

一种测量次级中子能谱的新方法*

祁步嘉 唐洪庆 周祖英

(中国原子能科学研究院核物理研究所 北京 102413)

摘要 采用双飞行时间法创建了一台非常规快中子飞行时间谱仪,排除了用 $D(d,n)^3He$ 中子源测量 8—13MeV 能区次级中子双微分截面时源中破裂中子群对次级中子能谱测量的干扰.结合常规快中子飞行时间谱仪的测量,实现了用 $D(d,n)^3He$ 中子源开展 8—13MeV 中子能区次级中子双微分截面的测量.

关键词 双飞行时间法,次级中子,快中子飞行时间谱仪

A NEW METHOD TO MEASURE SECONDARY NEUTRON SPECTRA

QI Bu-Jia TANG Hong-Qing ZHOU Zu-Ying

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

Abstract A new method has been employed to measure the double-differential neutron emission cross section in the incident neutron energy region of 8—13MeV. An atypical fast neutron time-of-flight spectrometer, located at the HI-13 tandem accelerator is used to solve the problem of source break-up neutron interference in secondary neutron spectra measurement.

Key words double time-of-flight method, secondary neutrons, fast neutron TOF spectrometer

由单能快中子引起的次级中子双微分截面是核工程设计需要的重要核数据.国际聚变实验堆(ITER)也提出了对一系列核的次级中子能谱和截面的要求.在 14MeV 能点附近,因有很好的 $T(d,n)^3He$ 单能中子源,实验测量数据较多^[1,2],在 8MeV 以下也有一些测量数据.但在 8—13MeV 之间,由于缺乏合适的单能中子源,实验数据极少.至今只有美国的洛斯阿拉莫斯国家实验室(LANL)用加速氘的方法,以 $H(t,n)^3He$ 反应中子源测量过 10MeV 中子引起的次级中子双微分截面^[3,4],发表了少量实验数据.但 $H(t,n)^3He$ 反应中子源的运行除了要建专用的加速器外,运行费用十分昂贵,而且对氘的回收和放射性防护也十分麻烦.对于常规中子源,如 $D(d,n)^3He$ 源,当单能中子能量高于 8MeV 时会伴随产生一群能量较低的三体破裂中子,这些破裂中子与样品作用后产生的次级中子会叠加在由单能中子引起的次级中子能谱上,致使次级中子能谱的低能段受到干扰而无法测量.这是长期存在于 8—13MeV 中子能区次级中子双微分截面测量中的难题.

为了解决这一难题,实现用常规中子源

$D(d,n)^3He$ 对 8—13MeV 中子能区次级中子双微分截面的测量,采用双飞行时间法^[5,6],在中国原子能科学研究院的串列加速器上创建了一台非常规快中子飞行时间谱仪.中子源到样品的距离为 220cm,样品到中子探测器的距离为 70cm,并对中子源进行准直和屏蔽,降低本底,使测量可以进行.这种几何安排可以使 $D(d,n)^3He$ 反应中子源中单能中子和破裂中子与样品作用后的次级中子在飞行时间谱上完全分开,将破裂中子对次级中子能谱低能段(E_n 小于中子源中破裂中子最大能量 E_{max})的干扰消除.结合常规快中子飞行时间谱仪测量次级中子能谱的高能段($E_n > E_{max}$),并将这两台飞行时间谱仪测量的次级中子能谱在重叠区归一缝合,给出整个谱区的次级中子双微分截面.

* 国家自然科学基金(批准号:19075075)资助项目
2001-03-23 收到

1 实验装置和方法

1.1 常规快中子飞行时间谱仪

常规快中子飞行时间谱仪的平面图示于图 1. 对常规飞行时间谱仪的详细介绍可看参考文献 [7]. 脉冲化氘离子束由 HI-13 串列加速器提供. 脉冲束的宽度小于 1ns, 在脉冲状态时, 靶上的平均束流为 1—2 μ A. 中子束由 $D(d, n)^4He$ 反应产生, 对 10MeV 中子谱仪的总时间分辨约 1.6ns, 它包括脉冲束宽度、氘气体靶长度、样品、探测器及电子学线路对时间分辨的贡献.

氘气体靶是一个直径为 10mm、长为 20mm、壁厚为 0.3mm 的不锈钢气室, 用 7 μ m 厚的铝箔将它与加速器的真空系统隔开, 气室用铂衬里, 用金片作束流阻止片. 氘气靶与一个带有真空系统的氘铀粉瓶相连接, 氘铀粉瓶加热后放出氘气, 将氘气充入抽真空后的靶室. 氘铀粉瓶的加热温度可自行设定和控制, 一般控制在 570 $^{\circ}$ C 左右. 由氘铀粉瓶供给的氘气完全去除了氧, 保证了氘气体的纯净. 氘气靶室的氘气压可视需要而定. 当需要测本底时, 靶室中的氘气可很方便地由铀粉瓶收回.

被测样品到氘气体靶中心的距离为 20cm, 样品

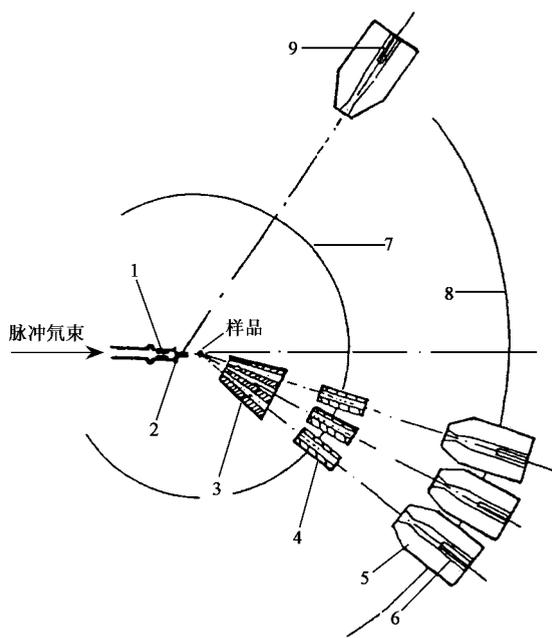


图 1 常规多探测器快中子飞行时间谱仪

1——速流拾取筒; 2——氘气体靶; 3——准直器(1); 4——准直器(2); 5——屏蔽体; 6——中子探测器; 7——3m 轨道; 8——6m 轨道; 9——中子源监视器

到中子探测器的距离可在 5—6.5m 之间设定. 放在屏蔽体内的三个中子探测器彼此相间隔 10 $^{\circ}$, 在 6m 轨道上, 可以在 -30 $^{\circ}$ —165 $^{\circ}$ 的角度范围内转动. 角度定位精度好于 0.1 $^{\circ}$.

中子探测器由直径 10.5cm、厚 5cm 的 ST-451 液体闪烁体和光电倍增管 XP-2041 组成. 由中子探测器引出两个信号: 线性信号, 用来设置探测器的下阈; 阳极信号, 既用作快定时信号, 又用作脉冲形状甄别(PSD)信号. CANBERRA model 2160A 插件被用来进行中子和 γ 射线的脉冲形状甄别. 探测器的效率是在高压倍加器上用双闪烁探测器快中子飞行时间谱仪测量 n-p 散射微分截面的方法来完成的^[8]. 同时用 Monte-Carlo 程序^[9]进行了计算. 二者符合得相当好, 最后采用了 Monte-Carlo 的计算结果. 采用两种方法对三个探测器的一致性进行了检验, 两种方法的测量结果均在统计误差范围内相一致, 表明三个探测器具有相当好的一致性.

另一套单独的飞行时间谱仪用作中子源监视系统. 用 30 $^{\circ}$ n-p 散射微分截面归一, 得到次级中子双微分截面. 快中子飞行时间谱仪的电子学方块图这里不再作描述, 可以查阅文献 [7].

1.2 非常规快中子飞行时间谱仪

非常规快中子飞行时间谱仪平面图示于图 2. 中子源到样品的距离和样品到中子探测器的距离分别为 220cm 和 70cm. 为了降低本底, 对中子源进行了准直屏蔽. 屏蔽结构如图 2 所示.

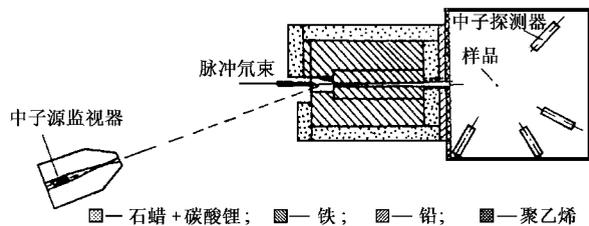


图 2 非常规快中子飞行时间谱仪

屏蔽体中心一矩形喇叭状准直孔, 保证样品全部被源中子所辐照. 样品与源中子相互作用后的次级中子由位于不同角度位置的 4 个中子探测器探测. 在这样的几何条件下, 以 10MeV 中子入射为例, 计算一下 D-d 反应的单能中子和破裂中子从中子源起飞到达样品的飞行时间和相应的次级中子到达探测器的时间. 中子的飞行时间可由下面关系式来计算:

$$t = \frac{72.298L}{\sqrt{E}}$$

式中 t 为中子飞行时间,单位为 ns, E 为中子能量,单位为 MeV; L 为中子飞行距离,单位为 m. 计算结果列于表 1.

表 1 非常规谱仪中单能中子(10MeV)及破裂中子(中子最高能量 $E_n = 3.5\text{MeV}$)的飞行时间

初级中子		次级中子		总飞行时间 /ns
E_n/MeV	飞行时间 t_1/ns	E_n/MeV	飞行时间 t_2/ns	
10	50.3	10	16.0	66.3
10	50.3	1.5	41.3	91.6
10	50.3	1.0	50.6	100.9
3.5	85.0	3.5	27.1	112.1

注:中子源到样品的距离 $d_1 = 220\text{cm}$,样品到探测器的距离 $d_2 = 70\text{cm}$

由表 1 看出,10MeV 单能中子从中子源到样品的飞行时间为 50.3ns,若 10MeV 单能中子与样品相互作用后的次级中子能谱下阈取 1.5MeV,则总的测量次级谱的时间需 91.6ns.破裂中子群中能量最高的中子为 3.5MeV,在破裂中子群中飞得最快的中子从中子源到样品,再从样品到探测器需 112.1ns.也就是说,破裂中子引起的次级中子的高能端在时间上比单能中子引起的次级中子的低能端还要晚 20.5ns.若次级中子能谱下阈取 1MeV,则两者之间时间差仍有 11.2ns.即单能中子与样品作用后的次级中子能谱和破裂中子与样品作用后的次级中子能谱在飞行时间谱上可以完全分开,达到了排除中子源中的破裂中子对单能中子引起的次级中子能谱测量的干扰.理想的飞行时间谱示于图 3.图 3 展示了当次级中子能谱下阈取 1.5MeV 时,由非常规快中子飞行时间谱仪测得的次级中子飞行时间谱.由单能中子引起的次级中子谱和由破裂中子引起的次级中子谱清清楚楚地相互分开了.

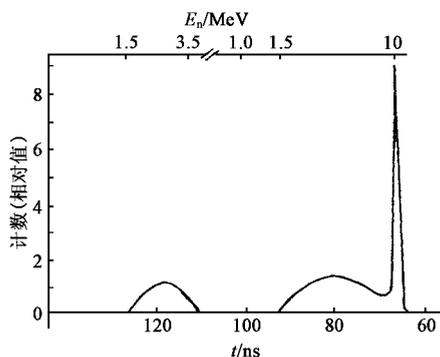


图 3 理想的 d+D 反应 10MeV 中子源用非常规谱仪测得的次级中子飞行时间谱

用单能中子和破裂中子能量上的差别,在飞行足够的距离后到达样品时单能中子与破裂中子之间有足够的的时间间隔,这个时间间隔要大到能包容单能中子与样品作用后的整个次级中子谱测量所需的时间.使破裂中子与样品相互作用产生的次级中子要迟于单能中子引起的次级中子到达中子探测器.在飞行时间谱上,单能中子引起的次级中子谱与破裂中子引起的次级中子谱可以清楚地分开,达到消除源中破裂中子对次级中子能谱测量的干扰.要满足这个要求,除了选择中子源到样品的飞行距离外,还要选择适当的样品到中子探测器之间的飞行距离.

图 4 给出了用非常规飞行时间谱仪在 45° 测得的 ^{238}U 样品的次级中子飞行时间谱.由图 4 可以清楚看到破裂中子的干扰已被排除,得到了由单能中子引起的干净的次级中子飞行时间谱.

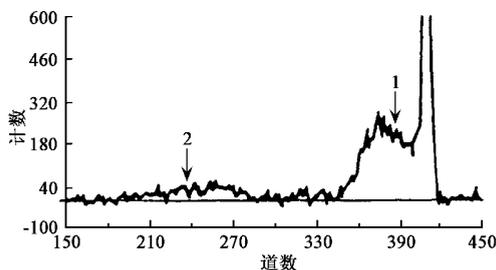


图 4 非常规谱仪测得的 ^{238}U 的次级中子飞行时间谱
1——单能中子引起的次级中子;
2——破裂中子引起的次级中子

非常规飞行时间谱仪所用的脉冲信号拾取系统、氦气体靶、中子探测器、电子学系统和数据获取系统与常规飞行时间谱仪是相同的.次级中子双微分截面测量是用 $n-c$ 的微分截面作归一参考截面.

1.3 两谱仪结合使用

用常规飞行时间谱仪测量次级中子能谱的高能段($E_n > E_{\text{max}}$, E_{max} 为破裂中子的最高能量),非常规飞行时间谱仪测量次级中子能谱的低能段($E_n < E_{\text{max}}$).将两谱仪测得的次级中子能谱在重叠能区相归一缝合,得到整个次级中子能谱.两谱仪的结合使用可以各取其长,在次级中子能谱的高能段能量分辨率好,效应-本底比高,在次级中子能谱的低能段,破裂中子对次级中子能谱的干扰得以消除.图 5 给出用两个谱仪测得的 ^{238}U 次级中子双微分截面.图中阴影部分是破裂中子引起的次级中子对能谱低能段的贡献.

为了得到干净的次级中子谱,在每个角度对每个样品进行四轮测量(1)有靶气,有样品(2)有靶

采用双飞行时间法建立的非常规谱仪,就是利

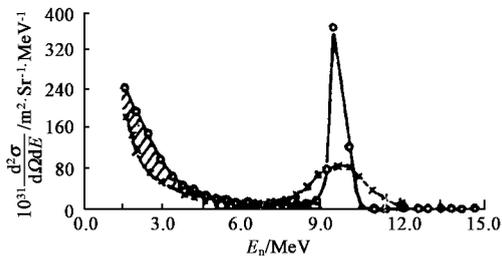


图5 ^{238}U 的次级中子双微分截面 ($\theta_L = 45^\circ, E_n = 10\text{MeV}$)
 ○——常规快中子谱仪测得的次级中子双微分截面；
 ×——非常规快中子谱仪测得的次级中子双微分截面

气,无样品 (3)无靶气,有样品 (4)无靶气,无样品。

2 讨论

用常规飞行时间谱仪测量和非常规飞行时间谱仪测量相结合的办法,成功地解决了用 $(\text{D}, \text{d}, \text{n})\text{He}$ 中子源测量 8—13MeV 能区次级中子双微分截面的难题,消除了源中破裂中子对次级中子能谱测量的干扰。

用常规谱仪和非常规谱仪相结合的办法在 HI-13 串列加速器上成功地完成了 ^{238}U , ^{209}Bi , ^{51}V , ^9Be , ^6Li 等一系列核的次级中子双微分截面的测量,入射中子能量为 10MeV,填补了该能点次级中子双微分截面实验数据的空白。

常规谱仪对 10MeV 中子的能量分辨约为 2.4%,非常规谱仪对 4MeV 中子的能量分辨约为 12%,对 1MeV 中子的能量分辨约为 6%。非常规谱仪在能区 ($E_n > 4\text{MeV}$) 区域的能量分辨很差,但这一区域的数据正好不被采用,而是采用了能量分辨好的常规谱仪得到的数据。非常规谱仪中子源前半球是全屏蔽的,较易增加中子探测器,以缩短测量时间。另外,视实验测量的需要可以改变中子源与样品之间的距离和样品与探测器之间的距离。我们建立双飞行时间法之后,已有实验室^[10]用 $^{15}\text{N}(\text{d}, \text{n})^6\text{O}$ 中子源、入射中子能量为 11.5MeV,用双飞行时间法对 Fe 的次级中子双微分截面进行了测量。该实验的

非常规飞行时间谱仪的几何安排为:中子源距样品 3m,样品距中子探测器 77cm,中子源监视系统置于 0° 方向,次级中子谱的下阈取 2MeV。

双飞行时间法在 8—13MeV 中子能区的次级中子双微分截面的测量中得到了成功的应用。

参 考 文 献

- [1] Takahashi A. Measurement of double differential neutron emission cross sections at 14MeV. In :Sun Z X, Tang H Q eds. Proceedings of Beijing International Symposium on Fast Neutron Physics. Singapore :World Scientific, 1991 3
- [2] Baba M, Ishikawa M, Kikuchi T *et al.* Double differential neutron scattering cross sections of beryllium, carbon, oxygen. In :Igarasi S ed. Proceedings of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. Tokyo :Saikon Publishing Co. Ltd., 1988 209
- [3] Drake D M, Auchampaugh G F, Arthur E D *et al.* Nuclear Science and Engineering, 1977 63 401
- [4] Drosz M, Lisowski P W, Hardekopf R A *et al.* Radiation Effect, 1986 92 145
- [5] Qi B J, Tang H Q, Zhou Z Y *et al.* Chinese Journal of Nuclear Physics, 1992, 14 :147 ;In :Qaim S M ed. Proceedings of international conference on nuclear data for science and technology. Springer-Verlag, 1991 436
- [6] Tang H Q, Qi B J, Zhou Z Y *et al.* Measurement of double differential cross section of secondary neutrons in the incident energy range 9 to 13MeV. In :Sun Z X, Tang H Q eds. Proceedings of Beijing International Symposium on Fast Neutron Physics. Singapore :World Scientific, 1991 32
- [7] 撒骏,唐洪庆,周祖英等.原子能科学技术, 1992, 16(6) :[Sa J, Tang H Q, Zhou Z Y *et al.* Atomic Energy Science and Technology 1992, 16(6) : (in Chinese)]
- [8] 沈冠仁,撒骏,黄糖籽等.原子能科学技术, 1987, 21(1) :9 [Shen G R, Sa J, Huang T Z *et al.* Atomic Energy Science and Technology, 1987, 21(1) 9 (in Chinese)]
- [9] Dietze C, Klien H. Monte-Carlo codes for the calculation of neutron response functions and detection efficiencies for NE213 scintillation detectors. PTB-ND-22, 1982
- [10] Matsuyama S, Soda D, Baba M *et al.* Measurements of double-differential neutron emission cross section of Fe and Nb for 11.5MeV neutrons. In :Kawai M, Fukahori T eds. Proceedings of The 1994 Symposium on Nuclear Data, JAERI, Tokai, Japan, 1994, JAERI-Conf 95-008 or INDC(JPN)-173/U Japan Atomic Energy Research Institute, 1995 :157