

# 元素分离样品中丰中子同位素 弱 $\gamma$ 活性探测 \*

张立 王积成 赵进华 杨永峰  
郑纪文 秦芝 张纯 郭天瑞

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

1996-10-17 收稿

## 摘要

HPGe  $\gamma$ 探测器的 $\gamma$ 能量信号与 $4\pi\Delta E\beta$ 探测器的 $\beta$ 射线能损信号符合后再与BGO探测的 $\beta^+$ 衰变的正电子湮灭511 keV  $\gamma$ 信号作反符合组成一种新的探测系统。该系统可使 $\gamma$ 谱测量的康普顿本底下降约一个数量级。对缺中子同位素衰变 $\gamma$ 射线的探测作强抑制的同时, 丰中子同位素衰变 $\gamma$ 射线的探测仍能保持相对单谱为 $(46 \pm 3)\%$ 的高效率。使用该系统对已被合成的丰中子核素 $^{208}\text{Hg}$ 的半寿命进行了一次新的测定。所得新的 $^{208}\text{Hg}$ 半寿命测定值 $41.5^{+5.0}_{-4.1}\text{min}$ , 与以往用放射化学母牛法给出的结果一致, 测量误差有较大改进。

**关键词** 丰中子核素, EC+ $\beta^+$ 衰变, 符合测量, 半衰期。

## 1 引言

中能丰中子炮弹在中子数较为富集的靶核上引起的多核子转移反应, 是合成重质量区新丰中子同位素的一条重要途径<sup>[1]</sup>。但基于元素分离和时间序列 $\gamma$ 谱分析来作核素鉴别时却遇到因产物同位素链太长而引起的困难。伴生的各缺中子同位素链产物往往长达二十余种以上, 且通常会以较高的截面生成(如几十 mb 至数百  $\mu\text{b}$ )。它们的 $\gamma$ 衰变活性形成了高的康普顿本底。而期待的新丰中子同位素却往往只能以极低的截面生成(如几个  $\mu\text{b}$ )。这些新丰中子同位素及其子体的衰变 $\gamma$ 射线, 即使其能量不与其它 $\gamma$ 射线混杂, 也会因强度太弱而被淹没在本底中。本文描写的探测系统是为了解决这一难题而发展的。其目的是: 显著降低 $\gamma$ 能谱测量的康普顿本底并有选择性地强烈抑制缺中子同位素EC+ $\beta^+$ 衰变产生的 $\gamma$ 的探测, 而同时不明显降低对丰中子同位素 $\beta^-$ 衰变跟随 $\gamma$ 的探测效率。

\* 国家自然科学基金和中国科学院“八五”重大课题资助。

## 2 原理方法

本探测系统是以探测质量数  $A > 170$  的重丰中子为目标而发展的。由  $\beta$  衰变的基本理论可知，在重核区，缺中子放射性核  $\beta$  衰变的两种模式正电子发射 ( $\beta^+$  衰变) 与轨道电子俘获 (EC 衰变) 相比较，EC 衰变占绝对优势<sup>[2]</sup>。而在离  $\beta$  稳定线不太远时，丰中子放射性核通常以 100% 的发射电子 ( $\beta^-$ ) 方式衰变<sup>[2]</sup>。通过测量与  $\beta^+$  和  $\beta^-$  射线符合的  $\gamma$  射线谱，即可剔除尾随 EC 衰变的  $\gamma$  射线，或至少使这些  $\gamma$  射线的探测受到强烈抑制。本实验使用自制的一台称之为  $4\pi\Delta E\beta$  的  $\beta$  能损信号探测器来获得  $\beta$  粒子发射信号，它由两片厚度为 0.5mm 的 ST401 型塑料闪烁体作为探测介质，间隙为 1.6mm，探测样品被放入此间隙中心，探测器对面积为  $\phi 6\text{mm}$  的样品形成近  $90\% \times 4\pi$  的立体张角。这个探测器的具体结构和相应的电子学线路见文献 [3]。

在上述符合  $\gamma$  谱中，缺中子同位素  $\beta^+$  衰变产生  $\gamma$  的探测未能受到抑制。为进一步提高探测丰中子同位素  $\gamma$  活性的灵敏度，采取了抑制  $\beta^+$  衰变放射  $\gamma$  的措施。根据正电子湮没理论<sup>[4]</sup>，在实验室系里， $\beta^+$  衰变发射的正电子被介质阻止后发射两条方向相反、能量各为电子静止质量 511 keV 的  $\gamma$  射线。由于正电子在大多数介质中的寿命只有  $10^{-10}\text{s}$  量级，可以通过探测其中任意一条 511 keV  $\gamma$  射线来得到  $\beta^+$  衰变的信息。基于这一原理，我们在  $4\pi\Delta E\beta$  探测器的一侧放置了一块等效体积约为  $140\text{ mm} \times 70\text{ mm} \times 50\text{ mm}$ ，面积为  $140\text{ mm} \times 70\text{ mm}$  的 BGO 晶体探测器，面正对样品，相距 5 cm。HPGe  $\gamma$  探测器与 BGO 探测器相对地放在  $4\pi\Delta E\beta$  探测器的另一侧。BGO 探测器输出的  $\gamma$  谱中明显可见 511 keV 强  $\gamma$  峰。由于 BGO 探头能量分辨较差，以该峰前沿和后沿分别降至峰高 10% 为准开一  $\gamma$  能量窗，用一单道将窗内时间逻辑信号提出来与前者符合的  $\gamma$  能谱反符合，用这种方法得到的反符合  $\gamma$  谱中  $\beta^+$  衰变产生的  $\gamma$  部分地被剔除了。

## 3 测试结果

由图 1 给出的三种能谱的比较可明显看出，图 (b) 相对于 (a) 降低了约一个数量级，图 (c) 相对于 (b) 略有下降。同时可以看出，在图 (a) 中某些非常强的  $\gamma$  射线在图 (b)、(c) 谱中明显降低了，而能量为 344.8、778.9 keV 的两条  $\gamma$  射线的强度未见明显减弱，反而相对地变得突出了。由  $^{152}\text{Eu}$  衰变纲图可知，此两条  $\gamma$  射线恰是  $\beta^-$  衰变发射的<sup>[5]</sup>。

为描写探测系统在实现突出显示弱的丰中子  $\gamma$  射线的能力，引入一表征系统相对抑制本领的参量  $R_s$ ，定义为：

$$R_s = I_a \times C_i / I_i \quad (i = b, c), \quad (1)$$

其中  $I_a$  为某一被考察  $\gamma$  组份在图 1(a) 中的计数， $I_i$  为该组份对应地在图 1(b) 和 (c) 中的计数。 $C_i$  指对那些无相对抑制作用的  $\gamma$  射线的符合效率，取决于探测器的几何和时间特性，符合（包括反符合）开门信号阙，探测器输出的信号高度、时间歧离以及总计数率等因素。以下分几种不同类型  $\beta$  衰变产生的  $\gamma$  来讨论：

- 1) 单一  $\beta^-$  衰变。式(1)中定义的相对抑制本领均是相对于 100%  $\beta^-$  衰变的跟随  $\gamma$  而

言的,即对此情况相对抑制本领恒等于1. 记相应的 $R_s$ 为 $R_s^e$ ,则有:

$$R_s^e = 1; \quad C_i = I_i / I_a. \quad (2)$$

由(2)式可得,相对于单谱(a)与 $4\pi\Delta E\beta$ 信号符合 $\gamma$ 谱探测效率为

$$C_b = I_b / I_a, \quad (2.1)$$

加入反符合后的 $\gamma$ 能谱探测效率为:

$$C_c = I_c / I_a. \quad (2.2)$$

2) EC衰变比例接近100%. 这样一些 $\gamma$ 射线可以用来定出探测系统对EC衰变跟随 $\gamma$ 的相对抑制本领,记作 $R_s^{EC}$ :

$$R_s^{EC} = I_a \times C_b / I_b. \quad (3)$$

实际情况很难找到纯100% EC衰变 $\gamma$ 源,即使小比例的 $\beta^+$ 混杂也会对 $R_s^{EC}$ 的确定带来较大影响. 在已知 $\beta^+$ 混杂比份 $f(\beta^+)$ 的情况下:

$$I_a = I_a^0 \times (1 - f(\beta^+)), \quad (3.1)$$

$$I_b = I_b^0 \times (1 - f(\beta^+)) \times C_b, \quad (3.2)$$

$I_a^0, I_b^0$ 即为该 $\gamma$ 射线在图1(a)、(b)中的峰下计数.

表1 探测系统性能测试的一组典型结果

性能参数 <sup>(1)</sup>	测试源 $\gamma$ (keV)	测试值
$R_s^{EC}$	$^{152}\text{Eu}$ 121.78	17.0
	$^{192}\text{Hg}$ 275.0	14.4
$R_s^e$	$^{22}\text{Na}$ 1275	2.4
	$^{186}\text{Hg}$ 112.1 <sup>(2)</sup>	2.9
$C_b$	$^{152}\text{Eu}$ 344.8	51.3%
$C_c$		46.6%
$C_b$	$^{152}\text{Eu}$ 778.9	53.0%
$C_c$		46.9%

(1)各参数定义见正文; (2)参考文献[6]; 其余见文献[5].

$$I_b = I_a^0 \times C_b \times f(\text{EC}) / (f(\text{EC}) + f(\beta^+)), \quad (4.3)$$

按照上述原理,我们从用于测试的 $\gamma$ 源 $^{152}\text{Eu}$ 、 $^{22}\text{Na}$ 以及通过核反应化学分离样品得到 $^{192}\text{Hg}$ 、 $^{186}\text{Hg}$ 的某些特征 $\gamma$ 射线,定出探测系统有关参数(见表1).

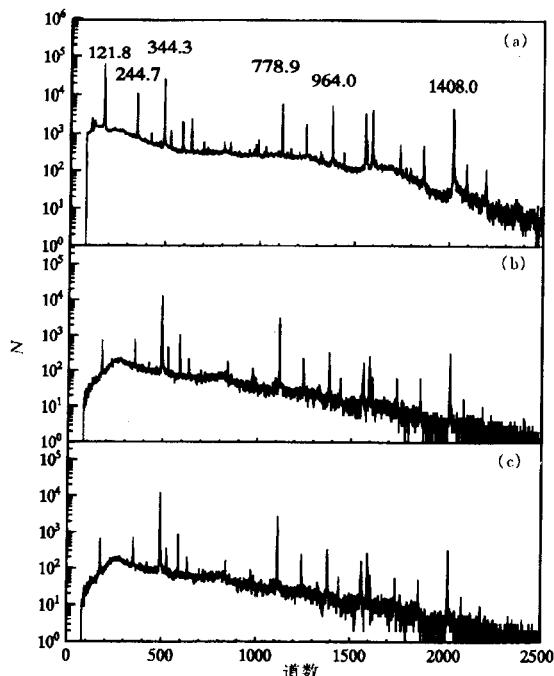


图1  $^{152}\text{Eu}$   $\gamma$ 源测试谱

(a) HPGe探测器输出 $\gamma$ 单谱; (b)与 $4\pi\Delta E\beta$ 信号符合的 $\gamma$ 能谱;  
(c)符合的 $\gamma$ 谱与BG0输出的511 keV能量窗内信号反符合能谱.  
主要的 $\gamma$ 峰已指出(单位 keV).

3)  $\beta^+ + \text{EC}$ 衰变. 当确知某一 $\gamma$ 射线对应的两种 $\beta$ 衰变嵌入成份 $\beta^+$ , EC的相对比 $f(\text{EC})$ 、 $f(\beta^+)$ , 且 $\beta^+$ 占有不可忽略比份的情况下, 即可用来确定对 $\beta^+$ 衰变跟随 $\gamma$ 的相对抑制本领 $R_s^{\beta^+}$ :

$$R_s^{\beta^+} = I \times C_c / I_c. \quad (4)$$

按照与第二种情况类似的方法, 可推得:

$$I = I_a^0 \times f(\beta^+) / (f(\text{EC}) + f(\beta^+)), \quad (4.1)$$

$$I_c = I_c^0 - I_a \times C_c / C_b, \quad (4.2)$$

#### 4 $^{208}\text{Hg}$ 半寿命测定

作为这一探测系统实际应用之一例, 我们给出用此系统重新测定丰中子同位素 $^{208}\text{Hg}$ 半寿命的结果。

在文献[7, 8]中, 我们已经给出 $^{208}\text{Hg}$ 同位素的鉴别程度, 及第一次半寿命测量结果。限于可利用束流条件限制, 当时合成 $^{208}\text{Hg}$ 使用的反应是30 MeV/u的 $^{12}\text{C}$ 束轰击厚的天然铅靶。用离线的熔化铅靶气相热色谱方法将生成的Hg元素产物分离出来<sup>[9]</sup>。由于用 $\gamma$ 单谱测量无法观察到 $^{208}\text{Hg}$ 或其子体的衰变 $\gamma$ 线, $^{208}\text{Hg}$ 的鉴别是借助于放射化学挤奶法, 即用液体化学方法周期性地萃取出其衰变子体 $\text{Tl}$ , 用多定标数据获取技术观测 $^{208}\text{Hg}$ 子体 $^{208}\text{Tl}$ 衰变特征 $\gamma$ 而实现的<sup>[7, 8]</sup>。

本实验采用总动能为600 MeV的 $^{18}\text{O}$ 束轰击厚的天然铅靶, 预计 $^{208}\text{Hg}$ 生成截面较用 $^{12}\text{C}$ 束作轰击炮弹时会有较大提高。在束条件下分离并收集Hg元素产物<sup>[10]</sup>。束流辐照, 亦即产物收集持续100 min, 产物被收集到一 $10\text{ mg/cm}^2$ 的金箔上, 而后将此金箔样品放入本探测系统的测试样品位置(见第二节), 测时间序列 $\gamma$ 谱, 同时记录下单谱, 与 $4\pi\Delta E\beta$ 符合谱以及加入反符合后的 $\gamma$ 能谱。在单谱中, $^{208}\text{Hg}$ 及其子体 $^{208}\text{Tl}$ 的衰变 $\gamma$ 射线不能显现出

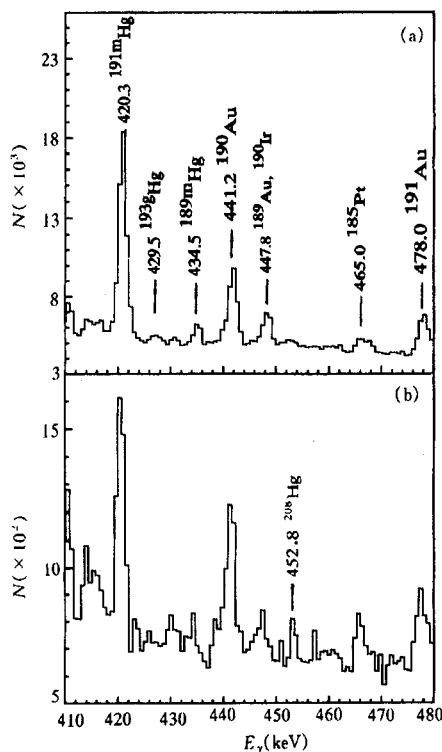


图2  $^{208}\text{Hg}$ 鉴别测量的单谱(a)和符合反符合后的 $\gamma$ 谱(b)的比较

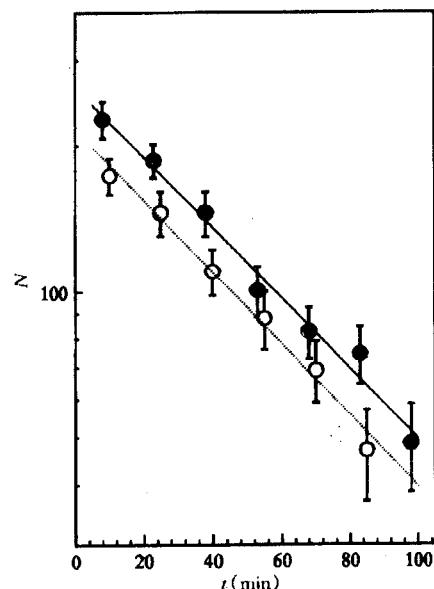


图3 分离的元素样品中观察到的  
452.8 keV 和 583.1 keV 两条 $\gamma$ 射线的时间  
衰减曲线

$\bullet$  452.8 keV,  $T_{1/2} = 41.5^{+5.0}_{-4.1}$  min;

$\square$  583.1 keV,  $T_{1/2} = 40.9^{+11.5}_{-7.3}$  min;

本底以上,但将符合及反符合加入后,某些较强衰变 $\gamma$ 射线便显示出来了。

图 2 是单谱(a)与加入抑制措施所得结果谱(b)的一个比较。到目前为止 $^{208}\text{Hg}$ 核的 $\beta^-$ 衰变纲图尚未见报道,但是其子核 $^{208}\text{Tl}$ 的一些低位态能级结构已从 $^{212}\text{Bi}$ 的 $\alpha$ 衰变研究得到部分确认。其中能量为 452.8 keV 的 $\gamma$ 射线是 $\alpha$ 衰变跟随 $\gamma$ 中分支比最高的<sup>[6]</sup>。这条线在单谱(a)中被淹没在康普顿本底下,但在加入抑制措施所得结果谱(b)中清晰可见。452.8 keV  $\gamma$ 射线的符合特性表明,它很可能是在尾随着丰中子核的 $\beta^-$ 衰变,因此有理由将其归结为一条 $^{208}\text{Hg}$   $\beta^-$ 衰变跟随 $\gamma$ 射线。同时也观察到子核 $^{208}\text{Tl}$ 的一条能量为 583.1 keV 的衰变 $\gamma$ 射线。由于子核 $^{208}\text{Tl}$ 的半寿命( $T_{1/2} = 3.053 \text{ min}$ )<sup>[2]</sup>与母核 $^{208}\text{Hg}$ 的寿命相比非常短,以及它唯一地来源于 $^{208}\text{Hg}$ 衰变,因此它的衰变 $\gamma$ 射线的时间衰减也同样能给出 $^{208}\text{Hg}$ 的半衰期。452.8 keV 和 583.1 keV 两条 $\gamma$ 射线的时间衰减曲线示于图 3。两条 $\gamma$ 射线所定出的 $^{208}\text{Hg}$ 的半衰期分别是  $41.5^{+5.0}_{-4.1} \text{ min}$  和  $40.9^{+11.5}_{-7.3} \text{ min}$ , 在误差范围内与以前用放射化学挤牛奶方法所得到的结果  $42^{+23}_{-12} \text{ min}$ <sup>[7,8]</sup>一致。测量误差有较大改进。

## 5 结论和讨论

本工作所发展起来的特殊探测系统,在探测元素分离样品中弱的丰中子 $\gamma$ 活性中已被证明是特别有效的。它能使总的 $\gamma$ 谱测量本底下降约一个数量级,并强烈抑制缺中子同位素的 EC +  $\beta^+$ 衰变跟随 $\gamma$ 的探测。在此同时,对丰中子同位素 $\beta^-$ 衰变跟随 $\gamma$ 的探测却能在较宽的能量范围保持相对于 $\gamma$ 单谱测量为(46 ± 3)%的效率。

由于  $4\pi\Delta E\beta$  探测器大的覆盖立体角,且塑料闪烁体对 $\beta$ 射线能损信号的探测效率可认为是 100%,使得对 EC 衰变跟随 $\gamma$ 的探测抑制显得格外有效。相比之下,由于探测正电子湮灭 511 keV  $\gamma$ 射线的 BGO 探测器覆盖立体角比  $2\pi$  张角小得多,加之,对 $\gamma$ 射线探测效率的影响,本系统对 $\beta^+$ 衰变跟随 $\gamma$ 的抑制尚不够理想。此外,由于 BGO 探测器较差的能量分辨,反符合过程中,对与能量落入 511 keV 能量窗内的 $\gamma$ 射线相级联的 $\gamma$ 线的探测也会产生某些抑制效应,但对这部分 $\gamma$ 的抑制最多也只能相当于对 $\beta^+$ 衰变 $\gamma$ 抑制效果的一半,本工作对此未做详细研究。

感谢兰州重离子加速器人员的大力支持。

## 参 考 文 献

- [1] 张 立,核物理动态,8(1991)7.
- [2] 戴光曦等,核素图册,科学技术出版社重庆分社(1987).
- [3] 王积成等,高能物理与核物理,19(1995)653.
- [4] 梅镇岳,原子核物理,科学出版社(1961).
- [5] Table of Isotopes, 7th ed., Edited by C. M. Lederer et al., Wiley, New York, 1978.
- [6] M. G. Porquet et al., Nucl. Phys., A411(1983)65.
- [7] Zhang Li et al., Phys. Rev., C49(1994)R599.
- [8] 张 立等,高能物理与核物理,18(1994)296.
- [9] Zhao Jinhua et al., Chin. J. of Nucl. Phys., 14(1992)267.
- [10] Zhao Jinhua et al., Annual Report of IMP., (1995)150.

## Detection of Weak $\gamma$ -Activities of Neutron-Rich Isotopes in Element-Separated Sample

Zhang Li    Wang Jicheng    Zhao Jinhua    Yang Yongfeng  
Zheng Jiwen    Qin Zhi    Zhang Chun    Guo Tianrui

(Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)

Received 17 October 1996

### Abstract

A new detection system was constructed by means of combination of a coincidence and an anticoincidence. The  $\gamma$ -ray energy signals detected by a HPGe detector were in coincidence with energy-loss signals of  $\beta$  rays detected by a  $4\pi\Delta E\beta$  detector, then the coincidence output were in anticoincidence with the positron-annihilating 511 keV  $\gamma$  signals detected by a large BGO detector. This system may reduces the Compton background for  $\gamma$ -spectrum measurement by about one order of magnitude. With strong suppression to the detection of the decaying  $\gamma$  rays from neutron-deficient isotopes, the detection of the decaying  $\gamma$  rays from neutron-rich isotopes can keep a higher efficiency of  $(46 \pm 3)\%$  compared to single-spectrum measurement. This system was used for determining the half-life of the neutron-rich isotope  $^{208}\text{Hg}$ . A new value of  $41.5^{+5.0}_{-4.1}$  min was obtained, which is in agreement with the earlier value obtained by radiochemical milking method, but the measurement error was substantially improved.

**Key words** neutron-rich isotope, EC +  $\beta^+$  decay, coincidence, half-life.