

实验核天体物理学

郁庆长

(中国科学院高能物理研究所)

一、引言

当我们夜间仰望星空的时候，往往觉得天空中大多数恒星的亮度和星座的形状都是固定不变的。实际上所有的恒星都处于不断的运动和变化之中。恒星的寿命是有限的，它的光和热是靠恒星内部的核聚变反应提供的能量维持的。一旦核燃料消耗殆尽，恒星就走向衰亡。核反应不仅给恒星提供能量，而且在反应过程中产生了各种比氢重的元素。在天体演化和宇宙演化的过程中，核反应都扮演着重要的角色。这就使研究宏观世界的天体物理学和研究微观世界的核物理学发生了密切的关系。

宇宙间各种元素的丰度是宇宙发展过程中所发生的各种核反应的结果。对于地球上各种元素的丰度我们知道得比较清楚，人们也对从月球上和陨石中取得的样品进行过仔细的分析，利用光谱分析方法还可以了解太阳及其它恒星表面的元素丰度。根据这些数据我们可以近似地估计各元素的质量在宇宙总质量中所占的比例——宇宙元素丰度。图1为宇宙元素丰度曲线^[1]。尽管这条曲线并不是由对整个宇宙观测的数据作出的，但它至少反映了我们所能观测的区域中元素丰度的情况。任何天体演化和宇宙演化的理论应当对这一曲线作出合理的解释。

我们还可以进一步讨论某一天体的元素丰度，也可以讨论某一元素的各种同位素的丰度。一个元素的各种同位素核可以在不同的时间、地点和条件下通过不同的核反应产生，我们所

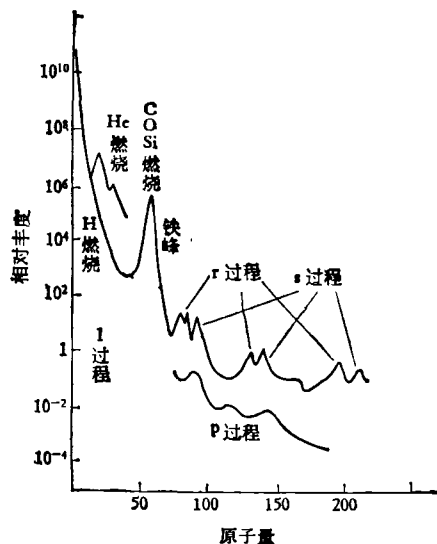


图1 宇宙元素丰度曲线
图中标出了产生各种元素的核反应过程

观测的同位素丰度是在不同情况下产生的这些核混合的结果。如果我们从宇宙中各处采集样品加以分析，就能在一些样品中发现异常的同位素相对丰度。我们将要提到的陨石中的Ne-E就是一个著名的例子。

为了说明各种元素和同位素的形成过程和丰度分布，我们一方面要研究天体演化和宇宙演化的模型，另一方面要研究产生各种元素和同位素的核反应。实验核天体物理学的任务就是利用核物理实验方法测定宇宙间所进行的这些核反应的截面，为天体物理学的研究提供必要的数据库。

二、恒星演化过程中元素的形成

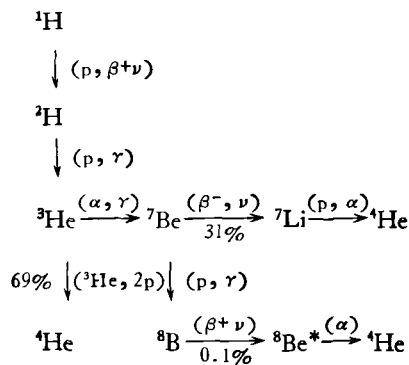
绝大多数元素是在恒星演化过程中形成的。1957年 Burbidge 等在文献 [1] 中系统地提出了一系列合成元素的核反应，为这方面的研究工作奠定了基础。后来的许多研究又对它作了不少的修改和补充^[2-5]。下面我们就来讨论恒星演化过程中的核反应。

1. 氢燃烧

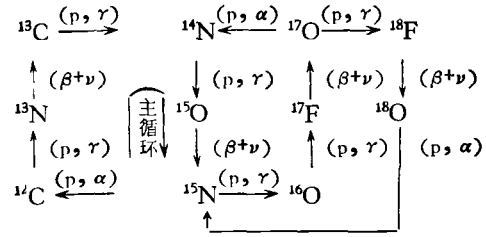
恒星产生于星际气体和尘埃，这些物质在重力作用下聚集起来。恒星的核心部分受重力作用而被压缩，其温度和压强逐渐增高。当温度升高到 10^6K 时就引起氢核的聚变，我们称它为氢燃烧。

氢是恒星中最轻、最多的核燃料，它燃烧时发出大量的光和热。聚变所放出的巨大能量阻止了恒星的收缩使它保持稳定。这时恒星相当于一个重力约束的聚变反应堆。这种稳定性能保持相当长的时间，我们称这样的星为主序星，它相当于恒星演化过程中的青年期。太阳就是一颗主序星，它的氢燃烧已经持续了约 4.5×10^9 年并且还将持续很长的时间。

氢燃烧的主要形式是 P-P 链和 CNO 环。质量 $M \leq M_{\odot}$ (M_{\odot} 表示太阳质量) 的恒星主要通过 p-p 链进行氢的聚变：

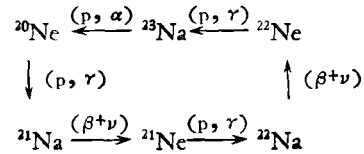


p-p 链中反应速率最慢的是第一个反应——两个质子组成的非束缚态的 β^+ 衰变，它决定了整个反应过程的速率。对于质量 $M > M_{\odot}$ 的恒星氢的聚变主要通过 CNO 环：



左边的环是主要的反应环。

p-p 链和 CNO 环反应总的结果都是四个氢核合成一个氦核。CNO 环的特点是把 ${}^{12}\text{C}$ 和 ${}^{16}\text{O}$ 转变为 ${}^{14}\text{N}$ (${}^{12}\text{C}$ 和 ${}^{16}\text{O}$ 是以前的恒星中氢燃烧的灰烬)。在较高的温度下氢燃烧还可通过 NeNa 环进行：

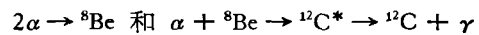


和 CNO 环比较，Ne 和 Na 核的 Coulomb 位垒较高，在提供能量方面 NeNa 环是不重要的。它的特点是合成 Ne 和 Na 的同位素。 ${}^{21}\text{Ne}$ 在氢燃烧中通过反应 ${}^{21}\text{Ne}(\alpha, n)$ 产生中子为 s 过程提供了中子源。

2. 氦燃烧

当恒星核心部分的氢烧尽时，重力引起的收缩导致恒星内部温度和压强进一步升高。与此同时，在恒星核心周围氢的聚变仍在继续进行。聚变释放的能量使恒星外层膨胀，膨胀使外层温度降低，这就形成了红巨星，它是恒星演化过程的中年期。

当恒星核心温度达到约 $2 \times 10^8\text{K}$ 时开始进行氦燃烧。由于原子量为 5 与 8 的核都是不稳定的，氦燃烧的第二个反应就是三个氦核生成一个碳核。这一反应常被称为三 α 过程。它可以写作



Hoyle 早就指出， ${}^{12}\text{C}$ 在宇宙中大量存在意味着后一反应的速率应当比原来计算的值大，这表明在相应于恒星粒子能量的能区中存在着一个共振峰。核物理实验确定了这个由天体物理学指出的共振峰，它对应于 ${}^{12}\text{C}$ 的第二激发态，

$J^{\pi} = 0^{+}, E = 7.65\text{MeV}.$

^{12}C 是氦燃烧的主要产物。至少对于质量 $M < 15M_{\odot}$ 的恒星是如此。氦燃烧还可通过其它反应进行。例如 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, ^{12}C 和 ^{16}O 的丰度比基本上决定于三 α 过程和这一反应的速率比。此外还有 $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$, $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$, $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^{+}\gamma)^{18}\text{O}$, $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$, $^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, 后两个反应也是提供中子的反应。

$^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ 这一反应常引起人们的注意,因为它和陨石中 Ne-E 之谜有关^[6]。陨石中的氦一般有三种不同的来源:(1) 陨石本体的氦,(2) 由太阳风带来的氦,这两种氦的主要成分是 ^{20}Ne ,(3) 由宇宙线引起的散裂反应产生的氦,这种氦中 ^{20}Ne , ^{21}Ne , ^{22}Ne 的含量相差不多。但是在陨石中还发现了一种接近纯 ^{22}Ne 的氦,又称为 Ne-E,它的来源现在还不很清楚。这个谜的解开将使我们太阳系的演化过程获得进一步的了解。

3. 碳、氧、硅的燃烧

氦燃烧留下的灰烬主要是 ^{12}C 。对于质量较大的恒星,核心的进一步收缩将引起碳和氧的聚变。

当恒星核心温度升高到约 $6 \times 10^8\text{K}$ 时引起 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 的反应,反应的出射粒子可以是 α 粒子、质子、中子和 γ 光子,反应产物有 ^{20}Ne , ^{23}Na 和 ^{24}Mg 等。这些出射粒子又可和反应产物以及未燃烧的碳、氧起反应,其中 ^{20}Ne 通过 (γ, α) 反应产生 ^{16}O 。核心温度继续升高将引起 $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ 与 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ 的反应, ^{28}Si 是反应的主要产物。

当恒星核心温度进一步升高时恒星的核反应进入最后阶段——硅燃烧。在这个短促的阶段中硅、镁等核在光核反应中放出的 α 粒子(还有质子和中子)被 ^{28}Si 及其它核俘获产生铁峰附近的多种原子核。光核反应和俘获逐渐达到平衡,因此这一过程又称为 e 过程。

碳、氧、硅的燃烧发生于恒星演化过程的晚期。此时中微子逸出将成为恒星能量损失的重要形式。质量足够大的恒星能够稳定地进行

碳、氧、硅的燃烧。中等质量的恒星这种燃烧往往以超新星爆发的形式进行,爆发将恒星中合成的元素分散到周围的空间。

由于在铁峰以上的核中每个核子的结合能随原子量增加而减少,聚变反应变为吸热反应。因此恒星核心的硅烧尽后它不能再依靠聚变放出能量来阻止重力收缩。按其质量不同恒星在聚变停止后将分别演化为白矮星、中子星和黑洞。

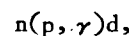
4. s 过程、r 过程和 p 过程

在铁峰以上的核主要由中子俘获形成。设每个核进行相继两次中子俘获的平均时间间隔为 τ ,核 β 衰变的寿命为 T 。在一般中子通量较小的情况下 τ 在 $10-10^5$ 年之间, $\tau \gg T$, 俘获了中子的核在进行下一次俘获前有足够长的时间进行 β 衰变,因此反应产物是 β 稳定线附近的核,这种中子俘获过程称为 s 过程(源于英语单词 slow);如果中子通量极高(例如在超新星爆发中), τ 在 $0.01-10$ 秒之间, $\tau \ll T$, 核能连续俘获大量中子产生远离 β 稳定线的核,这种中子俘获过程称为 r 过程(源于英语单词 rapid)。有些核既可由 s 过程也可由 r 过程合成。

在原子量大于 60 的区域中,某些低丰度的质子过多的核是由质子俘获或 (p, n) , (γ, n) , $(n, 2n)$ 反应合成的,这种过程称为 p 过程。

三、早期宇宙中元素的形成

现代流行的一种宇宙演化理论是大爆炸模型。它认为宇宙是由距今约 1.3×10^{10} 年前一个具有极高温度和密度的原始火球爆炸而产生的。爆炸后宇宙间充满着各种基本粒子,它们之间存在着强烈的相互作用。随着宇宙的膨胀,它的温度和密度迅速下降,几秒钟之后温度就下降到 10^{10}K 。随着温度继续下降相继出现各种核聚变反应^[7]。首先中子与质子结合形成氦核:



氦核、中子、质子又发生反应产生 ^3H , ^3He , 以

后又逐步产生了 ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ 等原子核。当几乎全部中子已和质子结合时, 氦的质量应约占宇宙总质量的 25%。实际测量得到的恒星和星系中的原始氦丰度与此相当符合。

1965 年发现在宇宙中存在着 7cm 波长附近的温度约为 3K 的各向同性微波黑体辐射, 它被认为是宇宙大爆炸时残留下来的, 这是大爆炸模型的最有力的证据。

四、轻元素锂、铍和硼的形成

轻元素锂、铍、硼在宇宙元素丰度曲线上是特殊的一类, 它们的丰度远低于邻近元素的丰度。这些核容易为质子的轰击所破坏, 因此它们似乎不应产生于高温中。一般认为当碳、氮、氧等核受高能质子(或 α 粒子)轰击时会发生散裂产生这些核。由于许多恒星具有很强的表面磁场, 恒星的耀斑可能是高能质子的一个来源。宇宙线中也存在着高能质子。

上述产生轻元素锂、铍、硼的过程称为 I 过程。

五、天体核反应的实验研究

天体和宇宙演化过程中的核反应可以用核物理实验的方法加以研究。我们着重讨论带电粒子引起的核反应。

1. 带电粒子引起的核反应

先讨论这类天体核反应的速率与反应截面的关系。设入射粒子和靶核的密度为 n_1 和 n_2 , 它们之间的相对速度为 v , 反应截面为 σ , 则反应速率为

$$P = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle,$$

$\langle \sigma v \rangle$ 为 σv 的平均值。

宇宙间由带电粒子引起的核反应其入射粒子和靶核的相对运动能量 E 一般比 Coulomb 位垒低得多, 随着 E 的降低 σ 将急速下降。但是另一方面, 由于相对速度 v 遵循 Maxwell-Boltzmann 分布, 随着 E 的降低其几率 $p(E)$ 将急速增加。在这两个因素的作用下核反应主要将

发生于某一能量范围 ($E_0 - \Delta E, E_0 + \Delta E$) 内, 这一范围称为 Gamow 峰。

$\sigma(E)$ 可以写成

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\left(-\frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}\right),$$

式中 Z_1, Z_2 为入射粒子与靶核的电荷数, e 为基本电荷, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, h 为 Planck 常数, S 称为

天体物理的 S 因子。对无共振反应, 当 E 变化时 S 的变化很缓慢。设在 Gamow 峰处 S 为常数 S_0 , 则可求出

$$E_0 = \left(\frac{\pi e^2 Z_1 Z_2 k T \sqrt{M}}{\sqrt{2} \hbar}\right)^{2/3},$$

$$\Delta E = 4 \left(\frac{E_0 k T}{3}\right)^{1/2},$$

$$\langle \sigma v \rangle = \left[\frac{2}{M(kT)^3}\right]^{1/2} \Delta E S_0 \exp\left(-\frac{3E_0}{kT}\right),$$

这里 k 为 Boltzmann 常数, T 为温度, M 为约化质量。由上式可知, 如果求出 S 即可得到 $\langle \sigma v \rangle$ 。

对于独立的窄共振反应, 设共振能量为 E_R ,

$$\sigma(E) = \pi \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_\lambda \Gamma_{\text{出}}}{(E - E_R)^2 + (\Gamma^2/4)},$$

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{2\pi}{M k T}\right)^{3/2} \hbar^2 \omega \gamma \exp\left(-\frac{E_R}{kT}\right),$$

式中 Γ 为能级宽度, $\Gamma \ll E_R$, Γ_λ 和 $\Gamma_{\text{出}}$ 为入射道与出射道的部分宽度, $\lambda = \hbar/Mv$, $\gamma = \Gamma_\lambda \Gamma_{\text{出}}/\Gamma$, ω 是与入射粒子和靶核的自旋以及共振能级角动量有关的量, $\omega \gamma$ 能根据厚靶反应产额确定。

由上可知, 在测定了反应截面随能量的变化曲线(激发曲线)之后就可计算反应速率。但是, 实际上, 由于发生天体核反应的粒子的相对运动能量远低于 Coulomb 位垒(例如对于主序星这一能量为几百到几千电子伏), 反应截面很小, 利用现有的核物理实验技术直接测定截面是很困难的。一般常用的方法是, 在核理论指导下把实验测定的激发曲线外推到发生天体核反应的能区(由于在无共振情况下 S 因子随能

量的变化比较缓慢,外推 $S(E)$ 曲线往往比外推激发曲线更方便)。显然,实验测定的激发曲线的低能端能量越低,这种外推就越可靠;我们对这一反应的机制和有关能级的特性知道得越清楚,这种外推也越可靠。当然核反应的机制与能级特性也需要由实验数据确定。此外,对于不稳定的或处于激发态的靶核,其反应截面只能根据反应机制和能级特性由理论计算得出。

很明显,在进行天体核反应的实验研究时,我们面临的主要问题是尽可能低的能区中对微小的反应截面进行绝对测量。为此,我们需要对加速器(多用静电加速器)和其它实验装置提出一定的要求^[7]。当然,对于不同的核反应具体要求又有所不同。下面列举一些主要的要求。

(1) 加速器应能产生足够强的束流。一般对质子和 α 粒子束流应为 1mA 左右,对碳、氧核应在 $10 \mu\text{A}$ 以上。

(2) 加速器产生的离子束能量稳定,能量值要经过较精确的刻度。对于截面随能量降低而急速下降的区域此点尤为重要。

(3) 加速器的真空系统必须清洁,特别在靶室附近。落在靶上的杂质不仅增加本底计数,而且使入射粒子能量损失,其损失量又难以确定和控制。

(4) 束流强度应精确测定。常用的装置有 Faraday 筒和量热器,也可用 Rutherford 散射法。

(5) 制靶时应当考虑到杂质和靶底材料可能产生的核反应。靶应能承受束流的热负载。在某些情况下要用无窗靶或差压抽气的气体靶。使用价格昂贵的气体靶时气体应循环使用。

(6) 粒子探测器应有好的能量分辨率和高的效率。

作为例子,下面我们来讨论一下氢燃烧中的几个核反应。

p-p 链中最重要的反应是第一个反应: ${}^1\text{H}(p, \beta^+ \nu){}^2\text{H}$ 。它决定了 p-p 链整个过程的速度。

这一反应的截面是极小的,不可能用实验方法确定。利用核散射和 β 衰变的理论可以计算出它的近似值。另一个重要的反应是 ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ 。它和著名的太阳中微子问题有关。

太阳中进行的 p-p 链反应放出大量中微子,它们到达地球只需几分钟。探测这些中微子是获得太阳内部信息的唯一直接手段。Davis 利用反应 ${}^{37}\text{Cl}(\nu_e, \beta^-){}^{37}\text{Ar}$ 探测中微子。这一反应的阈能为 0.8 MeV,它主要探测 ${}^8\text{B}$ 产生的中微子。Davis 的实验结果是太阳中微子通量为 1.6 SNU (太阳中微子单位,1 SNU 为每秒每个靶核发生 10^{-36} 次俘获),这只是根据标准太阳模型作出的理论预言 4.7SNU 的三分之一。

为了解决这一矛盾,人们作了多方面的工作,其中之一是对 p-p 链中一些反应的截面数据重新进行校验。有人提出,如果 ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p)$ 反应在低能区域存在一个未发现的共振峰,它就能显著增加这一反应在 p-p 链中的分支比而减少 ${}^8\text{B}$ 产生的中微子产额。为了确定这一共振峰是否存在, Dwarakanath 在静电加速器上测量了这一反应在 $30\text{keV} < E_{\text{cm}} < 150\text{keV}$ (E_{cm} 为质心系能量)范围内与束流成 90° 方向的微分反应截面,它是总截面的 $1/4\pi$ 。实验使用了差压抽气的气体靶。图 2 为靶室的示意图。质子由 CsI 闪烁计数器(面积 12.5 cm^2)探测,靶室气压为 5 Torr。实验结果如图 3^[8]。可

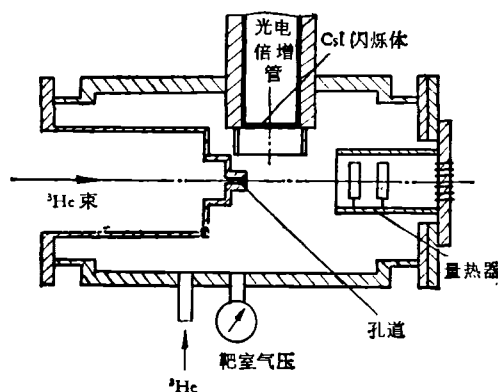


图 2 Dwarakanath 测量 ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p)$ 反应截面时所用的靶室

以看到从 150keV 到 30keV 反应截面减少了 5 个数量级。在 30keV 处 $\sigma = 0.06\text{nb}$ 。Dwarakanath 还测量了 E_{cm} 为 14—28keV 时的厚靶产额。这些实验结果表明这一共振峰即使存在也是极窄的,不可能对 ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2\text{p})$ 反应的速率有显著影响。目前,对于太阳中微子问题的研究仍在继续中。

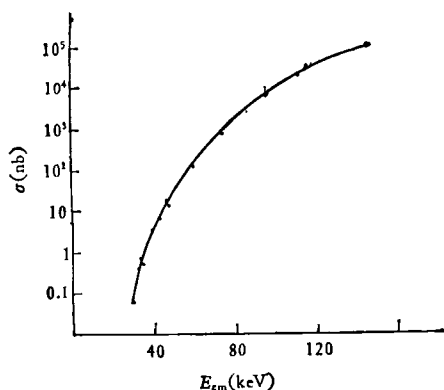


图3 ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2\text{p})$ 反应的激发曲线

我们再讨论一下 CNO 环中的核反应。由于靶核电荷数较大, Coulomb 位垒很高, 100 keV 以下的反应截面很难测量。七十年代以来,人们对这些核反应进行了不少理论与实验的研究工作,取得了显著的进展。下面举几个例子。

${}^{18}\text{O}(\text{p}, \alpha){}^{15}\text{N}$ 。过去人们只测量了这一反应在 $E_p = 500\text{keV}$ 以上的激发曲线 (E_p 为实验室坐标系中入射质子能量), 知道在 $E_p = 680\text{keV}$ 与 846keV 处存在两个宽共振峰。1974 年 Lorenz-Wirzba 等经过很大努力,测定了 E_p 在 72—930keV 范围内与束流成 90° 与 135° 的微分反应截面,在这范围内截面变化近 10 个量级,在 500keV 以下有着四个尖锐的共振峰, 72keV 处截面为 70pb。实验时质子流达 $300\mu\text{a}$ 。实验结果表明,随着能量下降反应截面的减小不象原来计算的那样快,因此,在天体核反应能区反应截面应比原来计算的值大。他们还发现低能区域的截面不是各向同性的,这表明即使能量远低于 Coulomb 位垒时也不是只有

s 波起作用^[5]。显然在低能区域还存在着其它反应机制。

(i) ${}^{15}\text{N}(\text{p}, \gamma){}^{16}\text{O}$ 。这一反应在 $E_p = 338\text{keV}$ 与 1028keV 处存在两个共振峰。如果只考虑这两个共振峰,可外推出 $E \approx 0$ 处的 S 值: $S(0) = 22\text{keV} \cdot \text{b}$ 。1974 年 Rolfs 等重新研究了这一反应^[9]。实验表明它还包含着直接俘获过程,而在考虑这一过程后上述 $S(0)$ 值增加到原来数值的 2.5 倍。由此可以确定,在 CNO 环中通过这一反应离开主循环的比例为 1:880 (而不是原来估计的 1:2200)。

(ii) ${}^{17}\text{O}(\text{p}, \alpha){}^{14}\text{O}$ 与 ${}^{17}\text{O}(\text{p}, \gamma){}^{18}\text{F}$ 。在 (p, γ) 反应阈能附近, ${}^{18}\text{F}$ 的两个共振态对天体核反应能区这一反应的截面起主要作用。这两个共振态的参数,除了质子部分宽度外,都可用 ${}^{14}\text{N}(\alpha, \alpha)$ 和 ${}^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)$ 等反应的数据导出。由于计算时采用了过大的质子部分宽度,得到的 (p, α) 反应速率比实际数值大 60 倍以上。因此,人们误认为 ${}^{17}\text{O}$ 的燃烧完全通过 (p, α) 反应。后来通过 ${}^{17}\text{O}(\text{p}, \gamma)$ 反应的实验才得到较正确的部分宽度数据,从而改正了这一错误。从对 ${}^{17}\text{O}(\text{p}, \gamma)$ 反应的研究,人们知道它在低能区域主要是一个直接俘获过程,由此可以外推出它的 $S(0)$ 值。和 ${}^{17}\text{O}(\text{p}, \alpha)$ 反应相比,这一反应也是不可忽略的。这就确认了 CNO 环中通过 ${}^{18}\text{F}$, ${}^{18}\text{O}$ 的环的存在^[10]。

2. 中子引起的核反应

红巨星中的温度 $2-3 \times 10^8\text{K}$ 相应于 20—30keV 的能量。利用这一能区的中子进行 s 过程的实验研究是合适的。产生这种中子可以利用 Sb- γ -Be 光中子源(中子能量 23keV),更方便的是利用脉冲质子静电加速器在锂靶上产生 (p, n) 反应获得中子。反应截面可以利用产物核的放射性来测量,也可以通过探测伴随 γ 射线来测量,后者常与中子飞行时间法结合使用。

r 过程产生远离 β 稳定线的中子大量过剩的核,在实验室中难于测量这种反应截面。热核爆炸可以产生极强的中子流,因此利用地下核爆炸进行 r 过程的研究是适当的。

六、结 语

从上面的介绍可以看出,这方面的研究工作是很意义的,它和天体演化、宇宙演化的问题都有密切的关系。近年来,通过实验与理论两方面的努力,人们在确定天体核反应截面的工作上获得了不小的成绩,从而丰富了人类对天体核反应规律的认识。

但是,到目前为止,人们对宇宙间所进行的规模巨大的核反应的了解还只是初步的,还存在着大量问题有待于进一步的探索。例如,对于恒星演化晚期所进行的许多核反应,至今还未曾在实验室里研究过。除了低能区域的核反应实验外,为了研究形成锂、铍、硼等轻元素的 β 过程,还需要在高能区域进行散裂截面的测量。总之,还有着大量的工作等待着人们去

做。

本文承赵忠尧先生审阅,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] E. M. Burbidge, et al., *Rev. Mod. Phys.* **29** (1957), 547.
- [2] D. D. Clayton, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, McGraw-Hill, New York, (1968).
- [3] C. A. Barnes, *Adv. Nucl. Phys.*, **4**(1971), 133.
- [4] B. J. Allen, et al., *Adv. Nucl. Phys.*, **4**(1971), 205.
- [5] C. Rolfs et al., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **28**(1978), 115.
- [6] R. N. Clayton, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **28** (1978), 501.
- [7] D. N. Schramm, et al., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **27** (1977), 37.
- [8] M. R. Dwarakanath, *Phys. Rev.*, **C9**(1974), 805.
- [9] C. Rolfs et al., *Nucl. Phys.*, **A235**(1974), 450.
- [10] C. Rolfs et al., *Nucl. Phys.*, **A250**(1975), 295.

正电子湮没发射断层照相

袁 观 俊

(中国科学院原子能研究所)

Robertson 等人于1964年首先提出了关于正电子湮没发射断层照相问题^[1]。近十年来,由于这方面的研究工作深入开展,同时有一大批中、小型回旋加速器用于应用物理的研究,能方便地生产应用放射性同位素,所以正电子湮没发射断层照相得到了明显的发展。

一、基本原理

介质中的高能正电子与原子周围的电子会发生湮没作用,湮没的结果,将它们的全部能量转化为电磁辐射。正电子与原子的外壳层电子(不是K壳层)或自由电子相湮灭时,主要产生双 γ 发射。由能量守恒定律可得双 γ 光子的总能量:

$$E_{\gamma} = 2m_0c^2 + E_+ + E_- \sim 2m_0c^2 = 1.022\text{MeV}, \quad (1)$$

式中 m_0 为正负电子的静止质量, c 为光速, $E_+ + m_0c^2$ 和 $E_- + m_0c^2$ 各为正负电子的总能量, E_+ 和 E_- 与 m_0c^2 相比较小可略去。根据动量守恒定律,可判断出双 γ 光子几乎以相反方向射出,动量绝对值相等,因此每个 γ 光子的能量为 m_0c^2 即511keV。正电子照相是利用某种具有生物活性的化合物,例如一种发射正电子的放射性同位素或含有某种放射性同位素的药剂,被人体吸收,产生正电子湮没,同时以相反方向射出两束 γ 射线,射线穿过周围组织后被探测器记录,再利用计算机通过数学方法将记录的讯号重建成被测客体的图象,最后使图象在荧光屏幕上清晰地显示出来^[2-3]。用于