



## 不稳定原子核 $\beta$ 衰变强度的实验测量方法

张寂潮 孙保华

### Experimental Measurement Method of Beta Decay Strength of Unstable Nuclei

ZHANG Jichao, SUN Baohua

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC69>

引用格式:

张寂潮, 孙保华. 不稳定原子核  $\beta$  衰变强度的实验测量方法[J]. *原子核物理评论*, 2020, 37(3):438–446. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC69

ZHANG Jichao, SUN Baohua. Experimental Measurement Method of Beta Decay Strength of Unstable Nuclei[J]. *Nuclear Physics Review*, 2020, 37(3):438–446. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC69

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### [基于不稳定核基本性质测量的原子核结构研究](#)

Study of Nuclear Structure by the Measurement of the Ground State Properties of Unstable Nuclei  
*原子核物理评论*. 2018, 35(4): 382–389 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.04.382>

#### [基于极化氦三靶的原子核散射实验](#)

Nuclear Scattering Experiment Based on the Polarized Helium-3 Target  
*原子核物理评论*. 2019, 36(2): 151–160 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.02.151>

#### [无中微子双 \$\beta\$ 衰变相关的中微子势 \(英文\)](#)

Neutrino Potential for Neutrinoless Double Beta Decay  
*原子核物理评论*. 2017, 34(1): 82–86 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.01.082>

#### [Skyrme张量相互作用对可能的等待点原子核 \$\beta\$ 衰变半衰期的影响\(英文\)](#)

Effects of Skyrme Tensor Interactions on the  $\beta$  Decay Half-lives in Possible Waiting Point Nuclei  
*原子核物理评论*. 2017, 34(3): 476–480 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.476>

#### [r-过程路径核 \$\beta^-\$ -衰变半衰期的估算](#)

Estimate of  $\beta^-$ -decay Half-lives for r-process Nuclei  
*原子核物理评论*. 2017, 34(3): 425–430 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.425>

文章编号: 1007-4627(2020)03-0438-09

## 不稳定原子核 $\beta$ 衰变强度的实验测量方法

张寂潮, 孙保华<sup>†</sup>

(北京航空航天大学物理学院, 北京 100191)

**摘要:** 原子核的  $\beta$  衰变是指原子核放射出  $\beta$  粒子或俘获电子而进行的转变。对  $\beta$  衰变强度  $S_\beta(E)$  的精确测量, 对探索不稳定原子核的结构、揭秘恒星核合成过程、验证  $\beta$  衰变理论等方面均存在着重要意义。实验上, 为了测量  $\beta$  衰变强度, 一种方法是利用  $\beta$ - $\gamma$  符合测量或者全吸收谱仪对  $\beta$  衰变产物进行直接测量, 这种方法可以给出子核在  $Q_\beta$  窗口内的衰变信息。另一种方法是利用在中等能区 (100~400 MeV/u) 进行的电荷交换反应, 如 (p,n) 或 ( $^3\text{He}$ ,t), 通过微分截面的高精度测量获得子核的  $\beta$  衰变强度, 这种方法可以用于研究子核在  $Q_\beta$  窗外的衰变强度, 但是对束流强度有较高的要求, 尚无法系统研究产额较低的不稳定原子核。有鉴于此, 本文提出对不稳定核素的电荷交换反应总截面进行系统测量, 结合核反应理论, 这种方法有望约束不稳定核素在质子发射阈下的 Gamow-Teller 跃迁的总强度。最后简要介绍了已开展和计划开展的工作。

**关键词:**  $\beta$  衰变; 电荷交换反应; Gamow-Teller 跃迁强度

**中图分类号:** O571.53

**文献标志码:** A

**DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC69

### 1 引言

$\beta$  衰变是研究原子核结构的最重要工具之一<sup>[1]</sup>。跃迁强度函数 ( $\beta$  transition strength function)  $S_\beta(E_j)$  是对  $\beta$  衰变描述的一个重要物理量, 代表了  $\beta$  衰变矩阵元关于衰变子核激发能  $E_j$  的分布, 决定了原子核  $\beta$  衰变的特性。原子核衰变半衰期  $T_{1/2}$  可以表示为<sup>[2]</sup>

$$T_{1/2}^{-1} = \int S_\beta(E_j) \times f(Z, Q_\beta - E_j) dE, \quad (1)$$

其中  $f(Z, Q_\beta - E_j)$  为费米函数, 由子核的质子数  $Z$ 、 $\beta$  衰变的反应能  $Q_\beta$  以及激发能  $E_j$  决定, 也被称为相空间因子 (phase-space factor)<sup>[3]</sup>。从母核衰变至子核激发态  $j$  (激发能为  $E_j$ ) 的衰变强度  $I_\beta(E_j)$  定义如下<sup>[4]</sup>:

$$I_\beta(E_j) = S_\beta(E_j) \times f(Z, Q_\beta - E_j) \times T_{1/2}. \quad (2)$$

图 1 表示了  $S_\beta(E_j)$ ,  $I_\beta(E_j)$  和  $f(Z, Q_\beta - E_j)$  三者的关联。可靠的  $S_\beta(E_j)$  实验数据对于预测远离稳定线

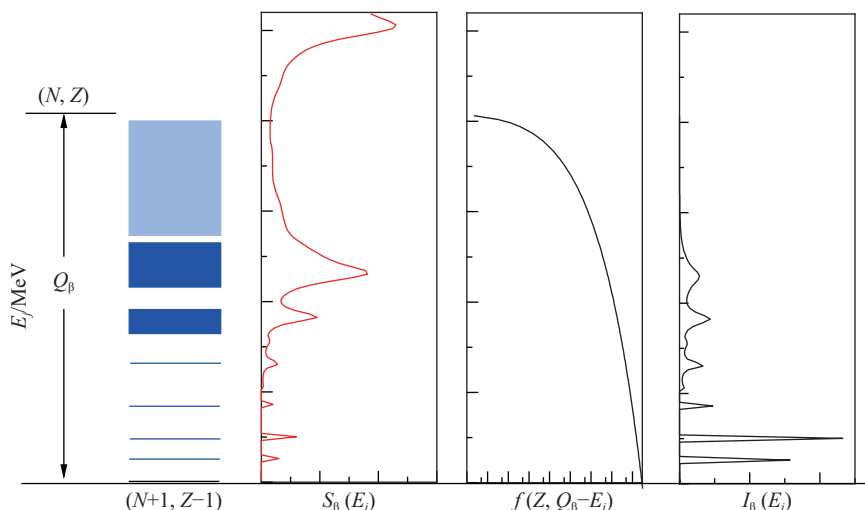


图 1 (在线彩图)  $\beta^+$  衰变示意图

图中分解了衰变中的主要物理量, 包括  $\beta$  衰变能  $Q_\beta$ , 跃迁强度函数  $S_\beta(E_j)$ , 相空间因子  $f$ , 以及实验测量到的  $\beta$  衰变强度  $I_\beta(E_j)$ 。

收稿日期: 2020-03-13; 修改日期: 2020-04-06

基金项目: 国家重点研发计划项目 (2016YFA0400504); 国家自然科学基金资助项目 (U1832211, 11922501, 11961141004)

作者简介: 张寂潮 (1993-), 男, 北京人, 博士研究生, 从事粒子物理与原子核物理研究; E-mail: zhangjichao@buaa.edu.cn

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

原子核的半衰期<sup>[5]</sup>, 验证衰变纲图的完整性, 计算 $\beta$ 缓发衰变情况下的缓发粒子能谱, 理解远离 $\beta$ 稳定线原子核的衰变模式<sup>[6]</sup>以及开发相应的微观模型<sup>[7]</sup>均至关重要。

对允许跃迁中的 Gamow-Teller(GT)跃迁类型, 其跃迁约化强度 (reduced transition strength)  $B(\text{GT})$  与  $S_\beta(E_j)$  的关系如下<sup>[4]</sup>:

$$B(\text{GT}) = S_\beta(E_j) \times 6147 \left( \frac{g_V}{g_A} \right)^2, \quad (3)$$

其中  $g_V$  与  $g_A$  分别代表轴矢量和弱相互作用矢量耦合常数。为了理解 GT 共振 (GT Resonance) 在激发态上的分布与同位旋  $T_z$  之间的关系<sup>[8-10]</sup>, 非常有必要进行相应的系统学研究。此外, 对同一核素在  $\beta^+$  衰变和  $\beta^-$  衰变方向的  $B(\text{GT})$  强度, 在理论上存在着模型无关的求和法则, 即:

$$\sum B(\text{GT}, \beta^-) - \sum B(\text{GT}, \beta^+) = 3(N - Z), \quad (4)$$

其中  $N$  代表核素的中子数,  $Z$  代表质子数。然而, 之前的大多数实验显示 GT 总强度低于理论预测, 即 GT 强度 quenching 问题<sup>[8]</sup>。开展更多核素体系的总 GT 强度测量, 发展新型的实验方案, 一直是一个前沿问题。

在核天体物理领域中, 核合成过程在高温高密环境下进行。核素在此环境下的  $\beta$  衰变过程可能异于常温下, 一些新的衰变道可以打开, 一些衰变道也可能随之关闭, 如丰中子原子核的电子俘获<sup>[11-13]</sup>、激发态的  $\beta$  衰变。因此, 天体条件下可靠的  $S_\beta(E_j)$  数据也是理解核合成过程的一个重要物理参数<sup>[14-17]</sup>。

本文旨在介绍测量  $S_\beta(E_j)$  的主要实验方法, 包括测量原理以及局限性。最后讨论由电荷交换反应总截面来获得总衰变强度的可能方法。

## 2 利用 $\beta$ 衰变测量衰变强度

目前, 利用  $\beta$  衰变测量其衰变强度  $S_\beta(E_j)$  有两种主要的方法。最经典的方法是使用高分辨率的  $\gamma$  谱仪, 一般利用高纯锗探测阵列, 来对  $\beta$  衰变及其级联的  $\gamma$  跃迁进行符合测量, 获得  $\gamma$  射线的能谱。再依据  $\gamma$ - $\gamma$  之间的符合关系, 构建出衰变子核的能级纲图, 计算出对应能级  $E_j$  的强度  $I_\beta(E_j)$ 。结合半衰期  $T_{1/2}$  数据, 即可获得  $S_\beta(E_j)$  或者  $B(\text{GT})$  的精细结构。

另一种方法是使用全吸收谱仪 (total absorption spectroscopy)。这种方法旨在利用“理想状态”下对  $\beta$  衰变之后的所有级联  $\gamma$  射线具有 100% 探测效率的  $4\pi$  探测器, 来测量在一次衰变事件中产生的全部  $\gamma$  射线的能量之和, 提取衰变强度  $I_\beta(E_j)$ 。

### 2.1 高分辨率 $\gamma$ 谱仪

如图 1 所示, 以  $\beta^+$  衰变为例。母核 (中子数为  $N$ , 质子数为  $Z$ ) 在发生  $\beta$  衰变后, 会衰变至子核 (中子数为  $N+1$ , 质子数为  $Z-1$ ) 的基态或者激发态。处于激发态的子核可通过放出  $\gamma$  射线的方式退激至基态。 $\beta$  衰变之后, 利用高纯锗探测器对级联  $\gamma$  射线进行符合测量, 经过开窗分析, 推断出整个衰变纲图的精细结构, 进而获得  $I_\beta(E_j)$  的分布, 从中提取出衰变强度  $S_\beta(E_j)$  和  $B(\text{GT})$ 。计算  $I_\beta(E_j)$  的公式如下:

$$I_\beta(E_j) = \sum [I_\gamma(E_j)]_{\text{out}} - \sum [I_\gamma(E_j)]_{\text{in}}, \quad (5)$$

其中  $\sum [I_\gamma(E_j)]_{\text{out}}$  代表从能级  $E_j$  发出的  $\gamma$  射线总强度,  $\sum [I_\gamma(E_j)]_{\text{in}}$  代表跃迁到能级  $E_j$  上的  $\gamma$  射线总强度。在一些特殊情况下, 还需要考虑有激发态发射中子、质子等带电粒子的情况。

我们以 2018 年在美国国家超导加速器实验室 (NSCL) 进行的  $^{32}\text{Cl}$  原子核  $\beta^+$  衰变实验<sup>[18]</sup> 为例, 对这种方法的过程进行简要介绍。

$^{32}\text{Cl}$  核素靠近  $\beta$  稳定线, 衰变产生的子核  $^{32}\text{S}$  具有稳定的基态, 在此工作之前, 早期研究已经给出了  $^{32}\text{S}$  的部分能级纲图<sup>[19]</sup>。实验采用由回旋加速器产生的 150 MeV/u 的  $^{36}\text{Ar}$  主束轰击 Be 靶并获得流强为  $3.3 \times 10^4$  pps 的  $^{32}\text{Cl}$  的次级束。使用由 9 块高纯锗探测器构成的探测阵列探测  $\gamma$  射线, 并使用塑料闪烁体探测器作为系统的触发, 阻滞  $^{32}\text{S}$ 。

图 2(a) 为高纯锗探测阵列测量的  $\gamma$  射线能谱。在对能谱进行开窗分析后, 通过  $\gamma$  射线不同峰之间的符合关系, 就可以得到衰变纲图。利用衰变纲图, 计算出激发态  $E_j$  的强度  $I_\beta(E_j)$ , 就可以提取出  $S_\beta(E_j)$  和  $B(\text{GT})$  的信息。如图 2(b) 所示, 实验获得的  $\sum B(\text{GT})$  值 (图中黑线) 与理论值 (图中灰线) 随着激发能的分布的对比, 其中理论值乘了 0.6 的 quenching 因子<sup>[18]</sup>, 可以用来检验理论模型。

利用这种方法, 曾经开展了大量的实验研究, 近期的工作代表如  $^{37}\text{Al}$ <sup>[20]</sup>、 $^{39}\text{Si}$ <sup>[20]</sup>、 $^{100}\text{Sn}$ <sup>[21]</sup> 和  $^{127}\text{Cd}$ <sup>[22]</sup>。

这种方法也存在一定的缺陷。使用高分辨的高纯锗探测器可以得到能级纲图, 但是对于高能量的  $\gamma$  射线的探测效率却比较低 (对 1332 keV 的  $\gamma$  射线仅有 20% 的效率<sup>[3]</sup>)。在 高能部分缺失的计数会导致 Pandemonium 效应<sup>[23]</sup>, 从而无法从测量中提取出准确的衰变强度  $I_\beta(E_j)$ 。另外一点就是, 相空间因子正比于  $(Q_\beta - E_j)^5$ , 对于相空间较小的衰变, 相应的  $\beta$  和  $\gamma$  射线的强度会急剧降低 (如图 1 所示), 因此为了达到相应的测量精度,

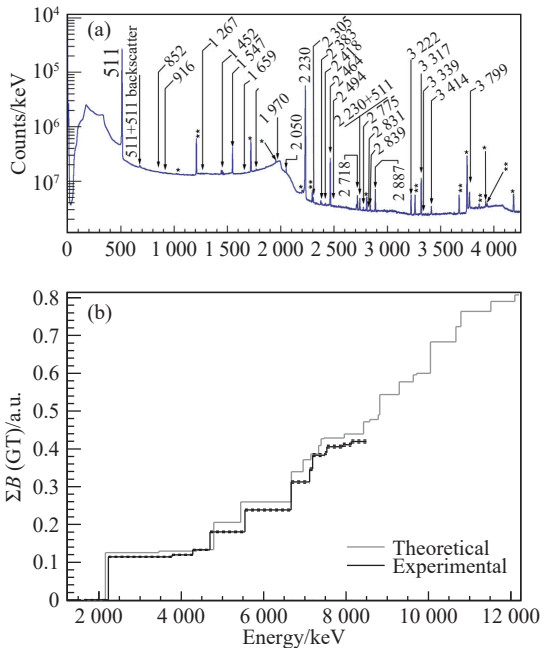


图 2 (在线彩图) 在 NSCL 进行的  $^{32}\text{Cl}$  的  $\beta^+$  衰变实验结果, 摘自文献 [18]  
 (a) 测量得到的  $\gamma$  能谱; (b) 实验提取出的  $\sum B(\text{GT})$  信息与理论值的对比。

需要很长的束流时间。例如, 当  $E_j$  增大到  $Q_\beta$  的 85% 时,  $f$  因子会衰减到 1/10 000 以下。这意味着这种方法主要适用于研究  $Q_\beta$  窗口内衰变强度较大的跃迁。

### 2.2 全吸收谱仪

另一种方法是使用全吸收谱仪。母核在通过  $\beta$  衰变至子核激发态  $j$  (激发能  $E_j$ ) 后, 子核通过放出一级或者多级  $\gamma$  射线的方式, 跃迁到子核的基态或者长寿命同核异能态。如果对一次  $\beta$  衰变事件关联的所有级联  $\gamma$  射线进行测量, 则可测到相应  $E_\gamma$  的能量之和, 即  $E_j$ 。随着对  $\beta$  衰变事件统计性的增加, 则可获得衰变后子核激发态  $E_j$  的分布信息。

国际上已运行的全吸收谱仪包括德国亥姆霍兹重离子研究中心 (GSI) 的 TAS<sup>[24]</sup>、俄罗斯的 TAgS<sup>[25]</sup>、欧洲核子中心 (CERN) 的 LUCRECIA<sup>[26]</sup>、美国 NSCL 的 SuN<sup>[27]</sup>, 它们选用 NaI(Tl) 探测器来组成的大角度、大体积阵列。NaI(Tl) 探测器可以做成较大的体积, 具有很好的探测效率, 同时能量分辨适中。利用全吸收谱仪所测量到的数据  $d(i)$ , 反映了  $\beta$  衰变后子核激发态的分布信息, 其与衰变强度  $I_\beta(E_j)$  之间的关系如下所示<sup>[4]</sup>:

$$d(i) = \sum_{j=1}^{j_{\max}} R(i, j) I_\beta(j), \quad (6)$$

其中  $j$  代表在激发能能谱上区间序号,  $i$  代表仪器测量

的道址。 $R(i, j)$  为仪器对能量和位置的响应函数, 对  $R$  的标定是每个全吸收谱仪中最关键的步骤。得到  $I_\beta(E_j)$  后, 则可以提取出  $S_\beta(E_j)$  和  $B(\text{GT})$  的数值。

图 3 为近期利用 SuN 谱仪进行的  $^{69}\text{Co}$  实验<sup>[28]</sup> 结果。图 3(a) 中, 黑色实线代表了实验测量的  $^{69}\text{Co}$  经过  $\beta$  衰变后的  $\gamma$  射线总能量, 红色实线代表了利用已有  $\beta$  衰变的数据模拟得到的能谱, 两者的差别说明全吸收谱仪可以更加高效地测量较高激发能情形 ( $E_j > 2 \text{ MeV}$ ) 下的衰变强度。图 3(b) 是提取出的  $\sum B(\text{GT})$  信息 (图中黑色实线, 绿色区域代表不确定度), 以及不同理论模型给出的预测值。可以看到, 理论上的预测值要系统地大于提取出的  $\sum B(\text{GT})$ 。

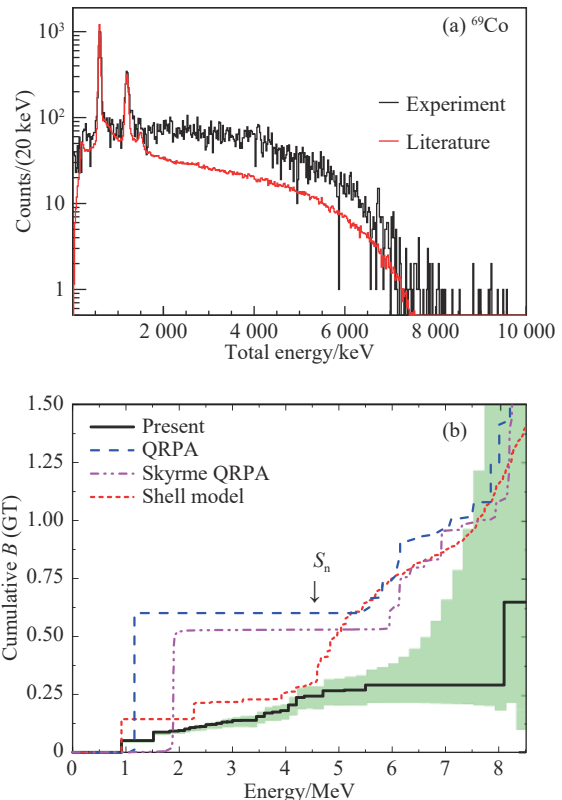


图 3 (在线彩图) 在 SuN 上进行的  $^{69}\text{Co}$   $\beta$  衰变实验结果, 摘自文献 [28]

图 (a) 黑线为测量得到的  $\gamma$  能谱, 红线为利用之前的研究进行模拟的结果; 图 (b) 黑线及绿色区域为提取出的  $B(\text{GT})$  信息及不确定度, 其他线条代表不同理论模型预测的结果。

相对于使用高分辨率谱仪的方法, 全吸收谱仪法的优势在于利用 NaI(Tl) 装置能获得更好的探测效率<sup>[24]</sup>。而这种方法的困难主要在于如何精确得到  $R(i, j)$ , 并利用它对实验数据进行可靠解谱。虽然这一方法已经发展了将近 50 年, 但是一般来说只能分析出少部分全吸收峰的信息。由于全吸收谱仪分辨率的限制, 实验需要高纯度的束流, 以避免可能污染物的干扰。NaI(Tl) 晶

难以区分  $\gamma$  和中子在其中沉积的能量信息 [4], 所以对衰变过程中伴随有中子发射的核素, 能谱解析则更为困难。

综合 HPGe 的高分辨测量以及 NaI(Tl) 阵列的高效率测量, 两者结合, 前者得到的能级纲图可以更准确地帮助后者解谱, 而后者可以对弱衰变道进行更加高效率的测量。这是近年来发展起来的一个可行的研究方案, 然而, 应该意识到两种研究  $\beta$  衰变强度的方法, 只可以测量到反应末态激发能在  $Q_\beta$  窗口以下的能级, 无法给出  $Q_\beta$  窗口以上的信息。

### 3 电荷交换反应

利用高分辨磁谱仪, 通过对电荷交换反应 (Cex) 截面进行测量来提取  $B(\text{GT})$ , 是对直接测量  $\beta$  衰变方法的一个重要补充。这种方法可以测量能量在  $Q_\beta$  窗口之上的 GT 跃迁强度, 同时不受  $\beta$  衰变中相空间因子的限制。目前, 电荷交换反应已成为探索 GT 共振和在天体条件下一些弱衰变过程的重要方法 [相当于直接测量图 1 中的  $S_\beta(E_j)$ ]。

通过电荷交换反应研究  $S_\beta(E_j)$  最佳能区是 100~400 MeV/u, 因为在这个能区中, GT 跃迁成分所占比重最大 [29]。在这个能区进行的电荷交换实验表明 [30-31], 对给定的能级 (激发能  $E_j$ ), 其对应的电荷交换微分截面与由  $\beta$  衰变提取的 GT 跃迁强度  $B(\text{GT})$  间, 存在一个正比关系 [32]:

$$\left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{GT}, q=0} = \hat{\sigma} B(\text{GT}), \quad (7)$$

其中  $[d\sigma/d\Omega]_{\text{GT}, q=0}$  代表反应在零动量转换下的微分截面。零动量转换条件, 即  $q=0$ , 对应于质心系内的反应角度为  $0^\circ$ 、反应能  $Q$  值 (即反应前后质量差) 为 0 MeV 的情形。当然, 这在实际实验上是不可能存在的, 需要借助于理论外推获得。 $\hat{\sigma}$  是单位反应截面, 依赖于核素的质量、反应能量以及电荷交换的反应类型 [32-33]。

电荷交换反应可以分为  $\beta^-$  (诸如 (p, n), ( $^3\text{He}$ , t)) 和  $\beta^+$  (诸如 (n, p), (d,  $^2\text{He}$ )) 两种类型。对不同的反应, 具有不同的实验方案。我们先对其中的一些重要类型进行介绍, 并随之提出新方案。

#### 3.1 对稳定核的高精度 Cex 测量

在稳定核 X (中子数为  $N$ , 质子数为  $Z$ ) 上进行的 (p, n)、( $^3\text{He}$ , t) 类型的电荷交换反应可以获得其产物 Y (中子数为  $N-1$ , 质子数为  $Z+1$ ) 的  $B(\text{GT})$  信息。此类实验直接对反应出射粒子 n 或者 t 的动量大小和角度

进行测量, 获得反应产物的激发能谱和截面信息。

轻质量区原子核的能级密度较低, 尤其是在激发能较低的情况。(  $^3\text{He}$ , t) 反应由于入射和出射粒子均为带电粒子, 利用高分辨磁谱仪, 可以得到极高分辨的衰变强度信息。

图 (4) 为在日本大阪大学核物理研究中心 (RCNP) 进行的  $^{10,11}\text{B}(\text{ }^3\text{He}, \text{t})^{10,11}\text{C}$  实验结果 [34]。实验使用 140 MeV/u 的  $^3\text{He}$  束流轰击的混合 B 靶。出射的 t 经过 GR 谱仪偏转, 被其后的焦平面系统探测到其出射的轨迹信息, 进而可以计算获得 t 的动量大小和角度。使用两体动力学, 可以反推出事件中反应产物  $^{10,11}\text{C}$  的激发能以及在反应质心系 (center of mass system) 中的散射角, 获得在不同的质心角下的激发能谱, 进而可以计算得到电荷交换反应的双微分截面  $[d^2\sigma/dE d\Omega]$ 。实验装置获得的能量分辨率为 45 keV, 在此分辨率下可以清晰地从能谱中分辨  $^{11}\text{C}$  的激发态, 得到  $B(\text{GT})$ ; 与利用  $\beta$  衰变获得的  $B(\text{GT})$  对比, 发现两者提取的  $B(\text{GT})$  非常一致。

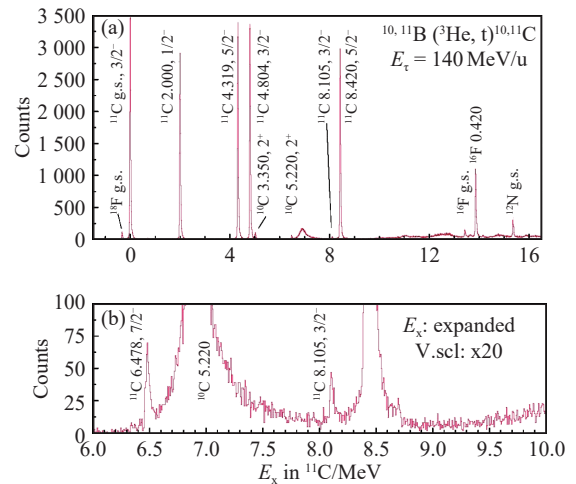


图 4 (在线彩图) 在 RCNP 进行的  $^{10,11}\text{B}(\text{ }^3\text{He}, \text{t})^{10,11}\text{C}$  实验结果, 摘自文献 [34]

图 (a) 激发能在 0~16 MeV 的能谱, 图 (b) 为其中 6~10 MeV 区间的放大。两幅能谱均为质心角  $\theta_{\text{cm}} < 0.5^\circ$  的部分。

在中高质量区的核素, 尤其在  $Q_\beta$  之上, 能级密度会逐渐增大, 受限于系统的能量分辨, 大多数情况下无法通过反应的微分截面直接获得  $\beta$  衰变的跃迁强度, 而需要引入一定的核结构和反应理论。下面以近期在 GR 谱仪上进行的  $^{116,122}\text{Sn}(\text{ }^3\text{He}, \text{t})^{116,122}\text{Sb}$  实验为例, 介绍其实验方法 [35]。

实验中使用 140 MeV/u 的  $^3\text{He}$  束流轰击 Sn 靶。利用与上述过程相同的实验测量方法, 可以得到电荷交换反应的双微分截面  $[d^2\sigma/dE d\Omega]$ 。

考虑  $^{116}\text{Sb}$  的  $E_j=0.090\text{ MeV}$  能级, 图 5(a) 为其反应微分截面的角分布  $[d\sigma/d\Omega]_{(Q,\theta)}$ 。黑色的十字代表实验中测量到的不同角度的数据点。从  $^{116}\text{Sn}$  的基态跃迁至  $^{116}\text{Sb}$  的  $0.090\text{ MeV}$  激发态, 自旋宇称的变化为  $0^+ \rightarrow 1^+$ , 其中不但包括 GT 跃迁成分的贡献 (即  $\Delta L=0$ , 角动量传递为 0, 图中粉红线), 也包括二级禁戒跃迁的成分 (即  $\Delta L=2$ , 图中绿线)。图中蓝线为所有  $\Delta L$  成分的加和。

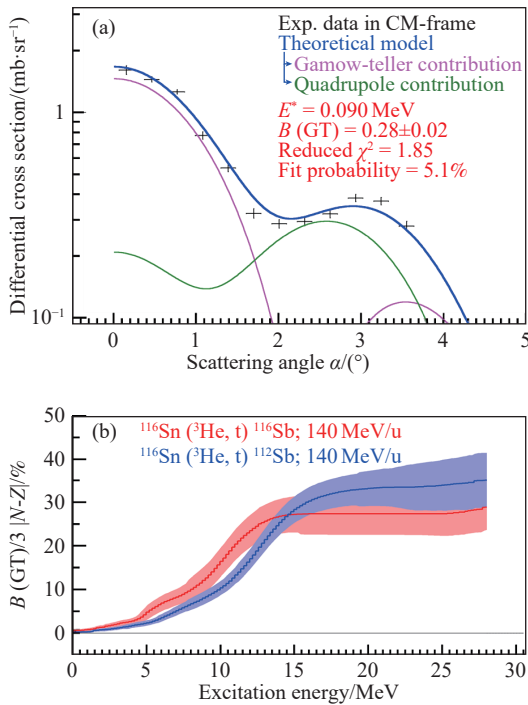


图 5 (在线彩图) 在 RCNP 进行的  $^{116,122}\text{Sn}(^3\text{He}, t)^{116,122}\text{Sb}$  实验结果, 摘自文献 [35] (a)  $^{116}\text{Sn}(^3\text{He}, t)^{116}\text{Sb}$  在  $E_j=0.090\text{ MeV}$  下的微分截面角分布, 黑色十字为实验点, 不同颜色的线代表计算出来的不同  $\Delta L$  成分的贡献。(b) 提取出的  $\sum B(\text{GT})$  信息以及其不确定度, 红色和蓝色分别代表  $^{116}\text{Sb}$  和  $^{122}\text{Sb}$ 。

为了提取出截面中 GT 跃迁的贡献, 在给定反应条件和产物激发能的情形下, 首先使用 DWBA 模型 [36] 计算出不同  $\Delta L$  成分的角分布  $\sigma_{\Delta L}^{\text{calc}}(\theta)$ ; 之后, 使用多极分解分析 (Multipole Decomposition Analysis, MDA) [37] 拟合实验数据点 (即使用加和的蓝色线与实验数据点进行拟合), 得到不同  $\Delta L$  成分的占比  $a_{\Delta L}$ :

$$\sigma^{\text{calc}}(\theta) = \sum_{\Delta L=0}^n a_{\Delta L} \sigma_{\Delta L}^{\text{calc}}(\theta), \quad (8)$$

对  $\Delta L=0$  的部分, 利用 DWBA 模型可计算出外推到质心系  $0^\circ$  角下的微分截面  $[d\sigma/d\Omega]_{\text{GT}, Q, 0^\circ}$ , 以及特定激发能与零动量转换条件下微分截面比率  $R_{\text{DWBA}}$ :

$$R_{\text{DWBA}} = \left[ \frac{d\sigma/d\Omega(q=0)}{d\sigma/d\Omega(Q, 0^\circ)} \right]_{\text{DWBA}}, \quad (9)$$

得到:

$$\left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{GT}, q=0} = \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{GT}, Q, 0^\circ} \times R_{\text{DWBA}}, \quad (10)$$

结合式 (7), 最终可获得对应 GT 跃迁强度  $B(\text{GT})$  以及  $\sum B(\text{GT})$ , 如图 5(b) 所示。实验测量到的最高激发态的能量接近  $30\text{ MeV}$ , 但核  $^{116}\text{Sb}$  和  $^{122}\text{Sb}$  的  $\sum B(\text{GT})$  仍只有求和法则  $3(N-Z)$  预期强度的 30% 到 35%, 这即前文提到的 GT 强度 quenching 问题。

但是需要说明的是, 这种直接使用  $^3\text{He}$  或者 p 作为束流的实验方法, 只能以稳定核素作为靶核, 无法测量不稳定核。另外, 在使用 MDA 计算不同  $\Delta L$  成分的贡献时引入了一定的假设, 即对同一  $\Delta L$  成分, 只考虑一种  $\Delta J$  的贡献; 并且在计算到  $q=0$  的微分截面时, 使用了 DWBA 进行外推, 这些给  $B(\text{GT})$  测定带来一些不确定度。

### 3.2 利用逆动力学研究不稳定核

对靠近  $\beta$  稳定线、产额较高的不稳定核素, 可以采用逆动力学开展电荷交换反应的截面测量。下面以 (p,n) 反应为例, 来介绍逆动力学实验的测量原理, 相对于  $(^3\text{He}, t)$ , 逆动力学 (p,n) 的能量分辨较差, 受限于中子测量以及次级束的动量展宽。

逆动力学 (p,n) 反应的微分截面测量原理如图 6 所示。在实验中, 入射粒子 X 轰击 H 靶发生  $X(p,n)Y$  反应, 产生中子和反应产物 Y。在靶室周围合理设置中子探测器, 测量中子的出射角度和飞行时间, 进而得到中子动量; 对于反应的重离子产物 Y, 通过磁谱仪分析后, 利用焦平面探测器系统测量其出射径迹、能损信息和飞行时间, 可以对其进行粒子鉴别。同时, 在磁谱仪后端设置中子探测器, 可测量产物 Y 直接发射的中子。通过鉴别的粒子和反冲中子做符合, 可以重构出 Y 的激发能, 计算出反应的双微分截面  $[d^2\sigma/dE d\Omega]$ , 最终获得 GT 跃迁强度  $B(\text{GT})$ 。

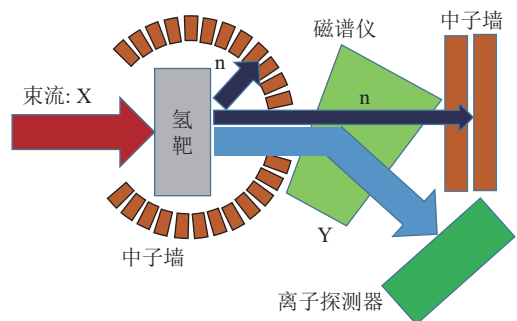


图 6 (在线彩图) 逆动力学电荷交换反应测量原理

下面我们以在 NSCL 的装置上完成的  $^{16}\text{C}(p,n)$  反应为例 [38] 介绍实验方法。此反应利用 120 MeV/u 的  $^{18}\text{O}$  主束轰击 Be 靶，获得能量为 100 MeV/u 的  $^{16}\text{C}$  次级束，束流强度为  $3 \times 10^4$  pps。

结合模拟，发现  $^{16}\text{N}$  小角度处 ( $\sim 5^\circ$ ) 激发能的能量分辨率为 750 keV， $15^\circ$  处约为 2 MeV。图 7 为质心角  $\theta_{\text{cm}} = 4^\circ \sim 6^\circ$  时，反应产物微分截面随激发能  $E_x$  的分布，不同的颜色代表测量到的不同的最终产物。图 8 为反应产物的示意图， $^{16}\text{C}$  经 (p,n) 反应产生  $^{16}\text{N}$ ，如果  $^{16}\text{N}$  的激发能高过其单中子分离阈  $S_n$ ，就会放出一个中子产生  $^{15}\text{N}$ 。同理，若能量高过单质子分离阈  $S_p$  和双中子分离阈  $S_{2n}$ ，则会分别产生  $^{15}\text{C}$  和  $^{14}\text{N}$ ，这与图 7 中的产物截面是相对应的。为了获得  $^{16}\text{C}(p,n)$  反应的  $B(\text{GT})$  信息，首先获得给定能级的总微分截面角分布 (类似于图 5(a))，然后使用 3.1 节中的研究方法，利用 DWBA 模型和 MDA 分析提取出相应能级的  $B(\text{GT})$ ，进而可获得  $\sum B(\text{GT})$  随激发能的演化。

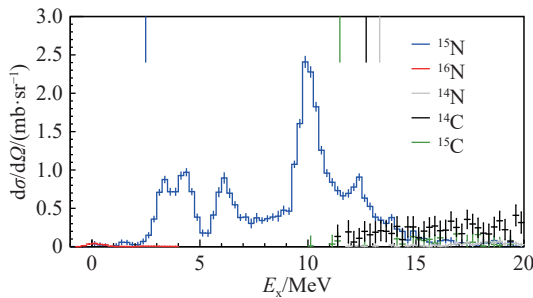


图 7 (在线彩图) 在 NSCL 上进行的  $^{16}\text{C}(p,n)$  实验结果，摘自文献 [38] 图中各颜色点代表不同产物在质心角  $\theta_{\text{cm}} = 4^\circ \sim 6^\circ$  的微分截面关于激发能的分布。

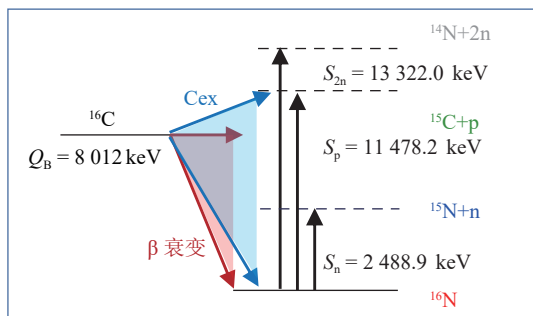


图 8 (在线彩图)  $^{16}\text{C}(p,n)$  反应生成的产物示意图，数据出自 NNDC [39]

近年来，其他基于逆动力学进行的交换研究包括  $^{14}\text{Be}$  [40]， $^{56}\text{Ni}$  [41]， $^{55}\text{Co}$  [42]， $^{132}\text{Sn}$  [30] 等，主要在 NSCL 和日本理化学研究所 (RIKEN) 上进行。由于交换反应的截面较小，同时中子探测器的效率较低，例如在  $^{16}\text{C}(p,n)$  实验中，中子探测器的总探测效率约为 3% [38]，

这对束流的流强、次级束的产额提出了较为苛刻的要求。因此，逆动力学方法很难对远离  $\beta$  稳定线上、产额较低的核素开展系统性的测量。

### 3.3 电荷交换反应总截面

电荷交换反应总截面的测量原理相对简单。在实验中，需要同时准确测量入射粒子 X 的数目  $N_{\text{in}}$ ，以及与靶核进行电荷交换后的反应产物 Y 的数目  $N_{\text{out}}$ ，进而可以获得总截面  $\sigma$ ：

$$\sigma = \frac{N_{\text{out}}}{N_{\text{in}}} \times \frac{1}{d \times N_v}, \quad (11)$$

其中： $d$  为靶的厚度； $N_v$  为靶中单位体积内的靶核数。

这种方法原则上可以测量至所有能级在  $S_p$  以下 (如图 8 所示)、角分布在探测器接受度  $\theta$  内的反应产物，即

$$\sum_{g.s.}^{S_p} \int_0^\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (12)$$

为了获得我们感兴趣的信息，需要将总截面与  $S_p$  以下 GT 跃迁总强度  $\sum_{g.s.}^{S_p} B(\text{GT})$  之间建立联系。首先利用 DWBA 模型计算出总截面中 GT 跃迁成分的占比  $Q_{\text{GT}}$ ，即

$$Q_{\text{GT}} = \frac{\left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{(q=0), \text{DWBA}}}{\left[ \sum_{g.s.}^{S_p} \int_0^\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \right]_{\text{GT, DWBA}}}, \quad (13)$$

利用此系数得到：

$$\hat{\sigma} \sum_{g.s.}^{S_p} B(\text{GT}) = \sum_{g.s.}^{S_p} \int_0^\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \times Q_{\text{GT}}. \quad (14)$$

这一思路如果可行，原则上可以对大量远离稳定线的不稳定核素进行系统性的研究，相关结果可以用于验证理论模型。当然，这种方法的精度以及可行性尚有待系统分析。首先，利用 DWBA 模型进行分析时，使用计算的比率  $Q_{\text{GT}}$ ，这一近似产生的不确定尚有待研究。这种近似，一定程度上也存在“标准”的方法中 (3.2 节)。此外，测量到的产物中也存在激发能超过  $S_p$  的情况，这也会给实验结果的解析带来一定的影响。严格来说，这种方法提取的是  $S_p$  下总强度的上限。

## 4 电荷交换反应总截面测量计划及进展

利用德国 GSI 装置，我们课题组已经陆续测量了 C 和 N 同位素链在 C 靶和 CH 靶上的电荷交换反应总截面 [43-44]。如 3.3 节所讨论的，电荷交换反应总截面数据反映了在  $S_p$  下总衰变强度上限的信息。图 9 对比了

GSI上测量的C和N同位素链的总截面以及对应β衰变的总强度。为便于对比，我们将总衰变强度在<sup>12</sup>C处归一到反应总截面上。可以看出，在丰中子核区域，总强度的数值系统地小于总截面。这种差异可能来自于在接近 $Q_{\beta}$ 窗口位置的β衰变实验数据的缺失。然而GSI上的实验在900 MeV/u的能区进行，并不是研究β衰变强度的最佳能区。

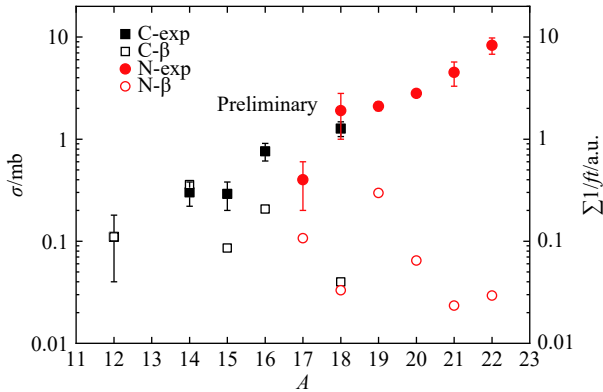


图 9 (在线彩图)GSI上测量到的C和N同位素链的电荷改变总截面和β衰变的总强度

图中实心点和空心点分别代表在GSI上测量得到的C和N同位素链电荷交换反应截面，和通过现有的β衰变数据获得的总跃迁强度。两者以<sup>12</sup>C为基准点，将衰变总强度的数值归一到了总截面上。其中矩形(黑色)和圆形(红色)分别代表了C和N同位素链。

兰州HIRFL-CSRm的RIBLL2束流线<sup>[45]</sup>是目前国际上除德国GSI、日本RIBF<sup>[46]</sup>和HIMAC<sup>[47]</sup>外，少数几个可以提供100~500 MeV/u次级束的装置，为开展不稳定原子核(p,n)电荷交换反应截面的高精度测量提供了可行的实验条件。RIBLL2如图10所示，其中RIBLL2和ETF的位置已经标出。

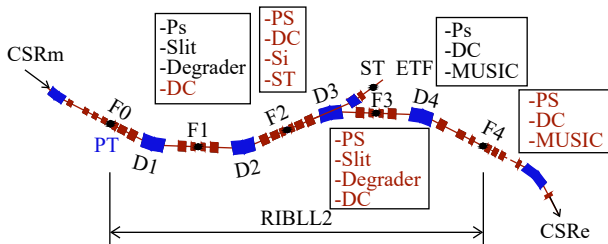


图 10 (在线彩图)RIBLL2束流线以及实验装置示意图  
图中的 $D_n$ 和 $F_n$ 分别表示偶极磁铁和聚焦面的位置。PT和ST分别代表主靶和反应靶。在每个焦点 $F_n$ 处，已安装的探测器已被注明，包括：PS(塑料闪烁体)、MWPC(多丝正比室)、Si(硅探测器)、MUSIC(多采样电离室)、slit(狭缝)和Degradator(降能器)。

利用RIBLL2束流线，我们将在300 MeV/u能区开展不稳定原子核电荷改变反应的总截面测量。第一步是开展<sup>16</sup>C(p,n)<sup>16</sup>N验证性实验，推导出单质子分离阈以

下的 $\sum B(GT)$ ，确认测量方法以及测量平台的可靠性。

之所以选择<sup>16</sup>C核素，主要考虑到它的反应产物<sup>16</sup>N非常特别，即其在 $S_n$ 之下的能级均属于禁戒跃迁，而没有任何GT跃迁的成分。允许的GT跃迁只会发生在 $S_n$ 之上，如图7和图8所示。因此，我们可以通过对靶后粒子的鉴别，来提取出<sup>16</sup>N、<sup>15</sup>N和其他粒子的反应总截面。对不同粒子总截面的研究，可以有助于我们分离出 $S_p$ 以下总截面中GT跃迁的成分。

在过去数年中，我们实验组已经在探测平台等方面做了系列工作，具体可参考相关文献<sup>[48-53]</sup>。利用现有的实验平台，我们已经可以做到对入射的<sup>16</sup>C核素以及靶后的出射核素进行清晰的鉴别。

同时，我们计划在RIBLL2束流线的F4平台上建设固态氢靶系统。直接以低温下的固态氢作为反应靶材，以消除使用C靶和CH靶带来的系统误差。同时该系统采用模块化设计，可以根据实验需求调整氢靶厚度。图11所示即为固态氢靶靶室的设计图。相关设备已经进入测试阶段。



图 11 (在线彩图)固态氢靶系统的设计图  
设计图左右两部分分别为氢气的输入输出单元和靶室主体单元。

综上所述，<sup>16</sup>C(p,n)<sup>16</sup>N是一个绝佳的“proof-of-principle”实验对象，既有相关的β衰变数据<sup>[54]</sup>，也有基于传统(p,n)方法提取的β衰变强度(在3.2节中已做介绍)。

在此基础上，计划系统地测量C同位素链的电荷交换总截面，研究GT跃迁强度的系统性，有可能直接判断出GT共振与 $S_p$ 的相对位置。



## 5 总结与展望

本文简述了研究 $\beta$ 衰变强度几种主要实验方法，并讨论了它们的优点和局限性。

使用高精度的 $\gamma$ 谱仪测量 $\beta$ 衰变后的级联 $\gamma$ 射线，可以获得 $S_{\beta}(E_j)$ 的精细结构，但是对较高能量的 $\gamma$ 谱仪探测效率非常低；使用全吸收谱仪可以获得较好的探测效率，但是解谱相对困难，只能得到部分峰的信息。另外，这两种方法受限于相空间因子 $f$ ，只能测量到 $Q_{\beta}$ 以下的能级。综合不同探测器的优势，进行联合测量，将会成为进一步提高测量精度可行方向。

使用电荷交换反应可以测量对应的 $\beta$ 衰变的强度，传统的(p,n)、( $^3\text{He}$ ,t)反应测量具有较好的实验精度，但是只能在稳定核上开展；利用逆动力学，可以对短寿命核素展开研究，但是受限于仪器的探测效率，对束流有着非常苛刻的要求。

电荷交换反应总截面的实验测量，为研究远离稳定线核素的GT跃迁强度提供一种可能的实验方案。以RIBLL2为例，本文最后介绍了 $^{16}\text{C}(p,n)^{16}\text{N}$ 反应的初步研究计划。结合理论上对于DWBA模型的进一步应用，有望将电荷交换反应总截面与 $\sum B(\text{GT})$ 之间建立系统性的联系。这也将有助于我们对一些远离 $\beta$ 稳定线核素的GT跃迁强度、GT共振信息等，测量到第一手数据。同时，相关的实验探索也可为将在“十二五”装置HIAF的HFRS上进行相关研究打下良好的基础[55]。  
致谢 感谢牛一斐教授提供的图1原图。感谢I. Tanihata教授、唐晓东研究员等在电荷交换反应方面的讨论。

### 参考文献：

- [1] KLAPDOR H V. *Prog Part Nucl Phys*, 1983, 10: 131.
- [2] IZOSIMOV I N, KALINNIKOV V G, SOLNYSHKIN A A. *Phys Part Nucl*, 2011, 42: 963.
- [3] FUJITA Y, RUBIO B, GELLETTY W. *Prog Part Nucl Phys*, 2011, 66: 549.
- [4] RUBIO B, GELLETTY W, NACHER E, et al. *J Phys G: Nucl Part Phys*, 2005, 31: 1477.
- [5] HOMSER P T, SCHATZ H, APRAHAMIAN A, et al. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 112501.
- [6] BLANK B, BERGE M J G. *Prog Part Nucl Phys*, 2008, 60: 403.
- [7] SEVERIJNS N, BECK M, OSCAR N C. *Rev Mod Phys*, 2006, 78: 991.
- [8] HARA KEN M, WOUDE A V D. *Giant Resonances: Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation[M]*. Oxford: Oxford University Press, 2001
- [9] NIU Y F, NIU Z M, COLO G, et al. *Phys Lett B*, 2018, 780: 325.
- [10] NIU Y F, NIU Z M, COLO G, et al. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 142501.
- [11] LANGANKE K, PINEDO G M, SAMPAIO J M, et al. *Phys Rev Lett*, 2003, 90: 241102.
- [12] COLE A L, ANDERSON T S, ZEGERS R G T, et al. *Phys Rev C*, 2012, 86: 015809.
- [13] NIU Y F, PAAR N, VRETENAR D, et al. *Phys Rev C*, 2011, 83: 045807.
- [14] KAPPELER F, GALLINO R, BISTERZO S, et al. *Rev Mod Phys*, 2011, 83: 157.
- [15] FROHLICH C, MARTINEZ P G, LIEBENDORFER M, et al. *Phys Rev Lett*, 2006, 96: 142502.
- [16] NIU Z M, NIU Y F, LIANG H Z, et al. *Phys Lett B*, 2013, 723: 172.
- [17] LI K A, LAN Y H, QI C, et al. *Phys Rev C*, 2016, 94: 065807.
- [18] ABOUD E, BENNETT M B, WERE C, et al. *Phys Rev C*, 2018, 98: 024309.
- [19] MELCONIAN D, TRIAMBAK S, BORDEANU C, et al. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 182301.
- [20] ABROMEIT B, TRIPATHI V, CRAWFORD H L, et al. *Phys Rev C*, 2019, 100: 014323.
- [21] LUBOS D, PARK J, FAESTERMANN T, et al. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 222502.
- [22] LORENZ C, SARMIENTO G, RUDOLPH D, et al. *Phys Rev C*, 2019, 99: 044310.
- [23] HARDY J C, CARRAZ L C, JONSON B, et al. *Phys Lett*, 1997, 71: 307.
- [24] KARNY M, NITSCHKE J M, ARCHAMBAULT L F, et al. *Nucl Instr and Meth B*, 1997, 126: 411.
- [25] ALKHZOV G D, BYKOV A A, WITTMANN V D, et al. *Phys Lett B*, 1985, 157: 350.
- [26] RUBIO R, GELLETTY W. *Roman Rep Phys*, 2007, 59: 635.
- [27] SIMON A, QUINN S J, SPYROU A, et al. *Nucl Instr and Meth A*, 2013, 703: 16.
- [28] LYONS A, SPYROU A, LIDDICK S S, et al. *Phys Rev C*, 2019, 100: 025806.
- [29] OSTERFELD F. *Rev Mod Phys*, 1992, 64: 491.
- [30] YASUDA J, SASANO M, ZEGERS R G T, et al. *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 132501.
- [31] YKAO K, SAKAI H, GREENFIELD M B, et al. *Phys Lett B*, 2005, 615: 193.
- [32] TADDEUCCI T N, GOULDING C A, CAREY T A, et al. *Nucl Phys A*, 1987, 469: 125.
- [33] SASANO M, SAKAI H, YKAO K, et al. *Phys Rev C*, 2009, 79(2): 024602.
- [34] FUJITA Y, BRENTANO P V, ADACHI T, et al. *Phys Rev C*, 2004, 70(1): 011306.
- [35] DOUMA C A, AGODI C, AKIMUNE H, et al. *Eur Phys J A*, 2020, 56: 51.
- [36] FREKERS D, ALANSSARI M. *Eur Phys J A*, 2018, 54: 177.
- [37] GUESS C J, ADACHI T, AKIMUNE H, et al. *Phys Rev C*, 2011, 83: 064318.
- [38] LIPSCHUTZ S I. *The (p, n) Charge-exchange Reaction in Inverse Kinematics as a Probe for Sovector Giant Resonances in Exotic Nuclei[D]*. Michigan: Michigan State University, 2018.

- [39] National Nuclear Data Center[EB/OL]. [2020-02-22]. <http://www.nndc.bnl.gov/>
- [40] SATOU Y, NAKAMURA T, KONDO Y, et al. *Phys Lett B*, 2011, 697: 459.
- [41] SASANO M, PERDIKAKIS G, ZEGERS R G T, et al. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 202501.
- [42] SASANO M, PERDIKAKIS G, ZEGERS R G T, et al. *Phys Rev C*, 2012, 86: 034324.
- [43] TANIHATA I, TERASHIMA S, KNUNGO R, et al. *Prog Theor Exp Phys*, 2016: 043D05.
- [44] WANG F. Measurements of Charge Changing and charge exchange reaction of Neutron-rich Nitrogen Isotopes[D]. Beijing: Beihang University, 2018.
- [45] SUN B H, ZHAO J W, ZHANG X H, et al. *Science Bulletin*, 2018, 63: 78.
- [46] YASUSHIGE Y. *Nucl Instr and Meth B*, 2007, 261: 1009.
- [47] KANAZAWA M, KITAGAWA A, KOUDA S, et al. *Nucl Phys A*, 2004, 746: 393.
- [48] ZHAO J W, SUN B H. *Nuclear Physics Review*, 2018, 35(4): 362. (in Chinese)  
(赵建伟, 孙保华. *原子核物理评论*, 2018, 35(4): 362.)
- [49] ZHAO J W, SUN B H, TANIHATA I, et al. *Nucl Instr and Meth A*, 2016, 823: 41.
- [50] LIN W J, ZHAO J W, SUN B H, et al. *Chinese Physics C*, 2017, 41(6): 066001.
- [51] ZHANG X H, TANG S W, MA P, et al. *Nucl Instr and Meth A*, 2015, 795: 389.
- [52] SUN Z Y, WANG S T, SUN Z Y, et al. *Phys Rev C*, 2019, 99: 024605.
- [53] SUN B H. *Chinese Science Bulletin*, 2020. (in Chinese)
- [54] ALBURGER D E, WILKINSON D H. *Phys Rev C*, 1976, 13: 835.
- [55] ZHOU X H. *Nuclear Physics Review*, 2018, 35(4): 339. (周小红. *原子核物理评论*, 2018, 35(4): 339.)

## Experimental Measurement Method of Beta Decay Strength of Unstable Nuclei

ZHANG Jichao, SUN Baohua<sup>†</sup>

(School of Physics, Beihang University, Beijing 100191, China)

**Abstract:** The  $\beta$  decays of atomic nuclei refer to the transformation that the nuclei emit a  $\beta$  particle or capture an electron. The accurate measurements of the  $\beta$  transition strength functions  $S_{\beta}(E)$  are of great significance in exploring the structure of unstable nuclei, revealing the process of stellar nucleosynthesis and also verifying the  $\beta$  decay theories. Experimentally, one way to determine the  $\beta$  transition strength is to directly measure the beta decay product using  $\beta$ - $\gamma$  coincidence technique and/or total absorption spectroscopy. This method can give the transition information within the  $Q_{\beta}$  window. Another method to obtain the  $\beta$  decay strength is via the charge exchange reactions performed at the intermediate energy region (100~400 MeV/u), such as (p,n) or ( $^3\text{He}$ ,t). This is done by a high-precision measurement of the differential cross section. This method allows to access the transition strength that beyond the  $Q_{\beta}$  window, however, it is restricted by the beam intensity, and as a consequence hard to perform a systematical study of unstable nucleus with low yields. In view of this, in this paper we proposes a systematic measurement of the total charge exchange reaction cross section of the unstable nuclei. Combined with the well developed nuclear reaction theory, this method may set a constrain to the summed strength of the Gamow-Teller transition of the unstable nuclei within the proton separation threshold. Moreover, we introduce briefly the relevant work that has been carried out and planned.

**Key words:** beta decay; charge exchange reaction; Gamow-Teller strength

Received date: 13 Mar. 2020; Revised date: 06 Apr. 2020

Foundation item: National Key Program for S&T Research and Development (2016YFA0400504); National Natural Science Foundation of China (U1832211, 11922501, 11961141004)

<sup>†</sup> Corresponding author: SUN Baohua, E-mail: [bhsun@buaa.edu.cn](mailto:bhsun@buaa.edu.cn).