

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

${}^3\text{He}$  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. Legget, *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<sup>[1]</sup>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<sup>[2]</sup>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<sup>[2]</sup>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<sup>[3]</sup>提出与坐标系选取无关的引力波定义,1957 年邦迪<sup>[4]</sup>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<sup>[5]</sup>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.

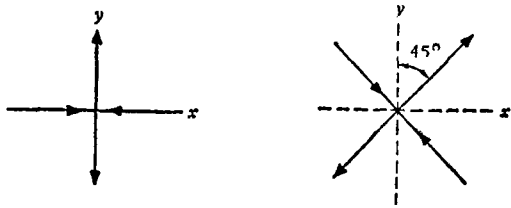


图 1 当引力波沿 z 轴(垂直于纸面)传播时,在 x-y 平面上两个独立的偏振态

## 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

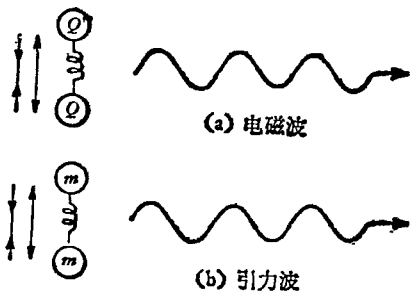


图 2 电磁波和引力波的发射  
(a) 振荡电荷  $Q$  产生电磁波  
(b) 振荡质量  $m$  产生引力波

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  $\ddot{D}_{ik} = \int \rho(3x_i x_k - \delta_{ik} x^2) dV$  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  $\omega$  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)<sup>2</sup>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	$1.1 \times 10^{-10}$ $10^{-7}$	$1.4 \times 10^{-20}$ $> 10^{-20}$	连续单色波
超新星形成中子星 { 在银河系中 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 $1M_\odot$ 的)	$10^{-2} - 10^{-3}$	$10^{-3}$	$10^{-19}$	天文学界最有兴趣的理论预言
非对称引力坍塌	$10^8 \frac{M_\odot}{2\pi M}$	$(1.5 \times 10^4) \frac{M}{M_\odot} \times \left(\frac{0.1}{\Delta t}\right) \left(\frac{10^4 \text{Pc}}{r}\right)^2$	$(8.6 \times 10^{-20}) \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1/2} \times \left(\frac{0.1}{\Delta t}\right) \left(\frac{10^4 \text{Pc}}{r}\right)$	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<sup>[2]</sup> 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  $2.2 \times 10^{-29} \text{W}$  ( $2.2 \times 10^{-22} \text{erg}/\text{sec}$ )。Weber<sup>[6]</sup> 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  $10^{-20} \text{W}$  的引力波。日本的关英男等<sup>[7]</sup> 提出用激光束经过一系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<sup>[8]</sup> 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

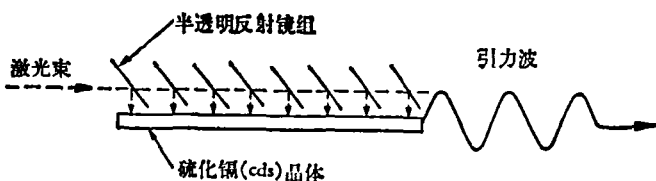


图3 行波型引力波发生器原理

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<sup>[9]</sup>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

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

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,

$$E = -\frac{Gm_1 m_2}{2a}, \quad (9)$$

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

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

周期  $P_b$  的变化率为

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

物理

对 PSR1913 + 16 双星系 ( $e \approx 0$ ), 计算为<sup>[11]</sup>

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

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。

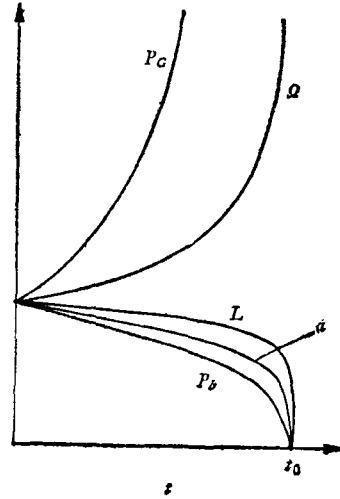


图 4 双星系统间距  $a$ , 公转周期  $P_b$ , 引力波辐射功率  $P_G$ , 角动量  $L$  和角速度  $\Omega$  随时间变化示意图, 当  $t = t_0$  时双星发生碰撞

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, 这些测量点子与直线不符, 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。

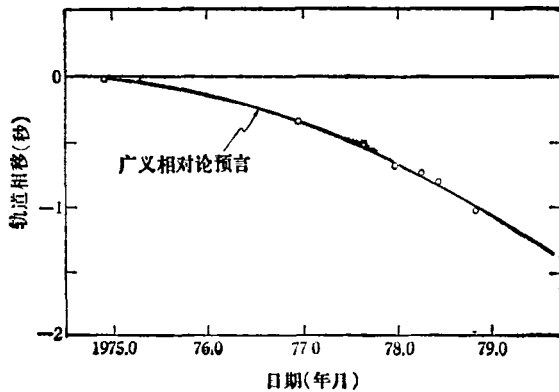


图 5 J. 泰勒等人观测到的各不同时期的轨道相移值。每点的误差可与点子本身大小相比, 或比它本身还小<sup>[1]</sup>

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。

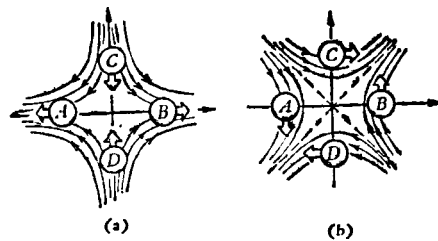


图 6 垂直于纸面传播的引力波两独立偏振态 (a) 和 (b) 的力线和质点受力图。小箭头表示引力场, 大箭头表示处于该平面内四个检验质量的受力与运动方向。引力强度正比于力线密度

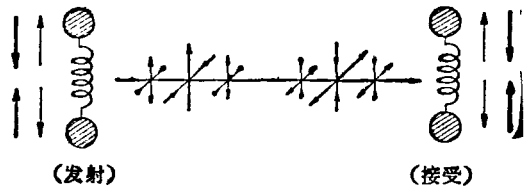


图 7 引力波传播时一个偏振态的正交矢量与检验质量运动示意图。在垂直于传播方向的平面内检验质量受力大小与方向随着波的前进而变化, 使两检验质量作上下共振运动

### (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  $\xi$  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<sup>[10, 11]</sup>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<sup>[12]</sup>;美国 MIT<sup>[13]</sup>和英国哥拉斯格大学<sup>[14]</sup>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  $\sim 10^{-8}$  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现在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  $t \geq 10$  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<sup>[15, 16]</sup>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  $\xi$  是相对位移; $\omega_0$  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

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

这就表示系统吸收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,在中间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

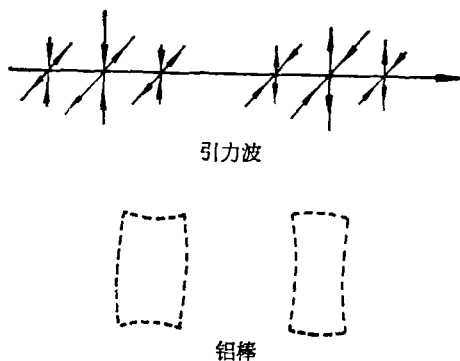


图8 韦伯型铝棒振子天线在一种偏振态作用下的变形示意图

时,其所吸收的能量可写成

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

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,  $\bar{\sigma}_{GW} \approx 5 \times 10^{-22} \text{ cm}^2\text{Hz}$ 。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

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

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;  $\gamma$  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

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

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  $\gamma$  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

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

其中  $\text{tg } \delta$  是压电陶瓷的损耗因子;  $Q$  是天线的品质因数;  $\beta$  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  $\gamma$  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<sup>[17]</sup>, 路易萨那大学<sup>[18]</sup>和罗马大学<sup>[19]</sup>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<sup>[20]</sup>, 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<sup>[21]</sup>, 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	$\beta$	最低可测 I (GPU)	$I_{min}$ 的得 来办法	实验结果简介
美·马里兰 阿贡	两根铝棒 (1000 km)	1500	1660	293		$2 \times 10^5$	$2 \times 10^{-4}$	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	$6.4 \times 10^5$ $5.4 \times 10^5$	$5.1 \times 10^{-4}$ $7.5 \times 10^{-4}$	4.0	测得的	350天符合观测中,没有大于100GPU的 脉冲,大于10GPU的脉冲少于 $1.4 \times 10^4$
苏·莫斯科 空间研究所	两根铝棒 (20 km)	1300	1640	293	75	$1.8 \times 10^5$		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 罗彻斯特	两根铝棒 (420 km)	3700	710	293	18.3	$2.2 \times 10^5$	$2 \times 10^{-4}$	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 无法肯定是由引力波引起的
瑞·丁 Rutherford 实验室	两台分段铝棒 (30 km)	625	1181 1173	293	100	$4 \times 10^3$ $3.4 \times 10^3$	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 (一板框内)	1400	145	293	10	$2 \times 10^5$	$1.8 \times 10^{-3}$	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	$6 \times 10^4$	$5 \times 10^{-3}$	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	$9.7 \times 10^3$	$1.0 \times 10^{-3}$	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<sup>[22]</sup>,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<sup>[23]</sup>,加拿大 Regina 组,用400g石英晶体进行了低温天线模型实验<sup>[24]</sup>,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<sup>[25]</sup>,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

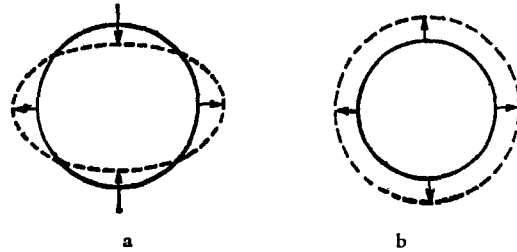


图9 引力波垂直于纸面传播时所激起固体的基频模式振动形式  
(a) 爱因斯坦张量引力波激起“足球式”振动  
(b) 狄克的标量引力波激起“气球式”振动

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 <sub>0</sub> (Hz)	T (K)	T <sub>eff</sub> (K)	换能器	估计 I <sub>min</sub> (GPU)
路易斯安那大学	铝棒	4800	800	4.2	(10 <sup>-14</sup> cm)	超导加速度计	<1
马里兰大学	铝棒	130	1755	4.2	3×10 <sup>-3</sup>	共振电容器	0.02
莫斯科大学	蓝宝石单晶	1	30,000	1.4	(1.5×10 <sup>-15</sup> cm)	参量放大器	<1
罗彻斯特大学	硅单晶	4.9	19,000	1.4	2×10 <sup>-3</sup>	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 <sup>-3</sup>	SQUID	2×10 <sup>-4</sup>
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 <sub>min</sub> (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 <sup>-8</sup>	M = 5吨 T = 3mK Q = 10 <sup>6</sup>
低温大铌棒	西澳大利亚大学	10 <sup>-7</sup>	M = 1吨 T = 1K Q = 10 <sup>8</sup>
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 <sup>-6</sup>	M: 数十公斤 T ~ 1K Q ~ 10 <sup>9</sup>
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	~10 <sup>-8</sup>	l = 1km P = 100W T = 293K

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<sup>[26]</sup>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 CP 1133 引起的响应<sup>[27]</sup>。而 Mast 等人<sup>[28]</sup>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<sup>[9]</sup>。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  $\phi_{\max} \sim 10^{-2} \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{sec}$ 。这种超导电控从工艺上再加以改进，就可能成为行波型引力波发生器<sup>[7]</sup>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<sup>[29]</sup>，并已在 4K 下研究了调频音叉天线的模型<sup>[22]</sup>。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<sup>[31]</sup> 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—20kHz）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， $I \sim 10^{-6}—10^{-8} \text{ GPU}$  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 CO<sub>2</sub> 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 CO<sub>2</sub> 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  $\Delta x$ ，因放电造成  $\Delta x$  两个端面上的气体温升为  $\Delta T$ ，放电输入功率为  $P_E$ ，激光器效率为  $\eta$ ，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， $\rho$  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  $\dot{m} = Au\rho$  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

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

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<sup>[2]</sup>。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

体会产生不稳定性,发展成放电的丝状收缩,最后发生电弧,激光作用就停止了。这种不稳定性可分成两类:一类是放电区域中温度不均匀造成的,因为在电极附近气流速度相对减慢,电极耗散功率很大,这种不稳定性主要起源于电极表面,所以保持电极附近有足够流速并使电极水冷是重要的;一类是电极间放电不均匀造成的,这要求电极结构设计合理,以保证放电足够均匀。这两类不稳定性是密切相关、相互促进的,并具有正反馈特性。但是放电等离子体不稳定性的发展总得有一个过程。实验表明<sup>[3]</sup>,当放电输入功率有合理值时,放电是稳定的,如瞬时提高放电电流超过稳定放电的电流值很多,均匀放电开始还能维持一段时间,不久则转变成弧光放电。这段从辉光放电过渡到弧光放电的时间叫做放电不稳定性的成长时间,一般地为毫秒量级。实验表明<sup>[4]</sup>,存在一个临界放电电流密度  $j_{\text{临界}} \propto \frac{u}{D_F} = \frac{1}{\tau_F}$ 。当电流超过这个临界值时,放电就开始不稳定,这里  $\tau_F$  是气体在放电区(其气流方向上的尺度为  $D_F$ ) 中的存留时间。由此可见,如果提高气体流速,缩短气体流经放电区的距离,使气体存留时间小于放电不稳定性的成长时间,则可提高稳定放电的电流,激光输出功率就可相应提高<sup>[3,5]</sup>。实验结果如图 1 所示。

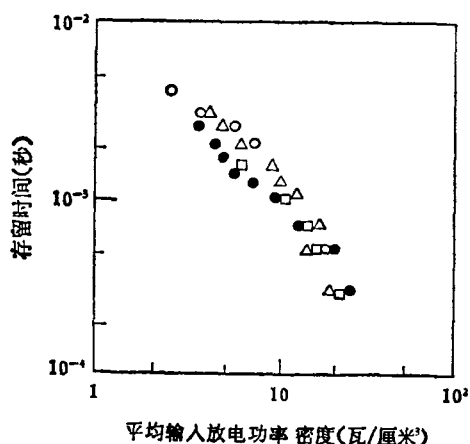


图 1 气体在放电区中的存留时间与平均输入放电功率密度的关系  
(不同的实验点表示使用不同的整流器)

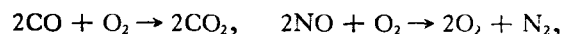
除了提高流速可使放电稳定外,实验还表

明,控制放电区域的流场,即速度分布均匀性和涡流大小,使上述两类不均匀性在发展成电弧前就被均匀掉,能显著地推迟限制输入放电功率增大的不稳定性的建立,即可提高不稳定性发生前的最大输入功率<sup>[3]</sup>。

一般可先让气体通过多孔泡沫层产生均匀的速度分布,然后经整流器产生涡流并实现最佳流场。整流器放在放电区域上游入口处。它有多种形式,可以是与气流垂直地放在通道中的栅纲或打孔的板<sup>[3]</sup>,比入口高度低的矩形孔板<sup>[6]</sup>,或放在气流中间可环绕与气流垂直的轴而转动的翼形挡板<sup>[7]</sup>等。以翼形挡板为例,当它处在某一最佳方位时,输入放电功率比无挡板情形增大 2—4 倍。除了这些机械的方法外,也可用空气动力学的方法,即使气体通过超声喷嘴来产生涡流,控制流场<sup>[8,9]</sup>。

### 3. 更新工作气体

比较气体一次流过不再回收的开环工作与循环流动、气体反复使用的闭环工作,发现开环工作的最大稳定放电功率要比闭环的高<sup>[6]</sup>。这表明放电不稳定性的发展不仅仅是因为气体加热,另一个原因是放电时  $\text{CO}_2$  分解,和离子、原子与受激分子之间的电化学反应产生了  $\text{CO}$ ,  $\text{O}_2$  及氮的氧化物等杂质气体,这已为闭环工作时对气体成份的质谱分析所证实。在开环工作时气体不断更新就避免了这个弊病。但开环工作气体浪费极大,为了实用化仍须采用闭环工作。这样又引出两个问题:一是因放电产生杂质气体,使输出功率在工作过程中逐渐下降;二是气体返回放电区前必须冷却。后者可在气体循环回路中放置热交换器以吸收气体的热量来解决;前者可用几种不同的方法来解决。例如,在气体回路中放置催化反应器,用  $\text{CuO}$  和  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  的混合物作催化剂,加热到  $600^\circ\text{C}$ ,当气流经过时促使下述反应发生:



结果可使输入放电功率增大 75%<sup>[4]</sup>,然而这样做不仅使设备庞大复杂,而且增加了风机及热交换器的负担,不合乎实用的要求。另一个办法

是从外部不断地将少量新鲜工作气体注入循环系统中,同时不断地将少量工作过的气体用泵排出系统,而保持工作气压不变。此外,还有特意在工作气体中加入少量 CO 以压制 CO<sub>2</sub> 分解的办法来保持激光功率的稳定<sup>[10]</sup>。

#### 4. 补充新的受激粒子

放电时正离子从阳极向阴极漂移,同时被气流带向下游。为了使出光效率最高,一般采用使光腔的轴相对放电区域中心轴向下游偏离 1.5 厘米左右<sup>[2]</sup>来解决(图 2)。这样放电区域上游产生的受激粒子可不断补充地进入光腔。

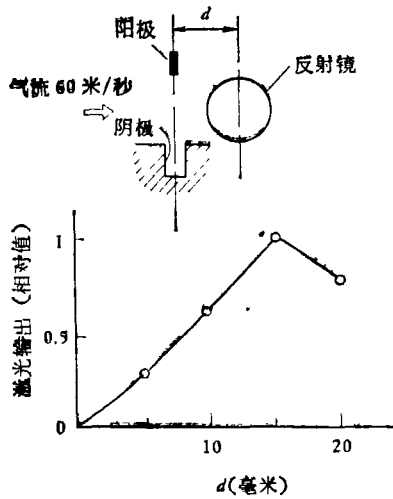


图 2 光腔最佳位置

如用二能级系统作近似分析,可列出下面的速率方程组:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_2}{\partial t} &= R_2 - \frac{N_2}{\tau_2} - (N_2 - N_1) \frac{\sigma I}{h\nu} + \frac{N_{20} - N_2}{\tau_F}, \\ \frac{\partial N_1}{\partial t} &= R_1 - \frac{N_1}{\tau_1} + (N_2 - N_1) \frac{\sigma I}{h\nu} \\ &\quad + \frac{N_{10} - N_1}{\tau_F}, \end{aligned}$$

其中  $N_2$ ,  $N_1$  及  $N_{20}$ ,  $N_{10}$  分别是受激发射存在及不存在时上下激光能级的粒子数;  $R_2$ ,  $R_1$  及  $\tau_2$ ,  $\tau_1$  分别是上下激光能级的泵浦速率及碰撞弛豫时间;  $\sigma$  是受激发射截面;  $I$  是激光束强度;  $h\nu$  是激光光子能量;  $\tau_F$  是气体流经光腔的时间。平衡时有  $\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{\partial N_1}{\partial t} = 0$ , 解得激光器增

益  $g$  为

$$g = \sigma(N_2 - N_1) = \frac{\sigma(R\tau_2 - R_1\tau_1)}{1 + \frac{\sigma I}{h\nu} \left[ \frac{\tau_1\tau_1}{\tau_1 + \tau_F} + \frac{\tau_2\tau_F}{\tau_2 + \tau_F} \right]}.$$

于是小信号增益  $g_0 = \sigma(R\tau_2 - R_1\tau_1)$ , 饱和强度

$$I_s = \frac{h\nu}{\sigma} \left[ \frac{\tau_1\tau_F}{\tau_1 + \tau_F} + \frac{\tau_2\tau_F}{\tau_2 + \tau_F} \right]^{-1}.$$

对于高速流动,  $\tau_F \ll \tau_1, \tau_2$ , 则有

$$g \approx \frac{g_0}{1 + \frac{2\sigma I}{h\nu} \tau_F},$$

$$I_s \approx \frac{h\nu}{2\sigma \tau_F},$$

可见  $g$  与  $I_s$  随  $\tau_F$  减少, 即随流速增大而增大。

对于低流速,  $\tau_F \gg \tau_1, \tau_2$ , 则有

$$g \approx \frac{g_0}{1 + \frac{\sigma I}{h\nu} (\tau_1 + \tau_2)},$$

$$I_s \approx \frac{h\nu}{\sigma(\tau_1 + \tau_2)}.$$

可见这时  $g$  与  $I_s$  都与流速无关。

上述关系可用图 3 表示出来<sup>[13]</sup>。因激光器最大可能输出功率正比于  $g_0 I_s$ , 可见流速增加使激光输出功率增大。

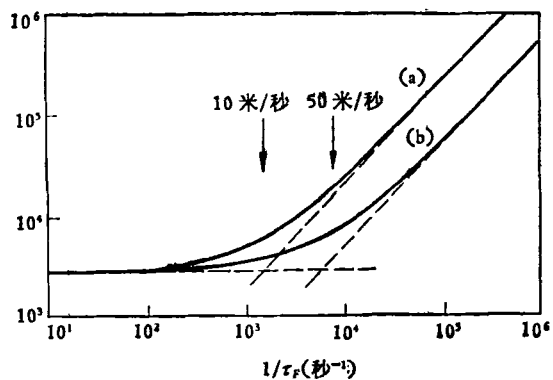


图 3 对流冷却激光器的增益与饱和强度和流速的关系

(a)  $\frac{gI_s}{g_0 h\nu} \sim 1/\tau_F$  的关系曲线;

(b)  $\frac{I_s}{h\nu} \sim 1/\tau_F$  的关系曲线

## 二、循环流动、高功率放电激励连续波 CO<sub>2</sub> 激光器的结构和参数

一般说来, 放电轴  $E$ 、光轴  $O$  与气流轴  $V$

三者的关系可归纳为图 4 所示的五种<sup>[11]</sup>。这五种配置都能满足光轴必须沿放电区最大尺寸方向的要求。但是, (a), (b) 两种配置是纵向流动, 对流冷却效果差。配置 (a) 还要求高的工作电压。配置 (c) 因电极间距大, 放电易被气

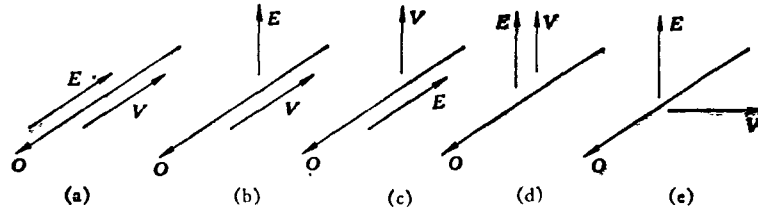


图 4 放电方向  $E$ 、气流方向  $V$  和出光方向  $O$  的相对配置

流吹弯甚至中断, 为此要求附加磁场使放电等离子体稳定在放电轴附近, 此外也要求高的工作电压。配置 (d) 电极处在气流中, 起阻滞作用, 并使流速不均匀, 主要用来多次放大输入光束作放大器用。配置 (e) 中放电轴、光轴和气流轴三者互相垂直, 是横向流动横向放电情形, 克服了上述所有缺点, 但要保证大长度上横向放电的均匀性, 现在作为振荡器都采用这种配置。

表 1 总结了后两种激光器的主要结果。

作为一个例子, 这里介绍美国西尔伐尼亚公司生产的 971 型激光加工机。其结构如图 5 所示。其主要参数列在表 2 中<sup>[17]</sup>。

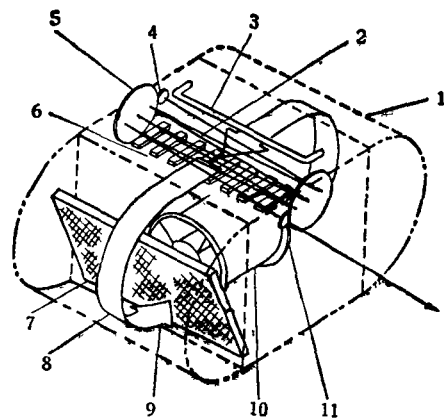


图 5 西尔伐尼亚公司 971 型激光加工机内部结构简图

1—钢壳; 2—放电区; 3—阴极; 4—全反射镜; 5—转折镜; 6—分段阳极; 7—热交换器; 8—横向气流; 9—气流方向; 10—风机; 11—反射率约 50% 的输出镜

表 1 循环流动的大功率放电激励连续波 CO<sub>2</sub> 激光器

激光器工作类型	三轴配置	激光输出功率	效率	气流情况			文献
				CO <sub>2</sub> :N <sub>2</sub> :He	工作气压(托)	流速(米/秒)	
振荡器		700 瓦	6.3%	3.8:4:7	14.5	40	[12]
		800 瓦	7%	1.8:4.8:20	26.4	60	[2]
		1.1 千瓦	8%	1:6:3	20	30	[14]
		2 千瓦	10%	1:2:6	30	50	[13]
放大器		输入 225 瓦经 11 次通过放电区输出 2 千瓦	9.6%	1:7:12 (体积比)	40	质量流速 45 克/秒	[6, 15]
		经 17 次通过放电区输出 19 千瓦	24%		最高 50	310	[9]
		输入 150 瓦经 11 次通过放电区输出 27.2 千瓦(5分钟)	17.2%	5:3:63 (体积比)	30		[16]

表2 西尔伐尼亚公司 971 型激光加工机主要技术参数

激光器类型	闭环循环流动, 连续输出
混合气体(体积比)	72%He+23%N <sub>2</sub> +5%CO <sub>2</sub>
气体压力	35 托
进入放电区时的气流速度	30 米/秒
进入放电区时的通道尺寸	宽 41 英寸, 高 2 1/2 英寸
气体消耗量	250 小时内 < 216 立方英尺 (标准温度压力下)
阴极铜管长	34 英寸
阳极块数与每块长度	34 个, 4 英寸
触发电极直径和离阴极距离	0.04 英寸, 1/4 英寸
输出激光束功率	1.2 千瓦
光束直径	13 毫米
模式	TEM <sub>00</sub>
波长	10.6 微米
无弧工作时间	> 250 小时
输入功率(最大容量)	30 千瓦
输出 1 千瓦时的放电电流与电压	12.0 安, 1400 伏

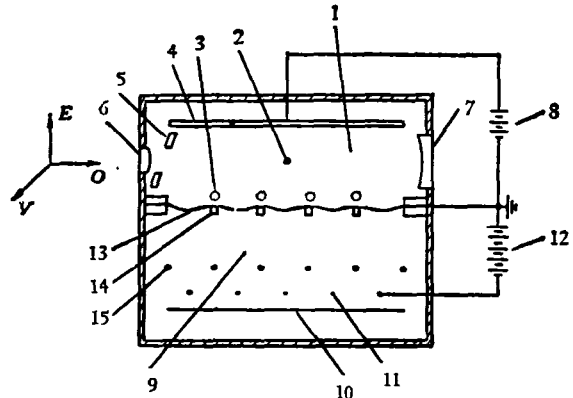


图6 电子束控制的循环流动连续波 CO<sub>2</sub> 激光器结构示意图

1—激光腔; 2—气流方向; 3—放电阴极(水冷铜管); 4—放电阳极(水冷铜管); 5—输出镜; 6—凸面镜; 7—凹面镜; 8—放电电源; 9—电子枪; 10—平板控制极; 11—阴极; 12—电子枪高压电源; 13—金属膜; 14—肋条; 15—栅极

### 三、电子束控制技术

设 CO<sub>2</sub> 分子激光上能级的激励全部是受激 N<sub>2</sub> 分子振动能的谐振转移造成的, 并全部用来产生激光, 则激光功率密度为

$$W_L = h\nu \frac{dN}{dt} = h\nu n_e N \langle \sigma(v_e) v_e \rangle$$

这里  $N$  和  $\frac{dN}{dt}$  是氮分子密度及单位体积的激励

速率,  $n_e$  是放电电子密度,  $\sigma(v_e)$  是氮分子振动能激励截面, 与电子速度  $v_e$  有关。式中括号表示对  $v_e$  求平均。因为  $n_e$  与  $N$  都正比于气压  $P$ , 所以  $W_L$  就正比于  $P^2$ 。这只有在气体温度不升高、对粒子数反转无不利作用的条件下才成立。对短脉冲工作这是不成问题的, 但在连续工作时, 则必须使气体高速流动以降低温度。但气压高时, 稳定的自持辉光放电电极易过渡到弧光放电, 最大无弧放电功率已不再随气压升高而增大<sup>[1,12]</sup>。从表 1 可见, 这类自持辉光放电器件一般都工作在 20—40 托

的低气压范围。通过电极的精心设计并缩小阴阳极间距, 也可实现高压(数百托至一个大气压)工作<sup>[18]</sup>, 然而为了提高激光输出功率, 还必须实现大体积、高压的均匀放电。电子束控制技术就是达到这一目的的有效手段<sup>[19]</sup>。

电子束控制的循环流动连续波 CO<sub>2</sub> 激光器结构示意图如图 6 所示。它分成电子枪和激光腔两部分。电子枪一般用钨钨丝作热阴极, 配有聚焦电极及控制电极, 可以控制电子束的电流密度、截面大小与形状。为了保持枪内  $10^{-6}$ —

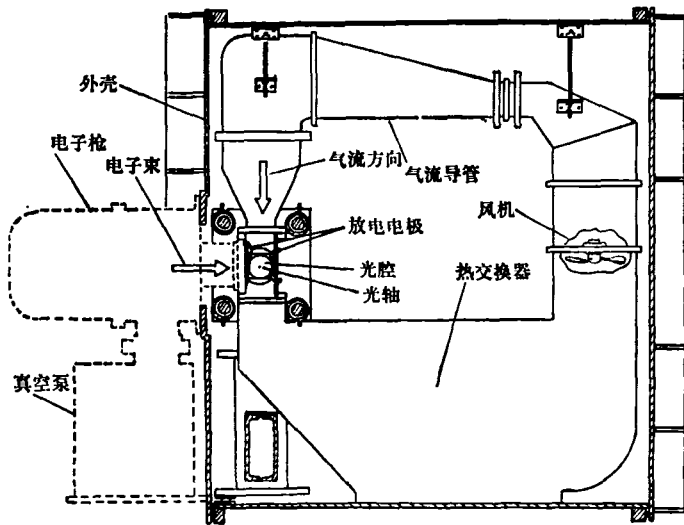


图7 阿符科公司 HPL-10 型电子束控制激光加工机结构图

10<sup>-7</sup>托的真空度而又能使电子射入光腔,用金属膜,如 Al 膜(厚 25 微米)或 Ti 膜(厚 13 微米),将二者隔开。膜用肋条支撑以承受大气压力。电子束方向与放电方向一致,与气流方向及光轴相互垂直。一个重要的参量是放电电场强度  $E$  和工作气压  $P$  的比值  $\frac{E}{P}$ ,它决定了气体放电中电子的平均动能或平均电子温度,从而决定了放电状态和分子振转能级的激励。开始工作时,激光腔加上电压,但选择  $\frac{E}{P}$  值低于自持辉光放电的击穿值  $\left(\frac{E}{P}\right)_{\text{击穿}}$ ,气体不放电,然后引入电子束。由于电子束能量很大(~150 千电子伏),可使气体电离。将电子束电子叫做一次电子,而把一次电子碰撞电离气体分子所产生的电子叫做二次电子。如果  $\frac{E}{P}$  值选择适当,使二次电子能量分布对于激励气体的振转能级是最有效的,则一次电子被用来使气体电离以维持放电,而二次电子被用来激励激光能级。它们的能量分布和电子温度可分别独立地调节,从而实现激光器的最佳工作条件。当电子束终止时,维持电离的作用消失,放电也就自动停止,因此这是一种非自持的辉光放电。这正是电子束控制的激光器优于普通激光器的关键所在。普通 CO<sub>2</sub> 激光器是自持辉光放电,只有一个电源,一种电子,一种电子温度,它既要起电离作用以维持放电,又要起激励振转能级的作用,所以其  $\frac{E}{P}$  值总是大于  $\left(\frac{E}{P}\right)_{\text{击穿}}$ ,比最佳值高得多。理论分析表明,电子束控制激光器突破了气压的限制,在大体积高压情况下,不仅能维持稳定放电,而且增大了输入放电功率与效率,从而可获得高功率的激光输出。曾有人对一个大气压情形进行了初步实验,在电子束电流密度约为 50 微安/厘米<sup>2</sup>时,放电输入功率密度达 1 千瓦/厘米<sup>3</sup>[20]。

美国阿符科公司及所属研究实验室在 1972 年制成两台型号为 HPL-10 的电子束控制的连续波 CO<sub>2</sub> 激光加工机,最高稳定输出功率为二

万瓦,一台交付卡德皮拉拖拉机公司用在拖拉机生产线上,一台留在实验室内进行热处理、切割与焊接的研究,是迄今我们从资料上看到的作为商品销售的最大功率的激光加工机<sup>[21,22]</sup>。其结构如图 7 所示。为了得到万瓦级功率的输出,采用了一些特殊措施<sup>[23]</sup>,如:使用不稳定腔增大模体积并提高输出光束的质量实现单模输出;全部水冷铜镜并用气动窗输出光束,避免使用红外晶体材料;镜子装在用热膨胀系数极小的因伐棒固定的架子上,因伐棒外用水冷铜套屏蔽热的气流,从而保证在工作时因镜片架不均匀热膨胀造成的镜片失调的作用减至最小;整个激光腔与管道系统放在一密封容器中,容器抽空后充以工作气体,这样管道系统不需密封也不需与激光腔密封连接,简化了设计,消除了激光腔的振动,又由于镜片不是真空界面,不承受压力,保证了对光精度。因为气体经过放电区域时温度逐渐升高,但气压不变故气体密度  $N$  逐渐减少,为了使  $\frac{E}{N}$  保持最佳值,则要求电场强度  $E$  相应减少,所以放电电极间距应沿气流方向逐渐增大等。

#### 四、结 束 语

大功率连续波 CO<sub>2</sub> 激光器在国防、科研和生产方面都有很多用途,其中在工业上可用于激光切割、焊接和热处理,这是大家所熟知的。有人报道,日本从 1977 年开始,研究利用激光的成形技术、加工技术、装配技术和自动诊断技术,以代替现有的铸、锻、切割等加工方式,目标是研制具有十种机床机能并有塑性加工和装配机能的“万能生产机械”。1977 年着手研究基础技术并进行总体设计,基础技术以大功率激光振荡器为重点。从多方面看,大功率连续波 CO<sub>2</sub> 激光器的制造与应用研究是值得重视的。

#### 参 考 文 献

- [1] A. C. Eekbreth, et al., 11th Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technology.
- [2] 永井治彦ほか,三菱電機技報,47-11 (1973),1130-



- 1135.
- [3] W. J. Wiegand et al., *APL*, 26-10(1975), 554.
- [4] A. C. Eckbreth et al., AIAA Paper, No. 72-723.
- [5] J. Tulip et al., *APL*, 27-1(1975), 15-17.
- [6] A. C. Eckbreth et al., *IEEE, J. Quant. Electr.*, QE-8, 2(1972), 139-144.
- [7] A. C. Eckbreth et al., *Rev. Sci. Instr.*, 43-7(1972), 995-998.
- [8] 藤沢彰, 電気学会論文誌, 95A-12(1975), 519-524. 電気通信学会論文誌, 59C-5(1976), 273.
- [9] A. E. Hill, *APL*, 18-5(1971), 194-197.
- [10] E. V. Locke et al., US Pat., No. 3810043.
- [11] П. И. Беломестнов и др., *Ж. Прикл. Механ. Тех. Физ.*, вып. 1 (1974), 4-12.
- [12] N. Ben-Yosef et al., *J. Phys. E. Sci. Instrum.*, 4-9(1971), 708-709.
- [13] Masafumi Mamoba et al., Technology Report of Osaka University, 23-1121-1154 (1973), 443-453.
- [14] W. B. Tiffany et al., *APL*, 15-3(1969), 91-93.
- R. Trag et al., *APL*, 15-9(1969), 302-304.
- [15] A. C. Eckbreth et al., *APL*, 19-4(1971), 101-103.
- [16] W. Davis et al., AIAA Paper, No. 72-722.
- [17] J. D. Foster et al., US Pat., No. 3772610.
- [18] 秋业稔光ほか, レーザ-研究, 4-3(1976), 242-248.
- [19] Н. Т. Басов и др., *Успехи. Физ. Наук*, 114-2(1974), 213-247.
- [20] Е. П. Велихов и др., *Письма В ЖЭТФ*, 9-6(1974), 364-368.
- [21] E. V. Locke, 1973 IEEE/OSA Conf. Laser Engineering and Application.
- [22] E. Hoag et al., *Applied Optics*, 13-8(1974), 1959.
- [23] E. V. Locke et al., US Pat., No. 3817606.

## 强子复合模型理论的发展与现状

李锡奎 郑哲洙

(延边大学物理系)

### 一、引言

基本粒子并不是最终粒子,它是具有内部结构的,是由比它更基本的其他粒子所构成的。这是目前由强子的复合模型理论得出的公认的结论。直到五十年代末,所发现的基本粒子只有二十几种,但由于高能加速器实验技术的迅速发展,从六十年代起陆续发现了大量的强相互作用粒子,至今发现的基本粒子已达 300 余种。

在 高能碰撞实验基础上发展起来的强子质谱学表明,这些强子中的大多数是激发态强子,这完全类似于处在激发态的原子。

进入七十年代,1974 年末美国 BNL 的丁肇中和 SLAC 的 Richter 各自独立地发现了  $J(\psi)$  粒子,它是属于介子类的矢量介子。1976 年夏季 SLAC 又发现了  $D^0$ ,  $\bar{D}^0$ ,  $D^+$  和  $D^-$  粒子,它们是属于介子类的赝标量介子。最近,用质子打击原子核的高能反应实验中,在 9.5 GeV 附近发

现了新的共振,这个激发态粒子称为  $\Upsilon(9.5)$  粒子,它的质量比质子质量大 10 倍。这些粒子的不少特性,用过去的理论无法解释,它们的发现对高能物理理论和实验提出了新的课题。

从理论发展方面看来,1953 年确立了盖尔曼-西岛关系式:

$$Q = I_3 + \frac{B + S}{2},$$

式中  $Q$  为电荷数,  $I_3$  为同位旋第三分量,  $B$  为重子数,  $S$  为奇异数,或者可用超荷  $Y = B + S$  表示。1956 年,坂田<sup>[1]</sup>根据盖尔曼-西岛关系式提出了所谓坂田模型。他认为基本粒子并不都是基本的,而是由  $p$ ,  $n$ ,  $\Lambda$  及其反粒子所构成的。此后, Gell-Mann 和 Neeman 提出了分类基本粒子的  $SU(3)$  群 8 重态方案,他们把重子  $p$ ,  $n$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Xi^0$  作为  $SU(3)$  的 8 重项。在这些工作的基础上,1964 年 Gell-Mann 提出了夸克模型<sup>[2]</sup>,指出 8 重项和 10 重项可由  $SU(3)$  群的直乘分解来表示如下形式: