

厚靶 $T(d,n)^4He$ 反应加速器 中子源的中子产额、能谱和角分布

姚泽恩, 岳伟明, 罗鹏, 谭新健, 杜洪新, 聂阳波

(兰州大学核科学与技术学院, 甘肃兰州 730000)

摘要: 本文给出一种氚钪厚靶氘气反应加速器中子源的中子产额、能谱和角分布的计算方法, 并开发了相应的计算模拟程序。用自行开发的计算程序计算了入射氘束流能量低于 1.0 MeV 时加速器中子源的中子产额、能谱和角分布, 给出了氚钪厚靶的一些典型计算结果, 并对结果的可靠性进行分析。

关键词: $T(d,n)^4He$ 反应; 产额; 能谱; 角分布

中图分类号: O571.53

文献标志码: A

文章编号: 1000-6931(2008)05-0400-04

Neutron Yield, Energy Spectrum and Angular Distribution of Accelerator Based $T(d,n)^4He$ Reaction Neutron Source for Thick Target

YAO Ze-en, YUE Wei-ming, LUO Peng, TAN Xin-jian, DU Hong-xin, NIE Yang-bo

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

Abstract: A mathematical method and a computer program were developed to calculate the yield, energy spectrum and angular distribution of neutrons from the $T(d,n)^4He$ reaction in a thick tritium-titanium ($TiTx$) target for incident deuteron beam energies lower than 1.0 MeV. Some calculated results using this method are presented, including integrated neutron yields, neutron energy spectra and angular distributions. The reliability of the results was analyzed.

Key words: $T(d,n)^4He$ reaction; yield; energy spectrum; angular distribution

$T(d,n)^4He$ (D-T) 和 $D(d,n)^3He$ (D-D) 反应加速器中子源可广泛应用于核数据测量、聚变堆材料辐照损伤研究、半导体抗辐射加固、辐照育种、活化分析、癌症治疗等方面^[1]。D-T 反应中子源的产额比 D-D 反应中子源高约两个数量级, 有更为重要的应用价值而被广泛研究^[2-6]。

在利用 D-T 中子发生器开展基础研究和应用研究过程中, 中子源的能谱、角分布数据是十分重要的基础数据, 这些数据的实验测量是一项十分繁杂的工作, 很多实验室只测量了某些特殊角度的中子能谱^[7]。在以往涉及 D-T 中子源中子输运的蒙特卡罗模拟研究中, 通常将 D-T 中子源近似看成为 14 MeV 单能各向同

收稿日期: 2007-01-31; 修回日期: 2007-04-14

基金项目: 甘肃省自然科学基金资助项目 (ZS001-A25-005-Z); 国家经贸委高技术开发资助项目 (96B K-474)

作者简介: 姚泽恩 (1966—), 男, 甘肃清水人, 教授, 博士, 粒子物理与原子核物理专业

性中子源^[4],这必然给模拟计算结果带来偏差。本工作给出一种氚钛(TiTx)厚靶D-T反应加速器中子源的中子产额、能谱和角分布的计算方法。

1 计算方法

对于厚靶D-T反应加速器中子源,其积分中子产额Y和微分中子产额 $\frac{dY}{d}$ 可分别由下式计算:

$$Y(E_{dt}) = \int_{E_{dt}}^0 I_0 N_T (E_d) \frac{1}{S(E_d)} dE_d \quad (1)$$

$$\frac{dY}{d}(\theta, E_{dt}) = \int_{E_{dt}}^0 I_0 N_T(\theta, E_d) \frac{1}{S(E_d)} dE_d \quad (2)$$

其中:Y(E_{dt})和 $\frac{dY}{d}(\theta, E_{dt})$ 分别为积分中子产额和微分中子产额;E_{dt}为入射氘束能量;I₀为入射氘束强度;N_T为靶中氚的原子密度;(E_d)和(θ, E_d)分别为T(d, n)⁴He反应的积分截面和微分截面;E_d为氘离子在靶中的能量;S(E_d)为氘离子在靶中的阻止本领;dE_d为氘离子在靶中的能量损失。

中子的能量可由T(d, n)⁴He反应的Q方程来计算,有:

$$E_n(\theta, E_d) = \left\{ \frac{\sqrt{2} E_d}{5} \cos \theta + \left[\left[\frac{2}{5} + \frac{2}{25} \cos^2 \theta \right] E_d + \frac{4}{5} Q \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^2 \quad (3)$$

其中:E_n(θ, E_d)是能量为E_d的氘离子与靶中的氚发生反应在θ出射角方向发射的中子的能量;Q为17.5893 MeV。

为计算厚靶中产生的中子积分产额、微分产额,假定将厚靶分割成许多足够薄的薄层,每一薄层可被看成是1个薄靶,每一薄靶中产生的中子积分和微分产额可分别由下式计算:

$$Y_j(E_{d,j}) = I_0 N_T(E_{d,j}) \frac{1}{S(E_{d,j})} E_{d,j} \quad (4)$$

$$\frac{dY_j}{d}(\theta, E_{d,j}) = I_0 N_T(\theta, E_{d,j}) \frac{1}{S(E_{d,j})} E_{d,j} \quad (5)$$

其中:Y_j和 $\frac{dY_j}{d}$ 分别为第j层中产生的中子的积分产额和微分产额;E_{d,j}和E_{d,j}分别为氘离子在第j层中的能量和能量损失,对于每一个薄靶,E_{d,j}可近似看成是氘离子穿越第j层前的能量,如果假定E_{d,0} = E_{dt}, E_{d,0} = 0,则E_{d,j}和

E_{d,j}可用下列递推公式进行计算:

$$E_{d,j} = E_{d,j-1} - E_{d,j-1} \quad (6)$$

$$E_{d,j-1} = S(E_{d,j-1}) x_{j-1} \quad (7)$$

其中:x_{j-1}是第j-1层的厚度。

每一薄层中积分中子产额可由式(4)、(6)和(7)计算得到,根据式(1),厚靶的积分产额应是所有薄层中积分产额的和,即:

$$Y(E_{dt}) = \sum_j Y(E_{d,j}) \quad (8)$$

每一薄层中微分中子产额可由式(5)、(6)和(7)计算得到,每层中产生的且从θ方向发射的中子的能量E_{n,j}可用式(3)计算得到。计算一直持续,直到E_{d,j} = 0。这样,可得到与中子能量E_{n,j}和中子发射角θ对应的微分中子产额数据 $\frac{dY_j}{d}$ 。根据式(2),在每一个θ发射方向的所有薄靶的微分中子产额的和即是厚靶的中子角分布数据,即:

$$\frac{dY}{d}(\theta) = \sum_j \frac{dY_j}{d}(\theta, E_{d,j}) \quad (9)$$

设E_{n,j}(θ)和E_{n,j+1}(θ)分别为氘离子在第j层和第j+1层上产生且从θ方向发射的中子的能量,其能量差可表示为E_{n,j}(θ) =

|E_{n,j}(θ) - E_{n,j+1}(θ)|,因 $\frac{dY_j}{d}(\theta, E_{d,j})$ 是

E_{n,j}(θ)中子能量区间内的中子产额,因此,可根据下式计算得到中子的能谱数据:

$$\frac{dY_j}{d} \frac{dE_n}{dE_n}(\theta, E_{n,j}) = \frac{\frac{dY_j}{d}(\theta, E_{d,j})}{E_{n,j}} \quad (10)$$

2 计算结果

基于上述计算方法开发了计算机模拟计算程序。该程序能够计算氘束流能量小于1.0 MeV厚靶T(d, n)⁴He反应加速器中子源的产额、能谱和角分布。氚钛靶(TiTx)是T(d, n)⁴He反应加速器中子源最常用的一种固体吸附靶,本工作仅对TiTx靶进行研究。在计算中,假定TiTx靶中氚分布均匀,且靶中氚钛原子比最大取为2.0,根据文献[8-10]已给出的实验研究结果,这种假定是合理的。计算使用了文献[11]推荐的T(d, n)⁴He反应积分截面和微分截面数据。关于氘离子在TiTx靶中的阻止本领的研究很少,目前还无完整的评

价和推荐数据,仅查到一组氘束能量低于 160 keV 的实验数据^[10],但此数据的可靠性没有被评价。本研究使用 SRIM-2003 程序^[12]对氘束在氚靶中的阻止本领进行了模拟计算,计算结果被用以进行中子产额计算。另外,在计算中,为直接从 $T(d,n)^4\text{He}$ 反应积分截面和微分截面数据库中读取截面数据,采取了每层薄靶中氘离子能量损失相等的办法来分割厚靶,即厚靶的薄靶分割不是等厚度。具体计算条件如下:每层薄靶中的氘离子能量损失均为 10 keV;根据阻止本领数据估算,薄靶的最大厚度约为 0.09 μm ,最小厚度约为 0.06 μm 。

图 1 示出了 $\text{TiTi}_{1.0}$ 、 $\text{TiTi}_{1.5}$ 和 $\text{TiTi}_{2.0}$ 厚靶 (1.0、1.5 和 2.0 是靶中氚原子比) 条件下的积分中子产额计算结果。针对 $\text{TiTi}_{1.5}$ 厚靶,0.15、0.40 和 0.6 MeV 氘束流下的中子能谱计算结果示于图 2。图 2 中给出的是中子出射角在 $0^\circ \sim 180^\circ$ 之间每间隔 5° 的中子能谱数据。在一些典型氘束流能量条件下, $\text{TiTi}_{1.5}$ 厚靶中子角分布的计算结果示于图 3。

3 讨论

就本工作的计算方法,只要厚靶被分割得足够薄,薄靶近似所带来的误差很小,可忽略,中子产额、能谱和角分布的计算误差主要来自于氘离子在 TiTi_x 靶中的阻止本领数据的误差。在本工作中,使用 SRIM-2003 程序的计算结果与文献[10]给出的一组氘束能量低于 160 keV 的氘在 TiTi_x 靶中阻止本领的实验数据相比,平均偏高约 17.49 keV/ μm 。以文献[10]给出的实验数据为标准,粗略估算,中子产额的计算值

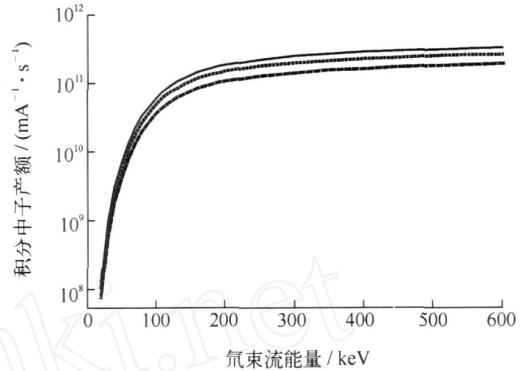


图 1 TiTi_x 厚靶 $T(d,n)^4\text{He}$ 反应加速器中子源的积分中子产额

Fig. 1 Integrated neutron yields of $T(d,n)^4\text{He}$ reaction for TiTi_x thick target
实线—— $\text{TiTi}_{2.0}$;点线—— $\text{TiTi}_{1.5}$;虚线—— $\text{TiTi}_{1.0}$

平均偏低约 14%,但中子能谱和中子角分布仅是微分中子产额的相对分布,因此,计算得到的中子能谱和中子角分布的相对偏差应远小于 14%。

由图 1 可见,当氘束流能量大于 400 keV 后,随氘束流能量增加,积分中子产额增长缓慢。考虑到靶上的束流功率和靶的冷却,D-T 强流中子发生器氘束流能量以不大于 400 keV 为宜。由图 2、3 可见,入射氘束流能量对中子能谱和中子角分布有较为明显的影响,例如,随氘束流的增加,中子角分布的各向异性变得越来越明显。

需说明,本工作得到的中子产额数据是在理想条件下计算得到的,事实上, $T(d,n)^4\text{He}$ 反应加速器中子源的中子产额与靶的特性及氘束流的特性参数(诸如氘离子的注入对靶的影响、靶表面的氧化层、氘束流中单原子氘离子比

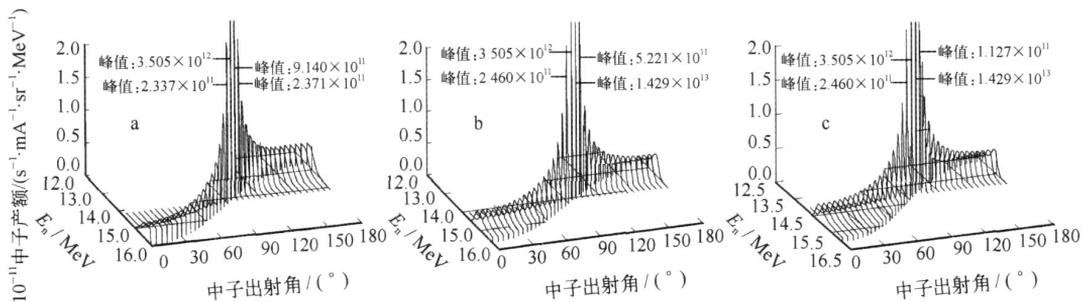


图 2 不同氘束能量下 $\text{TiTi}_{1.5}$ 厚靶 $T(d,n)^4\text{He}$ 反应加速器中子源的中子能谱

Fig. 2 Neutron energy spectra for different incident deuteron energy and $\text{TiTi}_{1.5}$ thick target
a——0.15 MeV; b——0.40 MeV; c——0.60 MeV

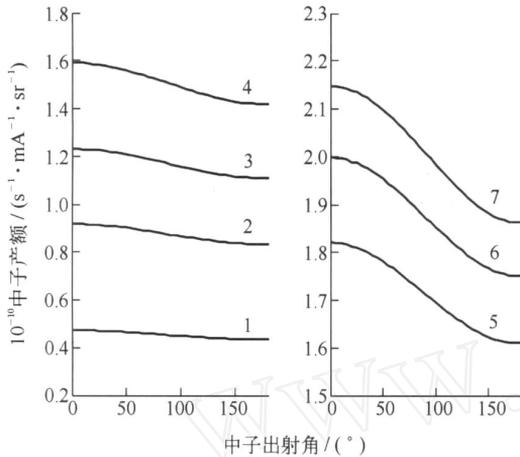


图3 TiT_{1.5}厚靶 T(d,n)⁴He 反应加速器中子源的中子角分布

Fig.3 Neutron angular distributions for TiT_{1.5} thick target

E_d,MeV:1—0.10;2—0.15;
3—0.20;4—0.30;
5—0.40;6—0.50;7—0.60

等)密切相关。另外,氘离子在靶中传输过程的能量歧离、射程歧离和方向改变等因素也会对中子能谱和角分布产生影响,需要更进一步的细致研究,在本工作中未考虑上述因素。目前,得到的中子能谱和角分布数据,未考虑靶托、靶冷却水层、实验室墙壁及其它物质对中子的散射和慢化,因此,还不能与实验室测量数据直接比较。下一步工作是,将计算得到的中子能谱和角分布输入到 MCNP 程序^[13],在充分考虑靶托、靶冷却水层、实验室墙壁及其它物质对中子的散射和慢化条件下,模拟中子的能谱和角分布,并与实验室测量结果比较,以验证本工作研究结果的可靠性。

参考文献:

[1] 苏桐龄. 强流中子发生器及其应用[J]. 核技术, 1989, 12(8-9): 553-556.
SU Tongling. Intense neutron generator and its applications[J]. Nuclear Techniques, 1989, 12(8-9): 553-556(in Chinese).
[2] HEIKKINEN D W, LOGAN C M. Recent progress at RTNS- [J]. Nucl Instrum Methods, 1985, B10-11: 835-837.

[3] KOIVUNORO H, LOU T P, REJONEN J, et al. A compact neutron generator based on D-D or D-T fusion reaction for BNCT[C]// Proceeding of 10th International Congress on Neutron Capture Therapy. Italy: International Proceedings Division, Bologna, 2002: 313-318.
[4] KOIVUNORO H, BLEUEL D L, NASTASI U, et al. BNCT dose distribution in liver with epithermal D-D and D-T fusion-based neutron beams [J]. Applied Radiation and Isotopes, 2004, 61: 853-859.
[5] SU Tongling, SUN Biehe, YANG Baotai, et al. An intense 14 MeV neutron source[J]. Nucl Instrum Methods, 1990, A287: 452-454.
[6] YAO Zeen, SU Tongling, CHENG Shangwen, et al. Design status of an intense 14 MeV neutron source for cancer therapy[J]. Nucl Instrum Methods, 2002, A490: 566-572.
[7] 苟全补,王学智. 3 × 10¹² n/s 强流中子发生器中子能谱测量[J]. 兰州大学学报: 自然科学版, 1991, 27(2): 185-187.
GOU Quanbu, WANG Xuezhi. Neutron energy spectra of 3 × 10¹² n/s intense neutron generator [J]. Journal of Lanzhou University: Natural Science, 1991, 27(2): 185-187(in Chinese).
[8] DAVIS J C, ANDERSON J D. Tritium depth profiling by neutron time-of-flight[J]. J Vac Sci Technol, 1975, 12(1): 358-360.
[9] ZHAO G Q, WU S M, REN Y H, et al. Determination of the concentrations of tritium and helium intitanium tritide targets[J]. Nucl Instrum Methods, 1986, B17: 56-61.
[10] MALBROUGH D J, BRICE D K, COWGILL D F, et al. Deuteron stopping cross sections in transition metal hydrides[J]. Nucl Instrum Methods Phys Res, 1987, B28: 459-469.
[11] HORST L, ARNO P. Neutron production cross section and energies for the reactions T(p, n)³He, D(d, n)³He and T(d, n)⁴He [J]. Nuclear Data Tables, 1973, 11: 569-619.
[12] JAMSE F Z. SRIM-2003[J]. Nucl Instrum Methods, 2004, B219-220: 1 027-1 036.
[13] MCNP—Monte-Carlo N-particle transport code system[R]. Los Alamos, New Mexico: Los Alamos National Laboratory, 2000.