

用单能 γ 射线源校刻 β 塑料 闪烁体能谱仪

潘强岩 徐树威 袁双贵 张学谦

(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

摘 要

本文介绍了一种简单、方便而又能精确刻度 β 塑料闪烁体能谱仪的实用方法. 实验使用了 ^{22}Na 、 ^{137}Cs 、 ^{54}Mn 和 ^{207}Bi 等 4 个 γ 标准源对 β 塑料闪烁体能谱仪进行了精确的能量刻度, 选取了 β 能谱仪对单能 γ 射线响应的康普顿能谱后缘的半高点作为能量参照点. 并根据此结果分析处理了 ^{90}Sr - ^{90}Y 源的 β 能谱, 其端点能量为 $2.298 \pm 0.90\text{MeV}$.

一、引 言

由于塑料闪烁体对 β 粒子有高的探测效率和快的上升时间, 因此已被广泛应用于远离核素的研究领域中, 特别是用于快速时间测量. 测定远离核的 β 衰变能谱, 从中提取 β 端点能量及其分支比并建立 β 衰变纲图. 但在实验中, 使用 β 塑料闪烁体能谱仪测定未知远离核的 β 能谱之前, 必须对 β 能谱仪进行能量刻度. 常用的 β 能谱仪校刻方法为: 测定已知端点能量核素的 β 能谱, 并对该能谱进行分析, 定出其端点道. 由于塑料闪烁体其固有的能量分辨差 (10—30%), 测得的 β 能谱发生畸变, 因此 β 能谱的分析过程往往比较烦琐和复杂^[1], 且很不直观. 本文提出的用单能 γ 射线源刻度塑料闪烁体能谱仪, 选择了 β 能谱仪对单能 γ 射线响应的康普顿峰后缘的半高点作能量的参照点的方法, 克服了传统的校刻 β 能谱仪方法的所有弊端, 既精确而又有效.

二、原 理

β 粒子进入闪烁体中同闪烁体的原子发生作用, 损失其能量使闪烁体分子激发或电离; 被激发或电离的闪烁体分子退激发光. 此过程与光子同闪烁体原子的电子发生康普顿作用, 使得闪烁体分子激发或电离而获得能量的过程是等效的. 它们均使被激发或电离的闪烁体分子退激而发光.

康普顿效应是 γ 光子与处于静态的自由电子间的弹性碰撞. 入射光子的能量和动量在反冲电子和散射光子两者之间进行分配. 康普顿反冲电子能谱的微截面为

$$\frac{d\sigma_e}{dE_e} = \frac{2\pi k(\theta)}{\alpha E_\gamma} \left\{ \frac{(1+\alpha)^2 - \alpha^2 \cos\varphi}{(1+\alpha)^2 - \alpha(2+\alpha)\cos^2\varphi} \right\}^2 \quad (1)$$

$$\text{其中, } k(\theta) = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{1 + \cos^2\theta + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]^2} \right\},$$

$$r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.8182 \times 10^{-13} \text{cm}, \alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}.$$

E_γ 为入射 γ 光子的能量; $m_e c^2$ 为电子静止质量; θ 为 γ 光子的散射角; φ 为康普顿电子反冲角.

根据以上式子可得到像图1所示的单能 γ 射线(^{137}Cs 源, $E_\gamma = 0.66166 \text{MeV}$)的反冲电子能谱曲线. 反冲电子在康普顿边缘处数目最多, 在较低能量处电子数目大体相同且连续分布. 但是如引言中所述, β 塑料闪烁体能谱仪的分辨较差, 实验测到的康普顿反冲电子能谱会发生畸变. 在(1)式的理论谱上加上由于 β 能谱仪的分辨影响(即 β 能谱仪的响应函数)的修正后, 就得到实验畸变谱.

β 塑料闪烁体能谱仪的响应函数多半采用半经验的高斯响应形式, 即

$$R(E, E') = \frac{1}{\sigma(E') \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(E - E')^2}{2\sigma^2(E')}\right], \quad (2)$$

其中高斯分布的方差 $\sigma^2(E') = 0.426 \cdot FWHM \sqrt{E'}$, 这里的 $FWHM$ 为 β 能谱仪对能量为 1MeV 的单能 β 射线测得的 β 能谱的半高宽. 我们测得了 ^{207}Bi 单能内转化电子($E_e = 991 \text{keV}$)的能谱, 给出 $FWHM = 247 \text{keV}$ [2].

这样, 将(1)式的理论康普顿反冲电子能谱经 β 能谱仪的响应函数(2)式修正后就得到了如图1中虚线所示的实验畸变能谱.

从图1可知, 理论的康普顿边缘在实验畸变谱中消失, 而代之以康普顿峰值出现, 且其峰分布较宽. 这样, 为了精确定出康普顿边缘的位置, 顾家辉等人[3]采用了康普顿散射符合谱仪技术, 让塑料闪烁体中反冲电子同从 180°

左右来的光子符合, 从而比较精确地定出康普顿边缘. 这样做技术上相对复杂了一些. 本文根据用 β 塑料闪烁体能谱仪测得的单能 γ 射线的反冲电子能谱本身的特点, 选择了康普顿能谱后缘的半高点作为校刻 β 塑料闪烁体能谱仪的能量参照点, 克服了康普顿散射符合谱仪技术刻度法技术上复杂性. 因为仅仅使用了单谱测量, 同时在本文所选择的参照点位置附近其单谱和符合谱是一致的[3,5], 曲线都很陡, 显然有利于对能量的更精确刻度.

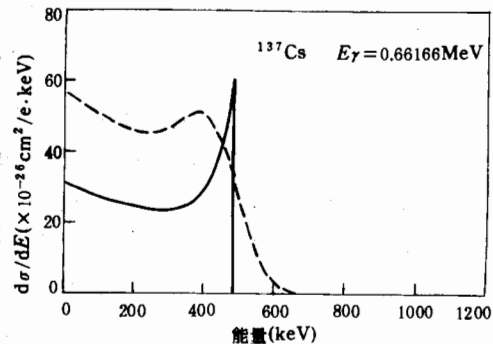


图1 ^{137}Cs 源 $E_\gamma = 0.66166 \text{MeV}$ γ 射线的理论康普顿反冲电子能谱(实线)及其实验畸变谱(虚线)

根据以上原理,我们计算了 ^{22}Na 、 ^{137}Cs 、 ^{54}Mn 和 ^{207}Bi 等 4 个源的 6 条单能 γ 射线的康普顿反冲电子实验畸变谱,并将与本文所采用的能量参照点相应的能量值列于表 1 中.

表 1 ^{22}Na 、 ^{207}Bi 、 ^{137}Cs 和 ^{54}Mn 的 γ 射线的参照点

γ 源	γ 能量 (keV)	康普顿边缘 (keV)	本文参照点 (keV)	参照点相应道数
^{22}Na	511	304.67	362	800 ± 5
	1274.542	1062.12	1106	2480 ± 10
^{207}Bi	569.702	393.31	417	875 ± 5
	1063.662	857.65	897	2030 ± 6
^{137}Cs	661.66	477.34	504	1050 ± 4
^{54}Mn	834.843	639.21	672	1375 ± 6

三、实验结果和讨论

β 塑料闪烁体能谱仪是一半径为 50 mm 的国产 ST401 半球状体,并配以 58AVP 光电倍增管,中间为一有机玻璃光导,上有 $35\mu\text{m}$ 厚的铝箔反射层^[2].图 2 给出了实验条件和简单的电子学框图.实验分别测定了 ^{22}Na 、 ^{137}Cs 、 ^{54}Mn 和 ^{207}Bi 等 4 个源的 6 条单能 γ 射线的康普顿反冲电子能谱,如图 3 所示.为了消除如 ^{22}Na 源的电子对测量的影响,在源和探头之间放了一片厚度为 1mm 的不锈钢片来吸收这些 β 粒子.探头距源约为 3cm.

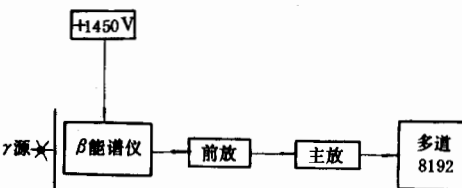


图 2 实验布局和电子学框图

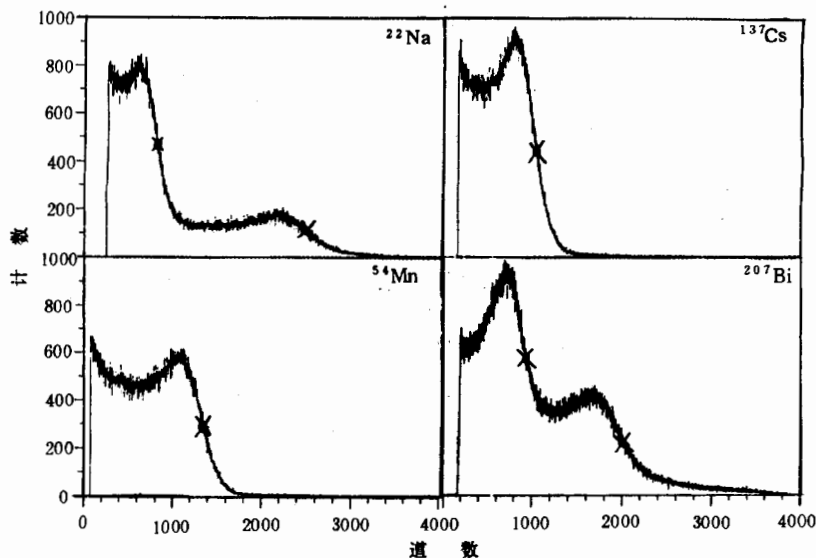


图 3 ^{22}Na 、 ^{137}Cs 、 ^{54}Mn 、和 ^{207}Bi 的 γ 射线康普顿反冲电子实验能谱和刻度的参照点(X 所示)

从图3的实验结果可以看出,康普顿峰分布较宽.从这样的单谱上很难精确确定其位置.但曲线越过康普顿边缘后而进入后缘时,能谱急剧下降,并在其半高点附近与相邻道上的计数相差较大.这就是为什么本文利用康普顿反冲电子能谱后缘上的半高点作为刻度 β 塑料闪烁体能谱仪的能量参照点的原因.显然这种办法更精确而且简单、方便,大大简化了实验技术和数据分析.这样表1也给出了以上实验所得到的参照点位置(即计数为康普顿峰附近计数的一半处,在图3中已标明).利用直线最小二乘法拟合表1中的数据,得到 β 能谱仪的能量刻度方程为 $E_{\beta}^{\max} = 0.42845 \cdot CH + 44.84$ (keV).

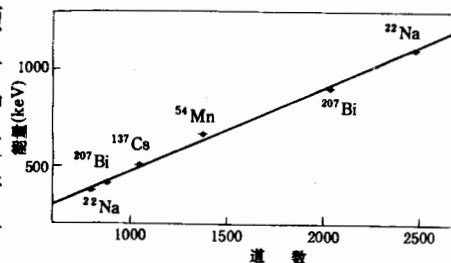


图4 用单能 γ 标准源校刻塑料闪烁体 β 能谱仪的结果: $E_{\beta}^{\max} = 0.42845 \cdot CH + 44.84$ (keV)

实验还测定了 ^{90}Sr - ^{90}Y 源的 β 能谱,如图5所示.利用上面校刻的结果(如图4所示)和校正因子法^[1]处理此 β 能谱,得到了 ^{90}Sr - ^{90}Y 源的 β 端点能量为 2.298 ± 0.090 MeV.

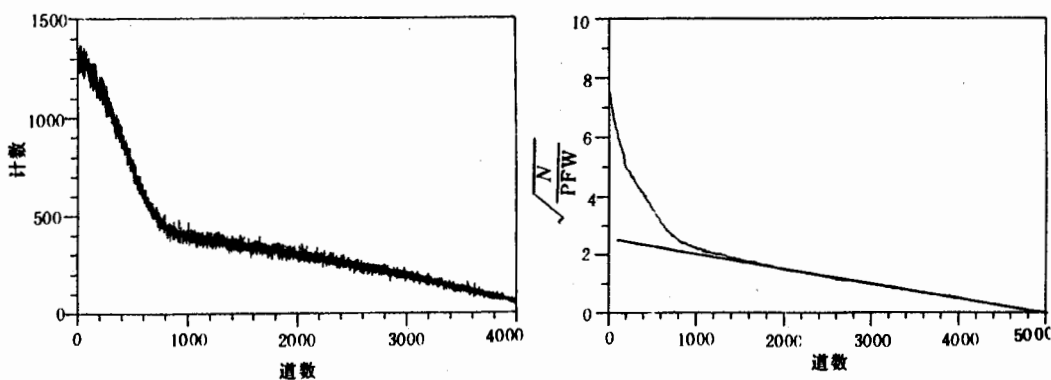


图5 ^{90}Sr - ^{90}Y 源的 β 能谱及其费米·居里描绘

四、结 论

选取用 β 塑料闪烁体测得的单能 γ 射线的康普顿反冲电子能谱后缘上的半高点作为刻度能量的参照点,在精确确定康普顿边缘位置时可以减少技术上的复杂性和传统刻度法处理 β 能谱的烦琐.这种方法不仅提高了测量的精确性,而且简单、方便,值得推荐使用.但不尽如人意之处是需要依靠质子加速器才能获得 $E_{\gamma} > 2$ MeV 的单能 γ 射线源^[4].

参 考 文 献

- [1] Jan Marc Wouters, "Decay Studies of the Highly Neutron-Deficient Indium Isotopes", Ph. D. Thesis, LBL-February 1982.
- [2] 除树威,刘满清,核技术,13(1990),481.

- [3] 顾家辉等,原子核物理,9(1988)285.
[4] 复旦大学,清华大学,北京大学合编,《原子核物理实验方法》,下册,第 262 页,原子能出版社,(1986).
[5] Roland DIEHL and Uwe GRASER, Nucl. Instr. and Meth, A186(1981), 665.

The Calibration of β -Scintillation Energy Spectrometer Using Monoenergetic γ -Rays.

PAN QIANGYAN XU SHUWEI YUAN SHUANGGUI ZHANG XUEQIAN

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou 730000)

ABSTRACT

In this paper, a simple, convenient, precise and practical method for the calibration of β -scintillation energy spectrometer is introduced. The β -scintillation energy spectrometer is calibrated precisely by using four sources of ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{54}Mn and ^{207}Bi . The half high points of the response curve of the spectrometer on the right hand side of the Compton peaks are chosen as the energy calibration points. According to this calibration result, the β -energy spectrum of ^{90}Sr - ^{90}Y source is analysed. Its end-point energy is 2.298 ± 0.090 MeV.