中子散射相机的探测效率研究

张显鹏^{1*}, 何世熠^{1,2}, 张忠兵¹, 宋纪文¹, 刘金良¹, 金鹏¹

1. 强脉冲辐射环境模拟与效应国家重点实验室(西北核技术研究所), 西安 710024;

2. 清华大学工程物理系, 粒子技术与辐射成像教育部重点实验室, 北京 100084

* E-mail: wetam@tom.com

收稿日期: 2018-06-13; 接受日期: 2018-07-30; 网络版发表日期: 2018-10-11

西北核技术研究所所控预研项目(编号: 13021502)资助

摘要 中子散射相机的探测效率直接影响其能量重建的准确性, 也是其结构优化最重要的参数之一. 在加速器中子源上, 采用 1.2, 2.5, 3.8, 5.0 和 14.8 MeV 几个能点, 对 8 单元中子散射相机原理系统的探测效率进行了测量. 针对实验值比理论值大 2~3 倍的问题, 在理论模拟中加入了碳核发光的影响, 并计算了偶然符合事件的影响. 计算结果表明, 对于单个闪烁体, 碳核的发光在高能时不能忽略, 而对于散射相机系统, 碳核的发光可以忽略. 偶然符合对探测效率的影响与入射中子能量有关, 对于 1.2 MeV 中子, 偶然符合计数占绝大多数. 采用对实验能谱进行高斯拟合扣除了很大一部分的本底中子, 将理论探测效率与实验值的偏差缩小到较小的范围内.

关键词 中子散射相机, 探测效率, MCNP 程序, 串列加速器

1 引言

由美国 Sandia 实验室发展的中子散射相机^[1~3]可同时测量快中子源的能谱和图像. 在特殊核材料^[4,5]监测中有重要的应用前景. 它利用类似康普顿相机^[6~9]的工作原理: 中子在前后闪烁体(采用具有中子伽马分辨能力的有机闪烁体)阵列中二次散射获得中子源的能谱和图像. 基于同样原理的中子探测系统在空间辐射探测中也有应用^[10~13]. 为此, 我们建立了 8 单元原理系统, 获得了 ²⁵²Cf 源的能谱和图像^[14,15].

探测效率定义为超过阈值的有效事件数与入射到探测器上的中子个数之比, 是中子散射相机的重要性参数之一. 因为, 所测量的脉冲高度谱, 要通过不同

能量中子的探测效率才能获得中子源的能谱. 而在系统优化中, 除了增加探测单元的个数与体积, 也可以通过优化系统结构使得探测效率获得增加, 节约系统成本.

根据中子与氢作用的微分截面, 在与入射中子成 30° 左右时单位立体角探测的散射中子最多. 因此, 在散射相机构建时, 使得前后面板探测器夹角为 30° 可获得较大的探测效率. 最终的散射相机探测效率大致与“前面板闪烁体的总体积×后面板闪烁体的总体积”成正比, 即与“ $n_1 \cdot V_1 \times n_2 \cdot V_2$ ”成正比(n_1, n_2 分别为前后闪烁体的个数, V_1, V_2 分别为其体积).

然而, 国际上仅有文献^[16]进行过理论模拟和实验研究, 缺乏较深入的理论分析. 并且, 在实际的理论

引用格式: 张显鹏, 何世熠, 张忠兵, 等. 中子散射相机的探测效率研究. 中国科学: 技术科学, 2018, 48: 1199–1206

Zhang X P, He S Y, Zhang Z B, et al. Study on the detection efficiency of a neutron scatter camera (in Chinese). Sci Sin Tech, 2018, 48: 1199–1206, doi: 10.1360/N092018-00198

计算或实验中, 探测效率受环境散射、探测阈值、中子在探测器中的多次散射、探测器的质子-电子光响应函数等因素影响, 很难准确计算与测量. 如: 我们在进行中子探测效率实验时发现, 测量的探测效率往往比理论模拟结果大2~3倍. 为此, 本文在前期实验的基础上, 对系统结构和电子学系统进行了优化, 在加速器单能中子源上开展了探测效率实验, 为深入理解影响中子散射相机探测效率的因素打下了基础.

2 理论模拟及实验方法

进行理论模拟和实验时, 探测器选用的是 $\phi 50 \times 50$ mm的EJ-301闪烁体, 采用前4后4构成闪烁探测器阵列, 前后面板距离为40 cm, 中子源到前面板的距离为100 cm, 其示意图如图1所示, 实验现场照片如图2所示. 实验是在中国原子能科学院剂量站的5SDH-2串列加速器实验大厅进行的, 入射中子能量分别为1.2, 2.5, 3.8, 5.0和14.8 MeV. 对于1.2, 2.5和5.0 MeV三个能量点测量时, 采用与核反应靶相同高度, 并与出射中子束成 30° 方向处的一台 BF_3 长计数器作为束流监视器; 14.8 MeV测量时, 采用伴随 α 粒子装置作为束流监视器.

采用MCNP程序^[17]进行理论模拟. 首先建立模型, 利用其粒子径迹输出卡PTRAC将径迹记录到文件, 再根据条件将有效的径迹进行统计(采用MatLab程序读文件选取事件), 从而获得探测效率.

为了加快计算速度, 使得中子源发射有一个锥角 θ_s , 则以源到探测器连线为半径形成的球面中, 该锥对应的发射面积为

$$S_c = 2\pi R^2(1 - \cos\theta_s), \quad (1)$$

式中, S_c 为中子源发射对应的球冠面积, cm^2 ; R 为球面半径, cm (即源到前面板某个探测器的距离). 则理论计算的探测效率表示为

$$\varepsilon_{\text{th}} = \frac{N_{\text{coin}}}{N_{\text{simu}} S_{\text{eff}} / S_c}, \quad (2)$$

式中, ε_{th} 为模拟计算的探测效率; N_{coin} 为大于阈值的符合探测中子数; N_{simu} 为模拟的中子数; S_{eff} 为探测器的面积, 即前面板4个探测器面积的和, cm^2 ; 其他参数与式(1)相同.

对于实验, 探测效率可以表示为

图1 (网络版彩图)8单元结构理论模拟示意

图2 (网络版彩图)8单元中子散射相机实验现场照片

$$\varepsilon_{\text{exp}} = \frac{N_{\text{coin}}}{S_{\text{eff}} \Phi}, \quad (3)$$

式中, ε_{exp} 为实验的探测效率; Φ 为中子注量, cm^{-2} , 其他参数与式(2)相同.

3 理论模拟

3.1 反冲碳核的影响

中子在有机闪烁体中与氢作用, 有两种反应机制: $n(^1\text{H}, p)n'$ 和 $n(^1\text{H}, \gamma)d$. 其中后者的反应截面非常小, 可以忽略, 仅考虑弹性散射. 中子与碳作用, 具有4种反应机制: $n(^{12}\text{C}, n)^{12}\text{C}$, $n(^{12}\text{C}, n'\gamma)^{12}\text{C}$, $n(^{12}\text{C}, \alpha)^9\text{Be}$, $n(^{12}\text{C}, 3\alpha)n'$. 因后两个反应有一定阈值, 反应截面比较小, 且其产生的粒子发光较弱, 因此在计算中忽略. 文献[18,19]给出了各粒子的响应函数, 但与德国PTB实验室开发的NRESP7程序的光响应有一定的差距. 为此, 对于 E_p 计算中采用NRESP7中的标准光响应, 反冲碳核的光响应函数采用式(4)表示为

$$\begin{aligned} L(E_C) &= L_{\text{ee}} \\ &= 0.138E_C - 75.786 \left[1 - \exp(-0.001745E_C^{1.007}) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

式中, L 为光响应; L_{ee} 为用等效电子能量表示的光响应,

MeVee; E_p 和 E_c 分别为反冲质子和反冲碳核的能量, MeV.

为了验证理论计算模型, 对MCNP程序计算的探测效率与NEFF7程序^[20]进行了比较. 发现: 1.2 MeV能点由于受阈值的影响, MCNP计算结果与NEFF7程序有一定的差距. 14.8 MeV能点不考虑碳核时, 计算结果明显偏低, 考虑碳核时, 结果变为不考虑时的1.34倍. 其他能点, MCNP计算结果与NEFF7计算结果较为一致. 因此, 对于单个探测器, 高能点计算时, 必须考虑碳核的影响.

图3为计算的8单元系统的探测效率, 分为考虑碳核与不考虑碳核两种情况. 由图可见, 1.2, 2.5, 3.8, 5.0和14.8 MeV能点两种计算偏差为考虑碳核探测效率的5, 0.14, 0.031, 0.02和-0.06倍, 可见, 除了1.2 MeV能点以外, 其他几个能量的偏差都较小. 低能部分偏差较大的原因主要是受阈值的影响较大. 考虑碳核时, 14.8 MeV能点的效率值并没有出现如单个探测器那样, 比不考虑碳核时明显增加. 主要原因是, 符合事件多为中子在前探测器中与氢发生一次碰撞的事件, 而与碳作用并产生可探测的发光的事件较少(这一点可以通过蒙特卡罗模拟的统计数据看出). 因此, 探测效率计算时, 可以不考虑碳核发光的影响.

图4为计算的不同阈值时, 探测效率随能量的变化. 图中阈值 E_{th} 为测量时的实际阈值, 每个探测器略有差别, 平均约为0.08 MeVee.

3.2 偶然符合的影响

为了方便说明真符合与偶然符合事件, 将前后面板简化为两个板状的闪烁探测器, 并分别表示为第一闪烁体和第二闪烁体, 如图5所示. 真符合事件定义为中子在第一闪烁体中散射后并与第二闪烁体作用的事件, 如图5(a)所示; 偶然符合事件定义为两个源中子分别与第一和第二闪烁体作用的事件, 如图5(b)所示. 符合事件时间关系如图6所示.

假设无符合时, 前后探测器的计数率分别为 n_1 和 n_2 . 源粒子发射第一个粒子的时刻为 t_0 , 则第一探测器信号可与从时间 t_0 到 $t_0+\tau$ (τ 为符合时间)内与第二探测器发生作用的信号发生偶然符合, 那么, 偶然符合计数率 n_{rc} ^[21]表示为

$$n_{rc} = \tau n_1 n_2. \quad (5)$$

图3 (网络版彩图)考虑碳核与不考虑碳核的探测效率对比

图4 (网络版彩图)探测效率随能量的变化

设源每秒发射的粒子数为 A , 真符合事件的概率为 ε_s , 两个探测器与源粒子作用的概率分别为 ε_1 和 ε_2 . 则真符合事件计数率 n_{c0} 为

$$n_{c0} = A\varepsilon_s. \quad (6)$$

根据式(6), 偶然符合计数率为

$$n_{rc} = \tau A\varepsilon_1\varepsilon_2. \quad (7)$$

根据式(6)及式(7)解得真偶符合比为

$$\frac{n_{c0}}{n_{rc}} = \frac{\varepsilon_s}{\tau A\varepsilon_1\varepsilon_2}. \quad (8)$$

由于 ε_1 和 ε_2 符合平方反比关系, 当系统放置在中心轴上时, 前后4个探测器都对称, 与中子源距离相等, 分别设为 r_1 和 r_2 , 则由式(8)得

$$\frac{n_{c0}}{n_{rc}} = \frac{\varepsilon_s}{\tau A\varepsilon_1^2(r_1^2/r_1^2)}, \quad (9)$$

图5 真符合事件与偶然符合事件. (a) 真符合事件; (b) 偶然符合事件

式中, n_{c0} , n_{rc} 分别为真符合与偶然符合计数率, s^{-1} ; ε_s 为真符合探测效率; τ 为符合时间, s ; A 为源的活度(或产额), s^{-1} ; ε_1 为第一面板探测器探测效率; r_1 , r_2 分别为前面板和后面板探测器的半径, cm . 求出的式(9)中的各

图6 符合事件时间关系

参数如图7所示. 其中, A 由实验束流监测求出; τ 的求法为: 在飞行时间谱中, 将散射中子能量限制在 $0.3 \sim 14 \text{ MeV}$ 之间, 这样, 前后每两个探测器之间都有不同的 τ 值, 共16个, 实际的 τ 值取这些值的平均值. 可见, 随前后面板距离增加, 符合时间也变长了; ε_s 和 ε_1 通过蒙特卡罗模拟求出(注意: 此处考虑了中子源的几何衰减因子).

图8为通过式(9)求得的真偶符合比值. 可见, 能量为 1.2 MeV 时, 真偶符合比较小, 为 0.06 左右, 因此, 偶然符合在能谱中占绝大多数, 数据处理中, 偶然符合过多会造成真符合事件被湮没, 所以, 探测效率测量中, 1.2 MeV 测量结果不确定度偏离真值过大, 仅作参考. 5 MeV 时, 由于中子源产额较高, 真偶符合比为 1.5 左

图7 式(9)中的参数. (a) 中子产额; (b) 符合时间; (c) 效率 ε_s ; (d) 效率 ε_1

图8 真偶符合比

右, 偶然符合不能忽略. 2.5 MeV时真偶符合比为2.9, 偶然符合也不能忽略. 3.8和14.8 MeV时, 真偶符合比分别为8.2和10.7, 偶然符合可以忽略. 由此求得2.5, 3.8, 5.0, 14.8 MeV偶然符合占总事件的百分比分别为26%, 11%, 40%, 9%.

4 结果

4.1 重建能谱

对不同能量的测量数据都进行了能量和图像的重建. 图9为几个能量的典型重建能谱. 由图可见, 3.8,

5.0, 14.8 MeV能谱形成了两个峰, 右边一个是待测的单能峰. 分析认为左侧的峰, 除了偶然符合外, 由于实验在大厅中进行的, 加之光电倍增管及其套筒距离闪烁体较近, 周围环境散射中子较多, 因此, 该峰包含了更多的散射中子. 1.2和2.5 MeV因为两个峰距离较近, 交叠在一起, 无法区分, 在图上表现为一个峰. 总的来说, 3.8, 5.0, 14.8 MeV的单能峰可以明显辨认.

4.2 高斯拟合

由于能谱中本底较多, 信号峰抬高了, 而且, 单能峰中能量都有不同程度的展宽. 这样求得的探测效率会高于理论值, 能量分辨也会变差. 因此, 在求探测效率及能量分辨时, 对能谱进行了高斯拟合. 拟合中, 为避免峰下的本底事件影响, 仅取拟合谱峰顶部与测量谱重合. 典型的拟合结果如图10所示.

4.3 光电倍增管的衰减

第一面板光电倍增管的衰减, 会使探测效率下降. 因此, 对接近真实情况的光电倍增管, 包含其玻璃管壳、套筒、电路支撑材料等的衰减进行了计算. 结果表明, 对测量的几个能量, 其将中子衰减到原来的60%左右.

图9 (网络版彩图)典型重建能谱

4.4 探测效率

采用理论模拟并扣除各能量的衰减系数的影响, 获得了不同前后面板距离的理论探测效率, 并与实验值进行了对比, 如图11所示. 图中, 实验值分别采用对能谱全积分的结果和高斯拟合后再积分的结果. 由图11的几个图可见, 不采用高斯拟合时, 由于偶然符合和散射中子的影响, 实验值比理论值高2~3倍. 采用高斯拟合后, 探测效率随能量的变化趋势与不采用高斯拟合时接近, 但理论值与实验值接近了. 其中, 能量越

高, 理论值与实验值越接近. 主要原因是: 低能时, 能谱中偶然符合的本底与单能峰几乎连成一片, 不好区分, 而能量较高时, 单能峰从本底中突显出来, 信号本底比变好了. 按图11中各测量值与理论值的偏差取平均得: 对于2.5, 3.8, 5.0, 14.8 MeV能点, 偏差分别为83%, 40%, 23%, 23%. 对于1.2 MeV能点, 前面的分析表明, 真偶符合比极小, 因此, 能谱中测量的数值偶然符合占绝大多数. 前后面板为40 cm时, 理论探测效率和实验值的比值分别为0.018, 0.82, 0.77, 1.07, 1.05(分别对应1.2, 2.5, 3.8, 5.0, 14.8 MeV能点).

图 10 (网络版彩图)对能谱进行高斯拟合

图 11 不同前后面板距离探测效率测量与理论结果

5 总结

通过加速器单能中子源实验,发现理论计算的探测效率比实验值小2~3倍,为解决这一问题,进行了两方面的深入研究:(1)模拟计算中考虑了碳核的影响.结果表明,在单个闪烁探测器中,14.8 MeV时,碳核的影响不能忽略,而对于中子散射相机系统,碳核的影响可以忽略;(2)偶然符合的影响.结果表明,偶然符合受加速器产额及系统本身探测效率等因素的影响,

1.2 MeV真偶符合比较小,探测效率测量值与理论值偏差较大(5倍以上).其他能量偶然符合占总事件比重为9%~40%不等.分析认为,实验时环境中散射中子以及偶然符合共同作用造成了实验值与理论值不一致.因此,采用对实验能谱进行高斯拟合的方式获得实验的探测效率.通过高斯拟合后,使理论探测效率与实验值的偏差大为缩小(除了1.2 MeV能点),2.5, 3.8, 5.0, 14.8 MeV能量的偏差分别为83%, 40%, 23%, 23%.

参考文献

- Mascarenhas N, Brennan J, Krenz K, et al. Development of a neutron scatter camera for fission neutrons. In: IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. San Diego, CA, 2006. 185–188
- Marleau P, Brennan J, Krenz K, et al. Advances in imaging fission neutrons with a neutron scatter camera. In: IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. Honolulu, HI, 2007. 170–172
- Mascarenhas N, Brennan J, Krenz K, et al. A measurement of the flux, angular distribution and energy spectra of cosmic ray induced neutrons at fission energies. In: IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. Honolulu, HI, USA, 2007. 2050–2052
- United States Nuclear Regulatory Commission. Special Nuclear Material. <http://www.nrc.gov/materials/sp-nucmaterials.html>. Last Browsing Time: 2016-04
- 王小兵, 李荐民, 李元景, 等. 特殊核材料及放射性物质门式监测系统. 核电子学与探测技术, 2007, 27: 11–16
- Takeda S. Experimental study of a Si/CdTe semiconductor Compton camera for the next generation of gamma-ray astronomy. Dissertation for Doctoral Degree. Tokyo: The University of Tokyo, 2009
- Takada A, Hattori K, Kubo H, et al. Development of an advanced Compton camera with gaseous TPC and scintillator. *Nucl Instrum Meth A*, 2005, 546: 258–262
- Bernabeu J, Clinthorne N H, Dewaraja Y, et al. Development of a high efficiency and high resolution Compton probe for prostate imaging. *Nucl Instrum Meth A*, 2004, 527: 58–61
- Kubo H, Miuchi K, Nagayoshi T. Development of a new MeV gamma-ray camera. In: ICEPP Symposium. Japan, 2004
- Bravar U, Bruillard P, Flückiger E, et al. Design optimization and performance capabilities of the fast neutron imaging telescope (FNIT). In: IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. Honolulu, HI, 2007. 264–269
- Macri J, Bravar U, Legere J. The fast neutron imaging telescope (FNIT)—Hardware development and prototype testing. In: IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. Honolulu, HI, 2007. 173–178
- Woolf R, Bravar U, Legere J, et al. Development of a real-time fast neutron imaging telescope (FNIT) for the detection of SNM. In: IEEE Conference on Technologies for Homeland Security. Waltham, MA, 2008
- Bravar U, Woolf R S, Bruillard P J, et al. Calibration of the fast neutron imaging telescope (FNIT) prototype detector. *IEEE Trans Nucl Sci*, 2009, 56: 2947–2954
- Zhang X P, Zhang M, Sheng L, et al. Image reconstruction of a neutron scatter camera. *Sci China Tech Sci*, 2016, 59: 149–155
- 张美, 张显鹏, 李奎念, 等. 中子散射成像探测角分辨研究. 物理学报, 2015, 64: 042801
- Greenberg C, Brennan J, Mascarenhas N, et al. Exploring Neutron Scatter Camera performance using MCNP-PoliMi. In: IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. Orlando, 2009. 1274–1276
- Briesmeister J. MCNP—A general Monte Carlo n-particle transport code (version 4C). LA-13709-M. Los Alamos: Los Alamos National Laboratory, 2000
- Tajik M, Ghal-Eh N, Etaati G R, et al. Modeling NE213 scintillator response to neutrons using an MCNPX-PHOTRACK hybrid code. *Nucl Instrum Meth A*, 2013, 704: 104–110

- 19 Tajik M, Ghal-Eh N, Etaati G R, et al. NE213/BC501A scintillator-lightguide assembly response to ^{241}Am -Be neutrons: An MCNPX-PHOTRACK hybrid code simulation. *Radiat Phys Chem*, 2014, 97: 319–324
- 20 Dietze G, Klein H. Program codes NRESP7 and NEFF7. PTB-ND-22. PTB Braunschweig, 1982
- 21 复旦大学, 清华大学, 北京大学, 合编. 原子核物理实验方法. 北京: 原子能出版社, 1997

Study on the detection efficiency of a neutron scatter camera

ZHANG XianPeng¹, HE ShiYi^{1,2}, ZHANG ZhongBing¹, SONG JiWen¹, LIU JinLiang¹ & JIN Peng¹

¹ State Key Laboratory of Intense Pulse Radiation Simulation and Effect, Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China;

² Key Laboratory of Particle and Radiation Imaging, Ministry of Education, Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China

The detection efficiency of neutron scatter camera determines the accuracy of its energy reconstruction, which is one of the most important parameters for structure optimization. We measured the detection efficiency of a 8-elements prototype of neutron scatter camera with the tandem accelerator in CIAE, using the incident neutron energy of 1.2, 2.5, 3.8, 5.0, 14.8 MeV. To solve the problem of experimental value bigger than the theoretical value by 2–3 times, the luminescence of carbon nucleus was considered in the simulation, and the influence of accidental coincidence was calculated. The results show that although luminescence of carbon nucleus cannot be ignored in high energy for single scintillator, it can be ignored for neutron scatter camera; accidental coincidence has different influence on the detection efficiency for different incident energy. For 1.2 MeV, the accidental coincidence stands for the majority of the events. Using Gauss fitting to the experimental spectra, the background neutrons was taken out, and the deviations between theoretical and experimental values were decreased to an acceptable range.

neutron scatter camera, detection efficiency, MCNP program, tandem accelerator

doi: [10.1360/N092018-00198](https://doi.org/10.1360/N092018-00198)