

的了解,如超流 ^4He , 稀 ^3He - ^4He 溶液等. 甚至有人认为 ^3He 新相提供了中子星的实验室模拟.

^3He 新相以宏观的尺度呈现出了量子力学规律的结果,就基本理论的研究而言,也有一定价值.

参 考 文 献

- [1] A. J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.*, **47**(1975), 331.
- [2] J. C. Wheatley, *Rev. Mod. Phys.*, **47**(1975), 415.
- [3] O. V. Lounasmaa, *Contemporary Physics*, **15**(1974), 353.
- [4] M. C. Cross, *Science Progress*, **64**(1977), 157.

引力波观测的进展

秦 荣 先

(中国科学院物理研究所)

一、引 言

1978年12月,美国马萨诸塞大学的 J. 泰勒教授^[1]在慕尼黑召开的第九次“得克萨斯”相对论天体物理讨论会上,宣布了他们对双星脉冲星 PSR 1913 + 16* 四年多的定时观测结果,他们的工作首次间接地给引力波的存在提供了一个定量的证据,其结果在 20% 的误差范围内与爱因斯坦广义相对论相符合,这一消息震动了全会,这是因为自爱因斯坦 1918 年预言引力波存在至今整整六十年以来,在引力波问题上的最重要的发展.

本世纪初,爱因斯坦^[2]为了说明如水星近日点进动等这类新的引力现象,在狭义相对论的基础上,于 1916 年发表了广义相对论,把代表时空性质的量与物质有关的能量动量联系在一起而建立了引力场方程

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

其中 R_{ij} 是里契张量; g_{ij} 是度规张量; R 是标量曲率; T_{ij} 是物质的能量动量张量; G 是牛顿引力常数; c 是光速. (1) 式为非线性偏微分方程,此方程的第一个严格解是施瓦西在假设物质作球对称分布条件下求得的,就是所谓球对

称空间施瓦西外部解,回到了牛顿万有引力定律,故爱因斯坦场方程包括了万有引力定律经过实验考验的一切结果. 1918 年爱因斯坦^[2]在真空弱场情况下,选择适当坐标系,求引力场方程的近似解,得到一个类似于电磁波方程的波动方程

$$\square h_{ij} = 0. \quad (2)$$

故类似于电磁场,引力场的扰动(h_{ij})在真空中以光速传播,从而爱因斯坦预言应存在引力波. 初期,由于爱因斯坦关于引力波的预言是在特别选取的坐标系下得到的,所以当时有很多物理学工作者曾对引力波的预言持怀疑态度. 1956 年比朗尼^[3]提出与坐标系选取无关的引力波定义,1957 年邦迪^[4]证明存在与坐标选取无关的平面引力波是广义相对论的必然结果. 他们^[5]并于 1959 年进一步证明引力波穿过物体时可使静止物体发生运动,这就间接证明了引力波带有能量并可用物体作为接收器来进行探测,这时相信存在引力波的人增多了,并且试图检验引力波的存在. 广义相对论预言引力波的性质与电磁波有很多相似之处,诸如: 在真空中的速度都是光速;都带有能量;都是横波;在远源处近似为平面波. 与电磁波不同之处有: 如

* 1913 + 16 表示此双星的位置为赤经 19 时 13 分,赤纬 +16 度.

果引力场是量子化的,即有引力子存在,则其自旋为 2,而光子的自旋为 1;引力波的最低次辐射是四极辐射,而电磁波是偶极辐射,这是因为类似于带电粒子荷质比的[引力质量]/[惯性质量]恒等于 1 所导致的;引力波的极化特性与电磁波不同,这是由引力波的张量特性所决定的,它具有两个独立的偏振态,如图 1 所示;引力相互作用极其微弱,物质对引力波的吸收效率也非常低,故其穿透性极强等。我们可以根据这些预言的性质去检验引力波。

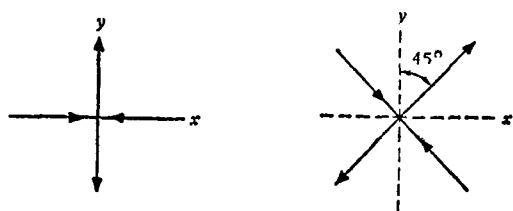


图 1 当引力波沿 Z 轴(垂直于纸面)传播时,在 x-y 平面上两个独立的偏振态

二、引力波的产生

类似于具有加速度的电荷辐射电磁波,具有加速度的质量可以辐射引力波(图 2)。对慢

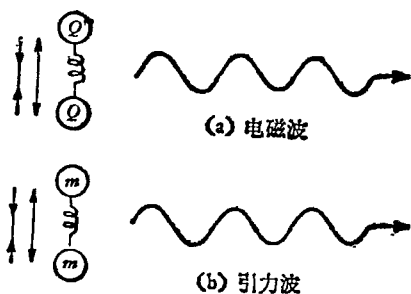


图 2 电磁波和引力波的发射
(a) 振荡电荷 Q 产生电磁波
(b) 振荡质量 m 产生引力波

变化源(源的尺度 $\ll$ 辐射波长),在线性近似下,其辐射功率为

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{G}{45c^5} \ddot{D}_{ik}^2 \quad (3)$$

其中 $\ddot{D}_{ik} = \int \rho(3x_i x_k - \delta_{ik} x_j^2) dV$ 是质量四极矩。引力波既然与电磁波相类似,而电磁波在

自然界中那么丰富,为什么引力波一直探测不到呢?! 其重要原因之一,就是上边谈到的,与电磁波相比引力波弱得惊人。例如,我们考虑具有质量四极矩 $Q = mR^2$ 和具有电偶极矩 $d = eR$ 的两个体系,它们以角频率 ω 辐射的功率分别为

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{引力}} = \frac{G\omega^6}{45c^5} Q^2 \quad (4)$$

和

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{电磁}} = \frac{2\omega^4}{3c^3} d^2, \quad (5)$$

(4) 式与 (5) 式之比为:

$$\left[\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{引力}} / \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{电磁}}\right] = \frac{1}{30} \left[\frac{Gm^2}{e^2}\right] \left(\frac{\omega}{c} R\right)^2. \quad (6)$$

(6) 式右边第一个因子是引力和电磁耦合的比值,对两个电子而言其值约为 10^{-43} ,第二个因子是由引力辐射的四极矩性质而带来的减弱因子,它与(源的尺寸/波长) 2 成正比。故要想在实验室依靠加速大质量的物体来产生引力波几乎是不可能的。幸好宇宙为我们提供有可观测的过程,因此,现在人们大都以观测天体源为目标。

1. 天体源

从(3)式可知要产生强引力波需要有大质量作剧烈加速运动的物质体系,宇宙中的双星系公转,超新星爆发,中子星自转,星系非球对称爆炸,黑洞的形成,超巨黑洞之间的碰撞,黑洞捕获物质,以及宇宙引力背景辐射等都可产生强引力波。各类天体源的情况如表 1 所列。现在已建成的室温中对数千赫灵敏的探测器的最小可探测到达地面上的能量通量谱密度 $> 4\text{GPU}^*$,或平直空间中度规偏差 $h \sim 10^{-18}$ 。从表 1 中可看出目前能探测的天体源也为数不多。因此要直接探测到引力波尚需要大大提高探测器的灵敏度,这在后边将会讨论。

* $1\text{GPU} \approx 10^5 \text{ erg/cm}^2\text{Hz}$ 。

表1 引力波天体源

源的类型	频率 $f(\text{Hz})$	地面能流 $\phi(\text{erg}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$	度规偏差平均值 $\langle h \rangle$	备 注
银河系双星 { 已知最佳事例 (i Boo) 双星总合	$T = 0.268$ 日 $T = 8$ 小时	1.1×10^{-10} 10^{-7}	1.4×10^{-20} $> 10^{-20}$	连续单色波
超新星形成 { 在银河系中 中子星 { 在室女座中	$10^3 - 10^4$ $10^3 - 10^4$	$10^7 - 10^{10}$ $10 - 10^4$	$2 \times 10^{-19} - 10^{-17}$ $10^{-22} - 10^{-20}$	稀有, 约百年一次 较多, 每月多于一次
中子星 (脉冲星) 产生 后数日内 { 在银河系中 在室女座中	10^3 10^3	< 1 10^{-4}	10^{-22} 10^{-23}	约百年一次 约每月一次
中子星 (脉冲星) 自转 { Np0532 Vela	60.4 22.4	$3 \times 10^{-13} - 3 \times 10^{-7}$ $10^{-6} - 10^{-13}$	$10^{-27 \pm 2}$ $10^{-23} - 10^{-27}$	连续单色波
遥远处类星体和星系核爆炸	$T = 100$ 天	10^{-12}	10^{-21}	宽 频
银河系中心黑洞 ($M = 10^5 - 10^6 M_\odot$) 捕获物质 (例如 $1 M_\odot$ 的)	$10^{-2} - 10^{-3}$	10^{-3}	10^{-19}	天文物理界最有兴趣 的理论预言
非对称引力坍塌	$10^4 \frac{M_\odot}{2\pi M}$	$(1.5 \times 10^4) \frac{M}{M_\odot} \times \left(\frac{0.1}{\Delta t}\right) \left(\frac{10^4 \text{ Pc}}{r}\right)^2$	$(8.6 \times 10^{-20}) \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1/2} \times \left(\frac{0.1}{\Delta t}\right) \left(\frac{10^4 \text{ Pc}}{r}\right)$	理论预言
星系凝聚	10^{-15}	$< 10^{-2}$	$< 10^{-7}$	
类星体和星系核中超大黑洞 ($\sim 10^6 M_\odot$) 碰撞	$T = 90$ 秒	10^8	10^{-17}	推测发生率为 0.03—50 次/年
宇宙本底辐射	$10^{-8} - 10^4$ 峰值在 $10^{-1} - 10$	$10 \text{ erg}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{Hz}$	$(0.17 - 1.7) \times 10^{-19}$	

2. 实验室人工产生引力波

赫兹在实验室中完成了发射与接收电磁波
的实验, 人们自然也不会放弃在实验室中发射
引力波的设想。最初是 Einstein^[2] 提出旋转棒
方案, 此时 (3) 式为

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{32}{5} \frac{G}{c^5} \omega^6 I^2, \quad (7)$$

其中 I 是转动惯量, 对均匀棒而言 $I = ml^2/12$ 。按
此式计算, 用长 20 m, 直径 1.6 m, 重 500
吨的圆棒, 以极限转速 (28 转/秒) 绕棒
的中心旋转所产生的引力波功率也不过
 $2.2 \times 10^{-29} \text{ W}$ ($2.2 \times 10^{-22} \text{ erg/sec}$)。Weber^[6]
讨论并试验过用他的铝棒引力波探测
器反过来作为发生器, 其频率可比同体

积的旋转棒大 10^{17} 倍, Weber 也考虑过用交流
电压直接激发石英晶体, 如用 10^5 万 kW 电功率
激发 0.5 m 长的石英也只能产生 10^{-20} W 的引力
波。日本的关英男等^[7]提出用激光束经过一列
半透明反射镜激发晶体 (如硫化镉) 的行波型
引力波辐射器 (图 3) 产生高频 ($\sim 100 \text{ kHz}$)
引力波。他们是根据 Einstein 的弱场解和 Brans-
Dicke 的标量-张量理论^[8]发展了一个计算引力
波辐射方向的广义理论, 这个理论给出的结果

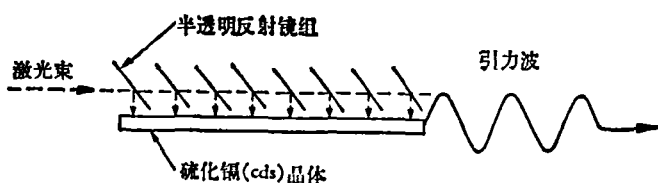


图3 行波型引力波发生器原理

方向性好、效率高,可比同样体积的旋转棒的效率高 10^{40} 倍,比同体积 Weber 型振子的效率高 10^{23} 倍。В. Б. Брагнский 等^[9]提出并正在研制利用环状波导管内电磁波束与引力波相互作用作为引力波发生器与探测器。我们相信随着近代科学技术的发展,在不远的将来,总有一天会在实验室中发射出引力波。

三、引力波的验证与探测

现在,证实引力波的存在有二种途径,一是根据引力波带有能量,穿过物体时可使物体获得能量而产生运动的性质,用质量天线直接探测天体源发射的引力波;一是根据运动天体系统,例如双星系统,由于不断发射引力波,天体系统的能量将逐渐减小,而导致体系运动状态变化(例如双星的间距将变小,公转周期将变快等),通过对天体的运动状态变化的观测而间接验证引力波的存在。

1. 间接验证

设有两个可看做是质点的双星系统,根据(3)式可算得其引力波辐射的平均功率为

$$P_G = \frac{32 G^4 m_1^2 m_2^2 (m_1 + m_2)}{5 c^5 a^5} f(e), \quad (8)$$

式中 a 为轨道半长轴; m_1 、 m_2 为两星质量; G 为引力常数, c 为光速,让我们以简单的圆轨道为例进行讨论,对圆轨道,偏心率 $e = 0$, $f(e) = 1$ 。双星系统的总能量,

$$E = -\frac{G m_1 m_2}{2a}, \quad (9)$$

对圆轨道可求得间距变化率

$$\dot{a} \equiv \frac{da}{dt} = \frac{-\lambda}{4a^3}, \quad (10)$$

其中

$$\lambda = \frac{256 G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{5 c^5},$$

周期 P_b 的变化率为

$$\dot{P}_b = -\frac{192 G^{5/3} m_1 m_2 (2\pi)^{8/3}}{10 c^5 (m_1 + m_2)^{1/3} P_b^{5/3}} \text{ss}^{-1}, \quad (11)$$

对 PSR1913 + 16 双星系 ($e \approx 0$), 计算为^[11]

$$\dot{P}_b = -1.70 \times 10^{-12} \frac{m_p m_c}{M_\odot} \left[\frac{m_p + m_c}{M_\odot} \right]^{-1/3} \text{ss}^{-1}. \quad (12)$$

可见双星系统因引力辐射阻尼而导致间距变小,周期变快。一般变化率应在 10^{-12} 数量级,理论预言其变化趋势如图 4 所示。

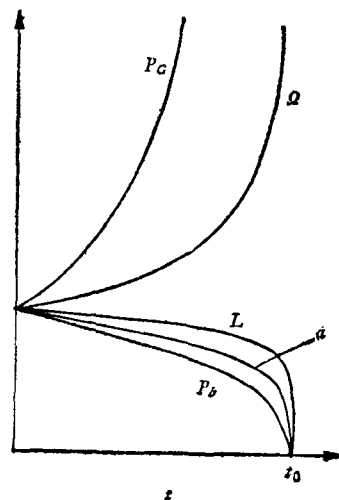


图 4 双星系统间距 a , 公转周期 P_b , 引力波辐射功率 P_G , 角动量 L 和角速度 Ω 随时间变化示意图, 当 $t = t_0$ 时双星发生碰撞

宇宙中双星系统很多,但能用来验证引力波的理想双星系且很少,因为它要求短周期的 P_b 和 a 的变化率显著的致密双星系。1974 年 J. 泰勒等人利用美国阿里希伯射电天文台的 305m 口径的射电望远镜发现了 PSR 1913 + 16 这颗射电脉冲星,并观测证明它是双星的一个子星,后来证明另一子星也是致密星,公转周期很短,约为 7.7 小时,是很理想的观测对象,他们从 1974 年 10 月至 1978 年 11 月约 4.1 年中用 305 米口径的射电望远镜定时对 PSR 1913 + 16 进行观测,1978 年 10 月实测公转周期

$$P_b = 27906.98172 \pm 0.00005 \text{ sec},$$

根据 PSR 1913 + 16 的脉冲信息与时间的关系可推出轨道参数,双星质量 m_p 与 m_c , P_b 与 $\dot{P}_b$ 等,根据(12)式计算此双星系周期变率应为:

$$(\dot{P}_b)_{\text{理}} = -2.6 \times 10^{-12}.$$

泰勒等人的实测结果是:

$$(\dot{P}_b)_{\text{实}} = (-3.2 \pm 0.6) \times 10^{-12},$$

可见观测值在 20% 的误差范围内与理论值符合。

J. 泰勒等人的这一观测最重要的新的结果就是对 $\dot{P}_b$ 的大小和符号的测量, 他们多次观测的结果示于图 5 中, 其轨道相差是假定 1974 年 9 月的 P_b 值为不变值, 也就是 $\Delta P_b = 0$, 而后随时间积累的, 这些测量点与直线不符, 其下落的趋势非常接近图中的抛物线, 这条抛物线是按 (12) 式, 对 $m_p = m_c \approx 1.4M$ 。所给出的广义相对论的预言, 可见实测与理论符合地相当好。

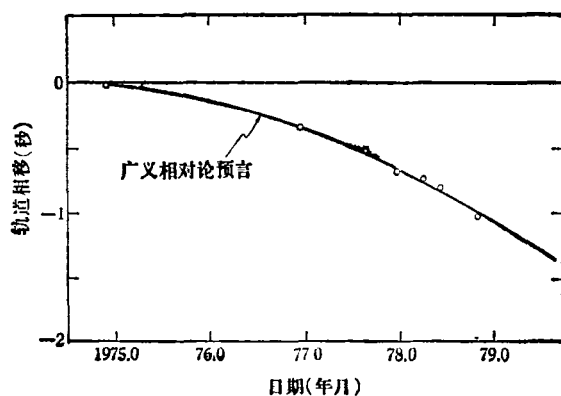


图 5 J. 泰勒等人观测到的各不同时期的轨道相移值。每点的误差可与点子本身大小相比, 或比它本身还小^[1]

这个结果是从爱因斯坦预言引力波存在至今整整六十年来第一个间接定量证据, 他们计划再观测三年, 使精度提高到 5% 以内, 那时将可进一步判定各种引力理论的对错。这个结果也给直接探测引力波工作提出了提高探测器灵敏度的定量要求。

2. 直接探测

电磁波可使电荷得到加速, 故可利用电荷的加速来检测电磁波, 同样, 我们也可以利用质量能被引力波加速的性质来检测引力波。但引力波与电磁波有一重要差别, 就是不能用一个质点来检测引力波。我们知道, 在均匀的引力场中 (如地球引力场中), 不论物体的大小和质量如何, 在不考虑空气阻力的情况下, 都以同样加速度下落, 这样我们就无法识别同时下落两个物体的相对运动。引力波传播时与此情况不

同, 在垂直于波的前进方向平面内的场是不均匀的, 这样就使处于波前平面内的质量点间产生相对加速度。引力波的两个独立偏振态在垂直于其前进方向平面内某一时刻的力线梯度如图 6 所示。引力波穿过该平面的某一瞬间, 处于该平面内的四个检验质量作如图 6 所示的相对运动, 而后, 随着引力波的传播而做共振运动 (图 7)。引力波传播时, 这两种偏振态同时存在, 故检验质量的响应也是这两种作用力的叠加。现在引力波探测器的设计主要是根据这个性质来检验其中的一种偏振态。当然也有其他类型的天线。下边我们分别进行介绍。

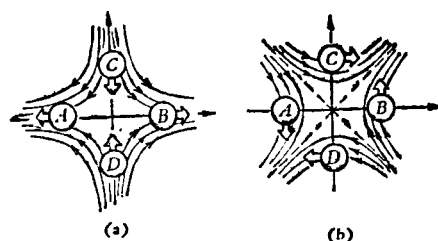


图 6 垂直于纸面传播的引力波两独立偏振态 (a) 和 (b) 的力线和质点受力图。小箭头表示引力场, 大箭头表示处于该平面内四个检验质量的受力与运动方向。引力强度正比于力线密度

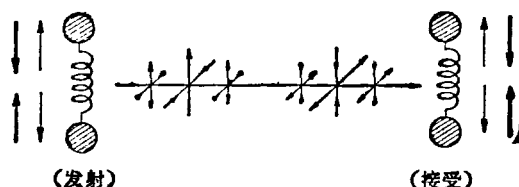


图 7 引力波传播时一个偏振态的正交矢量与检验质量运动示意图。在垂直于传播方向的平面内检验质量受力大小与方向随着波的前进而变化, 使两检验质量作上下共振运动

(1) 两自由或弱耦合的质量检验系统——激光干涉仪

最简单的引力波天线是用两个相距为 L 的自由 (极弱耦合的) 质量。假设两个质量是处于某一偏振态的轴线上 (如图 6(a) 的 A 和 B)。则当空间有引力场传播时, 这两个自由质量之间将出现相对加速度, 满足下列方程

$$\ddot{\xi} = -c^2 L R_{1010}, \quad (13)$$

其中 ξ 是两质量的相对位移, c 为光速, R_{1010} 是

黎曼曲率张量。(13)式的解简化后为

$$\xi(t) = -\frac{1}{2}hL, \quad (14)$$

其中 $h = h_0 \cos \omega_0 t$ 是平直空间度规偏差(参见表1)。

最初是 Moss 等人^[10, 11]设计了一台激光干涉仪用以测量两个悬吊的准自由质量,其最小可测相对位移取决于激光器的量子涨落噪声极限。为了探测更弱的(h 小的)引力波,其改进办法:一是增大两质量之间距 L ,二是降低激光器的量子涨落噪声。

近年来,西德慕尼黑组^[12];美国 MIT^[13]和英国哥拉斯格大学^[14]发展了激光干涉仪的方法,他们计划利用数百次反射办法增加干涉仪的有效臂长。在降低噪声方面也做了有效的改进。这些装置都正在研制中。目前慕尼黑组的样机是用一支 2W 单模的氦离子激光器,反射镜间距为 3 m,计划每臂用 300 次反射束,如果顺利时,预计灵敏度可达到 $\langle h \rangle \sim (10^{-17} - 10^{-18})$,以后,计划再把有效基线长度增加到一百倍,激光器功率增加 10 倍,可望能探测 $\langle h \rangle < 10^{-20}$,最终计划可测能量通量谱密度为 $\sim 10^{-8} \text{ GPU}$ (参见表4),这种天线是 kHz 范围的宽带天线。看来这种方案是有发展前途的。但现在在技术上遇到一些困难。

人们曾设想用地球和月球作为两自由质量天线,用激光测量地-月距离的变化来探测引力波,尽管测量精度达到 1 cm,它所对应的 $\langle h \rangle \sim 5 \times 10^{-11}$ 的引力波能流强度为 $(10^{15} - 10^{17}) \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{sec}$ (对 0.1—1 Hz 的),这样强的能流远远超出理论对各类引力波源的估计值。除非将来发现甚低频引力波特别丰富,否则这个方案是根本不现实的。

(2) 宇宙飞船的多普勒跟踪

地球和宇宙飞船是两个具有相对加速度质量,当引力波穿过时,会对它们产生时空扰动,因而使 Doppler 跟踪信号的频移产生偏差($\Delta\nu/\nu \sim h$)。利用它来探测甚低频引力波在过去一度认为没有多大希望。现在由于设备的改善,最重要的是高稳定的氢脉泽钟(对平均时间 $t \geq$

100 sec, $\delta(\Delta\nu/\nu) \sim 10^{-15}$, 对 $t \geq 10 \text{ sec}$, $\delta(\Delta\nu/\nu) \sim 6 \times 10^{-16}$) 更替了铷钟作为频率标准后,使得此方法有现实性了。美国加利福尼亚的 Pasadena 喷气动力实验室等处^[15, 16]作了这方面的讨论。目前他们初步计划是探测非常强的甚低频引力波作为他们星际空间的飞行任务之一,将来进一步改进深空间网络的 Doppler 跟踪系统灵敏度后,可望能探测 $h \leq 10^{-17}$ 水平的甚低频引力波。不过这种方法中存在一个待克服的困难,那就是因飞船质量太小,受太阳风影响严重,故而影响测量精度。

(3) 机械振子

一个简单的四极矩振子引力波天线可由一个弹簧连接着的间距为 L 的两个分离质量所组成。引力波垂直于其轴线入射时(参见图6),对两质量提供一个相对作用力为 $-c^2 L R_{1010}$,故系统在引力波的一个偏振态作用下产生振动,其运动方程为

$$\ddot{\xi} + \frac{\omega_0}{Q} \dot{\xi} + \omega_0^2 \xi = -c^2 L R_{1010}, \quad (15)$$

其中 ξ 是相对位移; ω_0 是检测系统共振频率; Q 是系统品质因数。(15)式的解为

$$\xi(t) = A \exp \left[-\omega_0 \frac{1}{2Q} + i\omega_0 \right] t, \quad (16)$$

其中

$$A = -c^2 L (i\omega_0)^{-1} \int_0^t e^{i\omega_0 u (2Q)^{-1}} R_{1010}(u) e^{i\omega_0 u} du. \quad (17)$$

这就表示系统吸引力波能量而产生相对运动 $\xi(t)$ 。

Weber 所发展的典型引力波天线,基本上是基于上述原理。它由一根长圆铝棒,在其中的波节面处用一根钢丝拦腰悬挂在真空、隔振的环境中,在垂直轴入射引力波的一个偏振态作用下的变形情况如图8所示。

让我们只简单地考虑其纵向运动,这可近似的应用(15)式进行讨论。在铝棒中间应变最大处用压电陶瓷换能器来接收铝棒的输出信号,这是目前最普遍应用的天线。当能量通量谱密度为 $I(f) [\text{erg/cm}^2 \text{ Hz}]$ 的引力波穿过棒

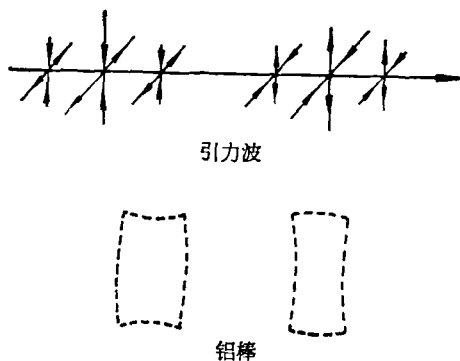


图8 韦伯型铝棒振子天线在一种偏振态作用下的变形示意图

时,其所吸收的能量可写成

$$E_s \simeq I(f_n) \int_0^\infty \sigma_{GW}(f) df = I(f_n) \bar{\sigma}_{GW}(f_n), \quad (18)$$

其中 f_n 是铝棒的 n 次谐振频率 ($n = 1, 3, 5, \dots$); $\bar{\sigma}_{GW}(f_n)$ 是对 n 次谐波的吸收截面。对两个极化方向的全空间的平均吸收截面为

$$\bar{\sigma}_{GW} = \int_0^\infty \sigma_{GW}(f_n) df = \frac{32M}{15\pi n^2} \left(\frac{G}{c} \right) \left(\frac{v_s}{c} \right)^2. \quad (19)$$

对 Weber 的天线,当 $n = 1$ 时, $\bar{\sigma}_{GW} \simeq 5 \times 10^{-22} \text{ cm}^2\text{Hz}$ 。对垂直于天线谐振轴方向上的源,并且极化方向与轴向一致时,上式则为下述形式

$$\bar{\sigma}_{GW} = \frac{8M}{\pi n^2} \left(\frac{G}{c} \right) \left(\frac{v_s}{c} \right)^2, \quad (20)$$

式中 M 是天线质量; G 是引力常数; c 是光速; v_s 是棒中声速。对 Weber 的铝棒为

$$\bar{\sigma}_{GW} \simeq 1.6 \times 10^{-21} \text{ cm}^2\text{Hz}.$$

天线的热噪声输出能量取决于天线、换能器和信号检测系统的各种参数。我们可写成

$$E_N = \gamma k T, \quad (21)$$

其中 k 是玻耳兹曼常数; T 是绝对温度; γ 是由探测器各种参数所决定的综合系数。则天线系统的信噪比为

$$\frac{E_s}{E_N} = \frac{I(f_n) \bar{\sigma}_{GW}}{\gamma k T} \quad (22)$$

或

$$\frac{E_s}{E_N} = \frac{8M}{\pi n^2} \left(\frac{G}{c} \right) \left(\frac{v_s}{c} \right)^2 \frac{I(f_n)}{\gamma k T},$$

则铝棒天线最低可探测的能量通量谱密度,即

$$E_s/E_N = 1$$

时为

$$\begin{aligned} [I(f_n)]_{\min} &= \frac{\gamma k T}{\sigma_{GW}} \\ &= \frac{n^2 \pi c^3 \gamma k T}{8 G v_s^2 M} \text{ (erg/cm}^2\text{Hz)}. \end{aligned} \quad (23)$$

对常温中用压电陶瓷为换能器的天线的灵敏度问题,人们进行过很多研究,关键是如何降低系统的 γ 值。一般在只考虑天线与换能器的噪声条件下,可近似地表示为下式

$$\gamma \simeq 4 \left(\frac{\text{tg } \delta}{\beta Q} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (24)$$

其中 $\text{tg } \delta$ 是压电陶瓷的损耗因子; Q 是天线的品质因数; β 是天线与换能器之间的机-电耦合系数。(23) 式给出了这种天线的全面本质特性,从其中可看出,要想探测能量通量,谱密度低的信号或增加输出信号强度,就必须增大 (23) 式右边分母中的可变参数,或降低分子中的可变参数。也就是说要增大 M ; 选择 v_s 大和 Q 大的材料; 降低天线温度 T ; 合理选择滤波时间和采用最佳耦合和匹配条件而降低 γ 值; 并使天线工作于 $n = 1$ 的基频状态。现在世界上已工作过的振子型引力波探测器的性能列入表 2。

斯坦福大学^[17], 路易萨那大学^[18]和罗马大学^[19]为了改进 (23) 式的因子,正在建造大型超低温引力波探测器。他们计划把 5 吨大铝棒放在 $3 \times 10^{-3}\text{K}$ 的超低温环境中,最终可使天线灵敏度比常温下高 10^6 倍,其最低可探测能量通量谱密度可望达到 $\sim 10^{-8} \text{ GPU}$ (参见表 4),目前进展情况参见表 3。

西澳大利亚大学是用铌棒做天线^[20], 铌棒 Q 值高 ($\sim 10^8$), 密度大、磁悬浮容易,可在浅低温下,例如 1K, 达到较高灵敏度 ($\sim 10^{-7} \text{ GPU}$)。现在他们用小铌棒 ($\sim 67 \text{ kg}$) 进行各种参数与条件实验。

改善 Q/T 因子的另一个方向是采用低温晶体天线,即将高 Q ($> 10^9$) 的晶体置于低温环境中,而且 Q 值随 T 的下降而增加,因此 Q/T 因子得到更进一步改善。目前在这一方面开展工作的有马里兰大学^[21], 他们研究了 $m = 5 \text{ kg}$ 的蓝宝石和 $m = 10 \text{ kg}$ 的硅棒的性质; 罗彻斯

表2 世界各组振子型引力波探测器性能与工作结果简表

研究组和地点	天线类型 (间距)	M (kg)	f_0 (Hz)	T (K)	T_{eff} (K)	Q	β	最低可测 I (GPU)	I_{min} 的得 来办法	实 验 结 果 简 介
美·马 里 兰 美·阿 贡	两根铝棒 (1000 km)	1500	1660	293		2×10^5	2×10^{-4}	6.7 (估计)	依等效电路 计算的	1973 和 1974 某些时候看到有超过 4 倍 标准偏差的超越符合事例, 别人无法重 复此结果
西德·慕尼黑 意·Frascati	两根铝棒 (1000 km)	1250 1560	1654	293	7.3	6.4×10^5 5.4×10^5	5.1×10^{-4} 7.5×10^{-4}	4.0	测得的	350 天符合观测中, 没有大于 100 GPU 的 脉冲, 大于 10 GPU 的脉冲少于 1.4×10^4
苏·莫斯科 苏·空间研究所	两根铝棒 (20 km)	1300	1640	293	75	1.8×10^5		50	对单台测得的	1972 年 20 天和 1973 年 10 天观测中, 无超越符合事例
美·贝尔电话实验室 美·罗彻斯特	两根铝棒 (420 km)	3700	710	293	18.3	2.2×10^5	2×10^{-4}	4.4	符合测得的	87 天符合观测中, 很少有符合事例
英·格拉斯哥	两台分段铝棒 (50 m)	300	1021 1100	293	20	1400 2200	0.15 0.18	59	测得的	7 个月中仅有一个超越符合事例, 但也 无法肯定是引力波引起的
瑞·丁 英·Rutherford 实验室	两台分段铝棒 (30 km)	625	1181 1173	293	100	4×10^3 3.4×10^3	0.03 0.02	140	测得的	7 个月有效时间中无超越符合事例
日·东 京	两台方铝板 (一棟楼内)	1400	145	293	10	2×10^5	1.8×10^{-3}	1900	测得的	无明显超越符合事例
美·I. B. M 公司	一根铝棒	480	1637	293	18.5	6×10^4	5×10^{-3}	34	测得的	27 天中有一个超越脉冲
法·Meudon	一根铝棒	1600	1635	293	15			8.4	计算的	无数据
中·北 京	一根铝棒	146	1735	293	17.6	9.7×10^3	1.0×10^{-3}	72	计算的	初步数据
意·罗 马	一根铝棒	20	8580	4.2	0.94			41	测得的	几天之内很少超越脉冲
美·斯坦福	一根铝棒	680	1315	4.4	0.39			0.5	测得的	10 小时内许多超越脉冲(噪声)
美·马 里 兰	一根铝棒	130	1755	8.1	0.5			3.4	测得的	初步数据

特大学^[22],也在研究 1—9kg 的硅与蓝宝石的性质,为了适应低温天线,他们发展了一种新型换能器^[23],加拿大 Regina 组,用 400g 石英晶体进行了低温天线模型实验^[24],除此,莫斯科大学在这方面进行了不少探索.他们的最终目标可达到 $|I(f)|_{\min} \sim 10^{-6}\text{GPU}$ (参见表 4).

日本东京大学做了两台 $1.65 \times 1.65 \times 0.19\text{ m}^3$, $M = 1400\text{ kg}$ 的铝合金方形天线^[25],其共振频率 $f_0 \propto 1/L^2$ (L 为边长)而不是象圆棒的 $f_0 \propto 1/L$ (L 为轴长),故在可实现的尺度下,方天线可用于低频.他们的天线 $f_0 = 145\text{ Hz}$,天线每边上都开一条缝,在两对应的缝中安装二个电容板组成的静电换能器.其机-电耦合系数 $\beta = 1.8 \times 10^{-3}$,这比 Weber 的棒要高一个数量级,天线的有效噪声能量 $E_N = 0.034 kT$ (相当于 (23) 式中的 $\gamma = 1/30$),这种天线是

机械振子用于数十 Hz 的较好方案.

(4) 其他探测办法

地球和月球本身就是一个球形振子.频率适当的引力波穿过时将激起它们作“足球式”或“气球式”振动(图 9).现在理论上所预言引力波的强度激起地球的振动振幅远远小于微弱地震

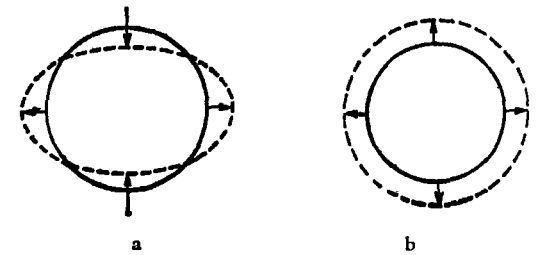


图 9 引力波垂直于纸面传播时所激起固体球的基频模式振动形式
(a) 爱因斯坦张量引力波激起“足球式”振动
(b) 狄克的标量引力波激起“气球式”振动

表 3 研制中的几个主要引力波探测器进展情况简表

研 究 组	天线类型	M (kg)	f_0 (Hz)	T (K)	T_{eff} (K)	换 能 器	估计 I_{min} (GPU)
路易斯安那大学	铝 棒	4800	800	4.2	(10^{-14} cm)	超导加速度计	<1
马里兰大学	铝 棒	130	1755	4.2	3×10^{-3}	共振电容器	0.02
莫斯科大学	蓝宝石单晶	1	30,000	1.4	$(1.5 \times 10^{-15}\text{ cm})$	参量放大器	<1
罗彻斯特大学	硅 单 晶	4.9	19,000	1.4	2×10^{-3}	SQUID	0.13
罗马大学	铝 棒	390	1795	1.5	0.1	压电陶瓷	0.23
斯坦福大学	铝 棒	4800	800	4.2	10^{-3}	SQUID	2×10^{-4}
西澳大利亚大学	铌 棒	5		4.2		非接触加速度计	

表 4 研制中的引力波探测器最终计划指标简表

探 测 器 类 型	研 究 组	最低可测能量通量谱密度 $I_{min}(\text{GPU})$	条 件
低温大铝棒	路易斯安那大学 罗马大学 斯坦福大学	10^{-8}	$M = 5\text{ 吨}$ $T = 3\text{ mK}$ $Q = 10^6$
低温大铌棒	西澳大利亚大学	10^{-7}	$M = 1\text{ 吨}$ $T = 1\text{ K}$ $Q = 10^8$
低温高 Q 晶体: 蓝宝石 单晶硅 石 英	马里兰大学 莫斯科大学 Regina 大学(加拿大) 罗彻斯特大学	10^{-6}	M : 数十公斤 $T \sim 1\text{ K}$ $Q \sim 10^9$
长基线激光干涉仪	格拉斯哥大学 麻省理工学院 慕尼黑物理所	$\sim 10^{-8}$	$l = 1\text{ km}$ $P = 100\text{ W}$ $T = 293\text{ K}$

的振幅。人们想利用地球的稳定时期来进行观测。美国 Stanislaus 大学的 Tuman 等^[26]曾利用低温超导重力仪和地震仪网观测分析过地球的振动。他们发现地球的四极矩和多极矩的本征振动能量大于奇次本征振动能量,故认为可能是引力波引起的。以色列特拉维夫大学曾宣称在地球和月球上的地震仪中发现有脉冲量 CP1133 引起的响应^[27]。而 Mast 等人^[28]同时的观测是否定的。Weber 也把特制的地震仪放到月球上去了,但总的来看,这个办法的灵敏度还相差较远,因为地球上的地震以及人类活动的干扰;月球上的月震等不利因素都给利用地球与月球来探测引力波增加了困难。

基于引力波与电磁波相互作用原理,苏联曾提出用超导的环形波导管作为高频引力波探测器^[9]。引力波通过环形波导管时将使管内电磁波束产生相移,其相移最大值 $\Delta\varphi_{\max}$ 由下式给出

$$\Delta\varphi_{\max} = \left(\frac{2\pi\epsilon\phi}{c^3} \right)^{\frac{1}{2}} \omega t^2. \quad (25)$$

对 $\Delta\varphi_{\max} \sim 10^{-9}$ 弧度, $\omega = 6 \times 10^{10}/\text{sec}$, $t = 1 \text{ sec}$ 时给出最小可探测能流为 $\phi_{\max} \sim 10^{-2} \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{sec}$ 。这种超导电从工艺上再加以改进,就可能成为行波型引力波发生器^[7]的有效接收器。因为其频率很高,故这种方案不能用来探测天体源。

做为低频引力波探测器,除日本的方天线外,曾提出过哑铃形、空心方形和调频音叉式等方案^[29],并已在 4K 下研究了调频音叉天线的模型^[22]。这类天线作为低频中子星引力辐射的探测器是可取的。

英国 Bristol 大学的 Aplin^[31] 设计并正在建造一种新型天线。形状类似于哑铃,中间用压电材料做换能器,两端是两个重 270 kg 的锥形质量块,用两根铝合金连接杆与中央换能器相联,天线总长度为 50 m,预计其特点是在很宽的频带中(1—20 kHz)灵敏度不变;对引力波的吸收截面积可能比 Weber 的圆柱天线大几个数量级。

四、展 望

现在世界上已有约 30 个研究组开展了引力波探测研究,已有十几个组的振子天线进行过观测,这些组的探测器性能与工作结果简介于表 2。这些直接探测结果都是负的,这并不奇怪。从 J. 泰勒的观测结果可得出答案,那就是引力波源的强度基本上就是广义相对论预言的那样,而现在已有探测器的灵敏度,最高者也只能探测本银河系超新星爆炸这类极稀有的强脉冲, $I \sim 1 \text{ GPU}$ 。因此现在摆在直接探测引力波实验工作者面前的急迫任务是提高探测器灵敏度。现在比较有前途的探测器的研制工作都在紧张的进行着,他们的进展情况与最终目标都分别列在表 3 和表 4 中。看来几年之内人们就可能探测到如室女座中超新星爆炸之类, $I \sim 10^{-6} \sim 10^{-8} \text{ GPU}$ 的较多事例。

无疑, J. 泰勒等人的观测的重大进展,定将促使已经开展多年的直接探测引力波工作,从中取得巨大的鼓舞与启发,并可更有信心地期待它的成功了。引力波还有许多性质有待检验,这些结果将对各种引力理论作出新的判断,并使引力波得到更广阔的应用与发展,引力波首先将给人类打开洞察宇宙奥秘的另一个巨大的窗口;未来人工发射并接收引力波在实验室中成功,人类就会进入一个新的科学时代。

参 考 文 献

- [1] J. H. Taylor, L. A. Fowler, P. M. McCulloch, "Measurements of General Relativistic Effects in the Binary Pulsar PSR1913+16", Paper Presented at the 9th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, Munich, Dec. 1978.
- [2] A. Einstein, *Sitz. Preuss. Akad. Wiss.*, (1916), 688., (1918), 154.
- [3] F. A. E. Pirani, *Acta Phys. Pol.*, 15(1956), 389.
- [4] H. Bondi, *Nature*, 179(1957), 1072.
- [5] H. Bondi, F. A. E. Pirani, I. Robinson, *Proc. R. Soc. London*, A251(1959), 519.
- [6] J. Weber, *Phys. Rev.*, 117(1960), 306.
- [7] H. Seki, et al., *J. Appl. Phys.*, 44(1973), 2401.
- [8] C. H. Brans, *Phys. Rev.*, 125(1962), 2194; R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, 125(1962), 2163, 388.

- [9] В. Б. Брагинский, *Письмо ЖЭТФ*, **13** (1971), 587.
- [10] G. E. Moss, et al., *Appl. Optics*, **10**(1971), 2495., 2565.
- [11] R. L. Forward, *Phys. Rev.*, **17D**(1978), 379.
- [12] W. Winkler, Proceedings of 8th International Conference on General Relativity and Gravitation (GRG8), (1977), 50, Waterloo, Canada.
- [13] R. Weiss, Quarterly, Progress Report, Research Lab. of Electronics, MIT, **105**(1972), 54.
- [14] R. W. P. Drever, Proceedings of GRG8, (1977), 47.
- [15] H. D. Wahlquist, et al., Proceedings of GRG8, (1977), 391.
- [16] G. Dautcourt, *Astrophys. and Space Sci.*, **43** (1976), 1.
- [17] S. P. Boughn, et al., Proceedings of GRG8, (1977), 395.
- [18] J. Richard, *Rev. Sci. Instrument*, (USA), **47** (1976), 423.
- [19] E. Amaldi, et al., *Nuovo Cimento*, **1C 4**(1978), 341.
- [20] D. G. Blair, et al., *IEEE Trans. on Magnetics Mag.*, **13**(1977), 350.
- [21] W. Davis, et al., Proceedings of GRG8, (1977), 45.
- [22] D. H. Douglass, et al., Proceedings of GRG8, (1977), 46.
- [23] A. W. Hoffman, et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **12** (1976), 1441.
- [24] R. Barton, et al., Proceedings of GRG8, (1977), 43.
- [25] H. Hirakawa, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 330.
- [26] V. S. Tuman, *Gen. Relativ. & Gravitation*, **4-4** (1973), 279.
- [27] D. Sadeh, et al., *Nature*, **240**(1972), 136, 139.
- [28] T. S. Mast, et al., *Nature*, **240**(1972), 140.
- [29] D. H. Douglass, et al., *Nature*, **229**(1971), 34.
- [30] P. S. Aplin, Proceedings of GRG8, (1977), 360.

循环流动的高功率放电激励连续波 CO₂ 激光器

尹 元 昭

(中国科学院电子学研究所)

放电激励、高速循环流动的对流冷却连续波 CO₂ 激光器, 其输出功率已达 1 千瓦/米以上, 远远超越了气体不流动的扩散冷却激光器 70 瓦/米的限制。这主要是气体流动的结果。本文分析气体流动的作用并对这类激光器的现状作一概述。

一、气体高速流动的作用

气体高速流动的作用可归纳为下列四个方面。

1. 使气体冷却

设放电区域垂直气流方向的截面为 A , 在气流方向上的宽度为 Δx , 因放电造成 Δx 两个端面上的气体温升为 ΔT , 放电输入功率为 P_E , 激光器效率为 η , 则有

$$P_E = \frac{1}{1 - \eta} \rho c_p u v \frac{\Delta T}{\Delta x}, \quad (1)$$

其中 c_p 是气体的定压比热, ρ 是气体密度, u 是流速, $v = A \Delta x$ 是放电区体积。从(1)式得

$$\Delta T = \frac{P_E(1 - \eta)}{c_p \dot{m}}, \quad (2)$$

其中 $\dot{m} = A u \rho$ 是气体的质量流速, 而 $P_E = IV$ (I 是放电电流, V 是放电电压)。为了保持放电稳定, 要求 $\frac{E}{P} = \text{常数}$ (E 是放电电场强度,

P 是气体压力), 则从(2)式可得

$$\Delta T \propto \frac{I(1 - \eta)}{A c_p u},$$

即温升与气压、电压无关而正比于放电电流, 反比于流速, 这已为实验所证实^[2]。由此可见, 为了提高输出激光功率, 就要提高输入放电功率, 这导致气体温升, 为使气体冷却就必须相应地提高气体流速或质量流速。

2. 使气体放电均匀稳定

当提高输入放电功率时, 气体放电等离子