

文章编号: 1007-4627(2018)04-0450-05

利用 $^{18}\text{O}(^6\text{Li}, d)^{22}\text{Ne}$ 反应研究 ^{22}Ne $E_\alpha = 470$ keV 共振态的性质

苏毅, 曾晟[†], 李云居, 王友宝, 李志宏, 郭冰, 苏俊, 颜胜权, 樊启文, 甘林, 韩治宇,
李鑫悦, 连钢, 刘建成, 马田丽, 谌阳平, 周勇, 柳卫平

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘要: 慢速中子俘获过程(s过程)是合成比铁重元素的重要途径之一。 $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ 反应是大质量 AGB 星中s过程主要的中子源, 其中的 ^{22}Ne 主要通过 $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ 反应链合成。该反应链中关键反应 $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ 在天体物理感兴趣能区的截面非常低, 其天体反应率主要来自于 ^{22}Ne α 分离阈附近低能共振态的贡献, 但目前相关能级的共振参数严重缺失。在HI-13串列加速器的Q3D磁谱仪上, 通过测量 $^{18}\text{O}(^6\text{Li}, d)^{22}\text{Ne}$ 反应的角分布, 利用DWBA分析确定了 ^{22}Ne 分离阈附近共振能级 $E_\alpha = 470$ keV的自旋宇称为 0^+ , 为后续计算 $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ 的天体反应率打下了基础。

关键词: s过程; HI-13串列加速器; 能级参数

中图分类号: O571.53 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.35.04.450

1 引言

渐进巨支星(Asymptotic Giant Branch, AGB)星是中低质量恒星演化末期必经阶段, 作为一个长周期变星, AGB星会周期性发生氦闪, 在这个过程中, 星核中的碳、氮、氧等元素上翻到氦壳间层, 为慢速中子俘获过程(s过程)提供了一个非常合适的场所^[1-3]。在AGB星中发生的s过程通常有两种模式^[4]。一种发生在小质量(2~4倍太阳质量)AGB星的外围氦燃烧壳, 因为温度较低主要的中子源反应是 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 。继发的s过程的核合成路径围绕着稳定线, 由一系列的(n, γ)反应和 β^- 衰变向中重核区推进, 合成 $A=90\sim 209$ 区的较重核素。根据现有的反应率数据, 在这种模式中由 $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ 反应提供的中子源可能只占5%左右^[5]。另一种模式发生在大质量恒星(如8倍以上太阳质量)核心区域氦燃烧过程的末端, 因为氦燃料即将耗尽导致能量产生率下降, 核心因此收缩使得温度上升, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ 反应开始启动并且提供几乎全部的中子, 经s过程合成 $A < 90$ 的核素^[6-7]。s过程是宇宙中比铁重的元素约一半丰度的来源^[8-10]。

$^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ 反应作为大质量AGB星s过程主要的中子源, 其中的 ^{22}Ne 主要通过 $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ 反应链合成^[11-12], 对于该反应链中关键反应 $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$, 反应率主要由近阈共

振态贡献, 其天体反应率

$$\sigma(E) = \pi(\lambda/2\pi)^2 \frac{2J+1}{(2J_1+1)(2J_2+1)} \times \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E-E_R)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (1)$$

其中: λ 是质心系德布罗意波长; J, J_1 和 J_2 分别是复合核共振态、入射粒子、靶核的自旋; E_R 是共振能量; Γ 为总宽度; Γ_a 和 Γ_b 分别为入射道和出射道分宽度。由于 α 分离阈附近库仑位垒穿透因子极小, α 衰变宽度远小于 γ 衰变宽度, ^{22}Ne 低能共振态的贡献主要取决于相应的 α 衰变宽度。迄今为止的研究中, 有三家对 $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ 反应 α 分离阈以上能级进行了直接测量^[3, 5, 13], 其中只有Dababneh等^[5]的测量覆盖了0.47~0.56 MeV的能区, 也就是s过程典型温度 $T_9 < 0.3$ 对应的能区(< 600 keV)。由于直接测量截面低、本底大^[14-15], 测量结果误差极大, 同时 ^{22}Ne α 阈附近的若干能级参数仍然缺失。其中 $E_\alpha = 470$ keV共振态对于天体反应率贡献较大^[5], 然而到目前为止所有工作均不能确定该能级自旋宇称, 所有关于 $E_\alpha = 470$ keV共振态对于天体反应率贡献率的计算都是基于 0^+ 和 1^- 两种可能的假设。本工作利用 $^{18}\text{O}(^6\text{Li}, d)^{22}\text{Ne}$ 转移反应布居 ^{22}Ne α 分离阈附近能级, 通过测量d的角分布并进行DWBA计算从而得到自旋宇称, 为计算 $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ 的天体反应率打下基础。

收稿日期: 2018-09-28; 修改日期: 2018-12-01

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11475265)

作者简介: 苏毅(1994-), 男, 四川人, 在读硕士, 学士, 从事粒子物理与原子核物理研究; E-mail: y-su11@qq.com。

[†]通信作者: 曾晟, E-mail: llzs@ciae.ac.cn。

2 实验设置

实验是在北京 HI-13 串列加速器 Q3D 磁谱仪上完成的, 实验设置如图 1 所示。使用 24 MeV 的 ^6Li 束流轰击以 ^{12}C 为衬底蒸镀的 W^{18}O_3 靶; W^{18}O_3 厚度为 $77 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, 衬底 ^{12}C 厚度为 $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。通过 $^{18}\text{O}(^6\text{Li},\text{d})^{22}\text{Ne}$ 反应布居 $E_x=10.066$ MeV 并测量其角分布。此外, 还用 24 MeV 的 ^6Li 测量 $^6\text{Li}+^{18}\text{O}$ 的弹性散射角分布来提取入射道的光学势。

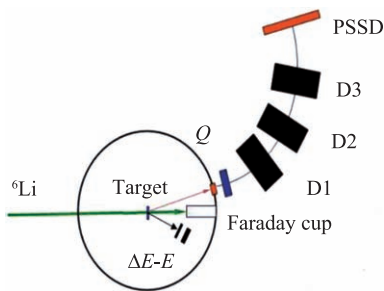


图 1 (在线彩图) 实验设置示意图, 装置位于中国原子能科学研究院 (CIAE) HI-13 串列加速器末端

通过运动学模拟计算出目标态位置以及目标态附近可能存在的干扰反应, 如图 2 所示。从图中可以看到, ^{12}C 和 ^{16}O 都会对测量带来干扰, 目标态和干扰反应的焦平面位置谱见图 3。为了排除干扰反应带来的本底, 我们使用厚度为 $44 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的 ^{12}C 靶和厚度为 $72 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的 W^{16}O_3 靶分别进行本底测量。考察到 W^{16}O_3 靶同样以厚度为 $43 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的 ^{12}C 作为衬底, 测量 $^{16}\text{O}(^6\text{Li},\text{d})^{20}\text{Ne}$ 本底的同时需要先扣除 $^{12}\text{C}(^6\text{Li},\text{d})^{16}\text{O}$ 带来的本底。

在反应靶室里小角度位置放置法拉第筒和 $\Delta E-E$ 探测器用于进行束流统计。在 $\theta_{\text{lab}} \geq 7^\circ$ 时, 法拉第筒和 $\Delta E-E$ 探测器同时记录束流强度, $\theta_{\text{lab}} \leq 7^\circ$ 时, 通过移动平台移开法拉第筒, 用 $\Delta E-E$ 探测器得到相对计数^[16-19]。反应产物经过 Q3D 磁谱仪进行动量分析, 由在焦平面位置放置的双维位置灵敏硅探测器 (Position-sensitive silicon detector, PSSD) 记录下目标粒子的位置和能量信息。实验时以 1° 为步长转动磁谱仪, 得到一定角度内 $^{18}\text{O}(^6\text{Li},\text{d})^{22}\text{Ne}$ 反应布居到 α 分离阈附近目标能级的角分布。双维位置灵敏硅探测器放置在移动平台上, 移动硅探测器可以在一个较大范围内对反应产生的 d 粒子进行鉴别 (图 3), 进而得到 α 分离阈附近多条共振能级的角分布。

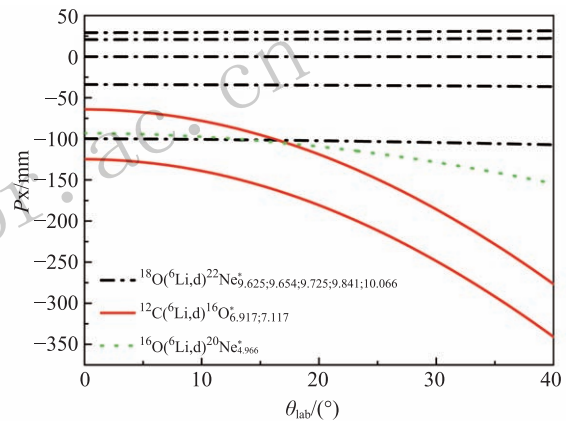


图 2 (在线彩图) $^{18}\text{O}(^6\text{Li},\text{d})^{22}\text{Ne}$ 出射道运动学模拟图, 从上到下依次为同一反应产物由低到高能级

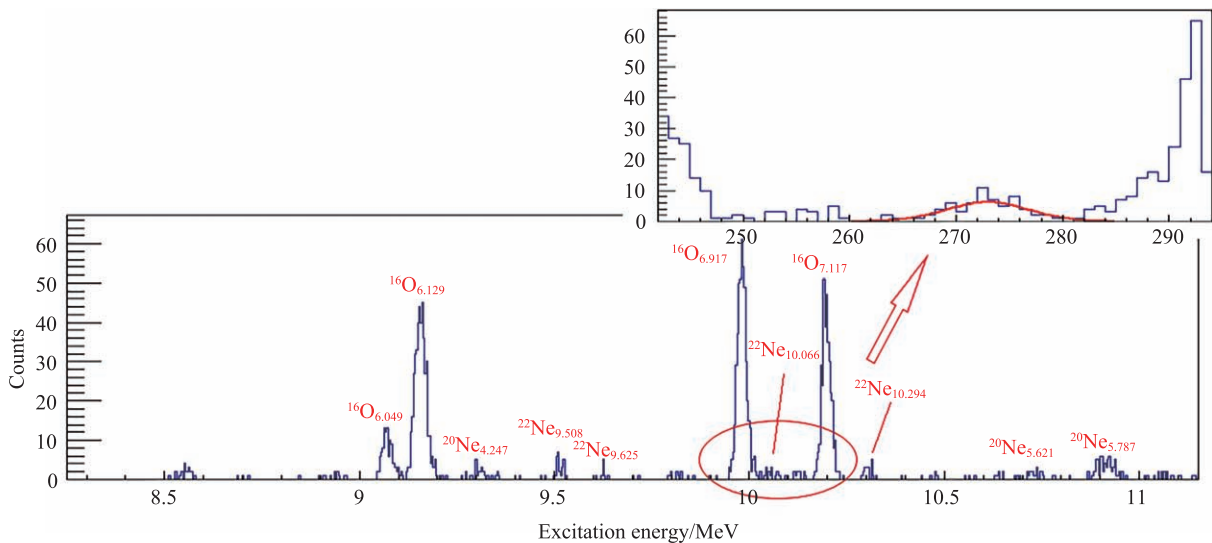


图 3 (在线彩图) $^{18}\text{O}(^6\text{Li},\text{d})^{22}\text{Ne}$ 反应在 $\theta_{\text{lab}} = 9^\circ$ 处出射粒子鉴别谱, 小图是目标态 $E_\alpha = 470$ keV 位置谱

3 实验数据初步分析

利用 FRESKO 程序对实验所得角分布进行有限程扭曲波玻恩近似 (finite-range Distorted wave Born approximation, FRDWBA) 分析^[20]。分析时需要入射道 (${}^6\text{Li}+{}^{18}\text{O}$) 光学势、出射道 ($\text{d}+{}^{22}\text{Ne}$) 光学势、core-core 相互作用势 ($\text{d}+{}^{18}\text{O}$) 以及束缚态 ($\alpha+\text{d}$) 和 ($\alpha+{}^{18}\text{O}$) 光学势。

对于入射道 (${}^6\text{Li}+{}^{18}\text{O}$) 光学势, 以文献^[21]所给光学势为初值, 对本工作得到的弹性散射实验角分布进行拟合 (表 1), 两套光学势计算所得角分布与实验数据对比见图 4。出射道光学势参数采用文献^[21]所给。

束缚态光学势参数对于 α 集团转移的 DWBA 计算结果具有显著影响, 通过固定半径改变弥散和固定弥散改变半径分别进行 DWBA 计算, 半径和弥散对于计算结果的影响见图 5。可见束缚态光学势的半径和弥散对于 DWBA 计算结果具有很大的影响。为了约束束缚态的半径和弥散, 可以利用均方根半径和束缚态波函数的关系, 通过在计算中重现均方根半径得到束缚态光学势参数。

$$\langle r^2 \rangle = \int r^4 [\phi(r)]^2 dr, \quad (2)$$

其中: r 是束缚态中 α 集团的均方根半径 (rms)。对于束缚态 ($\alpha+\text{d}$) 均方根半径可以通过式 (3) 求得,

$$\langle r_{\text{Li}}^2 \rangle = \frac{m_{\text{d}}}{m_{\text{Li}}} \langle r_{\text{d}}^2 \rangle + \frac{m_{\text{He}}}{m_{\text{Li}}} \langle r_{\text{He}}^2 \rangle + \frac{m_{\text{d}} m_{\text{He}}}{m_{\text{Li}}^2} \langle r^2 \rangle \quad (3)$$

其中: d , α 和 ${}^6\text{Li}$ 的均方根半径分别是 1.96 fm^[22], 1.57 fm^[23] 和 2.46 fm^[24]。通过重现均方根半径得到了束缚态光学势半径 r_0 和弥散 a 如表 1 所列。

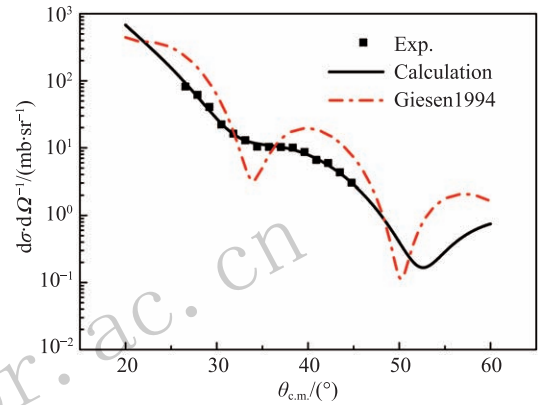


图 4 (在线彩图) ${}^6\text{Li}+{}^{18}\text{O}$ 弹性散射角分布拟合

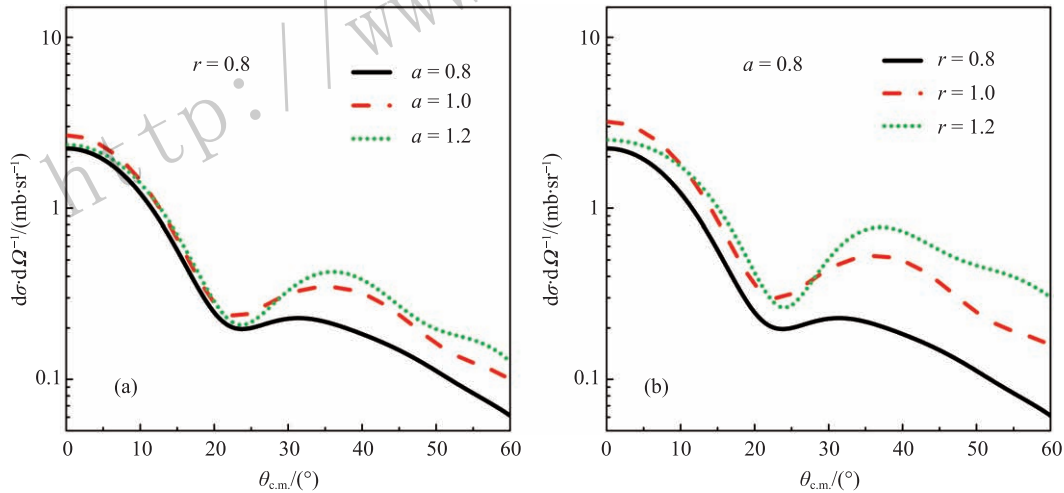


图 5 (在线彩图) 不同束缚态参数对 ${}^{18}\text{O}({}^6\text{Li}, \text{d}){}^{22}\text{Ne}$ 反应角分布的影响 (a) 束缚态光学势相同半径不同弥散计算结果; (b) 束缚态光学势相同弥散不同半径计算结果。

表 1 DWBA 计算中所用光学势参数

| Channel | V_0/MeV | r_0/fm | a_0/fm | W_i/MeV | R_i/fm | a_i/fm |
|---------------------------------|------------------|-----------------|-----------------|------------------|-----------------|-----------------|
| ${}^6\text{Li}+{}^{18}\text{O}$ | 393.21 | 0.673 | 0.696 | 12.25 | 1.196 | 0.9 |
| $\text{d}+{}^{22}\text{Ne}$ | 93.5 | 0.724 | 0.81 | 10.3 | 0.953 | 0.71 |
| $\alpha+\text{d}$ | 75 | 2.4 | 0.4 | — | — | — |
| $\alpha+{}^{18}\text{O}$ | 75 | 1.5 | 1.6 | — | — | — |
| $\text{d}+{}^{18}\text{O}$ | 83.557 | 1.15 | 0.81 | 4.57 | 0.5 | 0.68 |

由于实验上没有束缚态 ($\alpha + ^{18}\text{O}$) 处于 $E_x = 10.066$ MeV 激发态的均方根半径, 该束缚态参数不能通过相同方法得到。通过重现在共振能 $E_\alpha = 470$ keV 位置处的散射态相移, 可以得到如表 1 所列半径 r_0 和弥散 a 。core-core 势采用系统学光学势^[25], 计算发现该项参数的变化对于 DWBA 计算影响不大。

利用所给光学势参数对角分布进行 DWBA 计算。在 $^{18}\text{O}(^6\text{Li}, \text{d})^{22}\text{Ne}$ 转移反应中, α 集团的主量子数 N 和轨道角动量 L 应满足 Talmi-Moshinsky 关系式^[21]:

$$2N + L = \sum_{i=1 \sim 4} (2n_i + l_i), \quad (4)$$

其中: n_i 和 l_i 是转移的每一个核子的谐振子量子数。如果 L 是偶数, 转移的 4 个核子的结构则是 $(sd)^4$, 此时 $2N + L = 8$, 如果 L 是奇数, 转移的四个核子的结构则是 $(sd)^3(fp)$, 此时 $2N + L = 9$ ^[21]。根据以上关系可以得到几种可能的能级参数。实验测量的 $^{18}\text{O}(^6\text{Li}, \text{d})^{22}\text{Ne}$ 反应 $E_\alpha = 470$ keV 共振能级的角分布如图 6 所示, 利用表 1 给出的光学势, 针对可能的自旋宇称进行了 DWBA 理论计算, 结果也展示在图 6 中。可以确定该能级自旋宇称为 0^+ 。

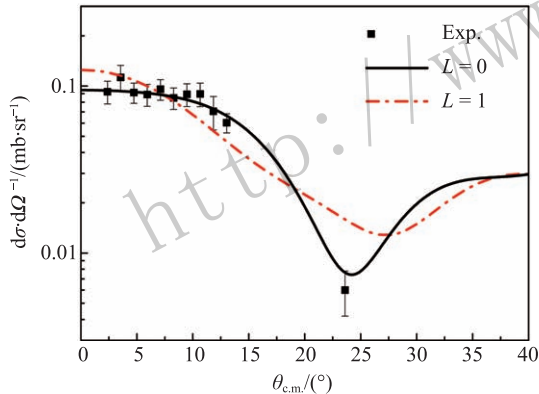


图 6 (在线彩图) $^{18}\text{O}(^6\text{Li},\text{d})^{22}\text{Ne}$ 反应布居 $E_\alpha = 470$ keV 的角分布
利用本工作确定的光学势参数所做的 DWBA 计算如实线所示。

基于该结果, 我们利用 FRESKO 程序对于该共振态的 α 谱因子进行了初步的分析。由于该共振态距离阈值 470 keV, 且 α 分宽度远小于 γ 分宽度, 因此在分析过程中视其为阈下束缚态处理, 并利用外推得到在该结合能下的谱因子^[26]。图 7 为谱因子随结合能变化的趋势, 可见在阈值附近, 谱因子变化较为平稳, 外推得到谱因子与文献[5]所给的接近。该共振态对于天体反应率贡献较大^[5], 为 0^+ 时, 将进一步提高 $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ 天体反应率。

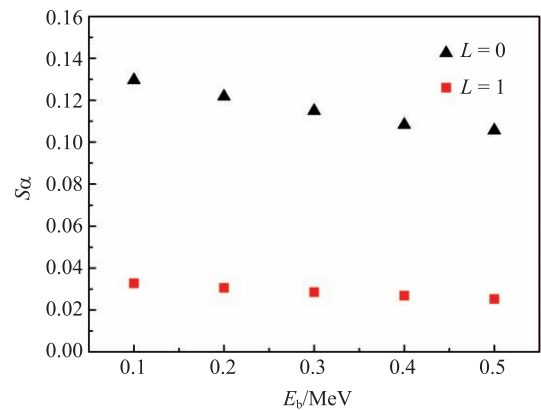


图 7 (在线彩图) 利用 FRESKO 程序进行 DWBA 计算得到的 α 谱因子随结合能变化趋势

4 结论

本工作首次使用高精度的磁谱仪测量了 $^{18}\text{O}(^6\text{Li}, \text{d})^{22}\text{Ne}$ 转移反应的角分布, 利用弹性散射拟合和均方根半径限制等方法得到了一套光学势参数, 利用 DWBA 计算反应截面与分析实验数据得出的反应截面相比较, 得出 ^{22}Ne $E_\alpha = 470$ keV 这一能级的自旋宇称为 0^+ , 初步分析得到的谱因子与文献[5]所给的接近, 在此基础上可以预期该能级对 $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ 天体反应率的贡献将更为显著。

参考文献:

- [1] RAITIERI C M, BUSSO M, GALLINO R, *et al.* *The Astrophysical Journal*, 1991, **367**: 228.
- [2] PRANTZOS N, ARNOLD M, ARCORAGI J P, *et al.* *The Astrophysical Journal*, 1987, **315**: 209.
- [3] TRAUTVETTER H P, WIESCHER M, KETTNER K U, *et al.* *Nuclear Physics A*, 1978, **297**(3): 489.
- [4] KAPPELER F. *Prog Part Nucl Phys*, 1999, **43**: 419.
- [5] DABABNEH S, HEIL M, KAPPELER F, *et al.* *Phys Rev C*, 2003, **68**(2): 025801.
- [6] MEYER B S. *Annu Rev Astron Astrophys*, 1994, **32**: 153.
- [7] GALLINO R, ARLANDIM C, BUSSO M, *et al.* *The Astrophysical Journal*, 1998, **497**(1): 388.
- [8] BLACK D C. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 1972, **36**(3): 377.
- [9] FOWLER W A, HOYLE F. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 1964, **9**: 201.
- [10] KUBONO S, Abe K, Kato, *et al.* *Physical review letters*, 2003, **90**(6): 062501.
- [11] HOLLOWELL D, IBEN J I. *The Astrophysical Journal*, 1989, **340**: 966.
- [12] BURBIDGE E M, BURBIDGE G R, FOWLER W A, *et al.* *Rev Mod Phys*, 1957, **29**: 547.
- [13] ADAMS A, SHAPIRO M H, DENNY W M. *Nuclear Physics A*, 1969, **131**(2): 430.

- [14] VOGELAAR R, BRUCE R, WANG T R, *et al.* *Physical Review C*, 1990, **42**(2): 753.
- [15] WIESCHER M. *Nuclear Physics A*, 2001, **688**: 241.
- [16] GUO B, LI Z H, LUG M. *The Astrophysical Journal*, 2012, **756**(2): 193.
- [17] GUO B, LI Z H, LI Y J. *Physical Review C*, 2014, **89**(1): 012801.
- [18] LI Y J, LI Z H, LI E T. *The European Physical Journal A*, 2012, **48**(2): 13.
- [19] LI Z H, LI Y J, SU J. *Physical Review C*, 2013, **87**(1): 017601.
- [20] THOMPSON I J. *Comput Phys Rep*, 1988, **7**: 167.
- [21] GIESEN U, BROWNE C P, GORRES J, *et al.* *Nuclear Physics A*, 1994, **567**(1): 146.
- [22] BABENBO V A, PETROV N M, *et al.* *Physics of Atomic Nuclei*, 2008, **71**(10): 1730.
- [23] RIDHA A R. *Iraqi Journal of physics*, 2016, **14**(30): 42.
- [24] LIATARD E, BRUANDET J F, GLASSER F, *et al.* *Europhysics Letters*, 1990, **13**(5): 401.
- [25] PEREY C M, PEREY F G. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1976, **17**(1): 1.
- [26] JOHNSON E D, ROGACHEV G V, MITCHELL J, *et al.* *Physical Review C*, 2009, **80**(4): 045805.

Study of the $E_{\alpha} = 470$ keV Resonance in ^{22}Ne via $^{18}\text{O}(^6\text{Li}, d)^{22}\text{Ne}$ Reaction

SU Yi, ZENG Sheng[†], LI Yunju, WANG Youbao, LI Zhihong, GUO Bing, SU Jun, YAN Shengquan, FAN Qiwen, GAN Lin, HAN Zhiyu, LI Xinyue, LIAN Gang, LIU Jiancheng, MA Tianli, SHEN Yangping, ZHOU Yong, LIU Weiping
(*China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China*)

Abstract: About a half of the abundances of elements heavier than iron comes from the so-called slow-neutron capture process (s-process) in Asymptotic Giant Branch (AGB) stars, with the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ reaction as one of the main neutron sources. In the beginning phase of AGB thermal pulse, ^{22}Ne is produced by the $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ reaction sequence, in which the $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ reaction plays a key role. While the reaction rate of the $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ is mainly affected by several resonant states lying closely to the α threshold in ^{22}Ne , up to now, the relevant ^{22}Ne parameters are fragmentary in the energy region corresponding to the typical temperatures of s-process. The direct measurement of the $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ reaction rate is extremely difficult due to the very low cross section. In this work, we investigated the ^{22}Ne resonant states via the $^{18}\text{O}(^6\text{Li}, d)^{22}\text{Ne}$ reaction at the Beijing HI-13 tandem accelerator of China Institute of Atomic Energy. Based on the DWBA analysis, preliminary results showed that the spin-parity of ^{22}Ne $E_{\alpha}=470$ keV resonant states was assigned as 0^+ , which would make contributions to subsequent calculation for the reaction rate of the $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$.

Key words: s process; HI-13 tandem accelerator; energy level parameter

Received date: 28 Sep. 2018; Revised date: 1 Dec. 2018

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (11475265)

[†] Corresponding author: ZENG Sheng, E-mail: llzs@ciae.ac.cn.