

文章编号: 1007-4627(2015)03-0274-06

用长气体靶研究 $^{22}\text{Na} + \alpha$ 共振散射

金孙均^{1,2}, 王友宝², 苏俊², 颜胜权², 李云居², 郭冰², 李志宏², 曾晟², 连钢², 白希祥²,
柳卫平², 山口英齐³, 久保野茂^{3,4}, 胡钧^{3,4}, D.Kahl³, 郑孝顺⁵, 文俊永⁵, 寺西高⁶,
王宏伟⁷, 石山博信⁸, 岩佐直人⁹, 小松原哲郎¹⁰, 李二涛¹¹, 张健¹

1. 中国计量科学研究院, 北京 100029;
2. 中国原子能科学研究院, 北京 102413;
3. 东京大学核科学研究中心(CNS), 埼玉 351-0198 日本;
4. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000;
5. 中央大学物理系, 首尔 156-756 韩国;
6. 九州大学物理系, 福岡 812-8581 日本;
7. 中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800;
8. 高能加速器研究机构(KEK), 茨城 305-0801 日本;
9. 东北大学物理系, 宫城 980-8578 日本;
10. 筑波大学物理系, 茨城 305-8571 日本;
11. 深圳大学物理科学与技术学院, 深圳 518060)

摘要: 在日本东京大学 CRIB 次级束装置上, 用长气体靶开展了 $^{22}\text{Na} + \alpha$ 共振散射的厚靶实验研究。针对长气体靶实验中的两体运动学重构问题, 提出了一套包括构建空间复杂几何关系、计算能量损失以及反应运动学的逐事件分析方法; 对 $^{22}\text{Na} + \alpha$ 共振散射的实验数据进行了重构分析, 得到了 $E_{c.m.} = 4.2 \sim 5.4$ MeV 区间 $^{22}\text{Na}(\alpha, \alpha)$ 的激发函数, 从实验的激发函数中观测到了复合核 ^{26}Al 5 个较为明显的共振峰。鉴于 ^{26}Al α 共振态的衰变模式比较复杂, 本工作发现的 ^{26}Al 新共振态的能级性质有待进一步的理论分析。

关键词: 放射性束; 长气体靶; 厚靶方法; 运动学重构; 激发函数

中图分类号: O571.2 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.32.03.274

1 引言

伴随着国际上新一代放射性束实验装置的投入运行, 远离稳定线核的结构和低激发态性质正日益成为核物理研究的前沿^[1-3]。因为弱束缚核粒子分离阈低, 在低激发能处就能研究单粒子共振以及奇异衰变模式等, 这为检验和拓展核结构模型提供了新的机遇。使用放射性束研究单粒子共振(或集团结构) 的一个非常有效的手段是逆运动学厚靶实验方法。该方法用较厚的反应靶, 将入射束的动能部分或者完全损失在靶中, 在反应靶的下游测量出射的轻粒子; 通过两体反应运动学重构, 能够在不改变入射束能量的前提下, 一次测量较大能量范围的激发函数^[4-6]。对实验得到的激发函数进行 R -矩阵理论分析, 可以进一步得到复合核共振态的共振参数, 如激发能、自旋宇称以及衰变宽度等。对于流强较

弱、能量很难自由调节的次级束而言, 使用厚靶带来的优势无疑是显而易见的。

迄今为止, 研究较多的是次级束与质子引起的共振散射, 一般使用固态化合物 $(\text{CH}_2)_n$ 靶^[7-11]。若要测量次级束与 α 粒子的共振散射, 由于没有合适的固态化合物, 只能采用气体靶实验方案^[12]。为达到阻止入射束流的目的, 气体靶的尺寸必须要尽可能大^[13], 这使得两体运动学重构相比固体靶而言变得复杂。为了掌握与气体靶相关的实验技术, 在日本东京大学核研究中心的 CRIB 次级束装置上, 我们用长气体靶开展了 $^{22}\text{Na} + \alpha$ 共振散射的厚靶实验研究, 本文介绍长气体靶实验数据的逐事件分析过程, 包括构建空间复杂几何关系、计算能量损失等以实现两体反应运动学重构, 进而得到 $^{22}\text{Na}(\alpha, \alpha)$ 的激发函数。

收稿日期: 2014-09-26; 修改日期: 2015-01-13

基金项目: 国家自然科学基金项目(11021504, 11175261, 11327508, 11105229); 国家科技支撑计划项目(2011BAI012B01)

作者简介: 金孙均(1984-), 男, 江苏南通人, 理学博士, 主要从事实验核物理研究, E-mail: jinsj@nim.ac.cn.

2 实验

实验是在日本东京大学核研究中心的 CRIB 次级束装置上开展的。我们使用了有效几何长度为 300 mm 的气体靶, 其结构如图 1 所示。该气体靶的外层是 10 mm 厚的铝合金, 入射窗是直径为 30 mm 的标准圆形, 用 2.5

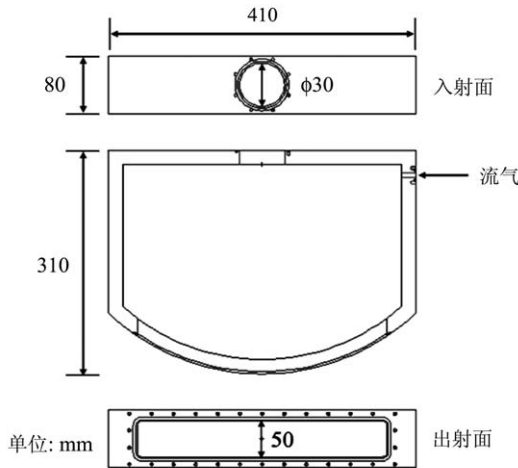


图 1 气体靶结构图

μm 厚的 Havar 膜密封; 出射窗是与入射窗中心等距的一段开放式宽弧面, 用 26.5 μm 厚度的镀铝 Mylar 膜进行密封。在真空靶室中向气体靶充入 1.013×10^5 Pa 的 ⁴He 气体, 经测试发现 24 h 的漏气量小于 10 Pa。实验过程中, 我们向靶中先充入了 1.333×10^3 Pa 的 ⁴He 气体, 又从靶的侧面接入流气系统用以稳定靶内的气压。实验结束前, 将气体靶中 5.333×10^4 Pa 的 ⁴He 气体替换成 1.067×10^4 Pa 的 Ar 气体, 测量了 ²²Na+α 共振散射的本底 α 事件。

²²Na+α 共振散射的实验设置如图 2 所示。在气体靶前安装了两块平行板雪崩计数器 (Parallel Plate Avalanche Counter, PPAC), 用于探测入射 ²²Na 粒子的空间位置; 从气体靶后窗出射的轻粒子, 由 ΔE-E 硅探测器望远镜实现粒子鉴别, 其中的 ΔE 是一块 75 μm 厚的 16+16 路输出的双维位置灵敏硅微条探测器 (Double-sided Silicon Strip Detector, DSSD), E 则是 1.5 mm 厚的单路输出的方硅探测器 (Single-pad Silicon Detector, SSD)。我们还在 ΔE-E 后方加装了一块 1.5 mm 厚的 SSD, 用以反符合去掉可能从靶中透射出来的轻粒子。

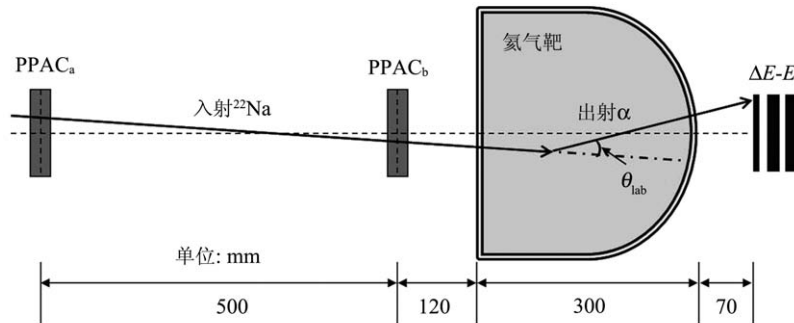


图 2 ²²Na + α 共振散射的实验设置

3 逐事件分析

3.1 有效²²Na入射束流

由于 ²²Na 次级束的束斑较大超过了气体靶有效面积, 我们从两块 PPAC 探测器测量的 *x-y* 空间信息, 先得出入射粒子水平和垂直方向的相对偏角 θ_x, θ_y ,

$$\theta_x = \text{atan}\left(\frac{x_1 - x_2}{L}\right); \theta_y = \text{atan}\left(\frac{y_1 - y_2}{L}\right), \quad (1)$$

这里 x_1, x_2 和 y_1, y_2 分别是以气体靶入射窗的中心为原点的平面坐标系中, PPAC_a 和 PPAC_b 所记录的入射粒子水平方向和垂直方向的坐标, L 是两块 PPAC 之间的距离。根据 θ_x, θ_y , 容易外推出入射粒子在气体靶入射窗上的坐标 x_t 和 y_t , 进而得到束流在气体靶入射窗

上的形貌图, 从中选出小于等于入射窗尺寸范围内的有效粒子。

3.2 ²²Na粒子的能量

PPAC 探测器具有良好的定时性能, 其分辨可达到 1.5 ns(FWHM)^[14]。利用回旋加速器的射频信号和 PPAC_a 的定时信号, 可以构建 ²²Na 的飞行时间谱。在 CRIB 装置上从 ²²Na 产生位置到 PPAC_a 之间的飞行距离约 13 m, ²²Na 粒子的飞行时间可达数百个 ns, 定时信号本身的分辨对飞行时间谱造成的展宽很小, 展宽主要反映了 ²²Na 粒子的能散。利用飞行时间得到 ²²Na 到达 PPAC_a 的能量为 (78.3 ± 0.7) MeV。然后逐粒子

计算 ^{22}Na 在 PPAC_a, PPAC_b 以及气靶前窗上的能损, 最终得到 ^{22}Na 进入气体时的能量为 (37.1 ± 1.0) MeV. 调束时我们曾将气体靶移开, 用一块方硅探测器测量了 ^{22}Na 次级束的能量. 在调 ^{22}Na 次级束前, 先用流强大幅衰减的 ^{22}Ne 主束、主束加空靶、主束加气体靶对方硅探测器进行了刻度. 为了模拟气体靶的前窗, 方硅探测器的一半表面积上覆盖了 $2.5 \mu\text{m}$ 厚 Havar 膜. 实验测得的 ^{22}Na 次级束的能谱如图 3 所示, ^{22}Na 次级束在气体靶前端的能量与飞行时间得到的结果一致.

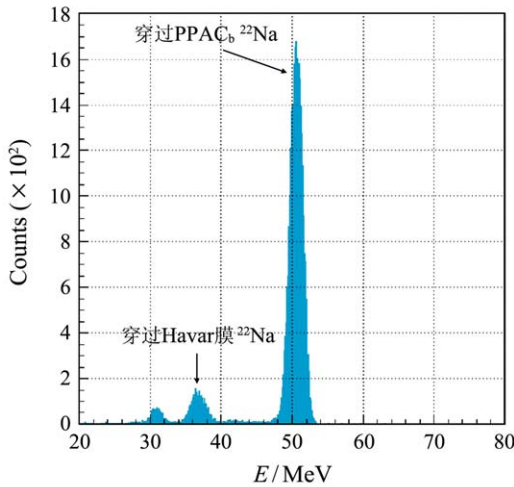


图 3 (在线彩图) ^{22}Na 次级束的能谱

3.3 空间几何关系

对 $^{22}\text{Na} + \alpha$ 共振散射的反冲 α 粒子进行两体运动学重构时, 可以利用的有效信息包括: 两块 PPAC 给出的 ^{22}Na 的空间径迹以及通过几何外推得到的在气体靶入射窗上的位置坐标; 基于飞行时间谱得到的 ^{22}Na 进入气体中的初始能量; 气体靶下游 $\Delta E - E$ 探测器给出 α 的能量和位置. 根据这些信息构建了相应的空间几何关系, 如图 4 所示. 该空间坐标系以入射窗的中心为原点, 运动学重构过程可以用反应点 C 分成反应前和反应后两个阶段.

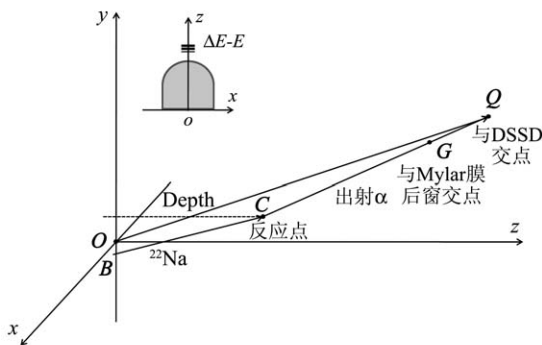


图 4 $^{22}\text{Na} + \alpha$ 共振散射两体运动学重构的空间几何关系

在反应发生点前, 我们沿着 z 方向进行迭代计算^[15]. 若将步长在 z 轴上的分量为单位量, 则入射 ^{22}Na 的空间向量 \mathbf{V}_b 可以表达为

$$\mathbf{V}_b = (\tan \theta_x, \tan \theta_y, 1), \quad (2)$$

这里 θ_x 和 θ_y 分别是入射 ^{22}Na 在 x 和 y 方向的偏角. 根据探测器几何设置以及 DSSD 的位置信息可以定出反冲 α 的坐标 x_p 和 y_p , 即 α 在图 4 坐标系中的矢量 \mathbf{OQ} 即为

$$\mathbf{OQ} = (x_p, y_p, d), \quad (3)$$

这里, d 代表气体靶入射窗中心与 DSSD 中心的距离.

基于上述几何关系, 从气体靶前窗开始进行迭代计算, 逐点计算相应的能损和反应运动学. 若经迭代得到的气体长度是 $|\mathbf{BC}|$, Depth 是 \mathbf{BC} 在 z 方向的投影长度. 结合表达式(2)和(3), 出射 α 从反应点到探测点的矢量式 \mathbf{V}'_p 的各分量为

$$\begin{aligned} V'_p(x) &= x_p - [\text{Depth} \times \tan \theta_x + x_t], \\ V'_p(y) &= y_p - [\text{Depth} \times \tan \theta_y + y_t], \\ V'_p(z) &= d - \text{Depth}, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 x_t 和 y_t 是入射 ^{22}Na 在气体靶前窗上的坐标. 出射 α 与入射 ^{22}Na 的夹角, 即两体反应运动学出射角 θ_{lab} 可以通过计算空间向量 \mathbf{V}_b 和 \mathbf{V}'_p 的夹角得到,

$$\cos \theta_{\text{lab}} = \frac{\mathbf{V}_b \cdot \mathbf{V}'_p}{|\mathbf{V}_b| \cdot |\mathbf{V}'_p|}. \quad (5)$$

在反应点后, 主要关心出射 α 穿过剩余气体以及 Mylar 膜后窗的能量损失. 对于剩余气体厚度的求解, 我们作如下考虑.

(1) 图 4 的坐标系中, 反应点 C 的坐标 (x_1, y_1, z_1) 可以表示为

$$\begin{aligned} x_1 &= \text{Depth} \times \tan \theta_x + x_t, \\ y_1 &= \text{Depth} \times \tan \theta_y + y_t, \\ z_1 &= \text{Depth}; \end{aligned} \quad (6)$$

α 与 DSSD 交点 Q 的坐标 (x_2, y_2, z_2) 如表达式(3). 利用 C, Q 两点的坐标, 可以得到 α 出射方向所在直线的表达式:

$$\frac{x - x_1}{x_1 - x_2} = \frac{y - y_1}{y_1 - y_2} = \frac{z - z_1}{z_1 - z_2}. \quad (7)$$

(2) 在充气状态下, 气体靶后窗可以近似为半径 $R = 300 \text{ mm}$ 的球面, 即

$$x^2 + y^2 + z^2 = R^2, \quad (8)$$

将式(7)和式(8)联立可得到α与气体靶后窗交点G的坐标(x_G, y_G, z_G)。利用C, G两点的坐标值可以求得α穿过剩余气体的长度:

$$|CG| = \sqrt{(V_b(x) - x_G)^2 + (V_b(y) - y_G)^2 + (V_b(z) - z_G)^2}, \quad (9)$$

结合气压、温度等条件即可转换成计算能损相关的气体厚度。仿照式(5), 我们可以计算图4中矢量CQ与OQ之间的夹角, 也即是气体靶中出射的α粒子与Mylar膜后窗之间的角度, 据此可得出α粒子所穿过Mylar膜后窗的实际厚度。

得到剩余气体及实际穿透的Mylar膜厚度, 并计算了α粒子在两者中的能损之后, 可以得到α从气体靶后窗出射的能量E'_α。“逐事件”迭代计算从气体靶前窗开始, 直到E'_α与ΔE-E实测值E_α近乎一致则停止迭代, 此事件的两体运动学信息也即随之确定, 包括反应点位置C、反应点处的²²Na能量E_{22Na}、质心系能量E_{c.m.}等:

$$E_{c.m.} = E_{22Na} \cdot \frac{m_{4He}}{m_{4He} + m_{22Na}}, \quad (10)$$

这里m_{4He}, m_{22Na}分别是⁴He和²²Na的质量。

影响实验质心系能量E_{c.m.}分辨的因素有4个: (1) 入射²²Na的能量展宽; (2) 出射α粒子穿过剩余气体和Mylar膜后窗的能量展宽; (3) 运动学出射角θ_{lab}的不确定性; (4) 探测器的本征能量分辨。综合考虑这些因素之后, 我们对²²Na+α共振散射的E_{c.m.}分辨进行了Monte Carlo模拟, 如图5所示, 可以看出E_{c.m.}分辨大约是15~35 keV(±1σ), 在接近气体靶出射窗的低能区, 展宽显著增大。

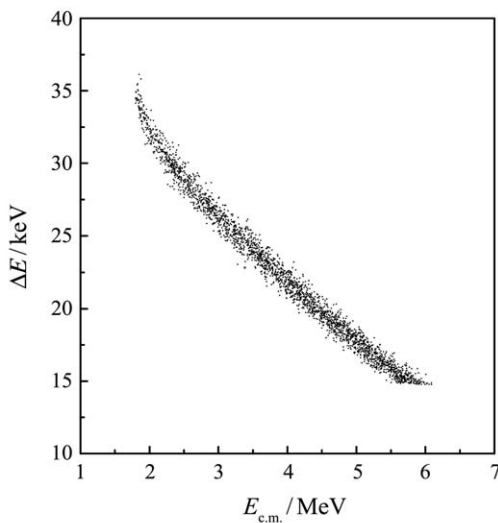


图 5 实验分辨的 Monte Carlo 模拟

4 数据分析结果

按上述方法分析了²²Na+α共振散射实验数据, 得到⁴He(²²Na, α)²²Na弹性散射的激发函数如图6所示, 从中可以观察到明显的共振峰结构。从图6中可以看出, 共振能级5的激发能约为14.7 MeV, 与²⁶Al 14.744 MeV已知能级较为接近, 其余4个共振能级没有对应的已知数据, 这可能意味着²⁶Al核新的激发态。

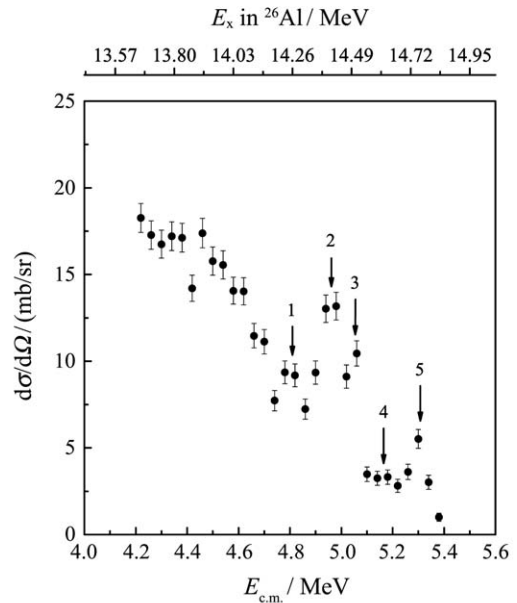


图 6 ²²Na+α弹性共振散射激发函数的初步结果

复合核²⁶Al的α发射阈(S_α = 9.45 MeV)远高于其质子发射阈(S_p = 6.307 MeV)。因此, 用²²Na+α入射道布居²⁶Al共振态的衰变道应该包括²²Na+α, ²⁵Mg+p和²⁶Al+γ等, 如图7所示。

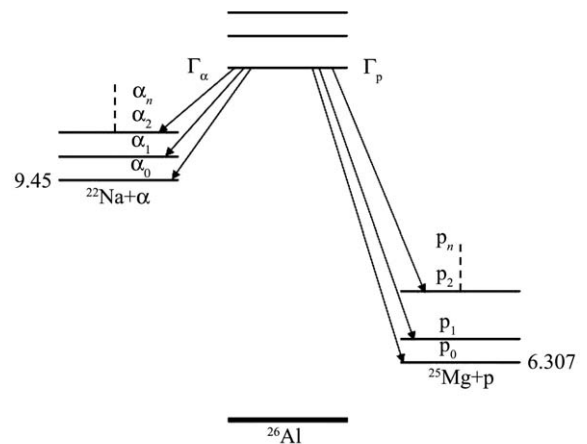


图 7 复合核²⁶Al的α发射阈上共振能级的不同衰变模式

从²²Na+α共振散射的激发函数谱中观测到的是²⁶Al共振能级的总宽度, 即所有衰变道的分宽度

之和,包括到剩余核基态或者激发态的 α 道和质子道,也包括 $^{25}\text{Al}+n$ 出射道。因为 ^{26}Al 相关共振能级的衰变模式非常复杂,同时涉及许多衰变道,而这些衰变道大都没有任何实验数据,这使得 R -矩阵理论分析变得非常有挑战性,目前这方面的工作尚在摸索过程中。

5 总结与展望

本工作用长气体靶方案开展了 $^{22}\text{Na}+\alpha$ 厚靶实验研究。针对长气体靶结构的特殊性,我们构建了两体核反应的空间几何关系,结合细致的能损和运动学计算,采用逐事件分析的方法对 $^{22}\text{Na}+\alpha$ 共振散射实验数据进行了运动学重构,得到了 $^4\text{He}(^{22}\text{Na}, \alpha)^{22}\text{Na}$ 的激发函数。从实验激发函数中观测到了5个较为明显的共振峰。

与传统的固态厚靶实验类似,气体厚靶实验的能量不确定度主要来自于次级束在靶中的能量展宽与能量歧离。特别是次级束的射程末端,即对应激发函数的低能处,能量的不确定度相应增大。在固态靶实验中,反应点在 z 方向基本上是确定的,也即是实验几何是基本明确的。长气体靶实验中,因为推导出的反应靶点有一定的不确定度,由此会带来实验几何乃至反应截面的误差,对低能处反应截面的影响可能较大。从原则上讲,使用长气体靶比固体靶有一个优势,即可以通过TOF-E区分 $^{22}\text{Na}+\alpha$ 的弹性衰变道和非弹性衰变道,前提是飞行时间的分辨要足够好。具体到本实验,虽然PPAC的时间分辨很好,但是方硅探测器的时间分辨很差,加上从气体靶到硅探测器的飞行距离很短,不足以从实验上区分 $^{22}\text{Na}+\alpha$ 的弹性与非弹性事件。数据分析时对有效的 α 时间均假设来自于 $^{22}\text{Na}+\alpha$ 的弹性衰变道,有可能对激发函数带来系统性误差,这也是这类实验的普遍不足之处。为此,在长气体靶实验中,一方面要尽可能增大探测器与气体靶的距离,降低反应靶点不确定度带来的误差;另一方面要尽快开发使用气体

靶-探测器一体系统如GEM-MSTPC^[16-17],从根本上提高气体靶类实验的精度。

参考文献:

- [1] NISHIMURA S, LI Z, WATANABE H, *et al.* Phys Rev Lett, 2011, **106**: 052502.
- [2] NAVIN A. J Phys G, 2011, **38**: 024004.
- [3] ZHANG Y H, XU H S. Phys Rev Lett, 2012, **109**: 102501.
- [4] ARTEMOV K P, GOLOVKOV M S, GOLDDBERG V E, *et al.* Sov J Nucl Phys, 1990, **52**: 408.
- [5] KUBONO S. Nucl Phys A, 2001, **693**: 221.
- [6] ROGACHEV G V, BOUTACHKOV P, *et al.* Phys Rev Lett, 2004, **92**: 232502.
- [7] TERANISHI T, KUBONO S, SHIMOURA S, *et al.* Phys Lett B, 2003, **556**: 27.
- [8] WANG Y B, WANG B X, BAI X X, *et al.* Phys Rev C, 2008, **77**: 044304.
- [9] YAMAGUCHI H, WAKABAYASHI Y, KUBONO S, *et al.* Phys Lett B, 2009, **672**: 230.
- [10] HE J J, ZHANG L Y, PARIKH A, *et al.* Phys Rev C, 2013, **88**: 012801(R).
- [11] ZHANG Liyong, XU Shiwei, HE Jianjun, *et al.* Nuclear Physics Review, 2013, **30**(4): 385. (in Chinese)
(张立勇, 许世伟, 何建军, 等. 原子核物理评论, 2013, **30**(4): 385.)
- [12] FU C B, GOLDBERG V Z, MUKHAMEDZHANOV A M, *et al.* Phys Rev C, 2007, **76**: 021603(R).
- [13] JUNG H S, LEE C S, KWON Y K, *et al.* Phys. Rev. C, 2012, **85**: 045802.
- [14] KUMAGAI H, OZAWA A, FUKUDA N. Nucl Instr Meth A, 2001, **470**: 562.
- [15] LI Qingyang, WANG Nengchao, YI Dayi. Numerical Analysis[M]. ed 5. Beijing: Tsinghua University Press, 2008.
(李庆阳, 王能超, 易大义. 数值分析[M]. 第五版. 北京: 清华大学出版社, 2008.)
- [16] ISHIYAMA H, HASHIMOTO T, ISHIKAWA T, *et al.* Phys Lett B, 2006, **640**: 82.
- [17] YAMAGUCHI K, ISHIYAMA H, TANAKA M H, *et al.* Nucl Instr Meth A, 2010, **623**: 135.

Study of $^{22}\text{Na} + \alpha$ Resonant Scattering by Using an Extended Gas Target

JIN Sunjun^{1,2,1)}, WANG Youbao², SU Jun², YAN Shengquan², LI Yunju², GUO Bing², LI Zhihong², ZENG Sheng², LIAN Gang², BAI Xixiang², LIU Weiping², YAMAGUCHI Hidetoshi³, KUBONO Shigeru³, HU Jun^{3,4}, KAHL David Miles³, JUNG Hyosoon⁵, MOON Jungyoung⁵, TERANISHI T⁶, WANG Hongwei⁷, ISHIYAMA Hironobu⁸, IWASA Naohito⁹, KOMATSUBARA Tetsuro¹⁰, LI Ertao¹¹, ZHANG Jian¹

(1. National Institute of Metrology, Beijing 100013, China;

2. China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China;

3. Center for Nuclear Study (CNS), Saitama 351-0198, Japan;

4. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;

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

6. Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka 812-8581, Japan;

7. Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

8. High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Ibaraki 305-0801, Japan;

9. Department of Physics, Tohoku University, Miyagi 908-8578, Japan;

10. Department of Physics, University of Tsukuba, Ibaraki 305-8571, Japan;

11. College of Physics Science and Technology, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China)

Abstract: The $^{22}\text{Na} + \alpha$ resonant scattering is studied via a conventional thick target inverse kinematic method with an extended gas target. A data analysis method is proposed for the two-body reaction kinematic reconstruction, in which the spatial geometry, the reaction kinematics and the energy losses are considered. The experimental data of $^{22}\text{Na} + \alpha$ resonant scattering have been thus reconstructed, and the excitation function is obtained in the energy interval of $E_{\text{c.m.}} = 4.2 \sim 5.4$ MeV. Five resonant states in ^{26}Al are observed in the experimental excitation function. Since several decay modes coexist for the observed ^{26}Al resonant states, multi-channel theoretical analysis is thus needed to reveal their structure and decay features.

Key words: radioactive nuclear beam; extended gas target; thick-target method; kinematic reconstruction; excitation function

Received date: 26 Sep. 2014; **Revised date:** 13 Jan. 2015

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11021504, 11175261,11327508,11105229); National Key Technology R&D Program(2011BAI012B01)

1) E-mail: jinsj@nim.ac.cn.

<http://www.npr.ac.cn>