

文章编号: 1007-4627(2009)02-0136-04

# 液体闪烁体探测器 $\gamma$ 射线测量研究\*

王琦<sup>1</sup>, 阮锡超<sup>2</sup>, 王松林<sup>1,2</sup>, 黄翰雄<sup>2</sup>, 聂阳波<sup>2</sup>, 周祖英<sup>2</sup>, 孔祥忠<sup>1</sup>

(1 兰州大学核科学与技术学院, 甘肃 兰州 730000;

2 中国原子能科学研究院核物理研究所, 北京 102413)

**摘要:** 利用几种单能 $\gamma$ 源对BC501A型液体闪烁体探测器进行能量刻度, 以得到探测器对电子的光输出响应函数。介绍了用蒙特卡罗模拟法确定康普顿边缘所对应的电子能量的方法, 得到的结果与用半高点确定康普顿边缘方法所得的结果做了比较。利用德国PTB开发的PHRESP蒙特卡罗程序计算出液体闪烁体探测器对各种单能 $\gamma$ 射线的光响应矩阵, 阐述了利用 $\gamma$ 射线响应函数矩阵和 $\gamma$ 射线的反冲电子谱求解待测 $\gamma$ 能谱的原理, 对解谱的误差来源也进行了简要的分析。

**关键词:** 液体闪烁体探测器; 光响应函数;  $\gamma$ 能谱; SAND-II迭代方法

**中图分类号:** TL812.2

**文献标识码:** A

## 1 引言

BC501A液体闪烁体发光衰减时间短且具有良好的 $n$ - $\gamma$ 分辨能力, 常用作快中子飞行时间谱仪的中子探测器。由于液体闪烁体探测器对电子能量的光响应是线性的, 而对中子产生的反冲质子的响应是非线性的<sup>[1]</sup>, 实验中常常利用闪烁体对电子和质子的相对响应数据, 标定仪器的中子阈和计算探测器的中子探测效率。对电子能量刻度的准确性会直接关系到实验结果的精度。本文在基于德国标准计量机构(PTB)开发的PHRESP蒙特卡罗程序基础上使用蒙特卡罗模拟法对液体闪烁体探测器进行 $\gamma$ 刻度, 并与以前使用的方法进行了比较。鉴于液体闪烁体探测器具有良好的 $n$ - $\gamma$ 分辨性能, 它可以同时记录中子和 $\gamma$ 射线的信息, 于是在处理中子方面数据的同时, 还可以根据 $\gamma$ 射线的反冲电子谱和探测器对 $\gamma$ 射线的光响应矩阵用解谱的方法解出探测到的 $\gamma$ 能谱, 这对求解中子对大样品的伴生 $\gamma$ 能谱工作有很大帮助<sup>[2]</sup>。本文介绍了用SAND-II迭代法求解 $\gamma$ 能谱的基本原理。

## 2 液体闪烁体探测器的 $\gamma$ 刻度

$\gamma$ 射线进入有机闪烁体后主要发生康普顿效应, 如果能够确定康普顿边缘的峰位就可以对探测器进行能量刻度。实验中, 将放射源放在距探测器表面

大约10 cm的位置, 测量各个 $\gamma$ 射线源的反冲电子谱后, 并扣除本底以得到纯效应的待测 $\gamma$ 射线的反冲电子谱。

$\gamma$ 刻度的数据处理过程中最关键的步骤就是确定康普顿边缘所在的确切道数, 常用的确定康普顿边缘峰位的方法是通过康普顿边缘半高点来读出峰位<sup>[3]</sup>, 但由于探测器尺寸大小及光电倍增管工作状态等会影响光输出的分辨率, 这种方法误差和不确定性很大。为了得到比较精确的能量刻度函数, 我们采用了蒙特卡罗模拟法来确定康普顿边缘的峰位, 其具体步骤如下: (1)根据各个 $\gamma$ 射线源在探测器上产生的反冲电子谱的康普顿边缘初步确定一个能量刻度函数; (2)利用PHRESP程序根据探测器的几何尺寸、材料配比和 $\gamma$ 射线能量等参数算出 $\gamma$ 射线在探测器上产生的反冲电子模拟谱; (3)由于模拟谱没有考虑探测器的能量分辨和能量刻度, 我们必须根据探测器的能量分辨率将模拟谱进行高斯展宽, 再将展宽后的模拟谱按照初始能量刻度进行调节; (4)将经过以上处理的模拟谱与实验谱在康普顿边缘处进行比较拟合, 得到反映模拟谱和实验谱的康普顿边缘符合程度的拟合因子, 并根据这个拟合因子修正模拟谱的初始能量刻度函数; (5)用修正后的能量刻度函数来重复(3)和(4)过程, 从而实现能量刻度函数的不断修正, 直到最后的能量刻

\* 收稿日期: 2008-10-10; 修改日期: 2008-10-31

作者简介: 王琦(1981-), 男(汉族), 山东滨州人, 硕士研究生, 从事核物理研究; E-mail: cctv2cctv3cctv4@163.com

度函数能够使模拟谱和实验谱的康普顿边缘符合满足要求为止(见图1)。

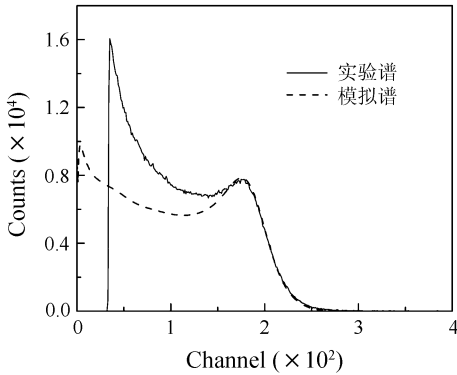


图1  $^{137}\text{Cs}$ 源 $\gamma$ 射线实验谱和最后模拟谱康普顿边缘的比较

### 3 $\gamma$ 能谱的测量

#### 3.1 基本解谱原理

对于液体闪烁体探测器，测量 $\gamma$ 射线得到的反冲电子谱 $N_k(E)$ 与 $\gamma$ 能谱 $\Phi(E)$ 的关系可表示为<sup>[4]</sup>

$$N_k(E) = \int R_k(E, E')\Phi(E')dE', \quad k=1, 2, \dots, K \quad (1)$$

式中， $K$ 为实验上测量的反冲电子谱的能群数(即反冲电子谱的最大道数)， $R_k(E, E')$ 为探测器对能量为 $E$ 的单能 $\gamma$ 射线的光响应函数。解谱的方法有很多种，比如解逆矩阵法、最大熵原理和SAND-II迭代法等。本实验所采用的解谱方法为SAND-II迭代法，其解谱原理可以大概表述为<sup>[5]</sup>：首先是将式(1)进行离散化，化积分为求和：

$$N_k(E) = \sum_{i=1}^I R_{ki}(E, E')\Phi_i(E')\Delta E', \quad i=1, 2, \dots, I \quad (2)$$

式中 $I$ 为解谱能区划分能群的个数， $R_k(E, E')$ 为探测器对 $\gamma$ 射线的响应函数矩阵；其次是根据待测 $\gamma$ 射线场环境选择一个初始中子谱 $\Phi_i^0$ 带入式(2)，并根据已知的响应函数算出反冲电子谱计算值；然后根据式(3)对初始 $\gamma$ 射线能谱 $\Phi_i^0$ 进行修正，将修正后的 $\gamma$ 射线能谱重复以上过程，直到最后的 $\gamma$ 射线能谱满足结束迭代的要求为止。

$$\Phi_i^{j+1} = \Phi_i^j \exp \left[ \frac{\sum_{k=1}^K W_{ik}^j \ln(N_k / \sum_{i=1}^I R_{ki} \Phi_i^j \Delta E_i)}{\sum_{k=1}^K W_{ik}^j} \right],$$

$$j=1, 2, \dots, J \quad (3)$$

其中

$$W_{ik}^j = \frac{R_{ki} \Phi_i^j}{\sum_{i=1}^I R_{ki} \Phi_i^j} \frac{N_k^2}{\sigma_k^2}, \quad (4)$$

式中， $J$ 是迭代的次数， $\sigma_k$ 为反冲电子实验谱的统计误差。结束迭代的方法一般有3种：(1)控制反冲电子谱计算值和实验值标准偏差小于一个预先给定值；(2)控制最大迭代次数；(3)相邻两次迭代的反冲电子谱计算值标准偏差小于一个预先给定值。这3种方法是相互独立的，其中任何一种得到满足，即可结束迭代过程。

#### 3.2 实验测量及结果

为了在实验上验证蒙特卡罗模拟法确定康普顿边缘和解反冲电子谱法测量 $\gamma$ 能谱的可行性和准确性，我们利用BC501A型液体闪烁体探测器来测量AmBe源的 $\gamma$ 射线能谱，所用探测器是由BC501A型液体闪烁体和XP-2041型光电倍增管组成，尺寸为 $\phi 5.08 \text{ cm} \times 5.08 \text{ cm}$ 。

实验测量过程共分为两步：首先是 $\gamma$ 刻度，由于实验条件的限制，只利用 $^{22}\text{Na}$ 和 $^{137}\text{Cs}$ 源对探测器进行了能量刻度；其次是对AmBe源进行中子和 $\gamma$ 射线测量，再利用n- $\gamma$ 分辨技术(PSD)来得出 $\gamma$ 射线所引起的脉冲高度谱，从而解出AmBe源的 $\gamma$ 能谱。

为了完成解谱过程，共需要3个输入文件：反冲电子谱、 $\gamma$ 射线光响应函数矩阵和初始谱。获得光响应函数矩阵的基本过程为：首先是在待测能区根据探测器的能量分辨率选出一系列的能量点，根据已经测量的探测器对 $\gamma$ 射线的响应函数用PHRE-SP蒙特卡罗程序计算出在这些能量点的单能 $\gamma$ 射线的模拟响应谱；然后将模拟响应谱按照能量分辨率进行高斯展宽和根据 $\gamma$ 刻度的结果进行能量刻度调节，从而得到一系列单能 $\gamma$ 射线的响应函数即响应函数矩阵。这其中数据的计算、格式转换等工作都是由PTB开发的一系列程序完成的，同时采用一个常数谱做为初始 $\gamma$ 能谱。为了验证这种解谱方法，我们解出了 $^{22}\text{Na}$ 源和AmBe源的 $\gamma$ 能谱，如图2和图3所示。图4是将所解出的 $^{22}\text{Na}$ 源的 $\gamma$ 能谱数据代入式(2)，从而得到所解 $\gamma$ 能谱对应的反冲电子计算谱，然后与实验谱进行比较。通过数据分析可知，计算谱与实验谱的偏差平均在5%左右，说明反冲电子计算谱与实验谱符合得很好。

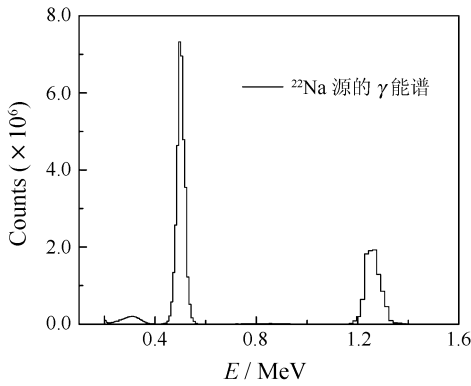


图2 <sup>22</sup>Na源的 $\gamma$ 能谱

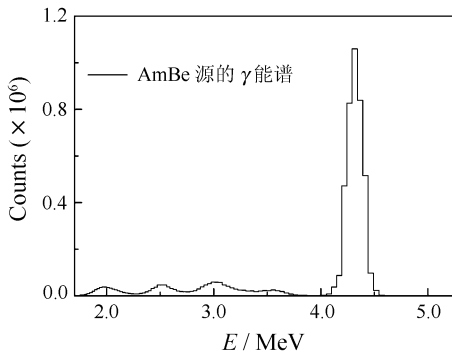


图3 AmBe源的 $\gamma$ 能谱

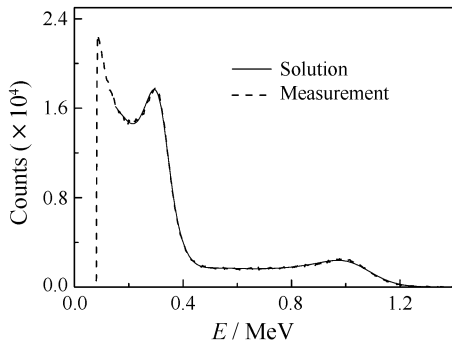


图4 <sup>22</sup>Na源的反冲电子实验谱与计算谱的比较

本次解谱的误差主要包括反冲电子谱测量、液体闪烁体探测器的单能光子的光响应函数计算、能量刻度以及解 $\gamma$ 能谱过程中等引入的误差。反冲电子谱实验测量的统计误差约为2%；液体闪烁体探测器对单能光子响应函数的计算误差约为2%；能量刻度的误差约为1.5%； $\gamma$ 能谱计算过程的误差，主要表现在反冲电子谱的实验值和计算值的偏差上，根据最后解谱的数据它们的平均偏差约为5%。这样用BC501A型液体闪烁体探测器测量<sup>137</sup>Cs和<sup>22</sup>Na源 $\gamma$ 能谱的总误差约为6.0%—8.0%。

## 4 结论

在 $\gamma$ 刻度的数据处理过程中，我们分别用蒙特卡罗模拟法和半高点法确定康普顿边缘的峰位，通过表1比较后发现蒙特卡罗模拟法所确定的峰位会比半高点所在的峰位偏小，并且 $\gamma$ 射线能量越低，偏离比例越大。另外，在 $\gamma$ 刻度实验过程中所用的刻度放射源最好是薄膜源。由于实验条件的限制，我们在刻度过程中所使用的放射源都是非薄膜源，这样就会使源发出的康普顿散射光子数增加。同时再加上探测器探头周围材料引起的散射光子，从而使进入探测器的 $\gamma$ 射线会有许多康普顿散射成分，这也就解释了为什么在图1中的反冲电子谱的前面部分实验谱与模拟谱符合不上。同时，我们也可以在图2中看到这部分康普顿散射 $\gamma$ 射线成分。

表1 蒙特卡罗模拟法和半高点法确定康普顿边缘结果比较

$\gamma$ 射线源	康普顿边缘		峰位比(半高点法 / 蒙特卡罗法)
	蒙特卡罗法	半高点	
<sup>22</sup> Na(511 keV)	140.0	146.0	1.043
<sup>137</sup> Cs(661 keV)	195.8	203.6	1.040
<sup>22</sup> Na(1061 keV)	435.8	449.2	1.031

在用SAND- II 迭代方法解谱的过程中，由于未知数的个数一般都远远多于方程组内方程的个数<sup>[6]</sup>，所以SAND- II 解谱程序对初始谱的依赖很强。但是在我们的解谱过程中，从式(1)可见在脉冲高度谱解谱区间内有多少道数就有多少个方程，而光响应矩阵的能区间隔与脉冲高度谱的能区间隔很相近，故未知数的个数与方程组内方程的个数也很相近，这样解谱的唯一性和准确性就有了很大的保障，从而使得在没有初始谱的情况下也可以解出精确的待测 $\gamma$ 谱。另外，在用迭代法解谱的过程中要有精度比较高的 $\gamma$ 刻度做为基础，如果 $\gamma$ 刻度过程得到的能量刻度函数不准确就会使得解出的 $\gamma$ 能谱的峰位发生漂移。同时在解谱过程中，测量待测 $\gamma$ 源的反冲电子谱时要有良好的统计，如果反冲电子谱统计误差过大会使得解出的 $\gamma$ 能谱在某些能区出现许多小峰谷结构，从而影响解谱的准确性。

## 参考文献 (References):

[1] Zhang Guoguang, Ruan Xichao, Li Xian, *et al.* Nuclear Instruments and Methods, 2007, A583: 426.

- [2] Zhu Chuangxin, Chen Yuan, Guo Haiping, *et al.* Nuclear Electronics & Detection Technology, 2005, 25(6): 789(in Chinese).  
(朱传新, 陈渊, 郭海萍等. 核电子学与探测技术, 2005, 25(6): 789.)
- [3] Yu Zhirong, Zhang Ying, Liao Leguang, *et al.* Nuclear Electronics & Detection Technology, 1986, 6(3): 157(in Chinese).  
(于志荣, 张应, 廖乐光等. 核电子学与探测技术, 1986, 6(3): 157.)
- [4] Wang Xinhua, Chen Yuan, Guo Haiping, *et al.* Atomic Energy Science and Technology, 2005, 39(3): 202(in Chinese).  
(王新华, 陈渊, 郭海萍等. 原子能科学技术, 2005, 39(3): 202.)
- [5] Marcel Reginatto, Burkhard Wiegel, Andreas Zimbal. Unfolding with Maxed and Gravel. Physikalisch-Technische Bundesanstalt(PTB), 2003.
- [6] Liu Mantian, Long Xianguan, Peng Xiufeng, *et al.* Journal of Sichuan University(Natural Science Edition, 1995, 32(3): 311(in Chinese).  
(刘慢天, 龙先灌, 彭秀峰等. 四川大学学报(自然科学版), 1995, 32(3): 311.)

## Research of $\gamma$ -ray Measurement with Liquid Scintillation Detector<sup>\*</sup>

WANG Qi<sup>1, 1)</sup>, RUAN Xi-chao<sup>2</sup>, WANG Song-lin<sup>1, 2</sup>, HUANG Han-xiong<sup>2</sup>,  
NIE Yang-bo<sup>2</sup>, ZHOU Zu-ying<sup>2</sup>, KONG Xiang-zhong<sup>1</sup>

(1 School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China

2 Institute of Nuclear Physics, China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

**Abstract:** The light output of the BC501A liquid scintillation detector for  $\gamma$ -rays was calibrated by serial monoenergetic  $\gamma$ -ray sources. The Monte Carlo simulation method to confirm Compton edge was described briefly. The result was compared with that obtained by the semi-height method. The  $\gamma$ -ray response matrix of BC501A liquid scintillation detector was calculated by the Monte Carlo code PHRESP from PTB. The method of using response function matrix and recoil electron spectrum to unfold  $\gamma$ -ray energy spectrum was introduced and the error of unfolding spectrum was also briefly discussed.

**Key words:** liquid scintillation detector; light output function;  $\gamma$ -ray energy spectrum; SAND-II iterative method

\* Received date: 10 Oct. 2008; Revised date: 31 Oct. 2008

1) E-mail: cctv2cctv3cctv4@163.com