

文章编号: 1007-4627(2016)01-0067-05

## 高压倍加器靶单元组件对源中子能谱影响研究

王黎明<sup>1</sup>, 蒋婧<sup>2</sup>, 鲍杰<sup>3</sup>, 聂阳波<sup>3</sup>, 黄翰雄<sup>3</sup>, 李霞<sup>3</sup>, 陈红涛<sup>1</sup>

(1. 国家核安保技术中心, 北京 102401;

2. 环境保护部核与辐射安全中心, 北京 100082;

3. 中国原子能科学研究院, 北京 102413)

**摘要:** 靶单元组件对中子有散射和吸收作用, 与入射粒子也会发生反应, 因此高压倍加器中子场在空间的分布除了由反应本身的角分布决定外, 还受到靶单元组件的影响。实验利用飞行时间法测量了高压倍加器 T(d, n)<sup>4</sup>He 中子源产生的实际中子场, 测量角度为 0°~95°, 共 8 个角度, 采用伴随  $\alpha$  粒子法对入射束流进行归一。借助蒙特卡罗方法模拟实验过程和靶单元组件等对中子场分布的影响, 将实验结果同模拟计算得到的结果进行了比较与分析, 为高压倍加器相关实验布局的合理布置和靶单元组件的优化提供了一定的依据。

**关键词:** 实际中子场; 飞行时间法; 伴随粒子法; 蒙特卡罗模拟

**中图分类号:** O571.54      **文献标志码:** A      **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.33.01.067

### 1 引言

实际中子场的空间分布, 即中子源的能量和能谱及中子角分布, 对于中子探测器的能量响应、中子注量和中子剂量当量的换算、中子屏蔽材料的选择和设计等方面, 都具有重要的意义<sup>[1]</sup>。在实际工作中, 实验大厅、屏蔽体, 特别是靶单元组件、冷却水层等对中子场的分布有着重要的影响。因为靶单元组件的散射, 使得加速器轰击中子源产生的单能快中子常常伴有一定的弹性/非弹性中子本底, 入射粒子同靶本身及靶单元组件的其它反应也会增加本底。

为此, 我们在中国原子能科学研究院的高压倍加器上进行了 T(d, n)<sup>4</sup>He 反应出射中子场测量, 同时利用 TARGET<sup>[2]</sup> 和 MCNP<sup>[3-7]</sup> 程序模拟 T-Ti 靶附近的靶单元组件, 将实验测得的中子通量角分布同模拟计算得到的中子通量角分布进行比较, 分析靶单元组件对中子能谱和中子角分布的影响, 并检验实验测量的可靠性和模拟计算的准确性。

### 2 实验测量

本次实验在中国原子能科学研究院高压倍加器上进行, 其实验布局如图 1 所示。使用液体闪烁探测器, 利用飞行时间法测量在空间不同角度的 T(d, n)<sup>4</sup>He 反应产生的中子能谱; 借助金硅面垒探测器用伴随粒子法测量

中子通量; 另一个液闪探测器用作中子监视器, 监视金硅面垒探测器在测量过程中的稳定性以及入射氦束的品质。

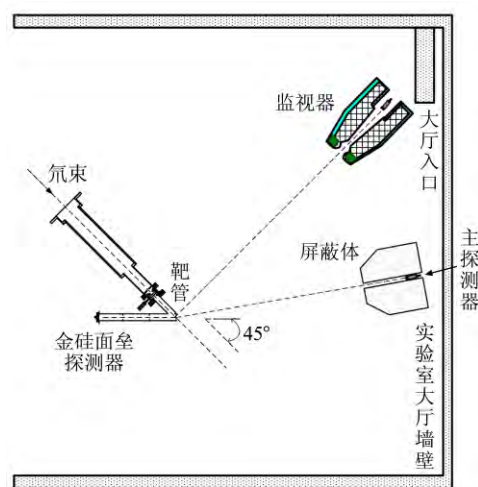


图 1 (在线彩图) 中子场分布研究实验谱仪示意图

高压倍加器 (也称为中子发生器) 是利用直流电压串级发生器作高压电源的高压加速器, 主要用加速的氦束流轰击氦靶或氦靶来产生中子<sup>[8-9]</sup>。本次实验的具体参数如下: 入射束流是脉冲氦束, 能量 300 keV, 靶上平均流强约为 2  $\mu$ A; 产生中子脉冲宽度约 6 ns, 脉冲频率 1.5 MHz, 中子源强约 10<sup>8</sup> n/s。实验使用厚 T-Ti 靶, T-Ti 原子数目比约 1.65, 面密度是 1.02 mg/cm<sup>2</sup>,

收稿日期: 2015-03-05; 修改日期: 2015-04-01

作者简介: 王黎明(1980-), 男, 江苏阜宁人, 副研究员, 硕士, 从事粒子物理与原子核物理研究; E-mail:wanglm81@163.com

通信作者: 蒋婧, E-mail: jiangjing5@163.com。

T-Ti 靶附着在 Mo 底衬上。为了防止氦离子束流造成靶本身局部过热，用流动的薄水层进行冷却，靶单元组件示意图如图 2 所示。

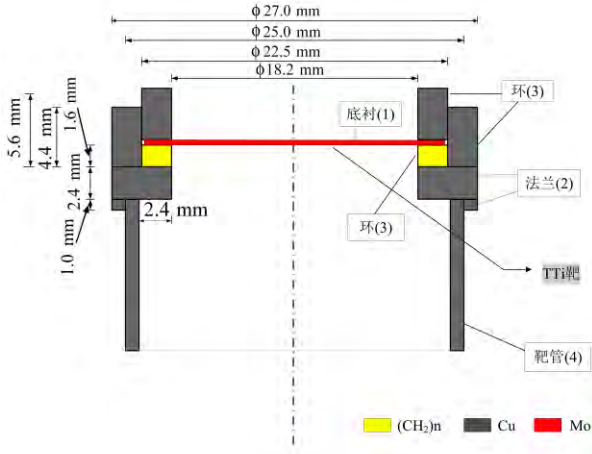


图 2 (在线彩图) 实验靶单元组件示意图

主探测器为 BC-501A，直径为 5.08 cm，厚度为 2.54 cm。根据实验大厅提供的空间大小，中子探测器所放置的角度与束流方向成 0°, 28°, 42°, 57°, 69°, 78°, 91° 和 95°，探测器表面距离靶头分别是 262, 402, 397, 667, 688, 667, 570 和 730 cm。为了防止各种散射中子进入探测器，中子探测器被安放在一个大型锥形屏蔽体中。

本实验使用伴随粒子法<sup>[1,8-9]</sup>测量中子注量。一个金硅面垒探测器放置在伴随靶管的一端，用来测量 T(d, n)<sup>4</sup>He 反应出射的 α 粒子。金硅面垒探测器距离靶约 1 m，紧贴探测器放置 1 μm 厚的铝箔，以阻止散射的 d 粒子进入探测器，同时靶管内放置两个光阑，其孔径均为 3.2 mm。依据大厅的实验条件，靶管只能设计成斜靶，与束流方向成 135°，见图 3。伴随 α 粒子法测量的不确定度主要来源于立体角几何计算、中子角分布计算、

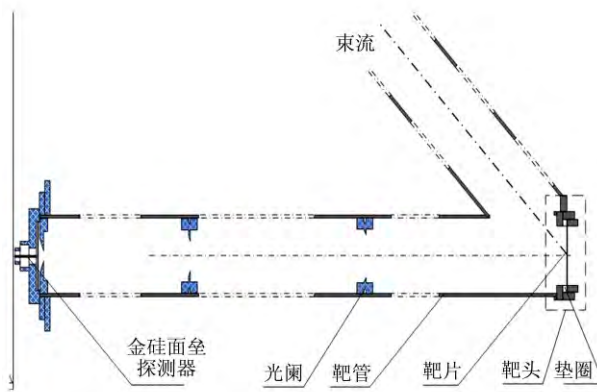


图 3 (在线彩图) 伴随 α 粒子靶管结构示意图

Ti-T 靶中 T 随靶深度分布的均匀性和其他核反应产生的带电粒子本底等。考虑到金硅面垒探测器对带电粒子的探测效率几乎是 100%，所以在能够精确确定半导体的探测立体角，且 α 在测量角度 (135°) 的各向异性因子较精确的条件下，利用伴随 α 谱仪监测中子通量的精确度是很高的，误差在 1% 以内<sup>[1]</sup>。为了观察金硅面垒探测器探测 α 计数的稳定性，实验中在距离靶头约 8 m 处、与束流方向约成 95° 的地方放置一个型号与主探测器相同的液闪探测器监测中子通量。

实验采用多参数获取方式，每个中子探测器探测到信号都产生 3 个参数：脉冲高度 (PH)、飞行时间 (TOF) 和脉冲形状甄别 (PSD)。PH 用于确定探测器的阈，从而确定探测器的效率曲线；TOF 用于确定中子的能量；PSD 用于 n-γ 分辨。除以上 3 个参数以外，还有伴随粒子方法给出的 α 粒子能谱和液闪中子监视器给出的飞行时间谱。数据获取采用的是基于 CAMAC 总线的多参数数据获取系统，获取软件主要采用的是 SPARROW 公司开发的 Kmax 数据获取软件，并采用了 FERABus 数据获取方式以提高数据获取的速度。另外，使用两台微机多道分别记录伴随粒子法测得的能谱和中子监视器测得的飞行时间谱。

### 3 实验数据分析

对于能量在 30 MeV 以下的中子，如果不考虑相对论修正，中子飞行时间和能量的关系可近似表示为

$$t = \frac{72.298L}{\sqrt{E}}, \tag{1}$$

式中  $t$ ,  $L$  和  $E$  分别为中子的飞行时间、飞行距离和能量，单位分别为 ns, m 和 MeV。此式在中子能量为 30 MeV 的情况下相对论性修正约为 2.3%，在 10 MeV 时小于 1%。

对某一中子出射角度，中子强度按能量分布的能谱和按飞行时间分布的飞行时间谱可以互相转换，它们由如下关系式确定：

$$\frac{dN(E)}{dE} = \frac{dN(t)}{dt} \frac{dt}{dE}, \tag{2}$$

式中  $E$  是中子动能， $t$  代表飞行时间， $dE$  与  $dt$  是两种分布上对应的微分间隔， $dt/dE$  可以从中子飞行时间与能量的关系式[见式(1)]中得到。这样，测量了中子的飞行时间谱就能得到中子的能谱。实验数据的处理过程如下图 4 所示。

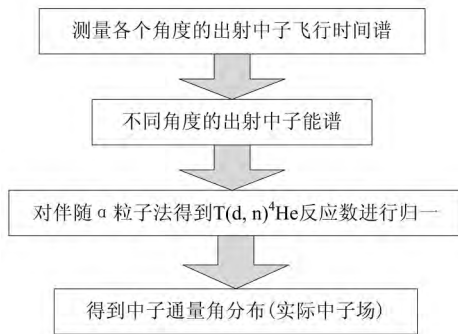


图 4 实验数据处理过程示意图

实验测得的各个角度的出射中子飞行时间谱转化为中子能谱时, 需用蒙特卡罗方法 (NEFF 程序<sup>[10]</sup>) 模拟探测器在一定探测阈下的效率曲线, 并给出阈下能谱。在不同测量角度下, 金硅面垒探测器的位置始终未变, 借助其测得的伴随  $\alpha$  粒子数, 将中子探测器在不同角度测得的中子能谱以  $T(d, n)^4\text{He}$  反应数目归一后进行比较, 以得到中子通量角分布, 即实际中子场。

另外, 因为中子监视器的探测效率未知, 绝对测量还要考虑各向异性因子, 相对误差较大, 仅用作相对测量的束流监视。

本实验结果的不确定度主要来源于以下几个方面: 统计 (5% 左右)、标准截面 (1%)、探测效率 (3%)、角度 (0.5°), 总的确定度约为 10%。

## 4 靶单元组件对源中子能谱的影响分析

### 4.1 靶单元组件对出射中子能谱的影响分析

TARGET 程序<sup>[2]</sup>利用蒙特卡罗方法模拟靶内中子的产生、输送和散射过程, 能够得出考虑靶单元组件条件下各个角度的中子能谱, 及各个角度的未碰撞出射的中子能谱, 图 5 给出了中子探测器位于 0° 时测得的总的中子能谱和出射的未碰撞中子能谱。从图 5 可以看出, 在主中子峰的左侧有两个连续的散射中子峰, 在中子能量低于 4 MeV 的能量范围内有两个较宽的低能散射中子峰。

进一步分析可知, 上述散射峰是靶单元组件中的物质与出射中子作用的结果: 靶单元组件的主要物质是 Cu, 对于占主要成分的  $^{63}\text{Cu}$ , TARGET 的数据文件里分别考虑了它的第一至第五非弹 (非弹碰撞反应  $Q$  值依次是 0.67, 0.77, 1.115, 1.482, 1.725 MeV) 至连续能级的非弹性碰撞截面, 还有  $(n, 2n)$  反应截面, 图 5 中, 与主中子峰相邻的 3 个小峰主要是  $n$  与 Cu 的非弹反应引起的, 能量范围在 2 ~ 4 MeV 之间的较宽的峰主要是  $n$  与 Cu 发生  $(n, 2n)$  反应引起的 [ $^{63}\text{Cu}$  的  $(n, 2n)$  反应阈

约是 10.06 MeV], 最左边的连续部分可能是  $(n, 2n)$  反应的二次弹性或非弹反应产生的。

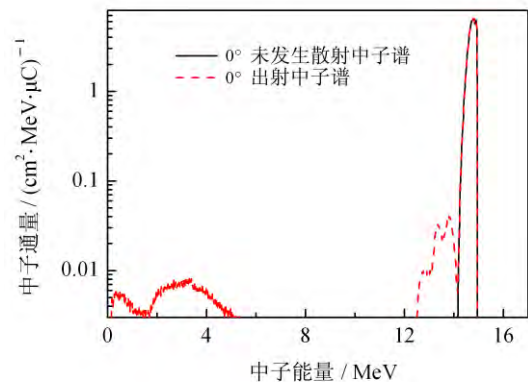


图 5 (在线彩图) (考虑靶单元组件的) 出射中子在 0° 的能谱与未碰撞的 0° 出射中子能谱的比较

图 6 给出的是不同角度下, 被靶单元中不同组件 (底衬、法兰、铜环与垫圈、铜管) 散射的中子通量。可以看出, 各种角度下靶单元中不同组件对散射中子通量的贡献是不同的。其中, 因为 Mo 底衬较薄, 与中子发生反应的几率最小; Cu 环较厚, 且聚乙烯垫圈中含有 H, 因此散射中子的概率较大。

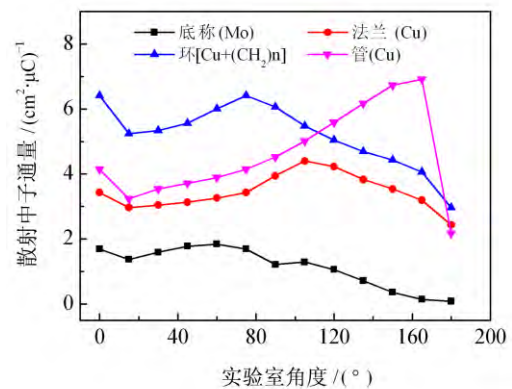


图 6 (在线彩图) 靶上不同部位和各种材料对出射中子的散射作用的比较

将 TARGET 算出的无靶单元组件的出射中子在不同角度的能谱, 分别依次作为 MCNP 的线束源中子, 模拟给出经过靶单元组件出射的未碰撞的中子在相应角度的能谱 (考虑和不考虑冷却水层的影响), 然后求出各个角度的中子通量, 得到线束源条件下的未经碰撞的中子通量在相应各个角度的分布, 如图 7 所示 (入射中子数都为 1, 上方曲线没有考虑冷却水的影响, 下方曲线考虑了冷却水)。

从图 7 中可以看出: (1) 多数角度的碰撞中子的损失所占比重并不大, 在 5% 以内; (2) 45° 损失最小,

135° 损失最多, 将近 18%, 到了 165°, 曲线反弹上升, 损失率明显降低。可以看出, 出射方向上散射中子的量在发生变化。结合靶单元组件(图 2)进行分析, 在 90° 出射方向, 中子沿靶面方向出射, 在出射路径上碰撞物最多(经过 Mo 底衬和 Cu 环); 出射角度大于 90° 后, 出射路径上的散射物质在减少, 在 120° 出射方向上, 散射物质是 Cu 管; 在 180° 处, 中子出射路径上几乎没有任何散射物质, 在该处两种中子通量的比值约为 1; (3) 对于大多数角度, 水层的影响在 1% 左右, 出射中子在水层的损失率也不大, 但是在整个对中子损失的影响因素中, 所占比重接近一半, 是不容忽视的, 对于 160° 这样的大角度因为中子路径不会经过靶前的水层, 因此在水层的损失计为零。

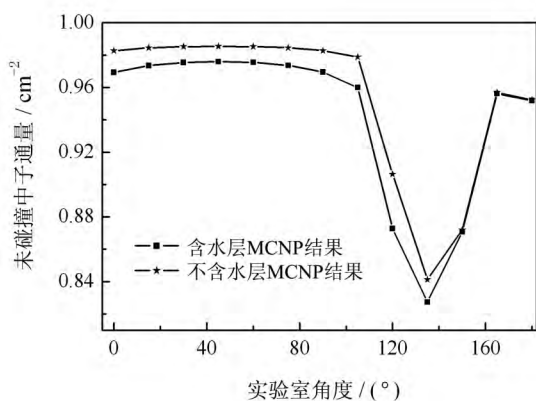


图 7 源中子经过靶单元组件出射的未碰撞的中子在不同角度的中子通量(MCNP 模拟结果)

#### 4.2 测量结果和理论值的比较

靶单元组件的中子散射对探测器测得的中子峰的计数有两种影响, 第一, 将沿探测方向出射的源中子俘获或散射到其他方向, 使得探测器无法测到这些中子; 第二, 将没有沿着探测方向出射的中子散射到探测器中, 如果能量较高, 就有可能落在主中子峰中, 增加了主中子峰的计数。图 8 是各个角度理论计算值(利用 130 keV

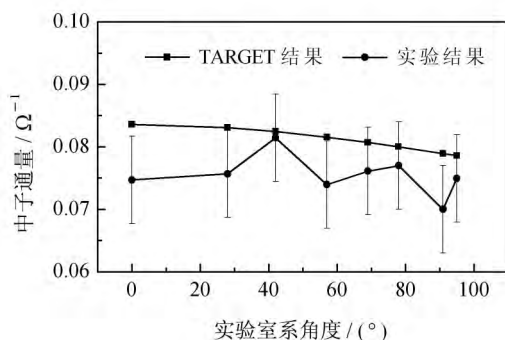


图 8 实验中子通量分布同理论计算值的比较

平均入射氘束能量对应的反应截面区取平均, 并使平均值归一到  $1/4\pi$  值)和实验测量的中子通量分布( $\alpha$  计数归一)的比较(实验室系)。从图中可以看出, 实验测量得到的各角度的中子通量总体趋势低于理论值, 考虑了测量误差后, 可认为与靶单元组件中的物质散射而被探测到使得中子峰计数增加的中子数并不能弥补该探测角度出射中子由于发生散射或吸收而没有被探测到的部分。

## 5 小结

运用 TARGET 程序模拟靶单元内中子的产生、输送和散射过程, 结果一目了然, 但对于具体的实验装置的描述还不能完全满足要求(如靶周围物质墙壁等对出射中子的影响)。实验中, 根据 TARGET 程序计算出不考虑靶单元组件的源中子能谱, 利用输出结果对源中子的描述数据作为 MCNP 的输入数据(因为 TARGET 能够计算带电粒子在靶中的能损, 而 MCNP 较难实现), 模拟靶单元组件和靶周围物质对源中子能谱的影响, 使得模拟的场景与实际实验更加逼近, 模拟结果与实验更具有可比性。

同时, 实验测量了高压倍加器  $T(d, n)^4\text{He}$  中子源产生的实际中子场, 并与模拟计算进行比较和分析, 为高压倍加器开展实验测量工作提供了中子场数据, 为相关实验(例如中子活化测量、积分实验等)的合理布局和精确测量, 以及靶单元组件的优化提供了一定的依据。

#### 参考文献:

- [1] DING Houben, WANG Naiyan. Physics of neutron source[M]. Beijing, Science Press, 1984: 30. (in Chinese) (丁厚本, 王乃彦. 中子源物理[M]. 北京: 科学出版社, 1984: 30.)
- [2] Dietrich Schlegel. TARGET USER'S MANUAL[R]. Germany: PTB, 2005.
- [3] PEI Lucheng, ZHANG Xiaoze. Monte-Carlo Method and Application in Particle Transport [M]. Beijing: Science Press, 1980. (in Chinese) (裴鹿成, 张孝泽, 蒙特卡罗方法及其在粒子输运问题中的应用[M], 北京: 科学出版社, 1980.)
- [4] XU Shuyan. Monte-Carlo Method's Application in Experimental Nuclear Physics[M]. Beijing: Atomic Press, 1996. (in Chinese) (许淑艳, 蒙特卡罗方法在实验核物理中的应用[M], 北京: 原子能出版社, 1996.)
- [5] DIETZE G. Monte Carlo Codes for the Calculation of Neutron Response Functions and Detection Efficiencies for NE 213 Scintillation Detectors[R]. Germany: PTB, 1982.
- [6] JUDITH F. MCNP-TM-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code[R]. Los Alamos National Laboratory, 2000.

- [7] X-5 Monte Carlo Team. MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code Version 2.4.0[R]. Los Alamos National Laboratory, 2003.
- [8] LI Jizhou, MA Hongchang, ZHAO wenrong, *et al.* Atomic Energy Science and Technology, 1986, **20**(4): 1. (in Chinese). (李际周, 马鸿昌, 赵文荣, 等. 原子能科学技术, 1986, **20**(4): 1.)
- [9] Research Team of Fast-Neutron Excitation Curve in CIAE. Common-used -data book on monoenergetic neutron source of accelerator [R]. Beijing: China Institute of Atomic Energy, 1990. (in Chinese) (中国原子能科学研究院快中子激发曲线组. 加速器单能中子源常用数据手册[R]. 北京: 中国原子能科学研究院, 1990.)
- [10] DIETZE G, KLEIN H. NRESP4 and NEFF4 Monte Carlo Codes for the Calculation of Neutron Response Functions and Detection Efficiencies for NE 213 Scintillation Detectors[R]. Physikalisch-Technische Bundesanstalt in Germany, ISSN 0572-7170, 1982.

## Effects of the HVMA Target Unit on Neutron Spectra Distribution

WANG Liming<sup>1</sup>, JIANG Jing<sup>2</sup>, BAO Jie<sup>3</sup>, NIE Yangbo<sup>3</sup>, HUANG Hanxiong<sup>3</sup>, LI Xia<sup>3</sup>, CHEN Hongtao<sup>3</sup>

(1. State Nuclear Security Technology Center, Beijing 102401, China;

2. Nuclear and radiation safety center, Beijing 100082, China;

3. China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

**Abstract:** The spatial distribution of neutron field for the High Voltage Multiple Accelerator (HVMA) is not only determined by the angular distribution of the reaction itself, but also affected by scattering and absorption of the target unit. Meanwhile, undesired nuclear reactions of the incoming ions with the target and self-target build-up may contribute to this neutron background, which disturbs the primary neutron field. The spatial distribution of actual neutron field generated by  $T(d, n)^4\text{He}$  on HVMA was measured using the flight-time method. The neutron emission energy spectra were measured at 8 different angles from  $0^\circ$  to  $95^\circ$ . The results were monitored by the accompanying-particle method. TARGET and MCNP (Monte Carlo simulation process) programs were used to simulate the experiment. The results of simulated calculation were compared with the experimental data. The analyzed results will give some qualitative and quantitative conclusions for target unit optimizing and provide some foundational works for physical measurement in HVMA.

**Key words:** actual neutron field; flight-time method; accompanying-particle method; Monte-Carlo simulation

Received date: 5 Mar. 2015; Revised date: 1 Apr. 2015

Corresponding author: JIANG Jing, E-mail: jiangjing5@163.com.