

# 核天体物理实验研究

何建军<sup>†</sup> 周小红 张玉虎

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2012-12-03 收到

<sup>†</sup> email: jianjunhe@impcas.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20130703

## Experimental studies of nuclear astrophysics

HE Jian-Jun<sup>†</sup> ZHOU Xiao-Hong ZHANG Yu-Hu

(Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

**摘要** 研究微观世界的核物理与研究宏观世界的天体物理自然融合形成了前沿交叉学科——核天体物理。核天体物理的主要研究目标是应用核物理的知识和规律来阐释宇宙演化进程中化学元素合成及演化过程、时间标度、天体环境和天体场所,来说明恒星中核燃烧产生的能量及其对恒星结构和演化的影响,来认识致密天体的结构和性质。文章阐述了核天体物理研究的意义和现状,介绍了有关基本概念和天体网络模型所需的核物理输入量以及广泛应用的一些实验方法,同时扼要地分析了利用国内大科学装置开展核天体物理研究的可行性。最后对未来我国深地科学与工程实验室的建设前景做了展望。

**关键词** 核天体物理, 反应截面, 反应率, 快质子俘获, 慢中子俘获

**Abstract** Nuclear astrophysics is an interdisciplinary subject combining micro-scale nuclear physics and macro-scale astrophysics. Its main aims are to understand the origin and evolution of the elements in the universe, the time scale of stellar evolution, the stellar environment and sites, the energy generation of stars from thermonuclear processes and its impact on stellar evolution and the mechanisms driving astrophysical phenomena, and the structure and property of compact stars. This paper presents the significance and current research status of nuclear astrophysics; we introduce some fundamental concepts, the nuclear physics input parameters required by certain astrophysics models, and some widely-used experimental approaches in nuclear astrophysics research. The potential and feasibility of research in this field using China's current and planned large-scale scientific facilities are analyzed briefly. Finally, the prospects of the establishing a deep underground science and engineering laboratory in China are envisaged.

**Keywords** nuclear astrophysics, cross section, reaction rate, rp process, s process

## 1 引言

宇宙始于大爆炸。在大爆炸中产生了氢、氦以及少量的锂元素<sup>[1, 2]</sup>，随着温度的逐渐降低，在万有引力的影响下开始形成主序星，如太阳等。主序星内部主要进行的是氢燃烧，经过漫长的青壮年时期，核心的氢消耗殆尽，内部出现氦核，从而步入老年的红巨星阶段。经过一系列核过程，如果恒星的质量和太阳的质量差不多，它将最终演变成一颗黯淡而又矮小的白矮星。如果恒星的质量比太阳大很多，其内部会形成类似于“洋葱头”结构的壳层，由内向外依次是铁核心、Si 燃烧壳层、O 燃烧壳层、Ne 燃烧壳层、C 燃烧壳层、H 燃烧壳层及最外面的H包层。当红巨星的体积膨胀到太阳系那么大时，最终重力坍塌将导致超新星爆炸。超新星爆炸产生的冲击波携带着大量炙热的星壳物质冲向远处的星际介质，物质间的碰撞“点亮”了原有的和新形成的星际介质，使它们发出巨大的光芒。星际气体通过引力收缩形成新的星体，爆炸后原有的星体有的会没有留下任何痕迹，有的会形成中子星或者黑洞，这是一个生与死的循环。因此，宇宙中新星和超新星的爆发是天体演化的重要环节，它是老年恒星辉煌的葬礼，同时又是新生恒星的推动者。例如，1987年2月23日发现的SN 1987A超新星

是天文学上最重大的事件之一，在几个月时间内，这颗超新星一直光彩夺目，亮度相当于1亿颗太阳。SN 1987A超新星距离地球16.3万光年，位于大麦哲伦云中，是在公元前161000年左右爆发的，爆发过程中估计抛射出了2万倍地球质量的铁元素。SN 1987A的前身星是大约18个太阳质量的蓝超巨星，在爆炸后没有留下任何痕迹。

在原子层次上，人类自身和赖以生存的丰富多彩的物质世界是由各种化学元素构成的。大爆炸初期只产生了氢元素，比氢重的其他化学元素是在宇宙演化过程中在各种天体场所通过核过程生成的。在不同温度、密度和质量的天体场所，发生的核过程不同<sup>[3, 4]</sup>。图1示意了在典型的天体环境中的核合成路径<sup>[3]</sup>。主要的核过程包括：宇宙大爆炸时的原初核合成、质子-质子链式反应(pp chain)<sup>[4-6]</sup>、碳氮氧循环(CNO cycle)<sup>[4-9]</sup>、热碳氮氧循环(HCNO cycle)、 $\alpha$ p过程、rp过程(快质子俘获过程)<sup>[7-9]</sup>、r过程(快中子俘获过程)<sup>[10]</sup>、s过程(慢中子俘获过程)<sup>[11]</sup>、以及p过程(光解离过程)<sup>[12]</sup>。恒星平稳演化阶段的热核反应产生了大量的碳、氮、氧等轻元素；在新星爆炸和红巨星中，主要发生的是CNO循环、突破CNO循环以及丰质子核的快质子俘获反应，产生了重于碳但轻于铁的各种元素；AGB星演化过程中产生了部分重元素；爆发性天体过程产生了宇宙中大部分的超铁元素。经过半个多世纪

不懈的努力，人们对原初核的合成和比铁轻的元素的合成机制以及天体场所有了比较深入的了解，天体网络计算能够较准确地再现天体和宇宙观测得到的轻元素丰度分布。但是，我们尚不能准确描述超铁元素的产生过程和丰度分布。目前，普遍认为，重元素主要是在慢中子俘获过程(s过程)和爆发性天体事件的核过程中产生的。s过程发生在AGB星中，围绕稳定线通过慢中子俘获和 $\beta$ 衰变产生重元素。在爆发性天体场所中，快质子俘获过程(rp过程)和快中子俘获过程(r过程)能够产生大量不稳定重核素，这些重核通过级联衰变最终产生稳定的重元素。r过程是产生重元素的最重要途径之一，宇宙中至少有50%的超铁元素应该是由r过程产生的。因此，认识元素的起源意味着不仅要认识核素演化的过程，而且还要认识发生这些过程的场所，没有特定的天体物理环境，相应的核过程也不可能发生。核反应是合成宇宙中除氢以外的所有化学元素的唯一机制，也是恒星抗衡引力收缩以及新星、

X射线暴和超新星等爆发性天体现象的能量来源。因此，人类要探索宇宙的奥秘就离不开核物理的知识和方法。

近一个世纪以来，国际上许多著名实验室都对宇宙及天体演化过程中的关键核反应产生了浓厚的兴趣。例如，在美国1996，2002和2007年的核科学长期规划以及欧洲2004和2010年的NuPECC长期规划中，都把核天体物理作为最重要的研究课题之一。美国物理和天文学会在2002年的《发现》杂志上将“从铁到铀的重元素是如何产生的”(How were the heavy elements from iron to uranium made?)列为本世纪待解决的11个重大物理问题之一。要了解重元素合成的过程、时间标度、物理环境和天体场所，探索宇宙中从铁到铀重元素的形成等重大科学问题，必须精确测量天体核合成路径上关键核素的质量、寿命以及相关核反应率。早在19世纪30年代，Hans Bethe提出恒星的能源主要来自于它内部氢通过质子-质子反应链和CNO循环转化为氦的聚变反应

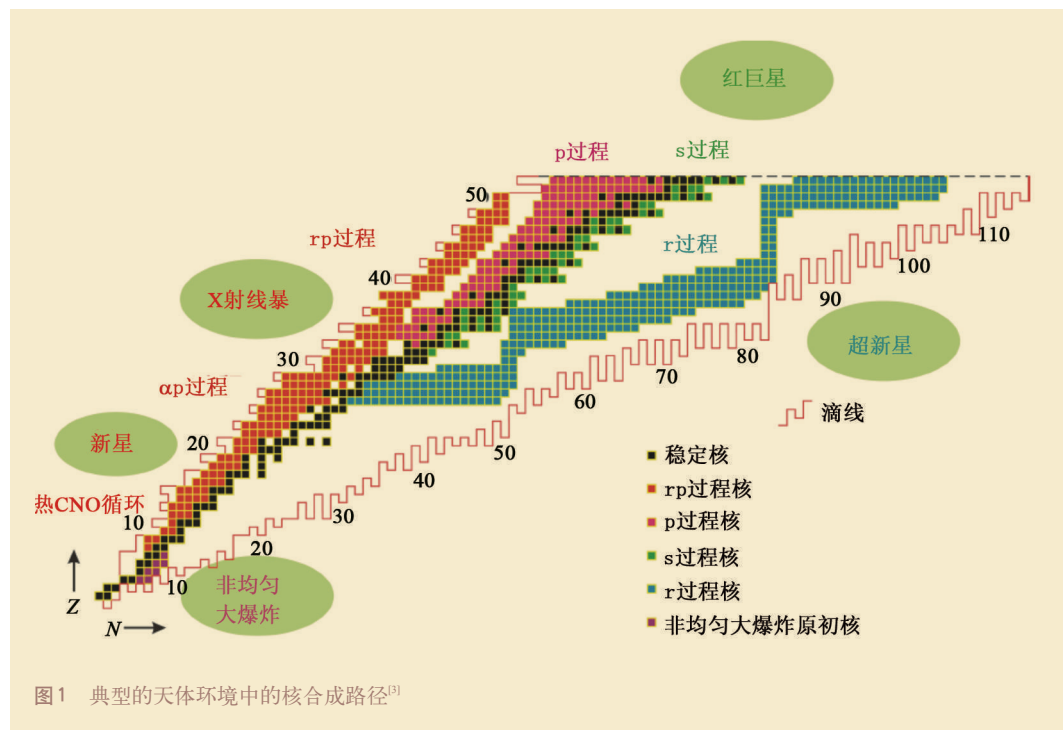


图1 典型的天体环境中的核合成路径<sup>[3]</sup>

理论，并因此获得1967年度诺贝尔物理学奖。该工作阐明了恒星的能量来源，揭示了它与元素起源之间的紧密联系。从此，开辟了核天体物理这一崭新的交叉学科。William Fowler等人对恒星演化过程中的核反应进行了系统的实验和理论研究。1957年，他们以《恒星中元素的合成》为题在美国《现代物理评论》上发表了一篇著名的被后人称之为B<sup>2</sup>FH的论文<sup>[13]</sup>，阐明了恒星在赫罗图上的演化进程和恒星演化各阶段中发生的核合成过程，以及超新星爆发和大质量恒星演化的关系。William Fowler因此获得了1983年度诺贝尔物理学奖。此后，Raymond Davis和Masatoshi Koshiha因中微子的探测与Riccardo Giacconi分享了2002年度诺贝尔物理学奖。这些杰出成就充分表明核物理对于天文物理具有极其重要的意义。

研究微观世界的核物理与研究宏观世界的天体物理自然融合，形成了前沿交叉学科——核天体物理。核天体物理主要致力于研究宇宙演化进程中化学元素合成及演化过程、时间标度、物理环境、天体场所，研究恒星中核燃烧产生的能量及其对恒星结构和演化的影响，研究致密天体的结构和性质以及驱动天体物理现象的机制等。它的主要角色就是提供天体物理所需要的关键核物理输入量。核天体物理研究的迫切需求是建造大型放射性离子束装置的主要推动力之一。世界各国正在计划建造新一代放射性核束装置，如美国的稀有同位素束流装置(FRIB)以及德国的国际反质子与离子研究装置(FAIR)等。近几年来，国家自然科学基金委员会数理科学部优先支持的领域也涵盖了核天体物理方面的内容，如《极端条件下的核物理和核天体物理》以及《恒星的形成、演化与太阳活动》。由于国内实验条件等诸多因素的限制，核天体物理研究的起步相对较晚，

目前，主要是中国科学院近代物理研究所和中国原子能科学研究院核物理研究所的科研人员开展了地面核天体物理方面的实验工作。可喜的是，我国兰州的CSR大科学装置和正在筹备建设的国家“十二五”HIAF大科学装置，以及北京的BRIF大科学装置都将核天体物理作为一个非常重要的研究方向。

## 2 核天体物理相关概念

原子核俘获反应率和光致解离反应率，特别是那些影响核合成路径的关键核反应率，是天体网络计算模拟宇宙重元素产生过程和丰度分布的关键输入参数。反应率是描述一个核反应发生快慢的物理量，其定义为<sup>[4, 14]</sup>：

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{kT} \right)^{3/2} \times \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE, \quad (1)$$

其中 $N_A$ 为阿伏伽德罗常数， $\sigma$ 是反应截面， $v$ 是相对运动速度， $k$ 为玻尔兹曼常数， $T$ 为天体物理场所的温度，约化质量 $\mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$ ， $A_1$ 和 $A_2$ 是反应中炮弹和靶核的质量数。文献中 $\langle \sigma v \rangle$ 被称为每个粒子对的反应率。反应截面是能量的函数，而反应率是温度的函数。对于带电粒子引起的核反应，在天体物理感兴趣的能区，其反应截面随能量通常呈指数下降，不便于向低能区外推。在天体核物理中，引入了与反应截面关联的天体物理 $S$ 因子，其定义是：

$$S(E) = E \sigma(E) \exp(2\pi\eta), \quad (2)$$

其中索末菲(Sommerfeld)参数 $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$ ，指数因子 $2\pi\eta = 31.29 Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{\mu}{E}}$  (这里，质心能量 $E$ 和约化质量 $\mu$ 的单位分别是keV和amu)。利用 $S$ 因子，(1)式可以写成如

下形式:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{kT} \right)^{3/2} \times \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) dE, \quad (3)$$

其中因子  $b$  与位垒穿透有关, 其定义是:  $b = 0.989 Z_1 Z_2 \sqrt{\mu} \text{ (MeV)}^{1/2}$ 。这里  $b^2$  被称为伽莫夫能量(Gamow energy)  $E_G$ 。在低于库仑位垒的能量区域, 核反应通过量子隧道效应来产生。对于最简单的  $s$  波, 其截面正比于库仑穿透因子  $\exp(-2 \pi \eta) = \exp(-b/E^{1/2}) = \exp[-(E_G/E)^{1/2}]$ 。在(1)式中, 被积函数包含两部分: 一部分是能量依赖的玻尔兹曼速度分布函数  $\exp(-E/kT)$ ; 另一部分是能量依赖的库仑穿透因子。两者卷积的结果产生了一个核反应发生几率最大的重叠区域, 如图 2 所示。这一能区被人们称之为伽莫夫峰(Gamow peak)或伽莫夫窗口(Gamow window), 用以纪念宇宙大爆炸理论的创始人、理论物理学家和天文学家乔治·伽莫夫(George Gamow)。伽莫夫峰是原子核发生反应或核燃烧的最有效能区。Gamow 峰值位置

为  $E_0 = 1.22(Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^2)^{1/3} \text{ keV}$ , 宽度为  $\Delta = 0.749(Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^2)^{1/6} \text{ keV}$ 。在核天体物理中, 温度  $T_6$  是  $T/10^6$  的缩写。对于中子引起的核反应<sup>[15]</sup>, 不存在库仑势垒, 只存在离心势垒  $\frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu R^2}$  (其中  $R$  表示原子核间的相互作用半径)。如果中子的相对运动能量低于离心势垒, Gamow 峰的位置和宽度可近似表示<sup>[15, 16]</sup>为  $E_0 \approx 0.086 T_6 [\ell + 1/2] \text{ keV}$ ,  $\Delta \approx 0.194 T_6 [\ell + 1/2]^{1/2} \text{ keV}$ , 其中相对运动轨道角动量  $\ell = 0, 1$  分别对应于  $s, p$  波。最近, 瑞士巴塞尔大学 Thomas Rauscher 对平稳和爆发性核合成过程(包括带电粒子及中子引起的反应)中的 Gamow 峰位和宽带进行了系统的研究, 认为上述两套近似公式都是不准确的<sup>[16]</sup>。

在核天体物理中, 通常人们感兴趣的核反应主要是通过直接俘获(非共振)和共振俘获两个过程来完成的<sup>[4]</sup>。下面将对这两个过程的反应率分别进行讨论。

### 2.1 直接俘获反应(非共振)

在直接俘获反应机制下, 由于去除了库仑穿透效应的影响, 核反应的  $S$  因子随能量的变化非常平缓, 通常近似地看作一个常数。其反应率可以用下面的方程来描述:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{NR} \cong 7.832 \times 10^9 \left( \frac{Z_1 Z_2 T_9^2}{\mu} \right)^{1/3} \times S(E_0) \exp\left(-\frac{3E_0}{kT}\right) \cdot (4)$$

可以看出, 确定了  $S$  因子或它随能量的变化关系, 就可以计算出非共振反应率。在实验上, 最好的办法就是直接测量核反应在某一能区的截面  $\sigma(E)$ , 再根据(2)式计算或外推出特定能量下的  $S$  因子; 对于截面非常小的核反应, 只能利用间接实验方法来提取  $S$  因子。核反应在相对能量比较

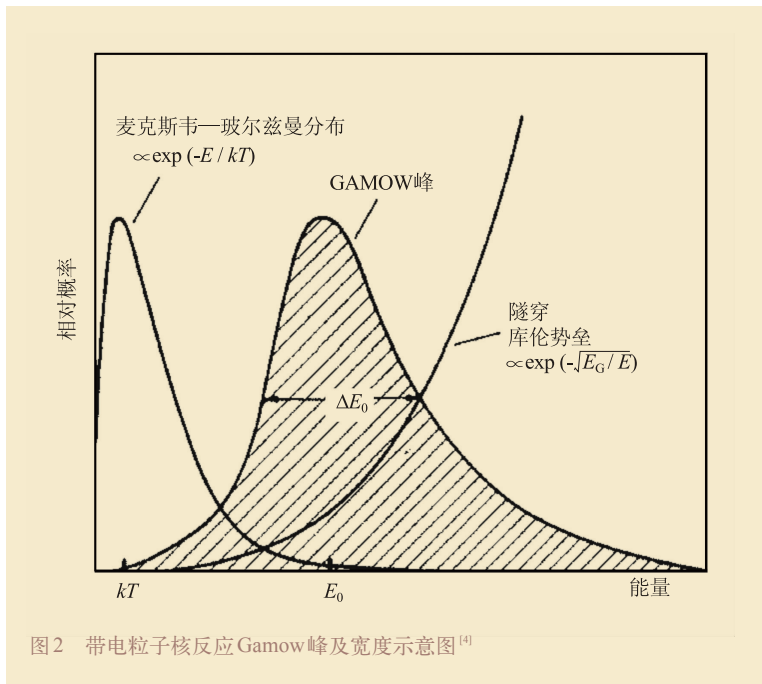


图2 带电粒子核反应 Gamow 峰及宽度示意图<sup>[4]</sup>

高的能区具有较大的截面, 便于实验测量。利用  $S$  因子随能量缓慢变化这一特性, 可以把高能区的实验测量结果较可靠地外推到天体核物理工作者感兴趣的伽莫夫窗口。通过测量反应截面提取  $S$  因子, 进而可以确定核反应率。值得注意的是, 这种外推常常会造成非常大的误差, 有时甚至是不可靠的, 特别是对于在外推区域有共振的情形。

## 2.2 共振俘获反应

对于通过共振俘获过程发生的核反应, 按照共振宽度的大小, 又可以分为窄共振和宽共振两种情况。一方面, 对于单个窄共振能级的情况, 核反应截面可以由著名的 Breit—Wigner 方程来计算<sup>[4]</sup>:

$$\sigma(E)^{\text{Narrow}} = \pi\lambda^2 \frac{2J_R + 1}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)} \times (1 + \delta_{12}) \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (5)$$

其中  $E_R$  和  $J_R$  分别表示共振能级的能量和自旋,  $J_1$  和  $J_2$  表示弹核和靶核的自旋。  $\lambda$  表示入射粒子的德布罗意波长。对于弹核和靶核相同的情形,  $\delta_{12} = 1$ 。  $\Gamma_a$  和  $\Gamma_b$  分别表示特定反应中入射道和出射道的分波宽度, 总宽度  $\Gamma$  等于所有开放衰变道的分波宽度之和, 即  $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \dots$ 。把(5)式代入(1)式, 可以得到单个窄能级的共振反应率, 通常用下面的方程来描述:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_R = N_A \left( \frac{2\pi}{\mu k T} \right)^{3/2} \hbar^2 \omega \gamma \exp\left(-\frac{E_R}{kT}\right) \cong 1.539 \times 10^{11} \left( \frac{1}{\mu T_9} \right)^{3/2} \omega \gamma \exp\left(-\frac{11.605 E_R}{T_9}\right), \quad (6)$$

其中共振强度  $\omega\gamma$  的单位是 eV, 共振能量  $E_R$  的单位是 MeV, 反应率的常用单位是  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mol}^{-1}$ 。在这里, 共振强度的定义是:

$$\omega\gamma = \frac{2J_R + 1}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)} (1 + \delta_{12}) \times \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma},$$

因此, 为了计算共振反应率, 需要掌握共振能级的特性, 比如共振能量  $E_R$  和共振强度  $\omega\gamma$  (能级的自旋宇称  $J^\pi$ , 总宽度  $\Gamma$ )。对于多个窄共振能级同时存在的情形, 总的共振反应率是单个能级共振反应率之和。能级之间有干涉时需要考虑干涉项的贡献。另一方面, 对于宽共振能级的情况<sup>[4, 14]</sup>, 核反应截面可以由下面的方程来描述:

$$\sigma(E)^{\text{Broad}} = \sigma(E_R)^{\text{Narrow}} \times \frac{E_R}{E} \times \frac{\Gamma_a(E)}{\Gamma_a(E_R)} \times \frac{\Gamma_b(E)}{\Gamma_b(E_R)} \times \frac{(\Gamma_R/2)^2}{(E - E_R)^2 + [\Gamma(E)/2]^2}. \quad (7)$$

其中共振处的截面  $\sigma(E_R)^{\text{Narrow}} = 4\pi\lambda_R^2 \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma^2}$

(其中统计因子  $\omega = \frac{2J_R + 1}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)} (1 + \delta_{12})$ ),

共振处的总宽度为  $\Gamma_R = \Gamma(E = E_R)$ 。把(7)式代入(1)式, 利用数值积分的方法就可以计算出宽共振能级的共振反应率。带电粒子和  $\gamma$  射线的分波宽度  $\Gamma$  随能量的函数关系可参阅文献[4, 14]。

一个核反应的总反应率是非共振反应率和共振反应率之和。对于它们之间存在干涉的情形, 还要计入干涉项的贡献。对于轻核参与的核反应系统(质量数  $A < 30$ ), 由于轻核的能级密度比较低, 截面依赖于几个或多个独立能级的共振特性; 对于重核参与的核反应系统( $A > 30$ ), 由于重核的能级密度比较高, 反应截面具有一定的统计意义, 通常用统计模型来计算反应截面。但是, 模型计算与实验结果往往差异较大, 因此有必要在实验上对一些关键核反应截面进行直接测量。综上所述, 核反应截面测量和原子核能级结构特性研究是确定核天体物理反应率的关键。

### 3 核物理输入量

天体核过程可粗略地分为原初核合成和恒星平稳演化阶段的核燃烧, 爆发性天体事件中的剧烈核燃烧两类。前者发生在相对低温的物理环境中, 反应率低, 持续过程很长, 主要涉及较轻核素的热核反应, 对恒星寿命起决定作用。后者发生在高温物理环境中, 反应率高, 持续时间短, 涉及热核反应、光致裂解分裂反应和 $\beta$ 衰变等, 是爆发性天体现象的能量来源和产生从铁到铀重元素的最重要途径。在爆发性天体事件中, 核反应路径逐渐进入远离稳定线核区, 参与反应的大多数核素的基态质量和寿命及相关核反应率是未知的, 或现有实验数据较差。这导致了无法获得可靠的天体网络元素丰度计算结果。因此, 在稳定线及其两侧反应路径附近, 大量短寿命核素的质量、寿命、结构、衰变特性以及相关核反应截面(或 $S$ 因子和反应率)等数据是揭示宇宙及天体事件中元素合成及演化、丰度分布以及能量产生等不可或缺的核物理输入量<sup>[3, 9]</sup>。

### 4 实验方法

为了测量核天体物理所需要的物理量, 人们发明了各种各样的实验方法, 大致分为直接方法和间接方法两种<sup>[3, 17]</sup>。本节将简要阐述目前在国际上应用较广的几种实验方法, 并讨论基于国内研究装置进行相关实验研究的可行性。

#### 4.1 直接方法

##### 4.1.1 俘获反应直接测量

在爆发性天体事件 $rp$ 过程中, 一些关键的 $(p, \gamma)$ 和 $(\alpha, \gamma)$ 核反应扮演着非常重要的角色, 精确测量这些核反应的截面

或反应率显得非常重要。因为在接近零度角区域, 探测器对重反冲核的探测效率非常高, 因此, 人们通常运用逆反应动力学来进行研究。例如, 利用稳定或放射性束轰击氢或氦靶, 在靶区测量 $\gamma$ 射线, 在反冲分离器后端探测重反冲核。通过二者的符合测定复合核特定能级的共振强度 $\omega\gamma$ , 或者测定一定能量区域的反应截面, 从而可以计算出反应率。例如, 在加拿大 TRIUMF 实验室 DRAGON 装置上完成的 $^{21}\text{Na}(p, \gamma)^{22}\text{Mg}^{[18]}$ 和 $^{40}\text{Ca}(\alpha, \gamma)^{44}\text{Ti}^{[19]}$ 实验, 以及在美国 ORNL 实验室 HRIBF 反冲分离器上完成的 $^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}^{[20]}$ 实验等。在这类实验中, 反冲分离器需要有非常高的抑制因子, 大约在 $10^{10}$ — $10^{15}$ 量级; 同时, 所需放射性束流的流强非常高, 大约每秒钟 $10^7$ 个粒子或者更强。现阶段要达到这样高的次级束强度和分离抑制因子对于世界上许多实验室都是非常困难的。中国科学院近代物理研究所“十二五”HIAF 大科学装置和中国原子能科学研究院 BRIF 装置将提供理想的实验条件, 使我们有能力在直接测量方面完成具有挑战性的工作。

##### 4.1.2 转移反应直接测量

在爆发性天体事件 $\alpha p$ 及 $rp$ 过程中, 有一些关键的 $(p, \alpha)$ 和 $(\alpha, p)$ 转移反应, 其反应截面数据尚未得到很好的测定。对于这类反应, 通过轻反冲粒子与重剩余核的符合可以直接测定反应截面。为了覆盖尽可能大的立体角, 常用的是位置灵敏型的硅探测器阵列。由于反应截面比俘获反应的大, 所需放射性束流的强度大约是每秒钟 $10^5$ 个粒子。例如, 美国阿贡实验室 ANL<sup>[21]</sup>和橡树岭实验室 ORNL<sup>[22]</sup>, 比利时的 LLN<sup>[23]</sup>, 以及日本东京大学原子核科学研究中心 CNS<sup>[24]</sup>等研究机构, 都在这方面做了大量的实验工作。目前, 兰州放射性束流线 RIBLL1 经过改造后可

以产生低能放射性束，强度可达每秒钟  $10^5$  个粒子<sup>[25]</sup>，已有能力开展这方面的研究工作。

## 4.2 间接方法

### 4.2.1 共振弹性和非弹性散射

对于一些关键的  $(p, \gamma)$ 、 $(p, \alpha)$ 、 $(\alpha, \gamma)$  以及  $(\alpha, p)$  核天体反应，其共振反应率的计算依赖于复合核非束缚能级的共振参数，也即共振能量、自旋宇称及能级宽度。对于共振能级的宽度  $\Gamma$  不是很窄的情形，可以通过低能放射性束流与质子和  $\alpha$  粒子的共振弹性及非弹性散射方法来测定这些共振参数。根据加速器类型的不同，可以细分为两种：薄靶方法和厚靶方法。下面分别对这两种方法进行描述。

在线同位素分离 ISOL 型加速器产生的放射性束流可以方便地进行能量调节，通常采用薄靶方法。利用品质较好的次级束轰击薄的氢靶(氢气靶或聚乙烯  $\text{CH}_2$  靶)和氦气靶，在后端用位置灵敏型的硅多条探测器阵列来探测反冲粒子( $p$  和  $\alpha$ )。通过多次调节束流能量，可以得到一定能量范围内反冲粒子的激发函数。利用成熟的  $R$  矩阵理论<sup>[26]</sup> 分析这些激发函数，就可以确定共振能级的特性。由于次级束的品质较好(束斑和能散小)，测得的激发函数具有很好的能量分辨，可观测能级的宽度可到  $1 \text{ keV}$  左右。因为需要测量很多个能量点才能覆盖一定的能区范围，因此需要每秒钟  $10^5$ — $10^6$  个粒子的流强。例如基于美国 ORNL 实验室 HRIBF 装置测定的天体  $^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}$  反应率的研究工作<sup>[27]</sup>。

回旋加速器提供的稳定束打靶，可以同时产生很多放射性核素。为了实现对目标核的有效分离，人们建造了各有特色的

飞行分离器或称谱仪(in-flight separator / spectrometer)。利用这种方法产生的放射性束，很难对其能量进行方便、精确的调节，通常采用厚靶方法。束流在厚靶子中逐渐损失能量直至停止，靶子起到了改变束流能量的作用。由于这种方法产生的低能次级束的束斑较大(直径约  $1$ — $3 \text{ cm}$ )，通常用两块位置灵敏型平行板雪崩计数器(PPAC)来探测束流的位置信息，从而外推得到束流打靶的位置和入射角度。结合硅条上质子能量和角度数据，就可以重建质子的激发函数。在数据处理时，要考虑束流及反冲粒子在物质中的能量损失问题<sup>[28]</sup>。厚靶方法的优点在于所需流强相对较低，大约每秒钟  $10^4$  个粒子；同时，无需调节束流的能量就可以一次性完成对很大范围能区激发函数的测量。受硅多条探测器能量分辨、束流和反冲粒子在靶中的能量弥散、以及次级束能量展宽等因素的影响，该方法的缺点在于可观测能级的宽度在  $10 \text{ keV}$  左右。在低能区，由于卢瑟福散射截面的增大和共振宽度的减小(穿透效应)，应用这种方法将变得很困难。利用东京大学原子核科学研究中心(CNS)的低能放射性束 CRIB 装置<sup>[29, 30]</sup>，人们取得了一系列研究成果。近年来，中国原子能科学研究所和中国科学院近代物理研究所的科研人员也开展了相应的研究工作<sup>[31, 32]</sup>，由于次级束的流强较低，实验结果并不是很理想。兰州 RIBLL1 低能放射性束流强的大幅度提高<sup>[25]</sup>，为今后工作提供了更好的实验条件。

在上述两种方法中，采用反冲粒子与  $\gamma$  射线符合技术，可以确定非束缚能级质子  $p$  或  $\alpha$  的非弹性散射分支比。例如，在瑞士欧洲核子研究中心(CERN)的 ISOLDE 装置上，用  $^{17}\text{F}$  束流轰击厚的  $\text{CH}_2$  靶，通过对非束缚能级衰变质子及  $\gamma$



射线的符合,测定了6.15 MeV能级质子的非弹性散射分支比( $\Gamma_{p1} / \Gamma_{p0} \approx 1$ )。基于新的分支比结果,核反应 $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$ 的反应率比先前的预期要大2倍<sup>[33]</sup>。该反应是新星和X射线暴中突破热CNO循环进入rp过程的一个非常关键的核反应。

#### 4.2.2 非束缚态衰变 $\gamma$ 射线测量

近年来,人们选择熔合蒸发反应来布局原子核的非束缚态,利用能量分辨非常好的高纯锗探测器来测量退激 $\gamma$ 射线的能量和角关联,从而得到能级的精确能量及其可靠的自旋宇称值。如前所述,这些实验数据对于计算天体反应率非常重要。困难在于所布局非束缚态能级衰变 $\gamma$ 射线的强度很弱,并且高纯锗探测器的效率很低。因此,需要构建大型的探测器阵列,造价昂贵。同时,为了降低束流衰变诱发 $\gamma$ 射线本底的影响,需要对衰变 $\gamma$ 射线和目标核进行符合测量。具有良好性能的反冲分离器可以实现对产额很低的目标核进行有效的分离。例如,美国阿贡实验室的Seweryniak等人利用 $^{12}\text{C}$ 束流轰击 $^{12}\text{C}$ 薄靶,通过熔合蒸发反应,布居了 $^{22}\text{Mg}$ <sup>[34]</sup>的激发态。利用 $\gamma$ 球(Gammasphere)高纯锗探测阵列来探测衰变 $\gamma$ 射线,该探测阵列由大约110多个高纯锗探测器构成,对1.2 MeV能量 $\gamma$ 射线的绝对探测效率可以高达10%。利用碎片质量分析器(FMA)来探测重的目标核。测定了 $^{22}\text{Mg}$ 两个关键非束缚态能级精确的能量,并可靠地指定了自旋宇称值。利用该实验方法,人们在该装置上做出了一系列非常漂亮的工作<sup>[34-37]</sup>。目前,中国科学院近代物理研究所的科研人员正在装配一套接近 $\frac{3\pi}{4}$ 立体角的高纯锗探测阵列,其中包括8台高效率的分块型Clover和16台常规型的高纯锗探测器,对1.2MeV能量 $\gamma$ 射线的绝对探测效率可以

达到5.7%<sup>[33]</sup>。该阵列预期在2013年用于实验测量,届时将有能力在兰州RIBLL1上开展这方面的工作。

#### 4.2.3 渐近归一化系数方法

1994年,美国德州农工大学的研究人员首次提出用渐近归一化系数(asymptotic normalization coefficient,简称ANC)方法来导出低能辐射俘获反应截面或者天体物理 $S$ 因子的想法<sup>[38]</sup>。该方法利用扭曲波玻恩近似(DWBA)来分析实验单质子转移反应的角分布,导出剩余核衰变的质子ANC,进而得出质子辐射俘获反应的直接俘获截面或者天体物理 $S$ 因子。该方法在美国德州农工大学(Texas A&M)的实验室得到了非常好的应用<sup>[38, 39]</sup>。中国原子能科学院的科研人员利用稳定束流在Q3D磁谱仪上做了一系列的工作,并取得了较好的科研成果<sup>[40]</sup>。例如,对于发生在太阳内部的关键核反应 $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ ,科研人员利用一个 $^2\text{H}(^7\text{Be}, ^8\text{B})n$ 反应<sup>[40]</sup>成功地测定了 $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ 反应的天体 $S$ 因子。实验结果对于人们理解“太阳中微子之谜”有非常重要的意义。类似地,在兰州放射性束流线RIBLL1上,同样可以开展这方面的研究工作。

#### 4.2.4 特洛伊木马方法

特洛伊木马方法最早是由理论核物理学家G. Baur在1986年提出来的<sup>[41]</sup>。它是通过研究三体反应 $A + a \rightarrow C + c + b$ 的准自由散射以实现测定两体反应 $A + x \rightarrow C + c$ 截面的方法。其中木马 $a$ 包含了 $b$ 和 $x$ 两个粒子, $b$ 是反应中不受影响的旁观者, $x$ 是反应中真正起作用的粒子。通常人们选择 $^2\text{H}(=n+p)$ 和 $^6\text{Li}(=\alpha+d)$ 作为木马,其中 $n$ 和 $\alpha$ 作为旁观者。意大利Spitaleri教授领导的课题组在这一研究领域取得了一系列重要的成果。例如,可以用氘核 $^2\text{H}$ 作为木马,用三体反应 $^2\text{H}(^18\text{O}, \alpha)^{15}\text{N}$ 的准自由散射<sup>[42]</sup>来测定关键核天体

$^{18}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{15}\text{N}$ 反应的截面, 进而确定其天体物理 $S$ 因子。该方法的最大优点在于所测得的 $S$ 因子不需要电子屏蔽效应的修正。近几年, 中国原子能科学研究所的科研人员在这方面取得了一些进展<sup>[43]</sup>。

#### 4.2.5 库仑解离方法

1986年, G. Baur等理论核物理学家提出了用时间反转库仑解离( $\gamma, \text{p}$ )反应来研究( $\text{p}, \gamma$ )俘获反应方法<sup>[44]</sup>之后, 人们在实验方面做了大量工作, 并取得了丰硕的成果<sup>[45]</sup>。例如, 对于重要的天体物理 $^7\text{Be}(\text{p}, \gamma)^8\text{B}$ 反应, 其时间反转反应就是 $^8\text{B}(\gamma, \text{p})^7\text{Be}$ 。实验上用放射性 $^8\text{B}$ 束流轰击 $^{208}\text{Pb}$ 靶, 通过质子和 $^7\text{Be}$ 符合来测量反应截面<sup>[46]</sup>, 其中重核 $^{208}\text{Pb}$ 提供了所谓的“虚光子”。根据细致平衡原理, 反转反应( $\gamma, \text{p}$ )的截面比正反应( $\text{p}, \gamma$ )的要大100—1000倍。因此, 这一方法的巨大优势就是反应截面非常大, 易于测量。这种方法的缺点有: 实验只能测量基态 $\gamma$ 射线的宽度, 很难处理混合多极性 $\gamma$ 跃迁的问题, 重核库仑场“虚光子”流的数目不确定, 以及末态产物会受到靶核强库仑场的影响等。日本理化研究所(RIKEN)、美国密歇根州立大学(MSU)和德国重离子研究所(GSI)的科研人员在这方面做了大量的工作。在实验上, 需要大型固体探测器阵列, 国内目前尚不具备相应的条件。

#### 4.2.6 精确质量测量方法

精确的原子核质量数据是核天体网络模型中一个非常重要的输入量<sup>[9, 47]</sup>。经过近一个世纪的努力, 人们已比较精确地测量了稳定核及靠近稳定线核素的质量<sup>[48]</sup>。但是, 在远离稳定线核区, 特别是在极丰中子核区, 由于产生机制和原子核短寿命等因素的限制, 精确的原子核质量测量依然是对实验工作的挑战。近几年来, 人们利用重离子储存环对大批不稳定核素进行了高精度的质量测量。例如, 德国GSI研

究所已利用储存环技术系统地测量了中、重质量区原子核的质量<sup>[49]</sup>。兰州重离子加速器冷却储存环自2008年建成以来, 已经完成了对6个原子核质量的首次测量, 并提高了6个核已有数据的精度<sup>[50]</sup>。首次测得 $^{65}\text{As}$ 的质子分离能为 $-90(85)\text{keV}$ <sup>[50]</sup>, 精度达到了 $10^{-6}$ , 证实 $^{65}\text{As}$ 是一个质子非束缚核。利用实验测量的 $^{65}\text{As}$ 高精度质子分离能数据输入到X射线暴模型中进行计算, 发现X射线暴中主要的核反应流将通过质子俘获跨越 $^{64}\text{Ge}$ , 与理论预言相反,  $^{64}\text{Ge}$ 并不是重要的“等待点”核, 并且显著地延迟了X射线暴的进程。另外, 通过中高能弹核的碎裂反应产生远离稳定线的核素, 利用Schottky质量谱仪方法, 可以系统地、更为精确地测量质子滴线附近核和丰中子核的质量。目前, 兰州Schottky质量谱仪已经建成, 预期2013年可以应用于实验研究。

## 5 总结和展望

本文概括地介绍了核天体物理实验研究的意义、现状、基本概念、核物理输入量以及主要研究方法, 并且具体分析了基于国内大科学装置可以开展的实验研究工作。目前, 国际上正在升级或新建若干大型重离子研究装置, 短寿命原子核质量、寿命的精确测量以及关键核天体物理核反应截面(或 $S$ 因子)的直接测量是这些装置的主要科学目标之一。因此, 在相当长的时间内, 核天体物理实验研究将是国际核物理领域的最重要前沿研究方向之一。

在爆发性天体事件中, 核反应发生在极高温、极高密度的天体环境下, 反应路径远离稳定线, 必须借助先进的重离子加速器装置才能测量一些关键的核反应截面和研究原子核能级结构。在基于存储环

的实验中,被储存的离子可以循环多次打靶,并且在高真空条件下实现高精度、低本底测量技术。国家“十二五”大科学装置HIAF建成后,将是世界上最先进的重离子科学综合研究装置之一,为核天体物理基础研究创造国际领先水平的条件。依托HIAF,通过中高能弹核碎裂反应产生远离稳定线原子核,以利用储存环技术精确系统测量原子核质量,特别是以那些位于天体核合成路径上关键核素质量为重点,并基于熔合蒸发反应、转移反应、敲出反应、库仑离解、弹性散射和非弹性散射,通过 $\gamma$ 射线、带电离子和中子的关联测量,系统地获取弱束缚原子核结构和它们参与的核反应数据。通过天体网络计算,模拟重元素合成的过程、时间标度、物理环境和天体场所,探索宇宙中从铁到铀重元素的形成等重大科学问题。

在恒星平稳核燃烧过程中,核反应发生在相对低温、低密度的天体环境中。天体物理感兴趣的Gamow能量(约几十到几百keV)远远低于库仑位垒,热核反应截面极小(pico—femto靶恩(即 $10^{-36}$ — $10^{-39}$  cm<sup>2</sup>),甚至更低),由于宇宙射线和环境本底的影响,在通常的实验室

条件下难以进行直接测量。利用较高能区的实验数据外推得到的低能区截面数据往往也很不可靠。为了更有效地降低宇宙射线和环境本底的影响,人们把实验室搬到了深部地下。近二十年来,在低能核天体反应截面直接测量方面,位于1400 m岩石下方的意大利Gran Sasso核天体物理实验室(LUNA)取得了一系列重要的研究成果;美国和英国等欧美国家也正在或者准备建造此类深地实验室,力争处于该研究领域的领导者地位。在中国,正在酝酿的国家深地实验室将充分利用四川锦屏山水电站工程建设中形成的埋深2500 m(世界最深)和长16 km的隧洞,建设由多个实验与观测系统组成的多学科融合交叉的科学与工程实验室。借助极低本底噪声的深地实验室环境,人们可以研究天体物理慢中子俘获过程中与中子流来源相关的核反应;研究主序恒星氢燃烧过程涉及的太阳中微子问题和大质量恒星演化的一些关键核反应;研究发生在恒星氢燃烧阶段涉及的中子星及黑洞形成的一些关键反应,等等。深地核天体物理实验室的建设将使我国在低能核天体反应研究领域占有一席之地。

## 参考文献

- [1] Peebles P J E *et al.* Nature (London), 1991, 352:769
- [2] Copi C J *et al.* Science, 1995, 267:192
- [3] Smith M S, Rehm K E. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 2001, 51:91
- [4] Rolfs C E, Rodney W S. Cauldrons in the Cosmos. Chicago: Univ. of Chicago Press, 1988
- [5] Adelberger E G *et al.* Rev. Mod. Phys., 1998, 70: 1265
- [6] Adelberger E G *et al.* Rev. Mod. Phys., 2011, 83:195
- [7] Champagne A E, Wiescher M. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 1992, 42:39
- [8] Wiescher M, Schatz H, Champagne A E. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, 1998, 356:2105
- [9] Schatz H *et al.* Phys. Rep., 1998, 294:167
- [10] Arnould M, Goriely S, Takahashi K. Phys. Rep., 2007, 450:97
- [11] Käppeler F *et al.* Rev. Mod. Phys., 2011, 83:157
- [12] Arnould M, Goriely S. Phys. Rep., 2003, 384:1
- [13] Burbidge E M, Burbidge G R, Fowler W A *et al.* Rev. Mod. Phys., 1957, 29:547
- [14] Iliadis C. Nuclear Physics of Stars. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2007

- [15] Rauscher T *et al.* Phys. Rev. C, 1997, 56:1613
- [16] Rauscher T. Phys. Rev. C, 2010, 81:045807
- [17] Kubono S. Nucl. Phys. A, 2001, 693:221
- [18] Bishop S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 90:162501
- [19] Vockenhuber C *et al.* Phys. Rev. C, 2007, 76:035801
- [20] Chipps K A *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102:152502
- [21] Harss B *et al.* Phys. Rev. Lett., 1999, 82:3964
- [22] Bardayan D W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 89:262501
- [23] Coszach R *et al.* Phys. Lett. B, 1995, 353:184
- [24] Notani M *et al.* Nucl. Phys. A, 2004, 746:113c
- [25] He J J *et al.* Nucl. Instru. Meth. A, 2012, 680:43
- [26] Lane A M, Thomas R G. Rev. Mod. Phys., 1958, 30:257
- [27] Bardayan D W *et al.* Phys. Rev. C, 2000, 62:055804
- [28] Ziegler J F *et al.* The Stopping and Range of Ions in Solids. New York: Pergamon Press, 1985
- [29] Kubono S *et al.* Eur. Phys. J. A, 2002, 13:217
- [30] Yanagisawa Y *et al.* Nucl. Instr. Meth. A, 2005, 539:74
- [31] Wang Y B *et al.* Phys. Rev. C, 2008, 77:044304
- [32] He J J *et al.* Eur. Phys. J. A, 2011, 47:67
- [33] He J J *et al.* Phys. Rev. C, 2009, 80:042801(R)
- [34] Seweryniak D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 94:032501
- [35] Jenkins D G *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 92:031101
- [36] Seweryniak D *et al.* Phys. Lett. B, 2004, 590:170
- [37] Lotay D G *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102:162502
- [38] Xu H M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1994, 73:2027
- [39] Trache L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2001, 87:271102
- [40] Liu W *et al.* Phys. Rev. Lett., 1996, 77:611
- [41] Baur G. Phys. Lett. B, 1986, 178:135
- [42] Cognata M L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101:152501
- [43] Wen Q G *et al.* Phys. Rev. C, 2008, 78:035805
- [44] Baur G, Bertulani C A, Rebel H. Nucl. Phys. A, 1986, 458:188
- [45] Bertulani C A, Baur G. Phys. Rep., 1988, 163:299
- [46] Motobayashi T *et al.* Phys. Rev. Lett., 1994, 73:2680
- [47] 周小红, 颜鑫亮, 涂小林等. 物理, 2010, 39:659
- [48] Audi G, Wapstra H A, Thibault C. Nucl. Phys. A, 2003, 729:337
- [49] Franzke B, Geissel H, Muenzenberg G. Mass Spectrom. Rev., 2008, 27:428
- [50] Tu X L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 106:112501



15th anniversary 2013  
中国国际光电博览会十五周年  
1999-2013



**CIOE**  
中国国际光电博览会  
CHINA INTERNATIONAL  
OPTOELECTRONIC  
EXPO

## 第15届 中国国际光电博览会

2013年9月4-7日 深圳会展中心



PRECISION  
OPTICS  
EXPO  
精密光学展  
精 密 光 学 展

同期其他展会:

光通信展 / 激光与红外展 / LED技术及应用展

### 中国国际光电博览会组委会

地址: 广东省深圳市南山区海德三道海岸大厦东座607室

传真: +86 755 8629 0951

电话: 张国印 +86 755 8629 0921

裴 峰 +86 755 8629 0893

汪如春 +86 755 8629 0869

E-Mail: cioe@cioe.cn

了解更多展会信息, 请登陆:

**WWW.CIOE.CN**

