

文章编号: 1007-4627(2018)04-0362-07

## 基于 RIBLL2 的奇特原子核电荷载改变截面实验测量进展

赵建伟, 孙保华<sup>†</sup>

(北京航空航天大学, 北京 100191)

**摘要:** 电荷半径是原子核最基本的物理观测量之一, 反映了原子核内的质子分布。精确的电荷半径测量是研究奇特原子核结构的重要手段。在相对论能区, 通过高精度测量原子核的电荷改变截面来提取电荷半径是近年来发展起来的一种新方法, 这种方法尤其适于探索产额很低的奇特原子核。自 2013 年以来, 北京航空航天大学-中国科学院近代物理研究所课题组基于兰州第二条次级束流线(RIBLL2), 提出并建成原子核电荷载改变截面测量平台, 研制了相关的 TOF- $\Delta E$  探测器系统, 开展了轻核区二十余个原子核的电荷改变截面的实验测量工作。介绍了实验平台研制情况、初步结果以及下一步计划。

**关键词:** 奇特原子核; 电荷半径; 电荷改变截面; 离子鉴别

**中图分类号:** O571.53      **文献标志码:** A      **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.35.04.362

### 1 引言

原子核是由质子和中子组成的微观量子多体系统。相比于宏观体系, 对原子核的精确图像再现要困难、复杂的多, 这甚至是一个不可能完成的任务。为了揭示原子核的秘密, 核物理学家实际上采用了另外一种方式, 即利用量子系统中相对较少的可观测量来量化标记原子核的整体性质; 通过对这些可观测量实验和理论探索, 搭建起一座探索原子核这一微观体系的桥梁。

原子核在空间中的延伸——通常可由原子核电荷半径来标记, 这是原子核最基本、最重要的静态属性之一。对原子核电荷半径的系统实验测量, 已经揭示了诸多有趣的核结构信息<sup>[1]</sup>。其中, 原子核内中子和质子密度分布的差异, 即中子皮厚度, 受到了核物理及天体物理学家的广泛关注。相关的理论研究显示, 中子皮厚度可作为研究核物质状态方程(EOS)的有效手段<sup>[2]</sup>。此外, 对于电荷半径的系统研究也为研究原子核形状演化<sup>[3]</sup>、少体系统中核子关联<sup>[4-5]</sup>、壳结构演化<sup>[6-7]</sup>等提供了一种新途径。

对原子核电荷半径的理论探索, 一般可分为“唯象”和基于理论模型的“(半)微观”研究。前者试图以简单的公式形式统一描述 $\beta$ 稳定线附近以及远离 $\beta$ 稳定线核素的电荷半径; 后者主要是基于密度泛函

理论, 利用一套有效参数描述原子核的电荷半径。我国学者在这两方面均开展了很多有意义的工作, 如核电荷半径的 $Z^{1/3}$ 定律<sup>[8-11]</sup>、相对论连续谱Hartree-Bogoliubov理论<sup>[12-13]</sup>, 以及最近提出的Weizsacker-Skyrme模型<sup>[14]</sup>和基于密度依赖的团簇模型<sup>[15-16]</sup>等。然而, 原子核电荷半径的精确描述是一个相当复杂的问题。原子核的核内电荷密度分布不仅与原子核的形变<sup>[17]</sup>、中子过剩(同位旋效应)有关, 而且与单粒子运动、壳层结构、对效应等具体的细节密切相关<sup>[17-20]</sup>。对这些具体内容的进一步深入理解和描述, 可能需要从微观理论出发进行计算, 从而统一描述所有原子核的电荷半径。这也是近年来的一个趋势, 即直接基于*ab initio*类型理论计算电荷半径<sup>[7, 21-23]</sup>。

实验上, 对电荷半径测量的传统方法包括电子散射、 $\mu$ 子原子光谱方法以及同位素位移方法。其中, 采用前两种方法已经得到了几乎所有稳定核的电荷半径; 近些年来, 同位素位移方法在欧洲和日本得以快速发展, 并对大量不稳定原子核开展了系统高精度测量, 为探测远离稳定线的壳结构演化等提供了关键数据。由于测量原理、束靶条件等限制, 这三种方法均存在一定的局限性。不过, 对不稳定原子核直接开展电子散射的原理性实验, 已于2017年在日本的SCRIT项目予以了验证<sup>[24]</sup>, 这为下一步开展放射性核素的电子散射奠定了基础。

收稿日期: 2018-10-02; 修改日期: 2018-11-29

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(U183220043, 11475014); 国家重点研发计划项目(2016YFA0400504)

作者简介: 赵建伟(1990-), 男(蒙古族), 内蒙赤峰人, 博士研究生, 从事粒子物理与原子核物理研究;

E-mail: jianweizhao@buaa.edu.cn

<sup>†</sup> 通信作者: 孙保华, E-mail: bhsun@buaa.edu.cn.

原子核的物质分布半径可以通过原子核的相互作用截面来提取<sup>[25]</sup>。类似地, 炮弹原子核中的质子在核反应过程中被移除的概率(即电荷改变截面)则反映了炮弹核中的质子(或电荷)分布情况。自 Yamaguchi 等<sup>[26]</sup>利用电荷改变截面, 结合 Glauber 模型提取不稳定原子核<sup>15-16</sup>C 的电荷半径以来, 这种方法已经陆续用于测量<sup>12-17</sup>B<sup>[27]</sup>, <sup>7,9-12,14</sup>Be<sup>[28]</sup>, <sup>30</sup>Ne, <sup>32-33</sup>Na<sup>[29]</sup>, <sup>12-19</sup>C<sup>[30]</sup>等的电荷半径。该方法为大范围系统研究不稳定原子核的电荷半径提供了非常有效的手段。值得一提的是, 日本理化研究所利用当前世界上最佳束流条件, 首次开展了 Ca 和 Ni 丰中子同位素的电荷改变截面测量。

基于国内大科学装置兰州重离子加速器(HIRFL-CSR), 北京航空航天大学(北航)核物理实验组自 2013 年提出基于兰州第二条放射性束流线(RIBLL2)开展相对论能区的电荷改变截面测量的建议书, 与中国科学院近代物理研究所(近物所)合作进行了电荷改变截面测量平台的建设工作, 并基于此开展了相关实验研究。本文具体介绍实验测量原理、探测器的研发、平台建设进展以及初步实验结果, 最后进行总结并展望下一阶段的相关工作。

## 2 电荷改变截面测量原理

原子核电荷改变截面测量原理如图 1 所示。实验中需同时准确测量入射粒子( $A_p, Z_p$ )的数目  $N_{in}$  以及经过反应靶后发生质子数改变的出射原子核的数目。原子核的电荷改变截面表征的是入射粒子与反应靶相互作用过程中质子数减小的概率。由于透射法测量实验中反应靶厚度有限, 所以发生质子数减小的粒子数目通常小于入射粒子数目的 20%。此外, 这部分发生质子数减小的粒子由于反应靶的作用, 其径迹可能会发生较大改变, 所以要求反应靶后探测器应具有足够大的接收度, 电子学应具有较大的动态响应范围, 以满足对不同种类原子核的探测灵敏度。

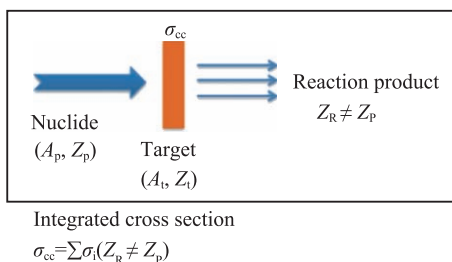


图 1 (在线彩图) 电荷改变截面测量原理

因此, 在实验中采用透射法测量的是反应靶后质子数不变的粒子数目  $N_{out}$ 。考虑到粒子在探测器及其他

介质中的反应, 结合空靶测得相应的入射及出射粒子数目  $N_{in}^0$  和  $N_{out}^0$ , 即可得到在单位面积内核子数为  $t$  的反应靶中的电荷改变截面:

$$\sigma_{cc} = \frac{1}{t} \ln \left( \frac{N_{out}^0}{N_{in}^0} / \frac{N_{out}}{N_{in}} \right)。$$

这种测量方法的优势如下: 一方面, 质子数不变的粒子的径迹基本保持不变, 对靶后探测器的接收度要求不高; 另一方面, 质子数不变的粒子的占比很高, 达到相同测量精度所需的统计要求低。此方法在保证测量精度的同时, 还大大提高了束流的利用效率。

## 3 电荷改变截面测量平台

在 200~300 AMeV 能区, 质子-质子(中子-中子)与质子-中子的总散射截面相差超过 50%, 是研究原子核结构、探索原子核密度分布等的一个最佳能量窗口。HIRFL-CSR 的 RIBLL2 是目前世界上少数几个可以提供 300 AMeV 能区的放射性束流的装置, 在开展原子核电荷改变截面实验方面具有独特优势。

自 2013 年开始, 北航与近物所团队合作, 致力于在相对论能区开展奇特原子核的电荷改变截面测量, 经过近三年的努力, 依托于 RIBLL2 以及外靶实验终端(ETF), 已建成了国内首个电荷改变截面测量平台。HIRFL-CSR 的布局如图 2 所示, 其中 RIBLL2 的焦平面如红色圆点标注。ETF 处电荷改变截面测量平台探测器系统如图 2 中插图所示,

该测量平台主要由飞行时间探测器(位于 F1 处的 TOF-start 和位于 ETF 处的 TOF-stop)、位置灵敏探测器(MWDC)、能量损失探测器(MUSIC、Si)以及反应靶系统组成。基于该实验平台, 目前已经成功开展了 300 AMeV 能量区间 C, N, O 等同位素的电荷改变截面测量工作。

由前面的介绍可知, 成功测量原子核的电荷改变截面, 需要做到以下两点: (1) 准确鉴别入射到反应靶上的粒子; (2) 准确鉴别穿过反应靶后出射粒子的质子数。因此, 相应探测器的性能决定了实验的精度。下面将简要介绍相关探测器的性能。

### 3.1 飞行时间探测器

飞行时间探测器是放射性束实验中进行粒子鉴别的重要探测器之一, 其时间性能直接影响着粒子鉴别的清晰程度, 进而决定着能否准确地选取目标粒子。为了满足电荷改变截面测量实验的粒子鉴别需求, 我们研发了基于光电倍增管(PMT)读出的快时间塑料闪烁体探测器。

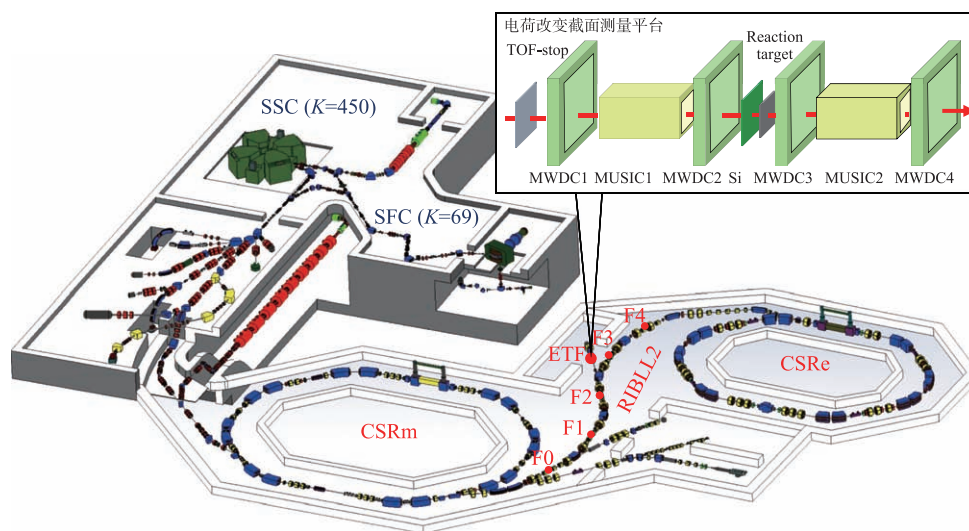


图 2 (在线彩图) 基于 RIBLL2-ETF 的原子核电荷改变截面测量装置  
图中列出了实验主环 (CSRm), 实验环 (CSRe), RIBLL2 各焦平面以及 ETF 原子核电荷改变截面测量平台的探测器系统。

经过系统地测试不同型号 PMT 与塑料闪烁体的组合, 优化闪烁光子的收集与传输, 发现采用快 PMT 双端读出快时间性能的塑料闪烁体完全可以满足需求, 相应的测试原理框图及探测器时间性能如图 3 所示。通过进一步优化塑料闪烁体的尺寸以及塑料闪烁体与 PMT 的匹配, 我们研发的小尺寸飞行时间探测器的本征时

间分辨本领可达  $5.1 \text{ ps } (\sigma)$ , 是国际同类探测器的最佳水平<sup>[31]</sup>; 研制的  $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$  的探测器本征时间分辨达到了  $27 \text{ ps } (\sigma)$ <sup>[32]</sup>, 被用作时间终点探测器 TOF-stop。然而由于时间起点探测器 TOF-start 的定时精度约为  $80 \text{ ps } (\sigma)$ , 最终飞行时间精度约为  $85 \text{ ps}$ , 完全满足  $Z < 20$  轻粒子鉴别的要求。

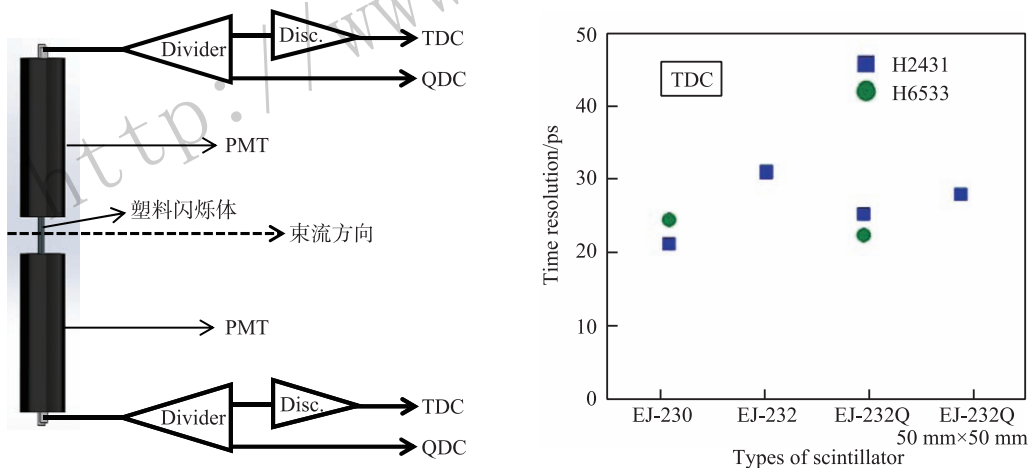


图 3 (在线彩图) 利用时间幅度转换器 (TDC), 对不同型号塑料闪烁体 (EJ-230, EJ-232, EJ-232Q) 和 PMT (H2431, H6533) 匹配进行测试的原理框图及得到的时间分辨, 详细请参见文献<sup>[31]</sup>

### 3.2 位置灵敏探测器

为了追踪粒子的径迹, 我们的实验中先后采用了多丝正比室 (MWPC) 和多丝漂移室 (MWDC) 作为位置灵敏探测器。其中, MWPC 的结构如图 4 所示<sup>[33]</sup>。正交的两个 MWPC 分别用于测量粒子在 X 和 Y 方向的位置。每个 MWPC 由两个平行正对放置的阴极平面和夹于二者之间的阳极平面组成。其中, 阳极平面由平行放置的间距为  $3 \text{ mm}$ 、直径为  $15 \text{ }\mu\text{m}$  的镀金钨丝构成,

所有的镀金钨丝相连给出 MWPC 的阳极信号。每个阴极平面由间距为  $0.5 \text{ mm}$ 、直径为  $30 \text{ }\mu\text{m}$  的不锈钢丝构成, 为了增大信号提高探测效率, 两个阴极平面正对的阴极丝相连为一组, 构成阴极平面丝。为了在给出位置信息的同时减小后续电子学的数量, MWPC 的阴极丝信号采用了延迟线读出方法。具体的做法是, 相邻四根阴极丝相连为一组, 与下一组之间通过固定延迟时间的延迟模块相连, 最终阴极仅给出两个信号, 这两个信号

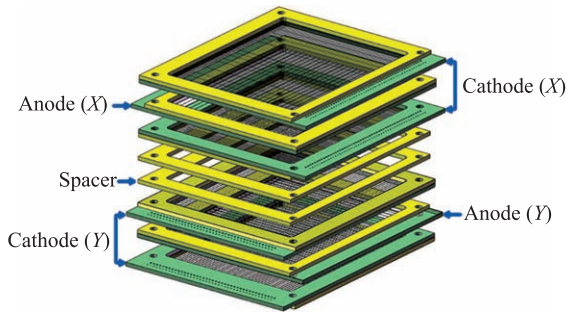


图 4 (在线彩图) 多丝正比室 (MWPC) 结构示意图, 摘自文献[33]

的时间差则与粒子打在 MWPC 的位置直接相关。

实验中采用的 MWPC 的本征位置分辨好于  $200\ \mu\text{m}$  ( $\sigma$ ), 满足了实验对于位置分辨能力的要求。然而在束实验测量发现, 其对重离子的探测效率动态范围很窄。在工作电压一定的情况下, 该 MWPC 的探测效率强烈依赖于重离子的电荷数, 这对于有效利用束流带来了极大的挑战。

为此, 在最近的实验中, 我们更新位置灵敏探测器为多丝漂移室 (MWDC), 其结构示意图如图 5 所示。粒子打在 X 和 Y 方向的位置分别由 MWDC 的两个正交的探测单元给出。其中每个探测单元中的两层阳极丝平面距离为  $1\ \text{cm}$ , 7 根直径  $20\ \mu\text{m}$  的镀金钨丝阳极丝间距为  $1\ \text{cm}$ , 相邻阳极丝中间是直径  $80\ \mu\text{m}$  的场丝, 材料为镀金铝丝。阳极丝平面两侧  $5\ \text{mm}$  处为  $8\ \mu\text{m}$  厚镀铝 Mylar 膜构成的阴极平面。每根阳极丝的信号经过前置放大器及定时甄别器处理后, 给出与位置相关联的时间信息。这样, 粒子的位置信息可以由被触发的阳极丝及所测得的漂移时间精确给出。当前采用的 MWDC 的位置分辨约为  $100\ \mu\text{m}$  ( $\sigma$ )。在探测效率方面, MWDC 探测效率的动态范围较 MWPC 有了很大

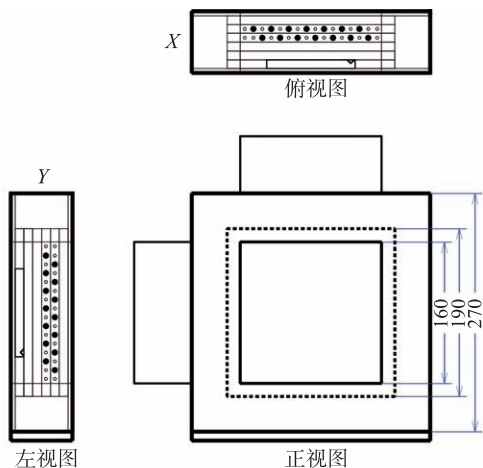


图 5 多丝漂移室 (MWDC) 结构示意图

的提升, 二者对于不同核素的探测效率如图 6 所示。

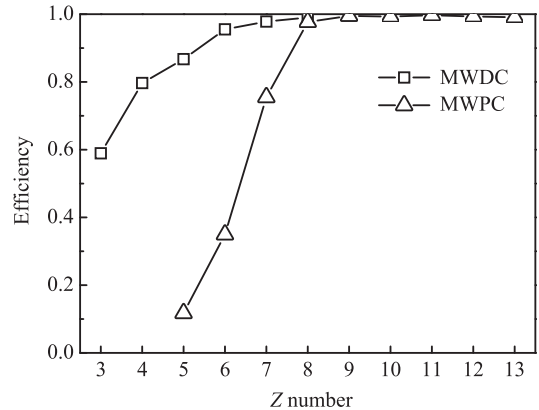


图 6 MWPC 和 MWDC 对不同核素的探测效率

### 3.3 能量损失探测器

能量损失探测器对于鉴别靶前粒子以及靶后出射粒子的质子数  $Z$  都至关重要。Si 探测器是最常用的能量损失探测器之一, 但对于重离子来说, Si 探测器的沟道效应非常不利于电荷改变截面的高精度测量。

一种可以替代 Si 进行能量损失测量的探测器是多采样气体电离室 (MUSIC)<sup>[34-35]</sup>。结合国内外的研究经验, 我们与近物所气体探测器研究室合作研制了灵敏面积达  $130\ \text{mm} \times 130\ \text{mm}$  的 MUSIC, 其结构及  $Z$  分辨如图 7 所示。在束实验测试显示, 通过多次低能损采样, MUSIC 的  $Z$  分辨可以达到  $0.2$  ( $\sigma$ ) 以下。由图 7 可见,

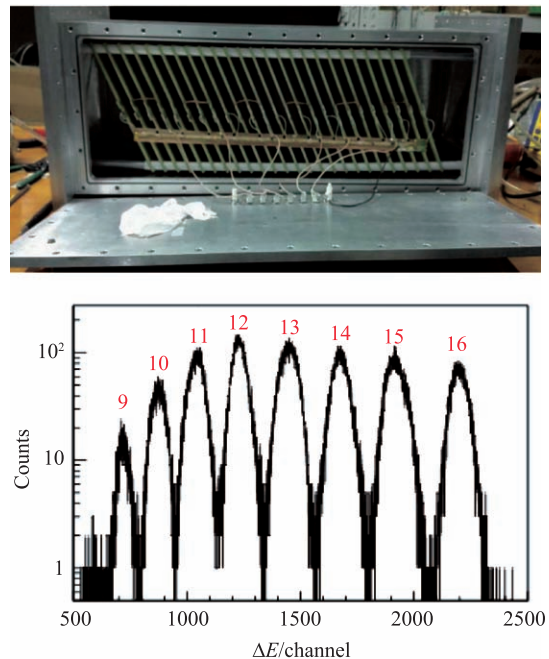


图 7 (在线彩图) MUSIC 探测器的结构图及其  $Z$  分辨, 鉴别的原子序数如图中标记

该 MUSIC 完全可以满足轻核区电荷改变截面测量的需求。

### 3.4 数据获取系统

在数据获取系统方面，除了采用传统的 ADC, QDC, TDC 记录幅度和时间信息外<sup>[36]</sup>。考虑到能量损失探测器 Si、MUSIC 等是死时间较长的探测器，在计数率较高情况下堆积信号严重，对准确测量粒子的能量损失带来了极大的挑战。针对 RIBLL2 慢引出均匀性较差的实际情况，我们搭建了堆积标记电路，并在原有数据获取系统中增加了 multi-hit TDC(mTDC) 以及 Scaler(SCA) 用以记录识别堆积的物理事件。实验电子学简图如图 8 所示。相比于传统的 TDC，multi-hit TDC 可以在一段较长的时间范围内(例如 52  $\mu\text{s}$ )记录多个相邻信号间的时间差，这样就可以将相邻信号时间差小于能量损失探测器死时间的堆积事件剔除，进而准确地获得粒子的能量损失信息，分辨粒子的质子数  $Z$ 。

### 3.5 测量平台的性能

近四年来，通过不断完善探测器系统，持续改进实

验平台，电荷改变截面测量平台的粒子鉴别能力也在不断提高，图 9 总结了测量由轻核区向重核区推进的相关进展<sup>[37]</sup>。图中每个团簇，代表着一种核素。在图 9(a) 和 (b) 中的粒子鉴别中，测量平台采用了 Si 作为能量损失探测器。以图 9(b) 为例，由于沟道效应的影响，部分  $^{17}\text{N}$  的能量损失与硼和碳同位素的能量损失难以区分。图 9(c) 中采用 MUSIC 作为能量损失探测器，可以实现对  $Z < 18$  的原子核的清晰鉴别。可见，当前测量平台的粒子鉴别能力在稳步提升，具备了测量更重核区原子核的能力。

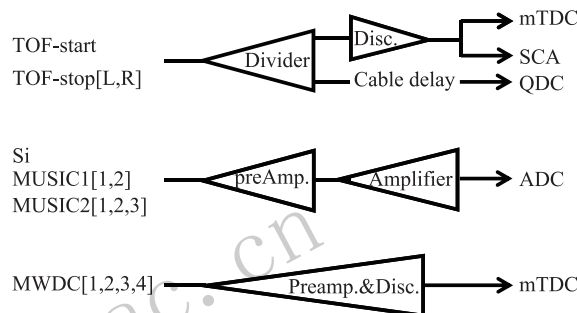


图 8 电子学系统简图

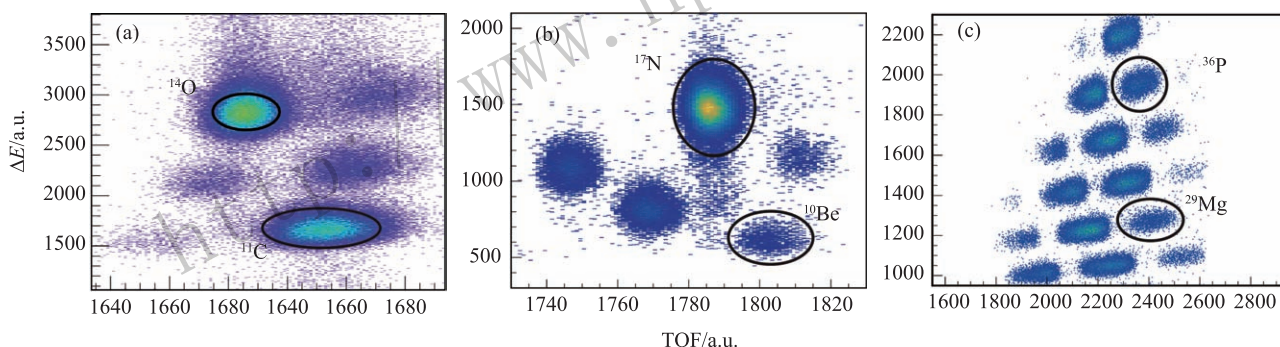


图 9 (在线彩图) 测量平台的粒子鉴别能力，摘自文献<sup>[37]</sup>

## 4 测量进展与计划

目前，我们已经首次在 RIBLL2 实现了  $Z \sim 20$  次级束粒子的清晰鉴别，这也标志着 RIBLL2 成为继德国 GSI-FRS、日本 RIKEN-BigRIPS 之后，可开展 300 AMeV 能区放射性核束实验的一条新的束流线。

在 200~400 AMeV 能区的三次测试实验中，已经初步得到了约 20 个原子核在碳靶上的电荷改变截面，如图 10 中红色空心圆所示。这些原子核主要分布在  $\beta$  稳定线附近，在  $N = Z$  线右侧。这些数据极大地丰富了  $Z < 20$  原子核在碳靶上电荷改变截面数据，为探索 300 AMeV 能区电荷改变截面数据的系统演化、研究提取核电荷半径方法等提供了重要实验依据。

图 11 中红色实心方块数据点为测得的 350 AMeV  $^{11-15}\text{C}$  在碳靶上的电荷改变截面结果。由于束流时间的限制，统计较低，实验结果的误差略大，但仍可以得出以下结论：(1) 当前 350 AMeV  $^{11-15}\text{C}$  在碳靶上的电荷改变截面几乎与质量数无关。这一结论与 900 AMeV 结论相同。(2) 350 AMeV 的电荷截面实验值与之前 285 AMeV 及 900 AMeV 实验数值基本相同。电荷改变截面在 300~900 AMeV 能区的能量无关性与 Glauber 模型的预测不同。这一差异表明目前对于电荷改变反应机制的理解还不够完善。因此，在不同能区开展电荷改变截面的实验测量是非常有必要的，这是当前研究的一个热点，也是我们下一步研究的重心。

接下来的几年，我们将开展图 10 所示  $sd$  壳原子核

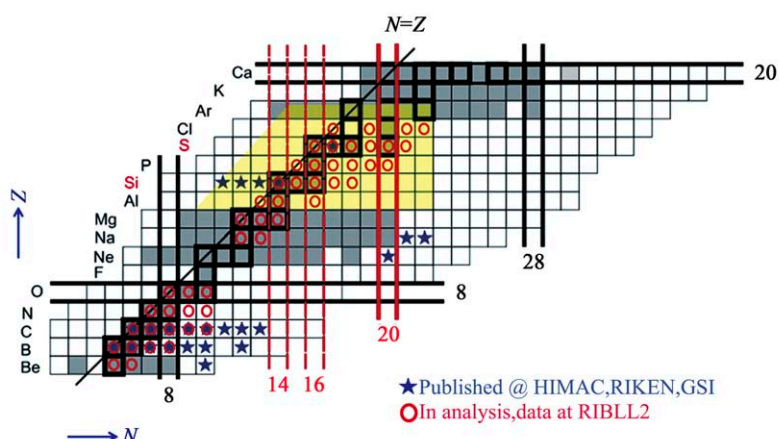


图 10 (在线彩图) 电荷半径测量面

灰色区代表电荷半径已知的原子核, 相关数据来自文献[38]; 蓝色星为相关原子核, 其电荷半径是通过电荷改变截面方法提取的; 红色空心圆代表基于 RIBLL2-ETF 电荷改变截面平台测量的原子核。黄色阴影区为计划测量的原子核。

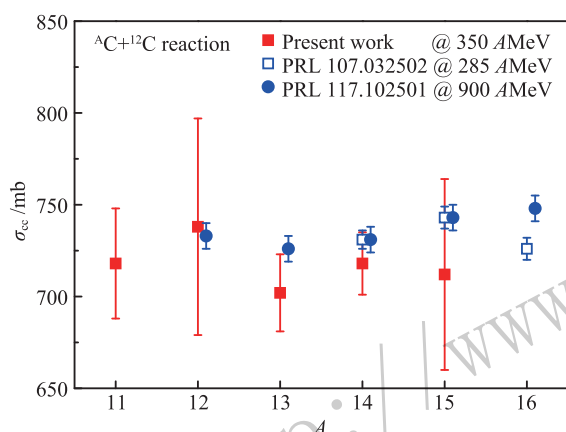


图 11 (在线彩图) 碳同位素链在碳靶上的电荷改变截面  
其中红色实心方块数据点为在 ETF 电荷改变截面测量平台测得结果。

在碳靶和氢靶上电荷改变截面的实验测量, 提供关键电荷半径数据, 进而探索  $N(Z) = 14$ ,  $N(Z) = 16$ ,  $N = 20$  壳结构演化, 结合理论计算研究张量力的作用。在氢靶上的截面, 可以通过对比在碳靶和聚乙烯靶上的截面得到; 此外, 我们已开始研制液态/固态氢靶技术, 这将进一步提升奇特核截面研究平台的实验装置水平和测量能力。

## 5 总结展望

在过去的四年中, 我们陆续研制了小尺寸快时间探测器、MUSIC探测器, 其中基于塑料闪烁体的快时间探测器的最高精度优于 10 ps, 达到了世界上同类探测器最佳水平; MUSIC探测器提供的  $Z$  分辨优于  $0.2(\sigma)$ , 性能与德国、日本同类型探测器相当; 实验中使用的四台漂移室探测器, 位置精度约为  $100 \mu\text{m} (\sigma)$ , 对 Li 等轻核素的探测效率也在稳步提升。同时, 加速器的束流条件也在不断改进。

基于上述探测器, 北航-近物所团队搭建了次级束粒子鉴别系统, 完成了电荷改变截面测量平台的建设。当前电荷改变截面测量平台已经可以很好地满足轻核区的实验需求。初步的实验结果表明, 目前对于电荷改变反应机制的理解还不够完善, 有必要在不同能区开展电荷改变截面的实验测量以便深入理解其反应机制。基于 RIBLL2 的实验探索, 在相应探测器的研发、碎片分离器的调试以及实验技术等方面均取得了经验累积, 将为“十二五”装置 HIAF 的 HFRS 提供必要的技术和方法参考。

## 参考文献:

- [1] SUN B H, LU Y, PENG J P, *et al.* *Phys Rev C*, 2014, **90**: 054318 and references therein.
- [2] BROWN B A. *Phys Rev Lett*, 2000, **85**: 5296.
- [3] SUN B H, LIU C Y, WANG H X. *Phys Rev C*, 2017, **95**: 014307.
- [4] NÖRTERSHÄUSER W, TIEDEMANN D, ŽÁKOVÁ M, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2009, **102**: 062503.
- [5] KRIEGER A, BLAUM K, BISSELL M L, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2012, **108**: 142501.
- [6] TRAN D T, ONG H J, HAGEN G, *et al.* *Nature Communication*, 2018, **9**: 1594.
- [7] GARCIARUIZ R F, BISSELL M L, BLAUM K, *et al.* *Nature Physics*, 2016, **12**(6): 594.
- [8] ZENG J Y. *Acta Physica Sinica*, 1975, **24**: 151. (in Chinese) (曾谨言. *物理学报*, 1975, **24**: 151.)
- [9] ZHANG S Q, MENG J, ZHOU S G, *et al.* *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 2002, **26**(3): 252. (in Chinese) (张双全, 孟杰, 周善贵, 等. *高能物理与核物理*, 2002, **26**(3): 252.)
- [10] LEI Y A, ZENG J Y. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 2007, **31**(8): 731. (in Chinese) (雷亦安, 曾谨言. *高能物理与核物理*, 2007, **31**(8): 731.)

- [11] LEI Y A, ZHANG Z H, ZENG J Y. *Commun Theor Phys*, 2009, **51**: 123.
- [12] ZHANG S Q, MENG J, ZHOU S G, *et al.* *Euro Phys J A*, 2002, **13**: 285.
- [13] XIA X W, LIM Y, ZHAO P W, *et al.* *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 2018, **121–122**: 1.
- [14] WANG N, LI T. *Phys Rev C*, 2013, **88**: 011301(R).
- [15] NI D D, REN Z Z, DONG T K, *et al.* *Phys Rev C*, 2013, **87**: 024310.
- [16] QIAN Y B, REN Z Z, NI D D. *Phys Rev C*, 2013, **87**: 054323.
- [17] ZHOU S G, MENG J, RING P, *et al.* *Phys Rev C*, 2010, **82**: 011301(R).
- [18] MENG J, TOKI H, ZHOU S G, *et al.* *Prog Part Nucl. Phys.*, 2006, **57**: 470.
- [19] SUN X X, ZHAO J, ZHOU S G. *Phys Lett B*, 2018, **785**: 530.
- [20] MENG J, ZHOU S G. *J Phys G: Nucl Part Phys*, 2015, **42**: 093101.
- [21] HAGEN G, EKSTROM A FORSSEN C, *et al.* *Nature Physics*, 2016, **12**: 186.
- [22] SUN Z H, WU Q, ZHAO Z H, *et al.* *Phys Lett B*, 2017, **769**: 227.
- [23] SHEN S H, LIANG H Z, MENG J, *et al.* *Phys Rev C*, 2017, **96**: 014316.
- [24] TSUKADA K, ENOKIZONO A, OHNISHI T, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2017, **118**: 262501.
- [25] OZAWA A, BOCHKAREV O, CHULKOV L, *et al.* *Nuclear Physics A* 2001, **691**: 599.
- [26] YAMAGUCHI T, HACHIUMA I, KITAGAWA A, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2011, **107**: 032502.
- [27] ESTRADA A, KANUNGO R, HORIUCHI W, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2014, **113**: 132501.
- [28] TERASHIMA S, TANIHATA I, KANUNGO R, *et al.* *Prog Theor Exp Phys*, 2013, 101D02.
- [29] OZAWA A, MORIGUCHI T, OHTSUBO T, *et al.* *Phys Rev C*, 2014, **89**: 044602.
- [30] KANUNGO R, HORIUCHI W, HAGEN G, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2016, **117**: 102501.
- [31] ZHAO J W, SUN B H, TANIHATA I, *et al.* *Nucl Instr Meth A*, 2016, **823**: 41.
- [32] LIN W J, ZHAO J W, SUN B H, *et al.* *Chinese Physics C*, 2017, **41**(6): 066001.
- [33] ZHANG X, HU R J, LU C G, *et al.* *Nuclear Physics Review*, 2017, **34**(3): 591. (in Chinese). (张兴, 胡荣江, 鲁辰桂, 等. *原子核物理评论*, 2017, **34**(3): 591.)
- [34] KIMURA K, IZUMIKAWA T, KOYAMA R, *et al.* *Nucl Instr Meth A*, 2005, **538**: 608.
- [35] ZHANG X H, TANG S W, MA P, *et al.* *Nucl Instr Meth A*, 2015, **795**: 389.
- [36] *CAEN Electronic Instrumentation: VME modules.*
- [37] SUN B H, ZHAO J W, ZHANG X H, *et al.* *Science Bulletin*, 2018, **63**: 78.
- [38] ANGELI I, MARINOVA K P. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 2013, **99**: 69.

## Progress of the Charge-changing Cross Section Measurements of Exotic Nuclei at RIBLL2

ZHAO Jianwei, SUN Baohua<sup>†</sup>

(Beihang University, Beijing 10019, China)

**Abstract:** Charge radius is one of the most fundamental observables of atomic nuclei, reflecting the proton distributions in nuclei. Their precision measurements have served as a key tool to study nuclear structure. Recently, a novel method to deduce charge radii has been developed via precise measurements of charge-changing cross sections(CCCS) of exotic nuclei at relativistic energies. This method is in particular suitable for investigation of exotic nuclei with low production yield. In 2013, we proposed to make such measurements for exotic nuclei lighter than oxygen based on the RIBLL2 beam line. Since then, the TOF- $\Delta E$  detector system for particle-identification(PID) and the CCCS platform have been constructed, continuously optimized and tested. So far CCCS measurements on a carbon target have been performed for more than 20 isotopes. In this contribution, we will introduce the progress of detector development, the progress in PID, and our experimental progress and plan.

**Key words:** exotic nuclei; charge radius; charge-changing cross sections; particle-identification

Received date: 2 Oct. 2018; Revised date: 29 Nov. 2018

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (U183220043, 11475014); National Key Program for S&T Research and Development (2016YFA0400504)

<sup>†</sup> Corresponding author: SUN Baohua, E-mail: bhsun@edu.cn.