

文章编号: 1007-4627(2019)01-0037-06

## ${}^1\text{H}({}^{17}\text{F}, \alpha){}^{14}\text{O}$ 反应截面测量

贾宝路<sup>1,2</sup>, 胡钧<sup>1,†</sup>, 何建军<sup>3,2</sup>, 许世伟<sup>1,2</sup>, H. Yamaguchi<sup>4</sup>, D. Kahl<sup>4</sup>, 马朋<sup>1</sup>, 苏俊<sup>5</sup>, 王宏伟<sup>6</sup>,  
T. Nakao<sup>4</sup>, Y. Wakabayashi<sup>7</sup>, T. Teranishi<sup>8</sup>, K. I. Hahn<sup>9</sup>, J. Y. Moon<sup>10</sup>, H. S. Jung<sup>10</sup>,  
T. Hashimoto<sup>11</sup>, A. A. Chen<sup>12</sup>, D. Irvine<sup>12</sup>, C. S. Lee<sup>10</sup>, S. Kubono<sup>1,7</sup>

(1. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000;

2. 中国科学院大学核科学与技术学院, 北京 100049;

3. 中国科学院国家天文台, 北京 100101;

4. Center for Nuclear Study (CNS), University of Tokyo, Hirosawa 3510198 Japan;

5. 中国原子能科学研究院, 北京 102413;

6. 中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800;

7. RIKEN Nishina Center, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan;

8. Department of Physics, Kyushu University, 6-10-1 Hakozaki, Fukuoka 812-8581, Japan;

9. Department of Science Education, Ewha Womans University, Seoul 120-750, Republic of Korea;

10. Department of Physics, Chung-Ang University, Seoul 156-756, Republic of Korea;

11. RCNP, Osaka University, 10-1 Mihogaoka, Ibaraki, Osaka, 567-0047, Japan;

12. Department of Physics & Astronomy, McMaster University, Hamilton, Ontario L8S 4M1, Canada)

**摘要:**  ${}^{14}\text{O}(\alpha, p){}^{17}\text{F}$  是天体 X 射线暴中重要的突破反应。本工作通过厚靶方法测量其逆反应  ${}^1\text{H}({}^{17}\text{F}, \alpha){}^{14}\text{O}$  的反应截面来研究这一关键反应。本实验工作是在日本东京大学原子核科学研究中心(CNS)的低能次级束流线(CRIB)上完成的, 后续的扣除本底实验是在兰州放射性束流线(RIBLL1)上完成的。CRIB实验是通过 ${}^2\text{H}({}^{16}\text{O}, n){}^{17}\text{F}$ 转移反应产生 ${}^{17}\text{F}$ 次级束, 经过CRIB分离提纯之后, 利用该次级束轰击氢气靶。在氢气靶后布置了三套望远镜探测器系统, 用以探测不同实验角度的反冲 $\alpha$ 粒子, 在数据处理的过程中经过动力学重构后得到了 ${}^1\text{H}({}^{17}\text{F}, \alpha){}^{14}\text{O}$ 反应在质心系能区 $E_{\text{c.m.}}=2.7\sim 3.4$  MeV的反应截面。实验结果在3 MeV以上的高能区与前人的薄靶实验数据是一致的, 在低能区本工作获得了新的实验数据, 倾向于支持干涉相消的理论预言结果。

**关键词:** X射线暴; 厚靶方法; 放射性核束; 反应截面; 激发函数

**中图分类号:** O571.41      **文献标志码:** A      **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.36.01.037

## 1 引言

天体I型X射线暴(X-ray Bursts, 简称XRBs)是一种X射线亮度在10~100 s时间间隔内急剧增大的剧烈天体现象, 其亮度的峰值能达到 $1\times 10^{38}$  erg/s<sup>[1]</sup>。该现象是当前天文观测、核天体物理理论和实验等方向研究的热点。X射线暴被认为是产生丰质子核的重要来源, 其中 ${}^{14}\text{O}(\alpha, p){}^{17}\text{F}$ 是在X射线暴过程中突破热碳氮氧循环(Hot CNO Cycle, 简称HCNO Cycle)进入到快质子俘获过程(rapid-proton capture process, 简称rp-process)的关键反应<sup>[2]</sup>。目前该反应的截面数据

的误差很大, 且不同数据间还存在一定的分歧, 导致该反应的天体物理反应率有着很大的不确定性。 ${}^{14}\text{O}(\alpha, p){}^{17}\text{F}$ 反应率的不确定性将影响我们对天文观测X射线暴亮度曲线的理解。因此, 为了得到最可靠的反应率数据, 需要对 ${}^{14}\text{O}(\alpha, p){}^{17}\text{F}$ 的反应截面进行精确的实验测量。

直接测量 ${}^{14}\text{O}(\alpha, p){}^{17}\text{F}$ 的反应截面在实验上是非常困难的。因为它涉及到放射性束流 ${}^{14}\text{O}$ 和 ${}^4\text{He}$ 气体靶等问题。目前, 只有日本东京大学原子核科学研究中心(CNS)的Notani等<sup>[3-4]</sup>做过直接测量, 但是他们的数据尚存在很大的争议。1999年, Harss等<sup>[5]</sup>在

收稿日期: 2018-08-09; 修改日期: 2018-09-28

基金项目: 国家重点研发计划项目(2016YFA0400503)

作者简介: 贾宝路(1989-), 男, 辽宁盖县人, 博士研究生, 从事核天体物理研究; E-mail: jiabaolu@impcas.ac.cn

† 通信作者: 胡钧, E-mail: hujunbaggio@impcas.ac.cn.

美国阿贡国家实验室首次利用放射性束流  $^{17}\text{F}$  轰击聚乙烯 ( $\text{CH}_2$ ) 靶, 通过改变  $^{17}\text{F}$  束流能量对  $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$  反应的逆反应  $^1\text{H}(^{17}\text{F}, \alpha)^{14}\text{O}$  的截面进行测量。2001 年, Blackmon 等<sup>[6]</sup> 在美国橡树岭国家实验室利用相同的方法对  $^1\text{H}(^{17}\text{F}, \alpha)^{14}\text{O}$  的反应截面进行了再次测量, 其结果与 Harss 等的数据基本吻合。通过细致平衡原理可以把  $^1\text{H}(^{17}\text{F}, \alpha)^{14}\text{O}$  的截面转换为  $^{14}\text{O}(\alpha, p_0)^{17}\text{F}$  的反应截面。由于上述两个实验使用的都是薄靶, 因此所测实验数据点比较少, 数据点之间的能量间隔也比较大, 这就造成反应率的计算结果有很大的不确定性。

近年来放射性核束物理得到了很快的发展。放射性核束使得研究核反应的弹靶组合更加多样化, 同时带来的缺点是次级束流的流强会相对变低。基于放射性

核束这一特点, 人们发展了厚靶逆运动学方法来研究次级束流打靶的两体反应<sup>[7]</sup>。本实验采用逆运动学的厚靶方法, 即使使用较厚的氢气靶使  $^{17}\text{F}$  束流能量能够全部损失到靶内。利用次级靶后方放置的 Si 阵列探测反冲  $\alpha$  粒子, 经过反应运动学和能损修正, 可以一次性得到  $^1\text{H}(^{17}\text{F}, \alpha)^{14}\text{O}$  反应在较大能量范围的激发函数, 从而用来计算该反应的总截面。

## 2 实验概况

本实验是在东京大学 CNS 的低能次级束流线 (CNS Radioactive Ion Beam Separator, 简称 CRIB) 上完成的<sup>[8-9]</sup>。图 1 为 CRIB 实验终端及相关实验参数示意图。

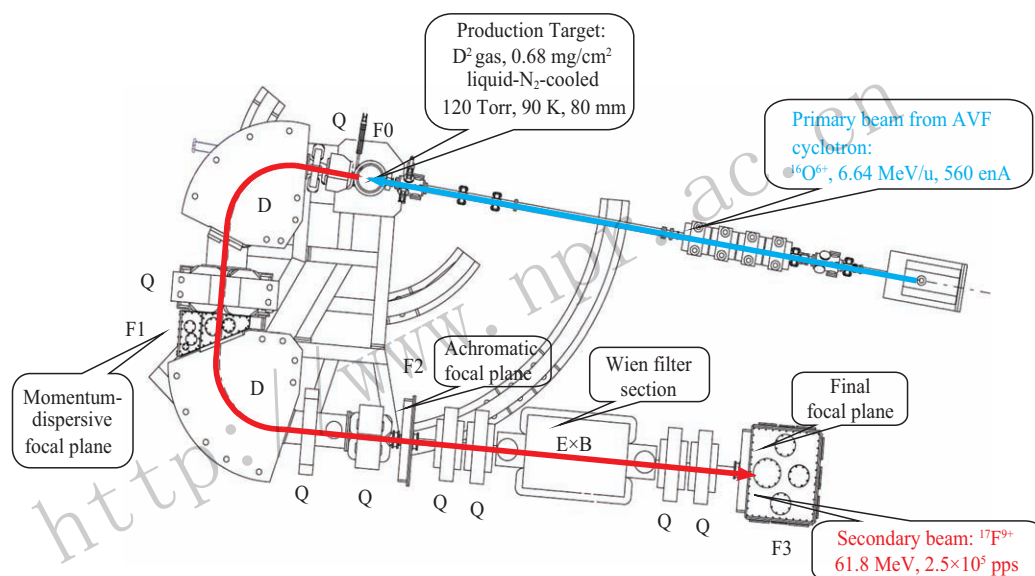


图 1 (在线彩图) CRIB 实验终端及相关实验参数示意图

利用日本理化研究所 (RIKEN) AVF 加速器提供的  $6.6 \text{ MeV/u } ^{16}\text{O}^{8+}$  束流 (流强为  $560 \text{ enA}$ )，在 F0 靶室轰击氘气靶, 通过  $^2\text{H}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{F})\text{n}$  反应产生  $^{17}\text{F}$  束流。氘气封存在  $80 \text{ mm}$  长的小靶室里, 使用  $2.5 \mu\text{m}$  厚的 Havar 膜作为气体靶的入射窗和出射窗。并且通过液氮将气体冷却至  $90 \text{ K}$ , 使得气体靶厚度是常温下的  $3\sim 4$  倍<sup>[10]</sup>。实验所使用的氘气靶在  $120 \text{ Torr}(=1.6\times 10^4\text{Pa})$  的气压下, 厚度为  $0.68 \text{ mg/cm}^2$ 。所产生出来的  $^{17}\text{F}$  束流通过设置 2 个二极磁铁 (D1 和 D2) 的磁场来进行分离。在 F1 焦平面处有一狭缝, 通过调节狭缝的宽度来对束流的动量分散进行限制。在 F2 靶室放置有 1 块 PPAC (平行板雪崩计数器) 和 1 块方硅探测器。通过 TOF-E 方法鉴别出了所需的次级束流  $^{17}\text{F}^{9+}$  (见图 2)。这里的 TOF 是指束流粒子从 F0 到 F2 的飞行时间。F0

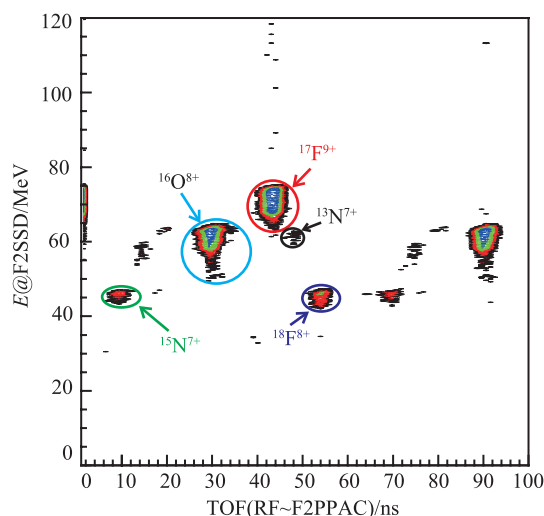


图 2 (在线彩图) F2 焦平面束流粒子鉴别图

的起始时间信号为AVF加速器提供的RF (Radio Frequency) 信号, 终止时间信号由PPAC提供。 $E$ 为方硅探测器测到的束流经过PPAC之后的束流能量。从束流粒子鉴别图中可以看出,  $^{17}\text{F}^{9+}$ 束流可以很轻易地被鉴别开来。这里需要注意, PPAC和方硅只在束流调试及优化期间使用, 在正式实验中, 需将它们撤离。 $^{17}\text{F}^{9+}$ 束流在到达F3靶室之前, 还将通过速度选择器(Wien Filter)作进一步的分离和提纯。经过速度选择器之后的次级束流纯度达到了98%, (见图3)。在探测终端F3焦平面处,  $^{17}\text{F}^{9+}$ 的平均束流强度为 $2.5 \times 10^5$  pps。

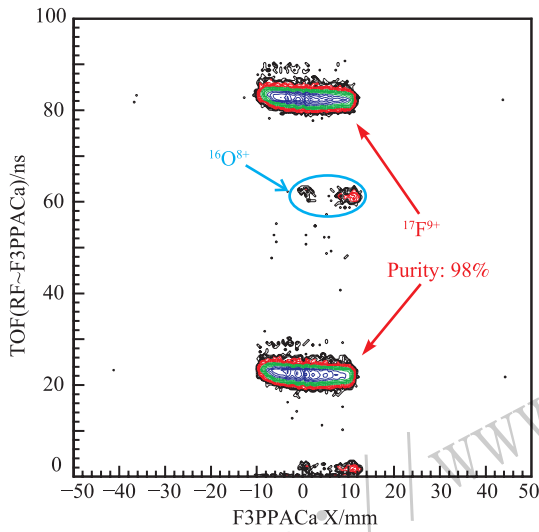


图3 (在线彩图) 次级靶前的束流粒子鉴别图

在探测终端F3靶室里放置有用于散射测量的探测器系统及气体靶系统, 如图4所示<sup>[11]</sup>。其中气体靶前的两块PPAC气体探测器(PPACa和PPACb)可以对束流的方向、角度以及强度进行记录和监测, 从而可以计算出束流打在靶子上的位置和角度的信息<sup>[12]</sup>。PPAC之后的气体靶室半径长300 mm, 采用流气方式充满纯氢气, 气压为600 Torr ( $=7.9 \times 10^4$  Pa)。气体靶的入射窗为2.5  $\mu\text{m}$ 的Havar膜, 出射窗为25  $\mu\text{m}$ 的Mylar膜。束流能够穿透氢气靶, 但却会阻止在25  $\mu\text{m}$ 的Mylar膜里, 从而防止束流打到 $0^\circ$ 角附近的探测器上。在气体靶后有3组硅探测器望远镜, 分别放置在 $\theta_{\text{lab}} \approx 3^\circ$ ,  $10^\circ$ 和 $18^\circ$ 的位置。 $10^\circ$ 和 $18^\circ$ 角的硅探测器望远镜是由1块65  $\mu\text{m}$ 厚W1型双面硅条(16 $\times$ 16条)和一块1500  $\mu\text{m}$ 厚MSX25型方硅组成。 $3^\circ$ 硅探测器望远镜还在最后增加了1块1500  $\mu\text{m}$ 厚MSX25型方硅, 用以反符合(veto)掉束流中的高能质子。相关的探测器布局距离参数见图4。 $\Delta E$ 探测器是位置灵敏探测器, 用以测量粒子的能量、位置和时间信号。 $E$ 探测器仅仅

用来测量粒子剩余的能量。通过 $\Delta E$ - $E$ 二维谱来鉴别反冲出来的轻粒子。图5分别给出了 $\theta_{\text{lab}} \approx 3^\circ$ 和 $10^\circ$ 的硅阵列的 $\Delta E$ - $E$ 反冲轻粒子鉴别谱, 从图中可以看到, 质子和 $\alpha$ 粒子可以很清晰地被鉴别开来。我们在实验开

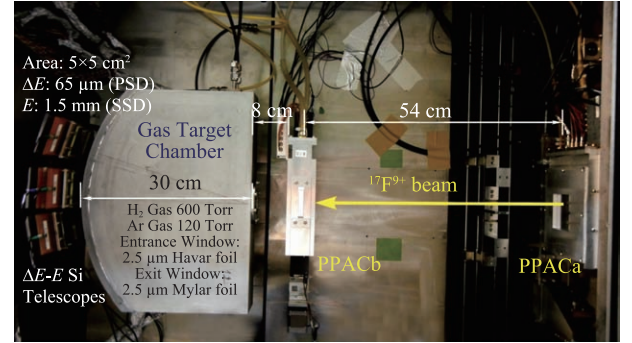


图4 (在线彩图) F3靶室探测终端的次级靶和探测器布局实物图

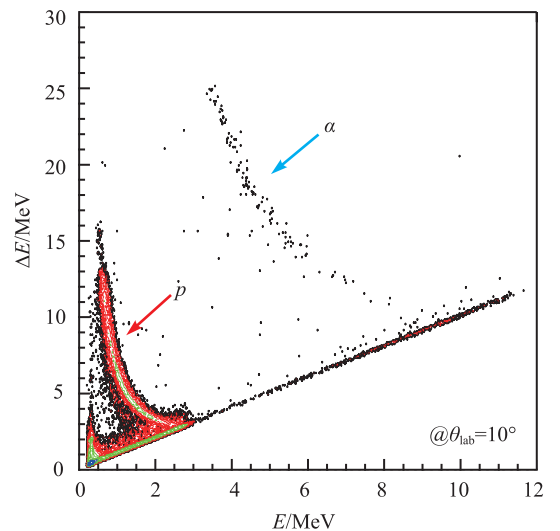
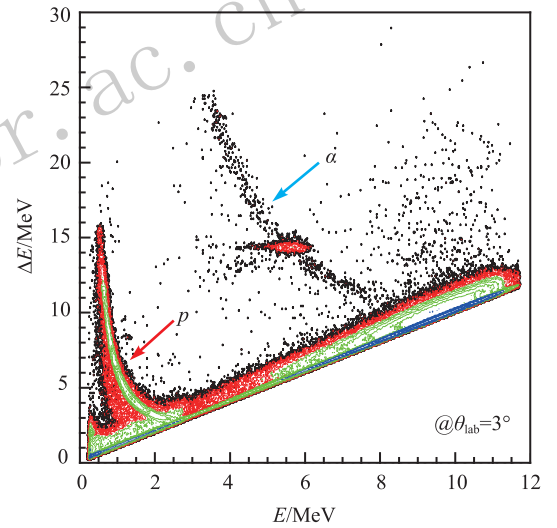


图5 (在线彩图)  $\theta_{\text{lab}} \approx 3^\circ$ 和 $10^\circ$ 的硅阵列的 $\Delta E$ - $E$ 反冲轻粒子鉴别谱

始前利用三组份  $\alpha$  源对硅阵列进行了刻度, 在实验的尾声又利用质子束流对硅探测器进行了再一次刻度。这样做主要是为了确定  $\alpha$  粒子与质子在硅探测器中的不同响应, 从而得到更加精确的能量刻度系数。在  $^{17}\text{F}+p$  实验结束之后, 我们将氢气抽空, 并充入原子序数比较大的 120 Torr ( $=1.6 \times 10^4$  Pa) 的氩气, 再利用  $^{17}\text{F}$  轰击气体靶测量其反应产物, 用以扣除各种膜(气体靶的入射窗以及出射窗)带来的本底干扰<sup>[13]</sup>。

图 6 显示了近零度角望远镜系统得到的  $\alpha$  粒子能谱及其统计误差。

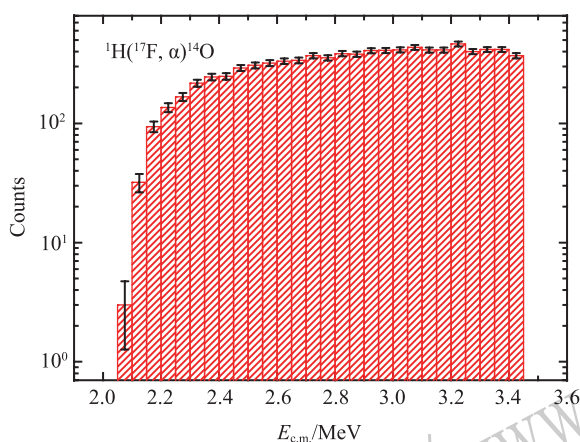


图 6 (在线彩图) 在近零度角望远镜上得到的  $^1\text{H}(^{17}\text{F}, \alpha)^{14}\text{O}$  反应的  $\alpha$  粒子能谱(图中显示的是统计误差)

### 3 数据分析与结果讨论

在实验室系下, 核反应  $^1\text{H}(^{17}\text{F}, \alpha)^{14}\text{O}$  的微分截面表达式为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{lab}}}(E_{\alpha}, \theta_{\text{lab}}) = \frac{N_{\alpha}}{I_0 N_s \Delta\Omega_{\text{lab}}}, \quad (1)$$

其中:  $N_{\alpha}$  是在  $E_{\alpha}$  到  $E_{\alpha} + \Delta E$  能量间隔内探测到的  $\alpha$  粒子数量;  $I_0$  为打到靶上的  $^{17}\text{F}$  粒子总数;  $N_s$  是单位面积单位能量间隔内的靶核数。为了与理论以及之前的结果相比较, 需要把实验室系的微分截面转换成质心系下的微分截面。质心系和实验室系微分截面的关系式为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{lab}}}(E_{\alpha}, \theta_{\text{lab}}) = \frac{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \theta_{\text{c.m.}})^{3/2}}{1 + \gamma \cos \theta_{\text{c.m.}}} \times \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{c.m.}}}(E_{\text{c.m.}}, \theta_{\text{c.m.}}). \quad (2)$$

对于两体反应, 上述  $\gamma$  的表达式是:

$$\gamma = \left( \frac{A_a A_b}{A_A A_B} \times \frac{E_{\text{c.m.}}}{E_{\text{c.m.}} + Q} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

由上述公式, 就可以从探测器收集到的粒子信息导出不同角度的激发函数, 进而用于总截面的计算。

在反应总截面的计算过程中, 我们借鉴了 Hayakawa 等<sup>[14]</sup>的计算方法, 即假设  $^1\text{H}(^{17}\text{F}, \alpha)^{14}\text{O}$  反应截面的角分布是各向同性的。利用三套 Si 阵列给出的微分截面加权平均得到等效微分截面, 然后进行球面积分算出总截面。具体的总截面公式如下:

$$\sigma = \frac{\sum_{i=1}^n \omega_i \sigma_i}{\sum_{i=1}^n \omega_i}, \quad (4)$$

其中  $\sigma_i$  是同一能量点、不同角度下的微分截面,  $\omega_i = 1/\Delta\sigma_i^2$ , 是微分截面方差的倒数, 作为加权项写入公式内。图 7 给出了在  $E_{\text{c.m.}} = 3.375 \sim 3.425$  MeV 能区的等效截面计算结果。

图 7 中 3 个点是我们的硅阵列在不同角度给出的微分截面。红色的直线代表了计算出来的各项同性等效微分截面, 粉色区域是等效截面的上下误差。

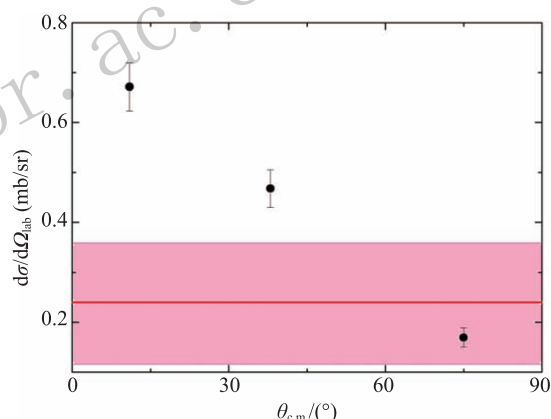


图 7 (在线彩图) 核反应  $^1\text{H}(^{17}\text{F}, \alpha)^{14}\text{O}$  的角分布

其中, 红线代表计算出来的各向同性等效微分截面, 粉色区域是等效截面的误差。

在上述东京大学 CNS 实验设置中, 氢气靶的入射窗即 Havar 膜会贡献  $\alpha$  本底。在实验中我们充入氩气做本底扣除之用, 但是发现用氩气产生的  $\alpha$  粒子比用氢气产生的还要多。说明氩气与  $^{17}\text{F}$  反应产生了大量的  $\alpha$  粒子, 因此无法用于本底扣除。因此, 我们建议以后的实验用原子序数更大的氩气做本底扣除之用。CRIB 实验中所用氢气的纯度非常高, 约为 99.995%, 其中可能的微量杂质不会产生太多的  $\alpha$  本底。由于库仑位垒的作用,  $^{17}\text{F}+p$  的反应截面应该比其他重的核素要大得多。Havar 膜之前的伴随束流而来的  $\alpha$  粒子可以很容易地去除, 因为在数据处理时, 束流信号中我们只挑选了  $^{17}\text{F}$  做符合, 即使有一些偶然过来的  $\alpha$  粒子, 通过望远镜系统也可以去除(即使存在, 它们通常也是比较集中的

一团)。所以本实验的本底主要来源就是气体靶入射窗的 Havar 膜。

为了扣除这部分 Havar 膜贡献的  $\alpha$  本底, 我们利用兰州放射性束流线 (RIBLL1) 进行了一次本底测量实验。该实验利用  $^{16}\text{O}$  作为初级束流, 轰击氖气靶, 通过与 CRIB 实验相同的转移反应产生  $^{17}\text{F}$  束流。本次实验使用的  $^{16}\text{O}$  初级束流的能量 7.5 MeV/u, 强度为 600 enA, 同时使  $^{17}\text{F}$  的能量与 CRIB 实验相匹配。在实验过程中安排了一定的束流时间单独轰击 Havar 膜, 通过与 CRIB 实验数据的束流时间和强度归一, 计算出  $\alpha$  本底贡献的截面, 在原始数据上进行了扣除。具体如图 8 所示, 图中蓝色方块为归一化后的本底数据, 黑色方块是扣除本底之前的原始数据, 红色圆点是扣除本底之后的最终数据。我们发现 Havar 膜贡献的  $\alpha$  本底还是很大的, 导致我们的结果误差比较大。

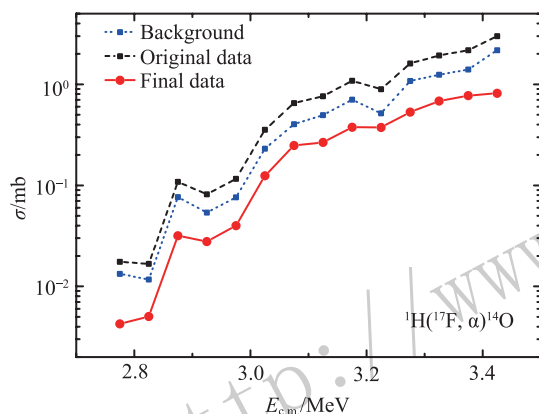


图 8 (在线彩图) 本底与原始数据对比谱(为了方便看数据点位置, 因此没有在图上画出误差棒, 本底测量的误差主要是由统计误差和系统误差构成, 并不构成很大影响)

图中蓝色方块为本底数据, 黑色方块是扣除本底之前的原始数据, 红色圆点是扣除本底之后的最终核反应截面数据。

图 9 显示了我们的实验结果与 Harss 等<sup>[5]</sup>和 Blackmon 等<sup>[6]</sup>利用薄靶实验得到的结果对比。值得注意的是, Hahn 等<sup>[15]</sup>在对  $^{18}\text{Ne}$  的共振态进行研究的时候认为  $E_x=6.15$  MeV ( $J^\pi=1^-$ ) 态会与直接反应过程的  $p$  波 ( $L=1$ ) 产生干涉效应。图中黑色实线是理论计算干涉相消 (Destructive) 情况, 灰线是干涉增强 (Constructive) 曲线。可以看出, 本实验数据倾向于支持干涉相消的结果。同时, 从图中可以看出本计算结果和前人的结果在  $E_{c.m.} > 3.0$  MeV 的能区符合得很好; 在低能区本实验数据与 Blackmon 等的结果有一定差异, Harss 等的工作在  $E_{c.m.} = 2.4 \sim 3$  MeV 的区间缺少实验数据, 而这一范围的数据对于确定干涉效应具有重要意义。Blackmon 等的实验数据点在这个区间也显

得连续性差, 数据点并没有对理论曲线提供支持。综上所述, 本实验的数据在低能区跟前人的实验数据互相验证, 在低能区得到了新的实验数据, 并且倾向于支持干涉相消理论, 为了得到更可靠的数据, 进一步的实验测量是非常必要的。

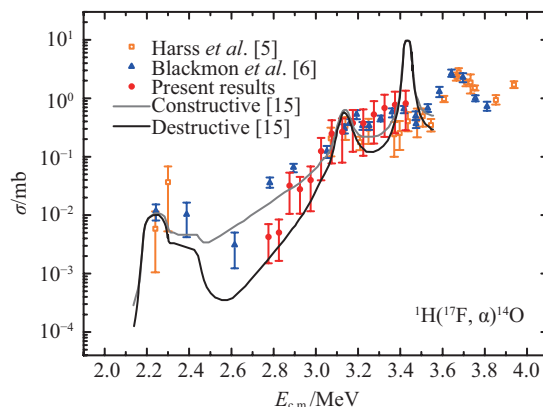


图 9 (在线彩图)  $^1\text{H}(^{17}\text{F}, \alpha)^{14}\text{O}$  总截面对比图

## 4 总结

本实验工作首次利用厚靶技术得到了  $^1\text{H}(^{17}\text{F}, \alpha)^{14}\text{O}$  反应的总截面, 与前人利用薄靶实验得到的实验数据在  $E_{c.m.}=3\sim 3.5$  MeV 范围内基本吻合, 在  $E_{c.m.} < 3$  MeV 的范围内填补了实验数据空白, 倾向于支持干涉相消理论。相对于薄靶技术, 厚靶实验能够在不改变束流能量的情况下, 一次性得到能量范围比较大的激发函数, 节省了束流时间。本实验数据在低能区数据与 Blackmon 等的结果差异仍需要进一步的研究。为了进一步减小实验数据误差, 建议利用氦气对 Havar 膜的本底贡献进行评估, 或者利用无窗气体靶做更细致的测量。目前, 中国科学院近代物理研究所正在发展活性靶投影室技术, 基于该先进技术, 有望实现对关键核天体反应截面的直接测量。根据目前我们的结果, 以及前人的工作, 我们正在数值计算一个新的反应率, 并希望与天体物理理论家合作研究新的反应率对 X 射线暴的影响。

## 参考文献:

- [1] LEWIN W H G, PARADIJS J V, TAAM R E. Space Science Reviews, 1993, **62**: 223.
- [2] CHAMPAGE A E, WIESCHER M. Annu Rev Nucl Part Sci, 1992, **42**: 39.
- [3] NOTANI M, KUBONO S, TERANISHI T, et al. Nucl Phys A, 2004, **746**: 113c.
- [4] NOTANI M, KUBONO S, TERANISHI T, et al. Nucl Phys A, 2004, **718**: 411c.

- [5] HARSS B, JIANG C, REHM K, *et al.* Phys Rev C, 2002, **65**: 035803.
- [6] BLACKMON J, BARDAYAN D, BRADFIELD-SMITH W, *et al.* Nucl Phys A, 2001, **688**: 142c.
- [7] HU Jun, HE Jianjun, XU Shiwei, *et al.* Nucl Phys Rev, 2011, **0428**: 05.  
(胡钧, 何建军, 许世伟, 等. 原子核物理评论, 2011, **0428**: 05.)
- [8] YANAGISAWA Y, KUBONO S, TERANISHI T, *et al.* Nucl Instr and Meth A, 2005, **539**: 74.
- [9] KUBONO S, YANAGISAWA Y, TERANISHI T, *et al.* Eur Phys J A, 2002, **13**: 217.
- [10] YAMAGUCHI H, WAKABAYASHI Y, AMADIO G, *et al.* Nucl Instr and Meth A, 2008, **589**: 150.
- [11] JUNG H, LEE C, KWON Y, *et al.* Phys Rev C, 2012, **85**: 045802.
- [12] KUMAGAI H, OZAWA A, FUKUDA N, *et al.* Nucl Instr and Meth A, 2001, **470**: 562.
- [13] HU Jun, HE Jianjun XU Shiwei, *et al.* Phys Rev C, 2014, **90**: 025803.
- [14] HAYAKAWA S Direct Measurement of the Breakout Reaction  $^{11}\text{C}(\alpha, p)^{14}\text{N}$  in Explosive Hydrogen-Burning Process[D]. Tokyo: University of Tokyo, 2011.
- [15] HAHN K I, GARCIA A, ADELBERGER E G, *et al.* Phys Rev C, 1996, **54**: 4.

## Measurement of $^1\text{H}(^{17}\text{F}, \alpha)^{14}\text{O}$ Reaction Cross Section

JIA Baolu<sup>1,2</sup>, HU Jun<sup>1,†</sup>, HE Jianjun<sup>3,2</sup>, XU Shiwei<sup>1,2</sup>, H. Yamaguchi<sup>4</sup>, D. Kahl<sup>4</sup>, MA Peng<sup>1</sup>, SU Jun<sup>5</sup>,  
WANG Hongwei<sup>6</sup>, T. Nakao<sup>4</sup>, Y. Wakabayashi<sup>7</sup>, T. Teranishi<sup>8</sup>, K. I. Hahn<sup>9</sup>, J. Y. Moon<sup>1</sup>, H. S. Jung<sup>1</sup>,  
T. Hashimoto<sup>11</sup>, A. A. Chen<sup>12</sup>, D. Irvine<sup>12</sup>, C. S. Lee<sup>12</sup>, S. Kubono<sup>1,7</sup>

- ( 1. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000 China;  
2. School of Nuclear Science and Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;  
3. National Astronomical Observatories Beijing 100101 China;  
4. Center for Nuclear Study (CNS), University of Tokyo, Hirosawa 3510198 Japan;  
5. China Institute of Atomic Energy (CIAE), P.O. Box 275(46), Beijing 102413, China;  
6. Shanghai Institute of Applied Physics (SINAP), Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;  
7. RIKEN Nishina Center, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan;  
8. Department of Physics, Kyushu University, 6-10-1 Hakozaki, Fukuoka 812-8581, Japan;  
9. Department of Science Education, Ewha Womans University, Seoul 120-750, Republic of Korea;  
10. Department of Physics, Chung-Ang University, Seoul 156-756, Republic of Korea;  
11. RCNP, Osaka University, 10-1 Mihogaoka, Ibaraki, Osaka, 567-0047, Japan;  
12. Department of Physics & Astronomy, McMaster University, Hamilton, Ontario L8S 4M1, Canada)

**Abstract:** The  $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$  reaction is one of the important breakout reactions in type I X-ray burst. This work reported a new cross section measurement of its reverse reaction of  $^1\text{H}(^{17}\text{F}, \alpha)^{14}\text{O}$ . The experiment was performed using the CNS radioactive ion beam separator (CRIB), located at the Center for Nuclear Study (CNS), the University of Tokyo. The sequent background measurement was carried out at Radioactive Beam Line in Lanzhou (RIBLL1).  $^{17}\text{F}$  beam was produced via the transfer reaction of  $^2\text{H}(^{16}\text{O}, n)^{17}\text{F}$ , subsequently separated and purified by CRIB and bombarded a thick hydrogen  $\text{H}_2$  gas target. The recoiling  $\alpha$  particles were measured by three  $\Delta E-E$  silicon telescopes at three different angles. The total cross sections of  $^1\text{H}(^{17}\text{F}, \alpha)^{14}\text{O}$  have been derived at  $E_{\text{c.m.}}=2.7\sim 3.4$  MeV based on an isotropic angular distribution assumption. Our results are consistent with the previous ones in the energy region of  $E_{\text{c.m.}}>3$  MeV, and we also obtained some new data in the low energy region, which partly support the destructive interference between the direct and resonant reaction mechanism predicted by the theory.

**Key words:** X-ray burst; thick-target method; radioactive beam; reaction cross section; excitation function

Received date: 9 Aug. 2018; Revised date: 28 Sep. 2018

Foundation item: National Key Research and Development Program(2016YFA0400503)

† Corresponding author: HU Jun, E-mail: [hujunbaggio@impcas.ac.cn](mailto:hujunbaggio@impcas.ac.cn).