



低丰度缺中子稳定原子核的起源及核反应截面研究进展

程浩^{1,2}, 庞萱², 孙保华^{2*}

1. 中国原子能科学研究院, 北京 102413;

2. 北京航空航天大学物理学院, 北京 102206

* 联系人, E-mail: bhsun@buaa.edu.cn

2024-03-10 收稿, 2024-04-03 修回, 2024-04-07 接受, 2024-04-11 网络版发表

国家自然科学基金(12325506, 11922501)资助

摘要 在质量数70~200范围内存在30多个低丰度、缺中子的稳定原子核(p -核). 这些 p -核的丰度(即它们占宇宙中总原子数的比例)很小, 具体的合成机制尚不清楚, 研究它们的起源是探索宇宙演化中不可或缺的一个重要环节. 当前研究倾向于认为中重 p -核主要通过 γ -过程来合成, 即在较高的恒星等离子体温度下, 在已有种子原子核上发生光致裂解反应、继而衰变等过程而产生. γ -过程涉及上千个低丰度原子核和不稳定原子核, 由于光核反应截面低, 实验数据稀少, 相关的光核反应率主要依赖Hauser-Feshbach统计模型预言, 核物理的不确定度因此成为制约解答 p -核产生机制的难点之一. 本文回顾了研究 p -核的实验方法, 总结了相关的研究进展, 探讨了计划开展的研究工作.

关键词 原子核, 元素起源, 核合成, γ -过程, 反应截面

超铁元素在宇宙中是如何形成的, 是物理学和天文学交叉研究中的重要科学问题^[1~5]. 当前研究表明, 99%的超铁元素可以通过快中子俘获(r)和慢中子俘获(s)过程^[6~9]产生. 剩下的约30个稳定原子核, 分布在⁷⁴Se到¹⁹⁷Hg质量区间, 在核素图上位于 β -稳定线“西”侧的缺中子原子核区, 因此通常被称为 p -核^[10]. 图1展示了Tb-Er元素区间的核素图. 由于右侧稳定原子核的屏蔽, 这些 p -核既无法通过 r -过程路径上的丰中子原子核的 β 衰变而产生, 也无法通过 s -过程而产生.

p -核的丰度与通过 s -过程和 r -过程产生的同位素相比低约10~100倍^[11,12], 如图2所示. 类似于中子俘获过程, 最初人们曾预想通过在稳定种子同位素上捕获质子、发生质子俘获反应(p, γ), 产生富质子原子核的方式来解释 p -核的起源, 相应的核合成机制称为“ p -过程”. 但是, 与中子俘获反应不同, 质子俘获反应需要克服库仑位垒, 而随着原子核越来越重, 库仑位垒也变得越来

越高. 为了进行质子俘获反应, 就需要一种天文场所, 它应具有极高的质子密度和等离子体温度. 然而, 在这种情形下, 光致质子解离反应(γ, p)会比质子俘获反应进行得更快, 因此质子俘获过程无法实质性产生 p -核.

当前对 p -核的起源尚无定论, 它们可能产生于在多种天体场所发生的核合成过程中^[14], 包括 rp -过程^[15]、 vp -过程^[16~18]、 γ -过程^[19,20]、 α -过程^[21]、 pn -过程^[22]以及 v -过程^[23]. γ -过程近些年得到了广泛的关注, 可能发生的场所包括II型超新星(SNII)^[24]以及Ia型超新星(SNIa)^[25]的富氧-/氦层. 然而, 基于SN Ia和SN II的核合成计算, 在很大程度上仍然受到以下不确定性的影响: 天体条件下的核反应速率, 以及超新星模型, 即前身星结构、金属丰度依赖性、超新星爆发动力学和机理等.

本文将首先介绍 γ -过程背后的物理机制、基于HF模型计算核反应率的基本框架, 然后简要总结研究 p -核的实验方法以及相关进展, 一并介绍我们基于国内装

引用格式: 程浩, 庞萱, 孙保华. 低丰度缺中子稳定原子核的起源及核反应截面研究进展. 科学通报, 2024, 69: 3088–3098

Cheng H, Pang X, Sun B H. The origin of low-abundance neutron-deficient stable isotopes and the relevant cross section measurements (in Chinese). Chin Sci Bull, 2024, 69: 3088–3098, doi: 10.1360/TB-2024-0265

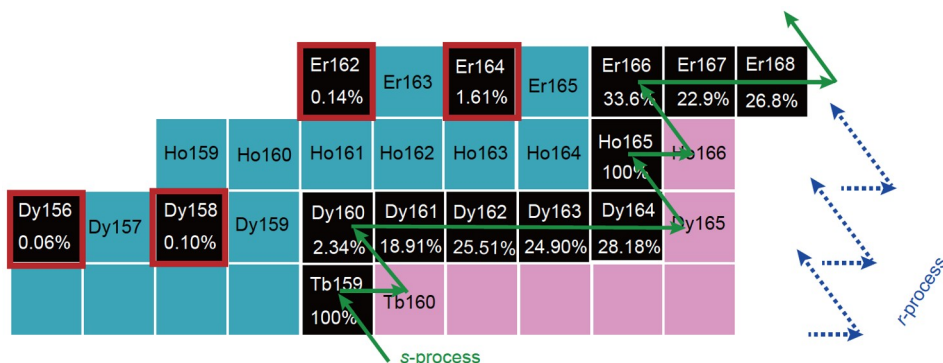


图1 $^{156,157}\text{Dy}$ 和 $^{162,164}\text{Er}$ 等 p -核无法通过 r -过程路径(蓝色点线)上的丰中子原子核由衰变而产生,也不能在 s -过程(绿色实线)中产生

Figure 1 The p -isotopes ($^{156,157}\text{Dy}$ and $^{162,164}\text{Er}$) are shielded from the r -process (blue dashed line) decay chains by stable isotopes and are bypassed in the s -process reaction flow (green solid line)

置开展的实验工作。

1 γ -过程

目前认为 γ -过程是产生 p -核的主要途径之一,产生 p -原子核的路径如图3所示。在恒星温度($T_9=2\sim3$)合适的条件下, s -过程和 r -过程产生的种子核会通过连续的 (γ, n) 反应向着偏离稳定线的富质子区演化,在到达某一原子核时(即分支点), (γ, n) 反应不再占据主导,与 (γ, p) 、 (γ, α) 等反应发生竞争, (γ, p) 反应主要参与较低质量区核素的竞争,而 (γ, α) 反应则对较高质量区更为重要,之后再经过 β^+ 衰变及轨道电子俘获等来产生 p -核。

γ 过程中发生的核反应主要是由MeV能量范围内

的光子引起的。环境温度需要到达约1.5 GK ($1\text{ GK}=10^9\text{ K}$),才能提供足够数量的高能光子;而为了保证 s -/ r -过程产生的种子核不至于被大量的光致裂解反应过度侵蚀,温度也不能过高(一般不超过3.5 GK)。然而,光子强度持续时间也不能过长,否则种子核会完全通过光致过程蜕变为轻同位素,而不会留下中重质量的 p -核。因此, p 原子核的产生要满足以下条件:足够丰度的种子核、足够高的温度和时间尺度足够短的热过程。超新星等爆发事件,温度可以足够高,爆发时间尺度短至秒量级,是 γ 过程的候选场所。

2 光核反应截面

一个典型的 γ -过程计算涉及约上千个原子核,它们参与的 (γ, n) 、 (γ, p) 、 (γ, α) 等不同反应道组成了上万个光解核反应。由于靶核大多数不稳定且反应截面低,导致对其反应率的实验测量具有很大的难度,进展较慢。

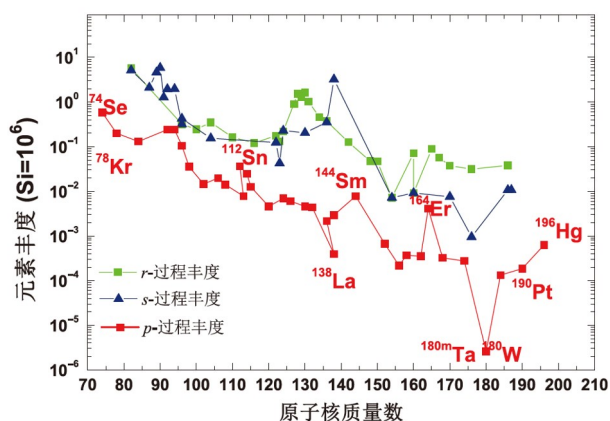


图2 ^{74}Se 到 ^{197}Hg 质量区间内 p -原子核的太阳元素丰度图(归一到 $\text{Si}=10^6$),数据取自文献[13]。注意 p -过程长期以来被用以代表产生 p -核的核合成机制

Figure 2 Solar abundances of p -nuclei in the mass range between ^{74}Se and ^{197}Hg (normalized to $\text{Si}=10^6$). The data are from Ref. [13]. The p -process is commonly employed to represent the nucleosynthetic mechanism for producing p -nuclei

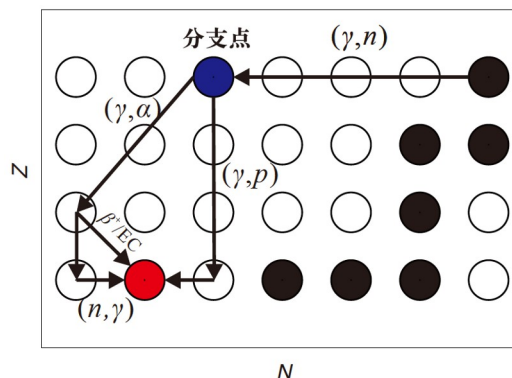


图3 p -原子核合成路径图。基于文献[10]修改

Figure 3 Reaction flow for the synthesis of p -nuclei. Adapted from Ref. [10]

因此多数的核反应不得不借助Hauser-Feshbach(HF)统计模型^[26]来预测. 在这一模型中, 核反应率依赖于对参与原子核的结构、核反应机制相关物理量的可靠计算, 如光学模型势(optical model potential, OMP)、伽马强度函数(gamma strength function, GSF)和能级密度(nuclear level density, NLD)等.

以反应 $A^i(a, b)B^f$ 为例介绍HF模型的主要计算过程. 其中, 靶核 A 的初始能级为 i , 俘获入射粒子 a , 形成复合核, 随后出射粒子 b , 衰变到末态能级为 f 的 B 核, 其质心能量为 E_{Aa} , 约化质量能为 μ_{Aa} . 反应截面表示为

$$\sigma^{i,f}(E_{Aa}) = \frac{\pi \hbar^2 / (2\mu_{Aa} E_{Aa})}{(2J_A^i + 1)(2J_a + 1)} \sum_{J, \Pi} (2J + 1) \times \frac{T_a^i(E, J, \Pi, E_A^i, J_A^i, \Pi_A^i) T_b^f(E, J, \Pi, E_B^f, J_B^f, \Pi_B^f)}{T_{\text{tot}}(E, J, \Pi)}, \quad (1)$$

其中, J 代表自旋, E 是相应的激发能, Π 表示宇称. T_a^i 是形成复合核的穿透系数, T_b^f 为复合核蒸发粒子 b 到末态 f 的剩余核 B 的穿透系数. 总穿透系数 $T_{\text{tot}} = \sum_{f,b} T_b^f$, 描述了跃迁到所有可能的束缚和非束缚态的穿透系数总和. T_b^f 可以写成:

$$T_b^f(E, J, \Pi) = \sum_{f=0}^{f_B} T_b^f(E, J, \Pi, E_B^f, J_B^f, \Pi_B^f) + \int_{E_B^{f_B}}^{E_B^{\max}} \sum_{J_B, \Pi_B} T_b(E, J, \Pi, E_B, J_B, \Pi_B) \rho(E_B, J_B, \Pi_B) dE_B, \quad (2)$$

其中, $E_B^{f_B}$ 是实验已知的最高束缚态 f_B 的能量. $\rho(E_B, J_B, \Pi_B)$ 是能级密度.

根据方程(1)和(2), 计算 (p, γ) 反应截面的重要参数是粒子穿透系数、伽马穿透系数和NLD. 粒子穿透系数由OMP计算, 伽马穿透系数由GSF给出. 目前主要针对稳定核和近稳定线原子核进行实验研究, 其相关实验数据可以对HF模型中的GSF、OMP、NLD等物理输入进行强有力的约束.

3 γ 过程实验研究方法

光核反应和其逆反应数据可以用于研究 γ 过程. 在 γ 过程对应的天体条件下, 所有原子核态均处于热平衡

状态. 此时, 参与核反应的靶核不仅可处于基态, 也可处于激发态. 在大多数天体物理条件下, 光子诱发的反应 $\gamma + B^* \rightarrow A^* + p$ 如图4(a)所示, 基态靶核的跃迁只占所有跃迁的一小部分, 激发态的贡献占主要部分, 产物核 A^* 可以是基态, 也可以是激发态. 在实验室条件下, 靶核绝大多数是处于基态的(也有极少数长寿命的激发态), 这一点与天体条件下具有很大的不同. 对于光核反应(图4(b)), 其靶核 B 只涉及基态, 与天体条件下的靶核 B^* 有一定差异. 而对于质子俘获反应(图4(c)), 靶核 A 处于基态, 产物核 B^* 可以是基态或者激发态, 根据细致原理可推导 $\gamma + B^* \rightarrow A + p$ 反应截面. 因此, 相较于光核反应的实验测量, 其逆反应(中子俘获反应和带电粒子俘获反应)退激过程中覆盖的 γ 跃迁范围更广^[10].

3.1 光核反应测量

针对光核反应截面的测量方法, 主要包括“在束计数测量法”和“离线活化测量法”. 要得到精确的光核反应激发函数, 需要高通量的(准)单能 γ 光束. 20世纪, 美国Livermore^[27,28]、法国Saclay^[29,30]以及德国Giessen^[31]的加速器实验室常用正电子飞行湮灭准单色 γ 源^[32]测量原子核的光核反应截面. 在这种方法中, 使用一束高能电子轰击一个厚的高原子序数转换靶(金、钨、铂、钽靶等)产生正电子束; 然后, 快正电子束撞击到一个薄的、低原子序数的靶(常用铍靶)上, 产生湮灭光子, 并伴随着正电子韧致辐射. 由于电子-正电子对产生和正电子湮灭过程的截面低, 导致其光通量小.

产生 γ 光束的第二种方法是韧致辐射X-射线源. 使用高原子序数的厚靶去阻挡高能电子束, 产生连续能量的韧致辐射来获取 γ 光束, 端点能量等于电子束的能量. 韧致辐射能谱是连续的, 因此无法直接用于研究激发函数. 然而, 利用该方法, 通过叠加具有不同端点能量的几个韧致辐射谱, 可以较好地近似热光子通量的高能部分^[33], 从而直接得到光致裂解反应的反应率. 德国达姆施塔特的S-DALINAC装置^[33~37]、德国德累斯顿-罗森多夫的ELBE设施^[38~40]、俄罗斯杜布纳联合原子核研究所的MT-25电子回旋加速器^[41~44]和乌克兰哈尔科夫物理技术研究所的LUE-40装置^[45,46]已经用这种方法研究了多种光核反应.

目前, 准单能的 γ 光源则可以通过激光康普顿散射(laser Compton scatter, LCS)技术获得. 激光光子与高能电子发生碰撞, 通过康普顿散射产生 γ 射线. 这种方法

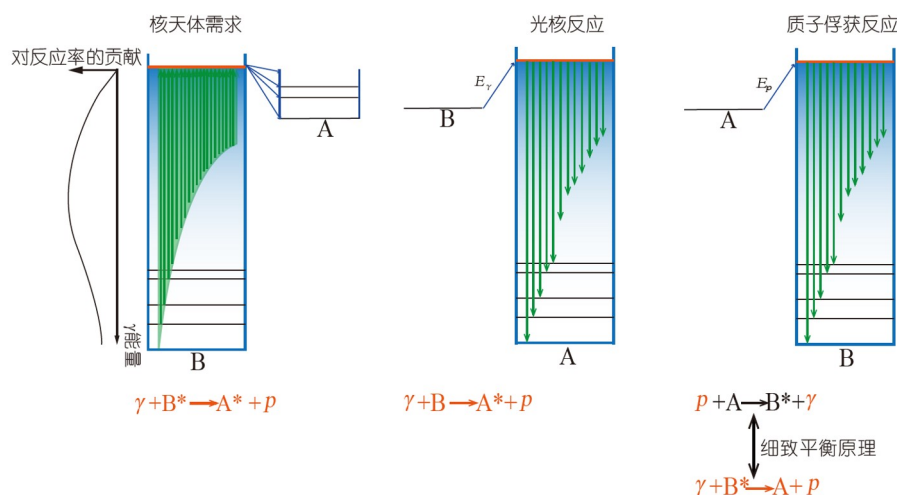


图4 光核反应和质子俘获反应对天体环境下 γ 过程的贡献

Figure 4 Schematic diagram of the contribution of photonuclear and proton capture reactions to the γ process in the astrophysical environments

已在日本筑波国立先进产业科学技术研究所(Advanced Industrial Science and Technology, AIST)^[47~49]、美国杜克大学的高强度 γ 射线源(high intensity γ -ray source, HI γ S)以及我国上海激光电子伽马源(Shanghai laser electron gamma source, SLEGS)^[50,51]等装置上用于光核反应研究。

3.2 带电粒子俘获反应测量

恒星环境与实验室条件下的靶核,在 γ 诱发反应中有很大的不同,可以在实验室条件下通过测量逆反应来研究。事实上,对于具有唯一稳定核素的系统,实验上均已经开展质子俘获截面测量,通过细致平衡原理可以得到对应的光核反应截面。即对于反应 $A(a, b)B$,若正过程的截面为 $\sigma_{a\beta}$,逆过程的截面为 $\sigma_{\beta\alpha}$,那么二者满足细致平衡原理: $\frac{\sigma_{a\beta}}{\sigma_{\beta\alpha}} = \frac{P_b^2(2I_b+1)(2I_B+1)}{P_a^2(2I_a+1)(2I_A+1)}$, 其中, P_a 、 P_b 分别为正过程入射道和出射道的动量, I_a 、 I_A 分别为入射粒子、靶核的自旋, I_b 、 I_B 分别为出射粒子、剩余核的自旋。

与 γ 过程相关的逆反应,主要包括低能带电粒子的俘获反应,如 (p, γ) 和 (α, γ) 。以质子俘获反应研究为例,反应截面的提取主要通过“在束法”^[52~58]和“活化法”^[59~64]。在HF框架下,质子俘获过程分为两部分,如图5所示。靶原子核 X 俘获质子后,布局到复合核 Y 的激发态,激发态 E_{ex} 的能量为 $Q + E_{c.m.}$,其中 Q 为反应能, $E_{c.m.}$ 为反应体系的质心系总动能;最终,复合核通过(级

联)发射 γ 射线退激到反应产物的终态(可以是基态,或者长寿命激发态等亚稳态)。若复合核的终态不稳定,则会继续通过 $\beta^\pm$ 、EC(轨道电子俘获)等衰变到子核 Z 的激发态,并随后发射特征 γ 射线退激或直接衰变到基态。活化法是通过离线测量子核衰变的特征 γ 射线来提取反应截面,在束法则是通过在束测量复合核激发态退激的瞬发 γ 射线来提取反应截面。

活化法产物干净,不受在束过程中复杂本底的影响,适用于高精度、低反应截面的系统。在活化法中使用自然丰度靶材料时,若不同核素反应产生的产物核不重叠,则可以同时研究多种反应,因而适合对同位素链进行系统研究。但活化法只适用于半衰期适中(分钟至月)的产物核。对于半衰期很长或很短的产物核,只能用在束法进行测量。与活化法相比,在束法的主要优点是具有普适性,因为反应产物无须离线测量,可实现的在束测量方式多种多样,而且可以针对所研究的反应进行优化。关于在束法测量,这里针对“分立 γ 测量法”和“量能全吸收测量法”进行介绍。

3.2.1 活化法测量反应截面

活化法测量反应截面主要包括两部分:第一部分为在束辐照,对反应靶进行活化;第二部分则对活化靶的剩余放射性进行离线探测。活化法主要通过探测图5中子核 Z 的特征 γ 射线强度,结合分支比 η_γ 及复合核的半衰期 $T_{1/2}$,来提取反应核的产额,进而得到反应截面。

束流能量 E 下,反应截面为 σ ,在束过程中产物核在 dt 时间内的净产生率为

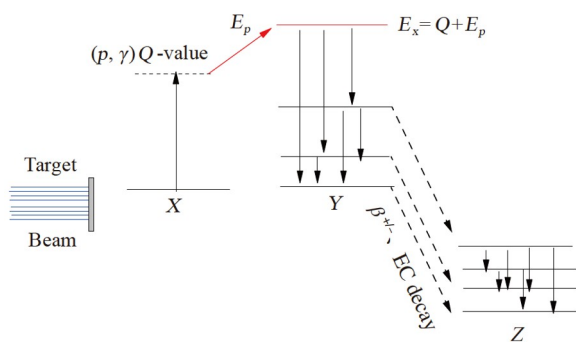


图 5 质子俘获反应示意图
Figure 5 Schematic of the proton capture reaction

$$\frac{dN(t)}{dt_b} = \sigma N_s I(t) - \lambda N(t), \quad (3)$$

其中, $N(t)$ 和 λ 是产生的产物核的数目和衰变常数, N_s 是靶核面密度, $I(t)$ 为 t 时刻的束流强度. 则辐照 t_b 时间后, 产物核的数目为

$$N(t_b) = N_s \sigma e^{-\lambda t_b} \int_0^{t_b} I(t) e^{\lambda t} dt. \quad (4)$$

辐照结束后, 对活化靶进行离线探测, 探测器累积到的特征 γ 射线计数为

$$n_\gamma = N(t_b) e^{-\lambda t_w} (1 - e^{-\lambda t_m}) \varepsilon_\gamma n_\gamma, \quad (5)$$

这里, ε_γ 是探测器对伽马射线的探测效率, t_w 、 t_m 分别是辐照结束和离线测量开始计数之间的等待时间以及测量时间. 最终提取反应截面 $\sigma(E)$ 的公式为

$$\sigma = \frac{n_\gamma}{P e^{-\lambda t_b} e^{-\lambda t_w} (1 - e^{-\lambda t_m}) \varepsilon_\gamma n_\gamma \int_0^{t_b} I(t) e^{\lambda t} dt}. \quad (6)$$

这一方法已在天体物理能区成功测量了 $^{130}\text{Ba}(p, \gamma)^{131}\text{La}$ [61]、 $^{152}\text{Gd}(p, \gamma)^{153}\text{Tb}$ [62] 以及 $^{162}\text{Er}(p, \gamma)^{163}\text{Er}$ [63]、 $^{160}\text{Dy}(p, \gamma)^{161}\text{Er}$ [64] 等反应截面.

3.2.2 分立 γ 测量法

在分立 γ 测量法中, 在不同角度放置高分辨的高纯锗等探测器, 对反应产生的瞬发 γ 射线进行角分布测量来提取反应截面. 以质子俘获反应为例, 产生的复合核在退激时, 瞬发 γ 射线对应的分支比会随着入射质子能量的变化而变化, 因此不能通过分析单一跃迁的强度来确定截面大小. 为了确定反应总截面, 必须要确定产生的复合核的绝对数量 N_c :

$$N_c = \sigma \cdot N_p \cdot N_s, \quad (7)$$

其中, N_p 是入射质子数. 测量所有瞬发 γ 射线相对于复合核基态的角度分布, 以获得不同束流能量下产生的复合核的绝对数量, 是通过测量不同 θ 角度 (相对于束流方向) 的瞬发 γ 跃迁的强度 $Y(\gamma_i)$ 来完成的. 将 $Y(\gamma_i)$ 归一化为相应的人射粒子数和探测器的绝对探测效率 $\varepsilon(E_\gamma)$, 归一化的强度表示为

$$W(\gamma_i, \theta) = \frac{Y(\gamma_i)}{\varepsilon(\gamma_i) \cdot N_p \cdot \tau}, \quad (8)$$

其中, $\tau = \frac{t_{\text{live}}}{t_{\text{real}}}$ 为数据获取的死时间修正因子. 利用勒让德多项式拟合, 得到每条 γ 射线跃迁的角分布:

$$W(\gamma_i, \theta) = A_0^i \left(1 + \sum_k \alpha_k P_k(\cos \theta) \right) (k = 2, 4, \dots), \quad (9)$$

其中, A_0^i 为勒让德展开的比例因子, α_k 为勒让德展开的角分布参数, $P_k(\cos \theta)$ 为勒让德多项式. 获取了所有跃迁到基态的伽马射线的强度, 总的反应截面可表示为

$$\sigma = \frac{N_c}{N_p \cdot N_s} = \frac{\sum_{i=1}^n A_0^i}{N_p \cdot N_s}. \quad (10)$$

这一方法已应用于 $^{74}\text{Ge}(p, \gamma)^{75}\text{As}$ [53,54] 及 $^{120}\text{Te}(p, \gamma)^{121}\text{La}$ [55] 等的截面测量, 分析了 γ -过程相关的光核反应截面.

3.2.3 量能全吸收测量法

分立 γ 测量法对复合核能级图信息等非常敏感, 并需要对瞬发伽马射线进行角分布测量. 辐射俘获反应形成的复合核, 如果激发态较高, 能级密度也会比较高, 则可以布居许多核能级, 这就会导致形成复杂的 γ 跃迁分支情形, 即包含大量初级和次级跃迁. 为了确定总的俘获截面, 原则上应该探测所有存在的 γ 跃迁, 除非存在一个主要跃迁, 即所有退激的级联 γ 都会通过它, 否则将低估反应截面. 此外, 用该方法进行在束实验时, 通常伴随着复杂的 γ 射线本底. 在复杂本底环境下分辨出所需的 γ 射线, 计算其探测效率, 得到反应截面, 有着不小的实际难度.

为了避免上述缺点, LUNA (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics) [65] 实验室发展了“量能全吸收测量” [66], 即对每次核反应产生的复合核, 通过探测退激放出的所有瞬发伽马射线能量之和来提取反应截面. 在这个方法中, 需要利用尽量大立体角的探测器, 覆盖退激的伽马射线, 最理想的情形是 4π 量能探测器系统.

4π 量能求和探测器记录的信号, 可能是复合核退

激发射的初级伽马射线(γ_0 、 γ_1 、 γ_2 等)和次级级联伽马射线(γ_{ij})的全能峰,也可能是这些伽马射线的康普顿散射电子或光子. 离线处理时,按照每次核反应事件,将所有探测器信号进行能量相加,可以重构形成一个所谓的和峰. 这个和峰的能量对应于复合核激发能量 E_{ex} ,即

$$\begin{aligned} E_{\gamma\Sigma} &= E_{\gamma 0} = E_{\gamma 1} + E_{\gamma 10} = E_{\gamma 2} + E_{\gamma 20} \\ &= E_{\gamma 2} + E_{\gamma 21} + E_{\gamma 10} = E_{\text{ex}}. \end{aligned} \quad (11)$$

经过照射时间后,和峰的面积 S_{Σ} 与复合核产额 Y 及反应截面的关系满足:

$$S_{\Sigma} = \varepsilon_{\Sigma} Y I = \varepsilon_{\Sigma} \sigma(E) N_s I, \quad (12)$$

式中, ε_{Σ} 是探测器对和峰的探测效率, I 是总束流积分. 因此,只要实验测得 I 和相应的和峰面积,就可通过式(12)得到反应截面.

这种方法对伽马射线探测效率要求很高,但是对能量分辨率要求不是很高,可采用由大体积闪烁体组成的 4π 阵列. 此外,用在束伽马射线能量求和法测量反应截面,必须小心扣除一些可能的不确定因素,如靶中杂质、靶室环境材料与束流的反应等. 这一方法已应用于 $^{89}\text{Y}(p, \gamma)^{90}\text{Zr}$ ^[67]、 $^{92}\text{Mo}(\alpha, \gamma)^{96}\text{Ru}$ ^[68]、 $^{82}\text{Kr}(p, \gamma)^{83}\text{Rb}$ ^[69]等的截面测量,分析了 γ -过程相关的光核反应截面. 国内多个课题组也在发展相应的探测技术^[70].

3.2.4 逆动力学测量法

对于 (p, γ) 和 (α, γ) 的反应,通过 p 或 α 束轰击稳定或长寿命的靶核进行实验研究,对于不稳定核素具有局限性,需要利用逆动力学方法,即使用重粒子束辐照氢靶或者氦靶. 在正常动力学实验测量下,带电粒子束流强度大,但与靶核附近的物质如束流管道、空气等的相互作用可能会为实验带来较强的本底. 而在逆动力学测量实验中,由于较重核与物质相互作用时其库仑位垒较高,可以减少束流所引起的本底^[71],但是会受限于束流强度. 目前此类测量已使用反冲质量分离器^[71]、存储环^[72,73]和量能求和探测器^[67,74]设施. 反冲质量分离器DRAGON(Detector of Recoils And Gammas Of Nuclear reactions)、NABONA(NAPoli-BOchum-Nuclear Astrophysics)、DRS(Daresbury Recoil Separator)等已用于测量与新星爆炸相关的几个反应截面如 $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ 、 $^{21}\text{Na}(p, \gamma)^{22}\text{Mg}$ 、 $^{26}\text{Al}(p, \gamma)^{27}\text{Si}$ 、 $^{23}\text{Mg}(p, \gamma)^{24}\text{Al}$ 等. 2010年, Zhong等人^[72]利用GSI的存储环ESR(Experimental Storage Ring)设施对 $^{96}\text{Ru}(p, \gamma)^{97}\text{Rh}$ 反应进行了测量. 2014年, Quinn等人^[74]首次利用 γ 求和和技术对逆

动力学开展了测量.

4 研究现状

正如上节所述, γ -过程涉及 (γ, p) 、 (γ, n) 、 (γ, α) 等重要光致裂解反应,在实验上主要通过研究其逆反应,再利用细致平衡原理导出其对应的光致裂解反应的反应截面. (n, γ) 主要集中在稳定核,而 (α, γ) 的研究相对较少^[75-79].

4.1 γ -过程相关的质子俘获研究进展

图6总结了 p -核相关的质子俘获反应实验数据,数据统计截至2023年9月. 实验测量分为活化(蓝色)和在束方法(粉色). 可以看出,目前对于质子俘获测量的数据主要集中在较低的质量区间($Z \leq 50$),较高质量区间仅有 $^{130}\text{Ba}(p, \gamma)^{131}\text{La}$ 、 $^{144}\text{Sm}(p, \gamma)^{145}\text{Eu}$ 、 $^{152}\text{Gd}(p, \gamma)^{153}\text{Tb}$ 、 $^{160}\text{Dy}(p, \gamma)^{161}\text{Ho}$ 和 $^{162}\text{Er}(p, \gamma)^{163}\text{Tm}$ 等少数数据.

4.2 低丰度核素的质子俘获测量

从图6可以看出,对于具有单一稳定核素的系统,均已经开展质子俘获截面研究,并通过细致平衡原理研究了对应的光核反应截面. 对于具有多种天然同位素的情形,因核素种类多、反应产物相互干扰,测量难度非常大,一个常规的办法是采用高纯度同位素靶材(通常高于50%). 然而,对于自然丰度小于1%的同位素,无论是在提纯技术上,还是在经济上,可行性都太低.

针对多核素元素的实验测量难题,我们团队提供了一种可行的实验方案:通过合理选择具有不同同位素丰度的靶材料,利用活化法和高分辨伽马谱仪,有望同时测量多种核素参与的多种反应道的反应截面. 团队首先关注了 $A=160$ 质量区关键 p 核(镱-156、镱-158和镱-160)的实验截面测量^[64],探索 $A \approx 160$ 核区产生因子相对于 ^{16}O 产生因子不足的问题. 镱元素有7个天然同位素, ^{156}Dy 和 ^{158}Dy 的天然丰度很小(0.06%和0.10%),开展质子俘获测量时,相邻同位素的 (p, γ) 和 (p, n) 反应道产物相同,导致无法提取分截面. 具体而言,当束流能量高于1.65 MeV时, $^{161}\text{Dy}(p, n)^{161}\text{Ho}$ 反应道打开,产物与 $^{160}\text{Dy}(p, \gamma)^{161}\text{Ho}$ 相同. $^{162}\text{Dy}(p, n)^{162}\text{Ho}$ 、 $^{163}\text{Dy}(p, n)^{163}\text{Ho}$ 、 $^{164}\text{Dy}(p, n)^{164}\text{Ho}$ 的阈值能量分别为2.94、0.79和1.78 MeV,因此当束流能量大于 (p, n) 反应道的阈值时,相邻同位素的 (p, n) 和 (p, γ) 反应产物相同,所提取的反应截面是两个反应截面的加权.

为提取 $^{160}\text{Dy}(p, \gamma)^{161}\text{Ho}$ 反应截面,选用了两种不同

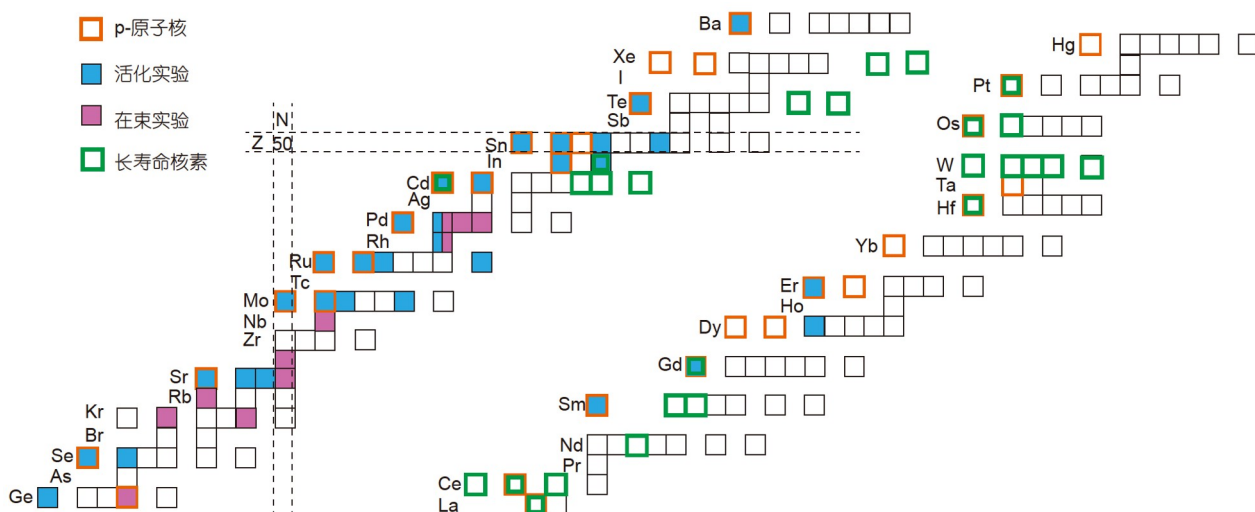


图6 铁以上元素的 (p, γ) 反应截面实验数据(截至2023年9月), 黄色边框代表 p -原子核, 绿色边框为长寿命核素, 蓝色、粉色方框分别代表通过活化法和在束法进行实验研究的同位素

Figure 6 The experimental data for (p, γ) reaction cross-sections of elements beyond iron (as of September 2023). The yellow borders represent p -nuclei. The green borders are long-lived nuclei. The blue and pink boxes denote isotopes studied through activation and in-beam experiments, respectively

丰度的镱同位素靶。我们团队在中国原子能科学研究院 2×1.7 MeV及H1-13的串列加速器装置上完成了实验, 设计了具有法拉第筒功能的真空靶室, 发展了实时亚微安级束流强度的采样方法, 在低本底屏蔽系统中, 通过高精度测量目标产物核的特征伽马射线^[80], 首次提取了3.4~7.0 MeV能量下 $^{160}\text{Dy}(p, \gamma)^{161}\text{Ho}$ 、 $^{161}\text{Dy}(p, n)^{161}\text{Ho}$ 的反应截面^[64]。

图7展示了由式(7)提取的 $^{160}\text{Dy}(p, \gamma)^{161}\text{Ho}$ 和 $^{161}\text{Dy}(p, n)^{161}\text{Ho}$ 的反应截面, 以及NON-SMOKER、EMPIRE以及使用默认参数的TALYS所预言的反应截面。对于 (p, γ) 反应, 这3种计算都能很好地再现3.34 MeV能量下的反应截面, 并且在能量约4 MeV以下时3种计算的结果基本上是一致的, 这是由于中子阈对应于 ^{161}Ho 中子分离能附近的激发态。然而, 在中子阈值以上出现的偏差, 特别是在5~7 MeV能区, NON-SMOKER对 (p, γ) 的反应截面高估了3~6倍。此外, NON-SMOKER预测在5.5 MeV左右有一个转折点, 这似乎与实验数据不同。EMPIRE计算很好地再现了 (p, n) 数据和3.34 MeV (p, γ) 数据, 但在5~7 MeV时低估了实验值约2倍。该实验结果为核反应统计模型提供了强有力的约束, 文献^[64]进一步计算了天体条件下 $^{161}\text{Ho}(\gamma, p)^{160}\text{Dy}$ 光解反应率, 发现其与核合成计算中常用反应率的差异可达1~2个数量级。详细的核合成模拟表明, 此截面测量精度足以用于开展 γ 过程的模拟计算。

5 结语

本文回顾了 γ 过程相关的核反应研究进展。对 p -核合成机制和产生场所的探索和确认, 需要从实验上对多个物理观测量进行综合分析, 并从理论上进行自洽的模型解析。在天体物理相关能区开展质子俘获反应

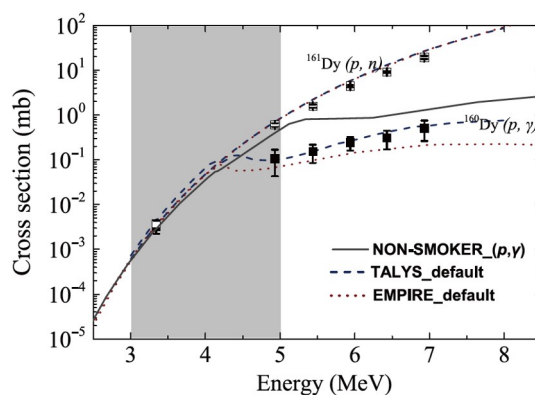


图7 测量的 $^{160}\text{Dy}(p, \gamma)^{161}\text{Ho}$ (实心正方形)和 $^{161}\text{Dy}(p, n)^{161}\text{Ho}$ (空心正方形)的反应截面与NON-SMOKER(实线)、EMPIRE(点线)以及使用默认参数的TALYS(虚线)所预言的反应截面进行比较^[64]。阴影区域代表 (p, γ) 的相关Gamow窗口。 $^{161}\text{Dy}(p, n)^{161}\text{Ho}$ 反应的阈值为1.65 MeV
Figure 7 Measured cross sections of the $^{160}\text{Dy}(p, \gamma)^{161}\text{Ho}$ (solid squares) and $^{161}\text{Dy}(p, n)^{161}\text{Ho}$ (open squares) reactions compared with the predictions by the NON-SMOKER(solid line), EMPIRE(dotted line), and the TALYS(dashed line) codes using their default parameters^[64]. The relevant Gamow window for (p, γ) is indicated by the shadowed area. The threshold for $^{161}\text{Dy}(p, n)^{161}\text{Ho}$ is 1.65 MeV

等的截面测量, 进而对HF模型进行限制, 是研究 p -核光核反应率的重要方法。

国内已经逐步开展了针对 p -核相关的实验研究, 并取得了较好的进展^[53,64]。针对低能轻带电粒子俘获反应的实验研究, 需要利用中小型加速器装置, 国内主要包括中国原子能科学研究院的 2×1.7 MeV及H1-13串列加速器、四川大学 2×1.5 MeV串列加速器以及中国散列中子源。我国最新建成的上海激光电子伽马源(Shanghai Laser Electron Gamma Source, SLEGS)是国内首台能够产生准单能伽马束的实验装置, 可对稳定核的光核反应截面进行直接测量。这些装置有望在高

精度测量方面作出重要贡献。从探测技术上, 国内也均有探索, 下一步需要充分调动、整合国内的优势探测器资源, 在经典的活化法和束法基础上, 进一步完善量能全吸收测量法以及逆动力学方法。

然而, γ 过程仍涉及大量的不稳定原子核和低丰度稳定原子核($<1\%$), 带电粒子俘获反应截面在伽莫夫窗能区极低($\sim\text{nb}$), 目前很难开展有效测量。作为替代方案, 可以利用邻近质量区已有的高精度实验数据, 对HF理论模型进行强力约束, 依据约束的模型进而短程外推, 得到所需的关键反应截面。这种方案或许可以有效地降低 p -核起源问题中核物理不确定度的影响。

参考文献

- 1 Qian Y Z. A brief introduction to nuclear astrophysics (in Chinese). *Physics*, 2013, 42: 468–483 [钱永忠. 原子核天体物理简介. *物理*, 2013, 42: 468–483]
- 2 He J J, Zhou X H, Zhang Y H. Experimental studies of nuclear astrophysics (in Chinese). *Physics*, 2013, 42: 484–495 [何建军, 周小红, 张玉虎. 核天体物理实验研究. *物理*, 2013, 42: 484–495]
- 3 Li Z, Sun B H, Meng J. Nuclear physics of the astrophysical rapid neutron-capture process (in Chinese). *Physics*, 2013, 42: 505–514 [李竹, 孙保华, 孟杰. 天体环境下快中子俘获过程相关的核物理. *物理*, 2013, 42: 505–514]
- 4 He J J, Guo B, Liu W P, et al. How were the heavy chemical elements beyond iron made in the Universe (in Chinese)? *Chin Sci Bull*, 2018, 63: 2429–2439 [何建军, 郭冰, 柳卫平, 等. 宇宙中铁以上的重核是如何合成的. *科学通报*, 2018, 63: 2429–2439]
- 5 Tang X D, Huang X. The origin of heavy elements in the universe (in Chinese). *High-Techol Commercial*, 2018, (12): 58–58 [唐晓东, 黄旭. 宇宙中重元素的起源. *高科技与产业化*, 2018, (12): 58–58]
- 6 Liu W P, Li Z H, Guo B, et al. Progress of nuclear astrophysics in China (in Chinese). *Bull Natl Nat Sci Found China*, 2018, 32: 125–130 [柳卫平, 李志宏, 郭冰, 等. 我国核天体物理前沿科学问题研究进展. *中国科学基金*, 2018, 32: 125–130]
- 7 Käppeler F. The origin of the heavy elements: The s process. *Prog Particle Nucl Phys*, 1999, 43: 419–483
- 8 Käppeler F, Gallino R, Bisterzo S, et al. The s process: Nuclear physics, stellar models, and observations. *Rev Mod Phys*, 2011, 83: 157–193
- 9 Woosley S E, Wilson J R, Mathews G J, et al. The r -process and neutrino-heated supernova ejecta. *Astrophys J*, 1994, 433: 229–246
- 10 Rauscher T, Dauphas N, Dillmann I, et al. Constraining the astrophysical origin of the p -nuclei through nuclear physics and meteoritic data. *Rep Prog Phys*, 2013, 76: 066201
- 11 Holmes J A, Woosley S E, Fowler W A, et al. Tables of thermonuclear-reaction-rate data for neutron-induced reactions on heavy nuclei. *Atomic Data Nucl Data Tables*, 1976, 18: 305–412
- 12 Berglund M, Wieser M E. Isotopic compositions of the elements 2009 (IUPAC Technical Report). *Pure Appl Chem*, 2011, 83: 397–410
- 13 Lodders K. Solar system abundances and condensation temperatures of the elements. *Astrophys J*, 2003, 591: 1220–1247
- 14 Kusakabe M, Iwamoto N, Nomoto K. Production of the p -process nuclei in the carbon-deflagration model for type Ia supernovae. *Astrophys J*, 2011, 726: 25
- 15 Schatz H, Aprahamian A, Barnard V, et al. End point of the rp process on accreting neutron stars. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 3471–3474
- 16 Rayet M, Arnould M, Hashimoto M, et al. The p -process in type II supernovae. *Astron Astrophys*, 1995, 298: 517–527
- 17 Travaglio C, Rauscher T, Heger A, et al. Role of core-collapse supernovae in explaining solar system abundances of p nuclides. *Astrophys J*, 2018, 854: 18
- 18 Fröhlich C, Martínez-Pinedo G, Liebendörfer M, et al. Neutrino-induced nucleosynthesis of $A>64$ nuclei: The νp process. *Phys Rev Lett*, 2006, 96: 142502
- 19 Dillmann I, Käppeler F, Rauscher T, et al. Are there only 30 p nuclides. *AIP Conf Proc*, 2008, 819: 1
- 20 Rapp W, Gorres J, Wiescher M, et al. Sensitivity of p -process nucleosynthesis to nuclear reaction rates in a $25 M_{\odot}$ supernova model. *Astrophys J*, 2006, 653: 474–489
- 21 Woosley S E, Hoffman R D. The alpha-process and the r -process. *Astrophys J*, 1992, 395: 202–239
- 22 Goriely S, José J, Hernanz M, et al. He-detonation in sub-Chandrasekhar CO white dwarfs: A new insight into energetics and p -process nucleosynthesis. *Astron Astrophys*, 2002, 383: 27–30

- 23 Woosley S E, Hartmann D H, Hoffman R D, et al. The ν -process. *Astrophys J*, 1990, 356: 272–301
- 24 Woosley S E, Howard W M. The p -process in supernovae. *Astrophys J Suppl Ser*, 1978, 36: 285–304
- 25 Travaglio C, Röpke F K, Gallino R, et al. Type Ia supernova as sites of the p -process: Two-dimensional models coupled to nucleosynthesis. *Astrophys J*, 2011, 739: 93
- 26 Hauser W, Feshbach H. The inelastic scattering of neutrons. *Phys Rev*, 1952, 87: 366–373
- 27 Bramblett R L, Caldwell J T, Berman B L, et al. Photoneutron cross sections of ^{141}Pr and ^{127}I from threshold to 33 MeV. *Phys Rev*, 1966, 148: 1198–1205
- 28 Fultz S C, Bramblett R L, Caldwell J T, et al. Photoneutron cross sections for ^{51}V and ^{59}Co . *Phys Rev*, 1962, 128: 2345–2351
- 29 Carlos P, Beil H, Bergère R, et al. A study of the photoneutron contribution to the giant dipole resonance of nuclei in the $64 \leq A \leq 86$ mass region. *Nucl Phys A*, 1976, 258: 365–387
- 30 Bergère R, Beil H, Veyssière A. Photoneutron cross sections of La, Tb, Ho and Ta. *Nucl Phys A*, 1968, 121: 463–480
- 31 Kneissl U, Koop E A, Kuhl G, et al. The quasimonoenergetic photon facility at the Giessen 65 MeV electron linear accelerator. *Nucl Instruments Methods*, 1975, 127: 1–10
- 32 Berman B L, Fultz S C. Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons. *Rev Mod Phys*, 1975, 47: 713–761
- 33 Mohr P, Vogt K, Babilon M, et al. Experimental simulation of a stellar photon bath by bremsstrahlung: the astrophysical γ -process. *Phys Lett B*, 2000, 488: 127–130
- 34 Vogt K, Mohr P, Babilon M, et al. Measurement of the (γ, n) reaction rates of the nuclides ^{190}Pt , ^{192}Pt , and ^{198}Pt in the astrophysical γ process. *Phys Rev C*, 2001, 63: 055802
- 35 Son nabend K, Vogt K, Galaviz D, et al. Systematic study of (γ, n) reaction rates for $Z \geq 78$ isotopes. *Phys Rev C*, 2004, 70: 035802
- 36 Hasper J, Müller S, Savran D, et al. Investigation of photoneutron reactions close to and above the neutron emission threshold in the rare earth region. *Phys Rev C*, 2008, 77: 015803
- 37 Hasper J, Galaviz D, Müller S, et al. Investigation of photoneutron reactions on ^{192}Os and $^{191,193}\text{Ir}$ at energies of relevance for the astrophysical p -process. *Phys Rev C*, 2009, 79: 055807
- 38 Nair C, Junghans A R, Erhard M, et al. Photodisintegration studies on p -nuclei: The case of Mo and sm isotopes. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2008, 35: 014036
- 39 Nair C, Erhard M, Junghans A R, et al. Photodisintegration of the p -nuclei ^{92}Mo and ^{144}Sm in the astrophysically relevant energy window. In: 10th Symposium on Nuclei in the Cosmos. 2008, PoS(NIC X)045
- 40 Erhard M, Junghans A R, Nair C, et al. Experimental study of the electric dipole strength in the even Mo nuclei and its deformation dependence. *Phys Rev C*, 2010, 81: 034319
- 41 Rasulova F A, Aksenov N V, Alekseev S I, et al. Photonuclear reactions on stable isotopes of selenium at bremsstrahlung end-point energies of 10–23 MeV. *Chin Phys C*, 2024, 48: 024002
- 42 Zagrebaev V I, Teterev Y G, Mishinsky G V, et al. Production of ^6He by bremsstrahlung of electron beam. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect B-Beam Interact Mater Atoms*, 2014, 336: 74–80
- 43 Maslov O D, Sabel'nikov A V, Dmitriev S N. Preparation of ^{225}Ac by $^{226}\text{Ra}(\gamma, n)$ photonuclear reaction on an electron accelerator, MT-25 microtron. *Radiochemistry*, 2006, 48: 195–197
- 44 Sabel'nikov A V, Maslov O D, Gustova M V, et al. Preparation of ^{237}U by $^{238}\text{U}(\gamma, n)$ photonuclear reaction on an electron accelerator, MT-25 microtron. *Radiochemistry*, 2006, 48: 186–190
- 45 Timchenko I S, Deiev O S, Olejnik S M, et al. Isomeric pair $^{95\text{m,g}}\text{Nb}$ in the photonuclear reactions on ^{95}Nb at the bremsstrahlung end-point energy of 38–93 MeV. *Chin Phys C*, 2023, 47: 124002
- 46 Deiev O S, Timchenko I S, Olejnik S N, et al. Isomeric ratio of the $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{m,g}}\text{Ta}$ reaction products at energy E_{rmax} up to 95 MeV. *Chin Phys C*, 2022, 46: 014001
- 47 Utsunomiya H, Akimune H, Goko S, et al. Cross section measurements of the $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ reaction near neutron threshold and the p -process nucleosynthesis. *Phys Rev C*, 2003, 67: 015807
- 48 Shizuma T, Utsunomiya H, Mohr P, et al. Photodisintegration cross section measurements on ^{186}W , ^{187}Re , and ^{188}Os : Implications for the Re-Os cosmochemistry. *Phys Rev C*, 2005, 72: 025808
- 49 Utsunomiya H, Goriely S, Kondo T, et al. $M1\gamma$ strength for zirconium nuclei in the photoneutron channel. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 162502
- 50 Pang X, Sun B H, Zhu L H, et al. Progress of photonuclear cross sections for medical radioisotope production at the SLEGS energy domain. *Nucl Sci Tech*, 2023, 34: 187
- 51 Wang H W, Fan G T, Liu L X, et al. Development and prospect of Shanghai Laser Compton Scattering Gamma Source (in Chinese). *Nucl Phys Rev*, 2020, 37: 53–63 [王宏伟, 范功涛, 刘龙翔, 等. 上海激光康普顿散射伽马源的发展和展望. 原子核物理评论, 2020, 37: 53–63]
- 52 Adrich P, Amthor A M, Bazin D, et al. In-beam γ -ray spectroscopy and inclusive two-proton knockout cross section measurements at $N \approx 40$. *Phys*

- Rev C, 2008, 77: 054306
- 53 Wu D, Wang N Y, Guo B, et al. New measurement of the $^{74}\text{Ge}(p, \gamma)^{75}\text{As}$ reaction cross sections in the p -process nucleosynthesis. *Phys Lett B*, 2020, 805: 135431
 - 54 Sauerwein A, Endres J, Netterdon L, et al. Investigation of the reaction $^{74}\text{Ge}(p, \gamma)^{75}\text{As}$ using the in-beam method to improve reaction network predictions for p nuclei. *Phys Rev C*, 2012, 86: 035802
 - 55 Galanopoulos S, Demetriou P, Kokkoris M, et al. The $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)^{89}\text{Y}$ reaction at astrophysically relevant energies. *Phys Rev C*, 2003, 67: 015801
 - 56 Harissopulos S, Skreti E, Tsigari P, et al. Cross section measurements of the $^{93}\text{Nb}(p, \gamma)^{94}\text{Mo}$ reaction at $E_p = 1.4\text{--}4.9$ MeV relevant to the nucleosynthetic p process. *Phys Rev C*, 2001, 64: 055804
 - 57 Spyrou A, Lagoyannis A, Demetriou P, et al. Cross section measurements of (p, γ) reactions on Pd isotopes relevant to the p process. *Phys Rev C*, 2008, 77: 065801
 - 58 Dillmann I, Coquard L, Domingo-Pardo C, et al. Cross sections for proton-induced reactions on Pd isotopes at energies relevant for the γ process. *Phys Rev C*, 2011, 84: 015802
 - 59 Güray R T, Özkan N, Yalçın C, et al. Measurements of proton induced reaction cross sections on ^{120}Te for the astrophysical p -process. *Phys Rev C*, 2009, 80: 89–107
 - 60 Gyürky G, Vakulenko M, Fülöp Z, et al. Cross section and reaction rate of $^{92}\text{Mo}(p, \gamma)^{93}\text{Tc}$ determined from thick target yield measurements. *Nucl Phys A*, 2014, 922: 112–125
 - 61 Netterdon L, Endres A, Kiss G G, et al. Cross-section measurement of the $^{92}\text{Mo}(p, \gamma)^{93}\text{Tc}$ reaction for γ -process nucleosynthesis. *Phys Rev C*, 2014, 90: 035806
 - 62 Güray R T, Özkan N, Yalçın C, et al. Measurements of $^{152}\text{Gd}(p, \gamma)^{153}\text{Tb}$ and $^{152}\text{Gd}(p, n)^{152}\text{Tb}$ reaction cross sections for the astrophysical γ process. *Phys Rev C*, 2015, 91: 055809
 - 63 Özkan N, Güray R T, Yalçın C, et al. Proton capture reaction cross section measurements on ^{162}Er as a probe of statistical model calculations. *Phys Rev C*, 2017, 96: 045805
 - 64 Cheng H, Sun B H, Zhu L H, et al. Measurements of $^{160}\text{Dy}(p, \gamma)$ at energies relevant for the astrophysical γ process. *Astrophys J*, 2021, 915: 78–87
 - 65 Casella C, Costantini H, Lemut A, et al. A new setup for the underground study of capture reactions. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A-Accel Spectrom Dect Assoc Equip*, 2002, 489: 160–169
 - 66 Spyrou A, Becker H W, Lagoyannis A, et al. Cross-section measurements of capture reactions relevant to the p process using a $4\pi\gamma$ -summing method. *Phys Rev C*, 2007, 76: 015802
 - 67 Tsigari P, Kokkoris M, Skreti E, et al. Cross section measurements of the $^{89}\text{Y}(p, \gamma)^{90}\text{Zr}$ reaction at energies relevant to p -process nucleosynthesis. *Phys Rev C*, 2004, 70: 015802
 - 68 Harissopulos S, Spyrou A, Lagoyannis A, et al. Systematic measurements of proton- and alpha-capture cross sections relevant to the modelling of the p process. *Nucl Phys A*, 2005, 758: 505–508
 - 69 Tsantiri A, Palmisano-Kyle A, Spyrou A, et al. Cross-section measurement of the $^{82}\text{Kr}(p, \gamma)^{83}\text{Rb}$ reaction in inverse kinematics. *Phys Rev C*, 2023, 107: 035808
 - 70 Bai S W, Yang X F, Wang S J, et al. Commissioning of a high-resolution collinear laser spectroscopy apparatus with a laser ablation ion source. *Nucl Sci Tech*, 2022, 33: 9
 - 71 Ruiz C, Greife U, Hager U. Recoil separators for radiative capture using radioactive ion beams. *Eur Phys J A*, 2014, 50: 99
 - 72 Zhong Q, Aumann T, Bishop S, et al. $^{96}\text{Ru}(p, \gamma)^{97}\text{Rh}$ measurement at the GSI storage ring. *J Phys-Conf Ser*, 2010, 202: 012011
 - 73 Mei B, Aumann T, Bishop S, et al. First measurement of the $^{96}\text{Ru}(p, \gamma)^{97}\text{Rh}$ cross section for the p process with a storage ring. *Phys Rev C*, 2015, 92: 035803
 - 74 Quinn S J, Spyrou A, Simon A, et al. First application of the technique in inverse kinematics. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A-Accel Spectrom Dect Assoc Equip*, 2014, 757: 62–66
 - 75 Glorius J, Sonnabend K, Görres J, et al. Experimental cross sections of $^{165}\text{Ho}(\alpha, n)^{168}\text{Tm}$ and $^{166}\text{Er}(\alpha, n)^{169}\text{Yb}$ for optical potential studies relevant for the astrophysical γ process. *Phys Rev C*, 2014, 89: 42–45
 - 76 Scholz P, Wilsenach H, Becker H W, et al. New measurement of the $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$ reaction rate for the γ process. *Phys Rev C*, 2020, 102: 045811
 - 77 Rauscher T. Solution of the α -potential mystery in the γ process and its impact on the Nd / Sm ratio in meteorites. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 061104
 - 78 Mohr P, Fülöp Z, Gyürky G, et al. Successful prediction of total α -induced reaction cross sections at astrophysically relevant sub-Coulomb energies using a novel approach. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 252701
 - 79 Gyürky G, Kiss G G, Elekes Z, et al. α -induced cross sections of ^{106}Cd for the astrophysical p process. *Phys Rev C*, 2006, 74: 025805
 - 80 He L C, Diao L J, Sun B H, et al. Summing coincidence correction for γ -ray measurements using the HPGe detector with a low background shielding system. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A-Accel Spectrom Dect Assoc Equip*, 2018, 880: 22–27

Summary for “低丰度缺中子稳定原子核的起源及核反应截面研究进展”

The origin of low-abundance neutron-deficient stable isotopes and the relevant cross section measurements

Hao Cheng^{1,2}, Xuan Pang² & Baohua Sun^{2*}¹ China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China;² School of Physics, Beihang University, Beijing 102206, China* Corresponding author, E-mail: bhsun@buaa.edu.cn

The synthesis of the elements beyond iron has been known to be dominated by the rapid neutron capture (r -process) and slow neutron capture (s -process). Nevertheless, approximately 30 stable, neutron-deficient isotopes between ^{74}Se and ^{196}Hg , known as the p -nuclei, cannot be synthesized in that way. This is because they are shielded by the valley of β stability, which cannot be reached by the s -process and r -process flows. The γ process, also often referred to as the p -process, was proposed as one of the most promising candidates for producing the bulk of p -isotopes. The origin of these p -nuclei is explained by the burning of pre-existing more neutron-rich isotopes in stellar environments of high enough temperature ($T_9 \equiv T/(10^9 \text{ K}) = [2, 3]$), where photodisintegrations of such nuclei can occur. Such temperature conditions are fulfilled in the oxygen-/neon-rich layers of Type II supernovae (SNII) or in Type Ia supernovae (SNIa). The γ -process starts with sequences of (γ, n) reactions. Several mass units away from stability, the (γ, n) reactions will compete with (γ, p) and (γ, α) reactions as well as β -decays, leading to deflections in the γ -process path. Nowadays, the contribution of different stellar sources to the observed distribution of p -nuclei in the solar system is still under debate.

The reliable modeling of the γ -process flows typically necessitates the consideration of an extensive network of approximately two thousand nuclei and thousands of reactions. The largest part of the γ -process reaction network lies in the region of neutron-deficient unstable nuclei, most of the reaction rates are not yet accessible by experiments. The scarcity of the relevant information makes it mandatory to rely heavily on rate predictions. Such predictions are exclusively based on the Hauser-Feshbach (HF) statistical model and the various nuclear ingredients required in such a framework. These nuclear ingredients include the optical model potential (OMP), gamma-ray strength function (GSF), and nuclear level density (NLD). It is important to test the reliability of these nuclear physics input in the HF model based on the rare experimental data.

Experimentally, the γ -process nucleosynthesis can be studied by the γ -induced and proton capture reactions. Under the stellar conditions relevant to p -nuclei synthesis, all constituents of the stellar plasma, including nuclei, are in thermal equilibrium. This implies that a fraction of the nuclei will be present in an excited state. Most of the rate measurements involve the target ground state only, so that a correction factor, called the stellar enhancement factor, has to be applied to the laboratory data in order to account for the possible contribution of the target excited states to the stellar capture rates. Owing to the huge effect of the stellar enhancement factor in the case of γ -induced reactions, it is preferable to study the inverse capture reactions on the basis of the reciprocity theorem. There have been various experimental investigations of charged particle capture reactions. These measurements have been performed with charged particle beams impinging onto stable or long-lived targets and the cross-sections determined by activation and in-beam γ -ray detection techniques. While successful, these techniques have been limited to long-lived isotopes whose chemical properties allow for a target, typically isotopically enriched, to be made. To overcome this limitation and expand the experimental scope for capture reaction measurements, reactions can be performed in inverse kinematics with heavy beams impinging on p or α targets.

In this paper, we review the physical mechanisms of the γ -process and the astrophysics of Hauser-Feshbach models. We introduce the experiment methods and the progress in p -nuclei research, including our recent work on the Dy isotopes.

nuclei, origin of elements, nucleosynthesis, γ -process, reaction cross sectiondoi: [10.1360/TB-2024-0265](https://doi.org/10.1360/TB-2024-0265)