indirectly by Taylor and Hulse's observation on the decay of the orbital period in the binary pulsar PSR 1913+16.

Now the field of gravitational waves astronomy is inaugurated. The theory of gravitational radiation already makes an important contribution to the understanding of a lot of astronomical systems, such as binary neutron stars, cataclysmic variables, young neutron stars, low-mass X-ray binaries, and even the anisotropy of the microwave background radiation.

Direct detection of GW is one of the most exciting subjects in physics and in modern astronomy. Up to now it is impossible to generate gravitational waves strong enough in laboratory that they can be detected with the aid of present technology in the world. The celestial sources of gravitational wave become the first choice of scientists for studying gravitational waves because of their huge mass and high speed. Gravitational waves are quite different from electro-magnetic waves, which give rise to the expectation that the detection of gravitational waves will reveal a new and different view of the universe. We can say the observations of gravitational waves will significantly complement the observations of electromagnetic waves, cosmic rays and neutrinos.

A new generation of long baseline gravitational wave detectors is currently under construction. They incorporate high sensitive Michelson interferometers and high power stabilized laser sources, suspended optical components and high performance seismic filters. They have arm lengths of up to 4 km and operate in an ultra high vacuum environment.

In this paper, we describe the theory of gravitational waves first. Then discuss the origin of gravitational waves. Various efforts for detecting gravitational waves are reviewed briefly. Furthermore, this review discusses the promise of this field, outlining why gravitational waves are worth pursuing.

Key words: astrophysics; gravitational wave; review; general relativistic theory; sources of gravitational waves