

# 大面积闪烁体探测器的中子探测效率刻度\*

胡青元<sup>1)</sup> 李智焕 叶沿林 郑涛 江栋兴 李湘庆 王全进  
狄振宇 庞丹阳 张高龙 王佳

(北京大学技术物理系和重离子物理教育部重点实验室 北京 100871)

**摘要** 介绍了一种利用同位素中子源( $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$ )通过  $\gamma$ -n 符合的中子飞行时间法对大面积探测器的中子探测效率进行刻度的方法,并用蒙特卡罗方法对该探测器的探测效率进行了模拟.实验与模拟结果基本一致.

**关键词** 大面积中子探测器  $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$  中子源  $\gamma$ -n 符合中子飞行时间法 探测效率刻度

## 1 引言

对远离  $\beta$  稳定线的奇异核,很多核的  $\beta$  衰变子核处于粒子发射的非束缚态,可以通过其发射的粒子来研究这些核的  $\beta$  衰变以及子核的非束缚态.  $\beta$  缓发中子是靠近中子滴线奇异核的一种重要的衰变模式.由于靠近中子滴线的奇异核生成比较困难,  $\beta$  缓发中子的实验数据还很不充分,要进行进一步的深入研究,有必要建立探测效率高,能量分辨好的中子探测器<sup>[1]</sup>.

作为中性粒子,中子的探测需借助其与物质的作用产生的次级带电粒子产物,因此与带电粒子探测相比,一般探测器对中子的本征探测效率比较低.为了提高测量的几何效率,我们使用了 8 片塑料闪烁体(BC408)构造中子球(见图 1). 每片闪烁体长 1.57m,中间宽 40cm,两头宽 20cm,厚度 2.5cm,弯成半径 1m 的圆弧形.这就保障了用飞行时间法测中子能量时,如果中子发射源在球心,中子有相同的飞行距离.探测器共覆盖约  $1.2\pi$  立体角.闪烁体两端均接有 EMI9214B 型光电倍增管,作两端读出,通过两端的时间差可以确定入射粒子打在闪烁体上的位置.中子探测器对不同能量的中子的探测效率是探测器的一个重要性能参数.目前,人们发展的一些

Monte Carlo 程序<sup>[2-4]</sup>能够对探测系统的探测效率进行模拟计算,得出探测效率随中子能量的变化关系.但是,影响探测器性能的因素很多,如闪烁体的形状和光导表面光洁度,它们之间的光学耦合情况,光电倍增管的特性以及探测系统的阈值等.因此,探测器建好之后,对中子探测器在某些中子能量的本征探测效率值进行实验标定是非常必要的.

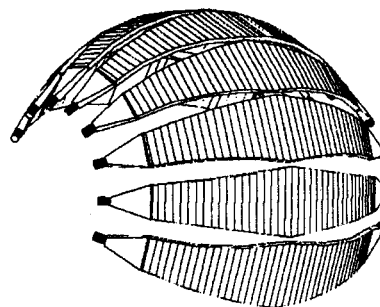


图 1 中子球示意图

用中子源对探测器进行效率刻度有很多种方法,比较常用的是低能加速器引起的核反应中子源<sup>[5,6]</sup>.这种中子源提供的中子通常单色性很好,能量分散度小.由于加速粒子的能量可以连续调节,在一些能区可以得到能量连续调节的单色中子谱.通过将待测探测器的测量中子数与实际出射数(可

2003-07-14 收稿

\* 国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400)和国家自然科学基金项目(10075003)资助

1) E-mail: huqyuan@163.com

监测)相比,得到其探测效率.但是,由于加速器中子源的中子能量与出射角度关系密切,标定大面积探测器时由于覆盖的立体角较大,单色能量中子的选取发生困难.因此加速器中子源一般适合标定小面积探测器的探测效率,而且其成本较高,易受实验条件的限制.本文介绍一种使用同位素中子源来标定探测器效率的方法,并给出建立的中子探测器的探测效率的刻度结果.

## 2 实验方法

由于塑料闪烁体对  $\gamma$  和  $n$  都很灵敏,测量中子的探测效率时就要求必需对探测器测到的信号进行  $\gamma$  和  $n$  甄别.飞行时间法是常用的一种粒子鉴别方法,利用飞行时间的快慢,还可以测量中子的能量.但是,用飞行时间法测中子能量时,需要给出中子飞行的起始时刻,这就要求有伴随中子发射的同时事件发生.如对  $\beta$  缓发中子的原子核, $\beta$  衰变伴随着中子同时放出,测到  $\beta$  粒子的时刻就可看作中子飞行的起始时间.为此我们在这里选择  $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$  中子源进行上述探测器的效率刻度.其工作机制为  $^{241}\text{Am}$  放出  $\alpha$  打在  $^9\text{Be}$  上,生成  $^{12}\text{C}$  和中子,如果生成的  $^{12}\text{C}$  处于激发态,则退激放出的  $\gamma$  射线与生成的中子具有级联关系<sup>[7,8]</sup>.利用这种中子与  $\gamma$  的级联关系,以  $\gamma$  射线的信号作为中子飞行的起始时刻,我们可以比较准确地测量中子的能量及其相应探测效率.由于  $^{241}\text{Am}$  放出的  $\alpha$  粒子在打到  $^9\text{Be}$  之前被连续慢化,而且即使是单一能量的  $\alpha$  粒子,其反应生成的中子能量也因出射角的变化而不同.因此实验测到的中子谱一般都是连续谱.

利用  $\gamma$  与中子的级联关系,我们引入已知效率的标准中子探测器,对大面积中子探测器采用相对效率刻度的方法进行刻度.在用飞行时间法时,中子源放置在待测弧形探测器的球心处,已知探测效率的标准探测器也放在距源一定距离的位置.首先用一个(或一组)探测器选出  $\gamma$  射线,然后以此  $\gamma$  射线作为飞行时间的起始信号,以标准探测器或待刻度的中子探测器产生的信号为飞行时间的终止点,测量中子的飞行时间谱,从而将测得的中子飞行时间谱转换成探测中子的能谱.将  $\text{Am-Be}$  源发出的中子分成不同的能量区间,假定标准探测器在第  $i$  区间的探测效率为

$$\epsilon(E_i) = \frac{n_i}{n_{i0}}, \quad (1)$$

式中  $n_i$  为测到的第  $i$  能量区间的中子数,  $n_{i0}$  是实际到达标准探测器的第  $i$  能量区间的中子数.如果确定标准探测器的  $\epsilon(E_i)$ ,可得出中子源放出的该能量区的总中子数为  $n_i/[(\Omega_s/4\pi) \cdot \epsilon(E_i)]$ ,  $\Omega_s$  为标准探测器所占立体角.待测探测器的效率可通过与标准探测器的计数比较得出

$$\epsilon^*(E_i) = \frac{n_i^*}{n_i} \cdot \frac{\Omega_s}{\Omega^*} \cdot \epsilon(E_i), \quad (2)$$

式中  $n_i^*$  为待测探测器在相同时间内测到的第  $i$  能量区间的中子数,  $\Omega^*$  是该探测器所占立体角大小.

采用以上方法将标准探测器与待测探测器不同能量区间的计数逐一比较,就可得到待测探测器在整个能量段上的探测效率.这种方法假定了放射源中子的发射是各项同性的,这点通过级联能级的特性可以得知<sup>[10]</sup>.采用与标准探测器相比的方法,也去掉了发射中子绝对数目的不确定性带来的系统误差,但得到的待测探测器对中子的探测效率直接依赖于标准探测器探测效率的精确度.

## 3 实验

实验时探测器布局如图 2 所示(俯视).图中  $G1, G2$  为  $\gamma$  探测器,彼此相距 62.0cm,  $N1$  距中子源 77.5cm,所张立体角约  $0.087\pi$ ,  $N2$  距源 100cm,所张立体角约  $0.15\pi$ .  $G1, G2$  和  $N2$  均使用快塑料闪烁体 BC408,有利于飞行时间的测量.闪烁体形状分别为:  $G1, 400\text{mm} \times 50\text{mm} \times 25\text{mm}$ ;  $G2, 600\text{mm} \times 150\text{mm} \times 50\text{mm}$ ;  $N2$  为待测效率的探测器,形状见引言所述.  $N1$  是液体闪烁体探测器(ST451),形状为  $\phi 46\text{mm} \times 50\text{mm}$  的圆柱,外包装铝壳,它被用作已知效率的标准探测器,其绝对探测效率的模拟已相当成熟,不少文献给出在 10% 的误差范围是可信的<sup>[11]</sup>.

首先我们用  $G1$  和  $G2$  的符合来选择  $\gamma$ . 并通过

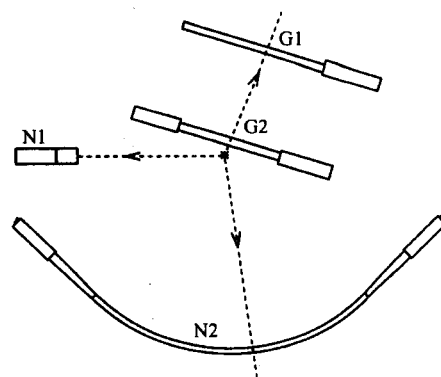


图 2 探测器布局

中子与  $\gamma$  在 G1, G2 两探测器之间飞行时间的差别来区分中子和  $\gamma$ , 如图 3 所示. 根据实验安排, 图中标记的  $\gamma$  峰是由  $\gamma$  射线打到 G2 上发生康普顿散射, 散射后的  $\gamma$  射线继续打在 G1 上造成的. 实验之前我们用  $^{60}\text{Co}$  标准  $\gamma$  源 (1173.2keV 和 1332.5keV) 对探测系统的飞行时间做过标定, 其  $\gamma$  峰在飞行时间谱中的位置基本对应图 3 中的第一个峰, 从而确定其为  $\gamma$  散射峰. 为了提高对  $\gamma$  射线的探测效率, G1, G2 的闪烁体面积均比较大, 这就造成了飞行时间谱上  $\gamma$  峰的展宽, 半高宽约为 5ns. 不过这对我们的实验结果影响不大, 使用 G1, G2 主要是为了选择出  $\gamma$  光子以区分探测到的中子. 由图中可以看出,  $\gamma$  峰与中子峰已比较好地区分开了. 中子峰与峰谷的比例约为 1400/250. 为尽量减少干扰, 取两虚线之间的部分为所选取的  $\gamma$  射线. 确定了  $\gamma$  射线以后, 根据第二部分实验方法的介绍, 以这些  $\gamma$  射线为飞行时间起始, 液闪 N1 或塑料闪烁体 N2 测得的信号作终止, 得到的飞行时间谱如图 4 所示. 图中 (a), (b) 分别对应着以 G1, G2 选择的  $\gamma$  光子为飞行时间起点时, 液闪和弧形闪烁体测得的飞行时间谱. 从图中

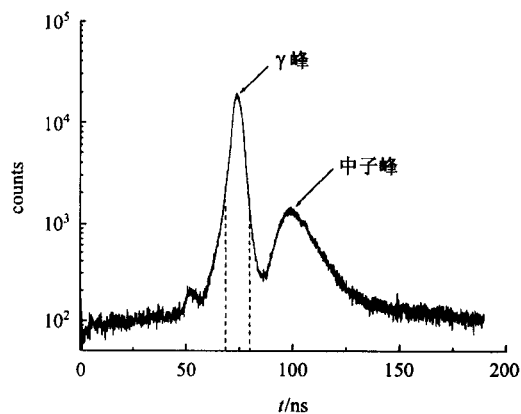


图 3  $\gamma$  与中子的飞行时间谱

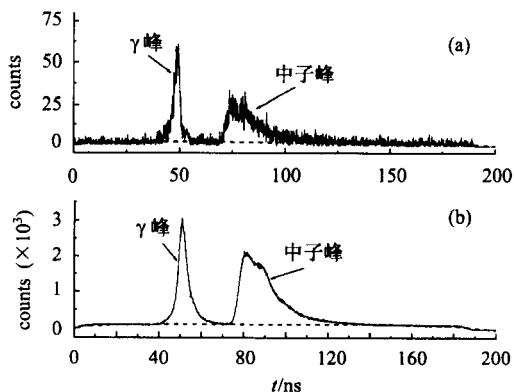


图 4 实验测到的液闪 (a) 和弧形闪烁体 (b) 的飞行时间谱

可以看到相当清楚的  $\gamma$  峰, 它是由  $\gamma$  射线引起的. 此  $\gamma$  峰可以作为中子飞行时间的绝对零点 (当然, 在定量计算时需考虑  $\gamma$  射线的飞行时间的校正), 不同的飞行时间对应不同的中子能量. 图中虚线为通过二次多项式拟合给出的本底计数. 采用如上论述的方法, 通过比较测量时间内不同能量区间的液闪 N1 的中子计数和待测探测器 N2 的计数 (扣除本底), 可以得到待测探测器的效率.

利用此飞行时间谱我们对 Am-Be 中子源的能谱进行了计算, 结果如图 5 (b) 所示. 关于 Am-Be 源的能谱很多文献上都有记载, 由于源的强度, 包装等制备情况不同, 不同文献给出的中子能谱也有一定差别<sup>[7,9,12,13]</sup>, 不过比较一致的是均在大于 5MeV 和 3.5MeV 附近有中子峰, 这一点与我们的结果相似.

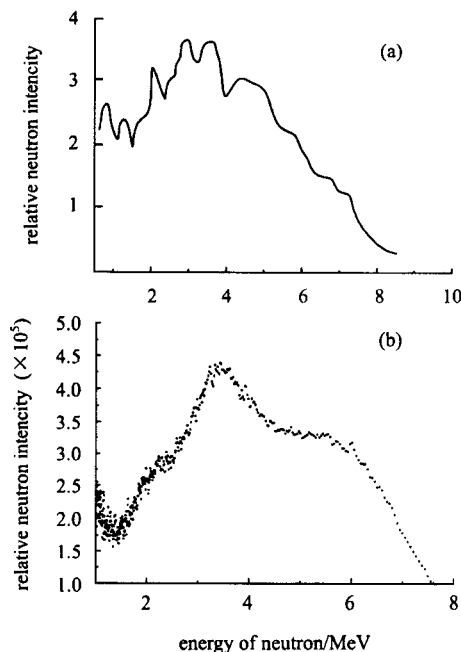


图 5 实验测量的 Am-Be 源中子能谱  
(a)取自文献[9];(b)本工作.

## 4 结果与分析

我们用相对效率测量的方法对探测器效率进行刻度, 也就是说, 首先要确定液闪的探测效率. 实验中在记录飞行时间谱的同时也记录了液闪的能谱, 并用  $^{60}\text{Co}$  和  $^{137}\text{Cs}$   $\gamma$  源的康普顿坪边缘对液闪的能谱进行能量刻度. 这样就可以通过液闪探测器实际测得的能谱离线选择不同的探测阈 (等效电子能量). 液闪探测器的效率通过 Monte Carlo 模拟程序 NEFF4

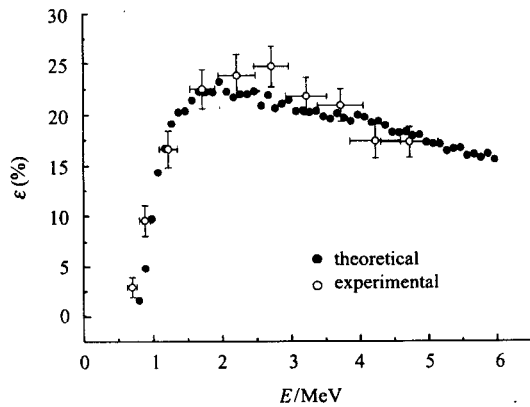


图 6 闪烁体的实验与模拟效率比较

进行计算. NEFF4 是专门用来就闪烁体探测器对 0.02—20MeV 的快中子的响应函数和探测效率进行模拟的程序,它考虑了闪烁体铝壳外包装的散射和光导的影响,其输入量为探测器几何参量和探测阈. 弧形中子探测器的效率也可用 NEFF4 计算,其探测阈作为参数输入到模拟计算中,通过与实验值作最小二乘拟合得到. 图 6 是实验与模拟结果的比较.

由图可以看出,对 1MeV 以下的中子,弧形的闪烁体探测效率已急剧下降,到 0.8MeV 时约为 5% 以下,而对大于 1.5MeV 的中子,效率约为 20% 左右,在 2—3MeV 的中子探测效率最高,达到约 23%. 能量继续增大时效率会缓慢降下来. 与国外同类装置相比,如 MSU 的中子球探测器,结构与此相似,他们通过在线次级束的缓发中子对探测器进行了效率刻度,大于 2MeV 时约为 20% 左右<sup>[14]</sup>.

综上所述,就实验而言,用同位素 Am-Be 中子源通过  $\gamma$ -n 符合来标定探测器的中子探测效率方法简易,结果可信. 而且其优点在于可以将中子能量分成若干段,在一次测量中就可得到连续的中子谱中不同能量的中子探测效率. 就中子球探测器效率而言,也达到国外同类探测器水准,这就为我们开展这方面的研究工作提供了有力的工具.

作者特别感谢北京大学重离子物理研究所的陈金象老师为我们提供了中子源和实验场所并进行了有益的讨论. 感谢 AMS 组在实验中提供的协助.

## 参考文献 (References)

- Bută A, Martin T, Timis C et al. Nucl. Instrum. Methods, 2000, **A455**:413
- Al-Ohali M A, Aksoy A, Coban A et al. Nucl. Instrum. Methods, 1997, **A396**:388
- Arneodo F, Benetti P, Bettini A et al. Nucl. Instrum. Methods, 1998, **A418**:285
- Noriaki Nakao, Tadahiro Kurosawa, Takashi Nakamura et al. Nucl. Instrum. Methods, 2002, **A476**:176
- Byrd R C, Sailor W C. Nucl. Instrum. Methods, 1989, **A274**:494
- Brandenberger J D, Snyder F D, Dawson J D et al. Nucl. Instrum. Methods, 1976, **138**:321
- DING Hou-Ben, WANG Nai-Yan. Neutron Source Physics. Beijing: Science Press, 1984. 56 (in Chinese)  
(丁厚本,王乃彦. 中子源物理. 北京:科学出版社. 1984. 56)
- Croft S. Nucl. Instrum. Methods, 1989, **A281**:103
- Pal J, Saha S, Dey C C et al. Radiat. Phys. Chem., 1998, **51**:475
- Hameed, Ahmed, Khan. Nucl. Instrum. Methods, 1975, **130**:599
- Cecil R A, Anderson B D, Madey R. Nucl. Instrum. Methods, 1979, **161**:439
- Lutkin J E, Mcbeth G W. Nucl. Instrum. Methods, 1973, **107**:165
- Vincke H, Gschwendtner E, Fabjan C W et al. Nucl. Instrum. Methods, 2002, **A484**:102
- Harkewicz R, Morrissey D J, Brown B A et al. Phys. Rev., 1991, **C44**:2365

## Efficiency Calibration of Neutron Detectors with Large Area<sup>\*</sup>

HU Qing-Yuan<sup>1)</sup> LI Zhi-Huan YE Yan-Lin ZHENG Tao JIANG Dong-Xing LI Xiang-Qing WANG Quan-Jin  
DI Zhen-Yu PANG Dan-Yang ZHANG Gao-Long WANG Jia

(Department of Technical Physics and MOE Key Laboratory of Heavy Ion Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

**Abstract** A method was developed for efficiency calibration of large area neutron detectors based on  $\gamma$ -n coincidence and time-of-flight techniques using a  $^{241}\text{Am-}^9\text{Be}$  neutron source. The detector efficiency was also calculated by a Monte Carlo code and compared to the experimental results.

**Key words** large area neutron detector,  $^{241}\text{Am-}^9\text{Be}$  neutron source, time-of-flight method with  $\gamma$ -n coincidence, detection efficiency calibration

---

Received 14 Juny 2003

<sup>\*</sup> Supported by Major State Basic Research Development Program (G2000077400) and National Natural Science Foundation of China (10075003)

1) E-mail: huqyuan@163.com