

前 言

本汇编分上、下两册出版。包括H, D, T, ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li , ^9Be , Al, Fe, W, Pb, ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu 等十六个核素的成套中子数据的联合评价和推荐。为了便于使用,我们将联合评价报告的文字叙述部分集中在上册,而将全部联合评价推荐的数据集中在下册。在下册的前言中,我们对参加评价数据汇编的单位和推荐数据表的一些有关的问题以及数据的格式作了说明。在这里,我们只对有关联合评价的一些问题作简要的介绍。

所谓联合评价,是在各个单项截面实验数据评价推荐和理论计算的基础上对每一个核的全套数据作进一步的联合评价。联合评价工作的内容大体上包括:

1. 由负责联合评价的同志与各单项截面的实验评价和理论计算有关的同志一起最后确定整套数据的推荐方式。对于这十六个核,除H和 ^4He 全部采用相移分析的计算值, ^{240}Pu 全部采用理论计算值外,其余核素都尽可能以评价的实验数据作为基础,同时补充以理论计算数据。

2. 由联合评价者设法补齐某些单项评价和理论计算中未曾给出数据的能区(例如15~20MeV)和未曾进行单项评价和理论计算的截面(如某些核的 (n, x) 反应截面等)。

3. 以各项截面之间应该自洽(如全截面应等于各分截面之和等)作为判据,由联合评价者从整体的角度重审各单项截面的评价,并对不自洽的数据进行重点审查,提出调整意见,在必要时与各单项截面的评价者共同商定调整方案,改变某些推荐值,将数据调整到在实验误差范围以内自洽,然后通过联立拟合达到完全的自洽。若各单项截面的评价推荐在实验误差范围以内自洽,或不自洽的情况不严重,则可径直进行联立拟合。所谓联立拟合,是以各单项截面的绝对误差平方倒数作权,令:

$$\chi^2 = w_1 (\sum \sigma_i - \sigma'_i)^2 + w_1 (\sigma_1 - \sigma'_1)^2 + w_2 (\sigma_2 - \sigma'_2)^2 + \dots$$

$$w_i = \frac{1}{\Delta \sigma_i^2}, \quad w_i = \frac{1}{\Delta \sigma_i'^2}$$

$$i = 1, 2, 3, \dots (\text{下同})$$

用最小二乘法使 χ^2 极小而定出联合推荐值 $\sigma = \sum \sigma_i$,上式中 σ_i 和 σ'_i 是全截面和各分截面的单项推荐值。 $\Delta \sigma_i$ 和 $\Delta \sigma'_i$ 是相应的绝对误差。

应该指出,联合评价是以整套实验数据作为基础的,而在联合评价中的几乎全部有意义的调整都是联合评价者与各单项截面的评价者共同商定作出的。因此,一般地说,联合评价的推荐应该更为合理。

本汇编所有的联合评价以各单项截面的实验数据评价和理论计算为基础。联合评价报告的作者就是联合评价工作的承担者,各单项截面的评价、理论计算的作者在联合评价报告的文献中给出,以便负责和查询。

参加本汇编的编辑人员有袁汉谔、梁祺昌、翁杏法、王焕昕、汪晋忠等同志。本汇编在编写过程中,曾得到有关单位不少同志的积极支持和热情帮助,在此谨致谢意。

由于缺乏经验,我们的工作中难免有错漏及不妥之处,敬希读者提出宝贵意见,以便再版时改进和订正。

目 录

前 言

^1_1H 中子数据的联合评价	(1)
^2_1D 中子数据的联合评价	(5)
^3_1T 中子数据的联合评价	(9)
^3_2He 中子数据的联合评价	(12)
^4_2He 中子散射数据的自洽推荐	(18)
^6_3Li 中子数据的联合评价	(32)
^7_3Li 中子数据的联合评价	(47)
^9_4Be 中子数据的联合评价	(59)
天然 Pb 中子数据的联合评价	(68)
天然 W 中子数据的联合评价	(79)
天然 Al 中子数据的联合评价	(88)
天然 Fe 中子数据的联合评价	(97)
$^{235}_{92}\text{U}$ 中子数据的联合评价	(107)
$^{238}_{92}\text{U}$ 中子数据的联合评价	(114)
$^{239}_{94}\text{Pu}$ 中子数据的联合评价	(125)
$^{240}_{94}\text{Pu}$ 中子截面理论计算值的推荐说明	(138)

^1H 中子数据的联合评价

蔡 敦 九

评价了氢的中子实验数据,并用相移理论进行了计算。两者得到了很好的符合。鉴于氢的中子实验数据还不够完整(特别是散射角分布数据),而这方面的理论计算又较成熟,因此我们以全套的理论计算结果作为推荐数据。所有的实验推荐值与理论计算值在0.5%以内一致。

本工作给出了 $E_n = 0.01-30\text{MeV}$ 能区的 $\sigma_{\text{el.}}$, $\sigma_{\text{in.}}$, σ_{t} , 弹性散射角分布及其勒让德多项式展开系数 f_l , 包括质心系的 $f_l \sim E$ 和实验室系的 $\sigma(\cos\theta_L) \sim \cos\theta_L$ 数据表。

本文只简述评价、计算和联合评价推荐的基本考虑。详细情况可见工作[1]、[2]和[3]。

一、截面数据的评价和推荐

1. 全截面实验数据的编评^[2]

我们查找了1977年以前氢的实验和评价推荐数据。对找到的约四十家实验数据进行了分析、评价。其中有十三家数据精度较高,故以之作为我们的基本数据。

用正交多项式分别对四十一家203个数据和其中精度较高(<1%)的十六家51个数据进行了加权拟合(以误差平方倒数作权)。这两种拟合值,在2—10MeV能区符合好于0.2%,在10—30MeV能区好于0.5%。

我们以203个一组数据的拟合值为依据由理论计算给出推荐值。

我们兼顾拟合值的计算误差和最高精度的实验误差,分能段给出推荐值的误差,见表1。

表1 σ 推荐值的误差

能段, MeV	<0.5	0.5—25	25—40
误差, %	0.5—1.5	≈ 0.5	0.5—1.2

2. 截面值的计算^[1]

(1) 弹性散射截面的计算。曾用了三种方式进行计算:

① 分别采用Yale相移、LRL强制相移、Arndt相移、Hamada-Johnston势模型相移,由 $\sigma_{\text{el.}}$ 截面表示进行计算。

② 对计算的微分截面 $\sigma(\theta, E)$ 求积分。

③ 选用目前认为较好的 Lomon-Wilson 74、Dilg^[4] 和 Langsford-Clement 70 低能 $n-p$ 参数组^[1]，由有效程近似计算其主要的 S 波贡献，再加上用 H-J 势模型相移计算获得的高次波修正。将所有这些计算结果与实验数据拟合值比较，认为 Dilg^[4] 的一组形状独立加高次波修正的计算结果最好。

(2) 俘获截面 $\sigma_{n,p}$ 的计算。根据 Horsley^[5] 推荐的 $\sigma_{n,p}(E)$ 表示式，计算了氘的中子俘获截面，计算数据的精度好于 2%。

在 0.1—30MeV 能区， $\sigma_{n,p}$ 很小，可以忽略。但为了给出较精确的全截面，并为了 $\sigma_{n,p}$ 的单独使用，还是计算了 $\sigma_{n,p}$ 值，并由 $\sigma_{n,p} + \sigma_{n,\gamma} + \sigma_{n,\alpha} = \sigma$ ，得到全截面值。

3. 截面值的推荐

由于理论计算的总弹性散射截面与编评的实验截面值，在 0.2—28MeV 能区符合相当好（见表 2），又由于 28MeV 以上实验数据少，误差大；0.2MeV 以下实验数据更少（只有 23 keV 一点精确测量），拟合值的置信度差；还考虑到整套数据的自洽推荐，因此，我们全部推荐理论计算值。

表 2 弹性散射截面评价与理论计算值的差异

能区, MeV	0.1	0.2—28	29	30
差异, %	0.6	≥0.3	0.65	0.84

推荐数据的误差是考虑了理论计算的精度和所编评的实验数据的误差后，分能段给出的。

二、角分布数据的评价和推荐

由于 $n-p$ 弹性散射角分布只在几个能点上（14.1, 19, 22, 24, 27.5MeV）有部分测量结果，因而不可能推荐出一套完整的实验数据。我们只是尽可能多地收集了实验数据，分析评价后作为理论计算参考。最后由理论计算给出成套角分布数据。我们计算微分截面 $\sigma_{n,p}(\theta, E)$ 和极化 $P(\theta, E)$ 是以 Yale 核子—核子相互作用小组的公式为基础的。在有较好角分布实验数据的 $E_n = 14, 24, 27.5$ MeV 三点上，分别采用 Yale, LRL, Arndt 三家的相移以及 Hamada-Johnston 势模型和西德 Holinde-Mashleidt OBEP 相移 (HMZ)，计算了微分截面^[1]；也根据 Gammel 和 Binstock 的微分截面公式作了计算^[12]。还对测量数据精度较高的极化 $P(\theta, E)$ 作了计算。将这些计算结果与实验值比较，确认 H-J 和 Yale 计算结果为最佳（它们之间差异不大）。因此我们采用了 H-J 和 Yale 相移，计算了 0.1—30MeV 39 个能点上的 $\sigma(\theta, E)$ 。将微分截面积分与评价的实验全截面符合得也相当好。对上述弹性散射截面理论计算值作绝对值归一，得到全部角分布数据的归一化值。

除 Gammel 结果外，所有计算结果都表明，即使在 10MeV 以下的角分布也不是各向同性的；而且在 10MeV 以上，质心系角分布也远非 90° 对称，且 $\sigma(0^\circ) \leq \sigma(180^\circ)$ 。

三、与其它评价数据比较

1. 评价工作简介

氢的中子数据评价和推荐,大都以理论计算为基础。给出完整数据表的有[5]、[6]、[7]、[8]。其能量范围从eV或keV到30MeV左右。

工作[6]是根据90MeV $n + H$ 角分布实验数据用半经验公式计算的。所引用的实验数据的精度,在14MeV约为1%,在4.7MeV以下为0.5%,但它在1MeV以下就不很准确了。这组推荐值自五十年代末起就有人使用着。不过它把90MeV角分布结果(90°对称, P 波可忽略)推广到其它能量,就有点欠妥了。工作[5]是其1965年版的修订本,而其1965年的推荐值是那时得到的实验数据的最佳拟合值。工作[8]根据Yale相移分析和1970年前的实验数据进行了计算。它给出了自由 $n-P$ 散射总截面,微分截面和极化的最佳可能值。近年来被广泛使用着。工作[7]的数据与工作[8]相同。而Langsford与Clements的计算值是从工作[9]上转引的。

2. 评价数据的比较

(1) 我们编评的全部实验数据取自1977年前能找到的全部实验资料。这比工作[5]增加了很多实验依据。虽然新的精确数据多半是支持老的精确数据的,但新精确数据的量更多、精度更高、能区更广了。因而新的拟合值似更符合实际。在26MeV以上只有两家实验数据,误差也较大;0.2MeV以下只有23keV一点精确测量数据。所以这两个能段拟合值的可靠性就差了些。

(2) 国外的评价数据以工作[8]为代表,ENDF/B-IV也几乎全部采用了工作[8]的数据。两者大体在万分之五内一致。因此,我们的比较主要是对工作[8]进行的。

(3) 工作[1]的计算是在前人的基础上作了各种尝试,并与实验数据的评价结合,确定较好的计算方案。例如,它用各种方法计算了散射微分截面并与相应的实验量比较,选取与实验符合最好的来计算总散射截面,并用H-J势模型相移计算高次波贡献加以修正。选用了当前低能 $n-P$ 散射最佳参数。

总之,氢的中子数据精度较高。我们将各家评价数据列于表3,各家评价数据与我们的拟合值的偏离范围,按能段列于表4。

表3 氢的中子弹性散射截面计算值与全截面实验数据编评拟合值(mb)的比较

E_n , MeV	0.100	0.200	0.400	0.600	0.800	1.000	2.000
实验编评值 ^[1]	12847	9667.5	6888.5	5582.9	4799.3	4264.1	2918.0
工作[1]计算值	12770	9662.5	6890.0	5578.1	4791.5	4255.3	2911.4
Hop71 ^[8]	12775	9671	6897	5584	4797	4261	2915
Ho66 ^[5]	12750	10000	6980	5600	4850	4250	2900
Ga63 ^[6]	12790	9700	6919	5596	4801	4259	2903

续表 3

E_n , MeV	3.000	4.000	5.000	6.000	7.000	8.000	9.000	10.000
实验编评值 ^[1]	2294.0	1905.0	1631.0	1426.0	1265.0	1136.0	1029.0	939.4
工作[1]计算值	2289.1	1901.9	1629.8	1425.3	1265.1	1135.9	1029.3	939.9
Hop ^[8]	2293	1907	1635	1430	1269	1139	1032	943.2
Ho66 ^[5]	2280	1880	1620	1420	1260	1120	1010	940
Ga63 ^[6]	2279	1893	1623	1421	1262	1135	1029	940.8

续表 3

E_n , MeV	12.00	14.00	16.00	18.00	20.00	22.00	24.00	26.00	28.00	30.00
实验编评值	797.5	690.2	606.3	538.7	483.1	436.5	396.9	362.9	333.3	307.5
工作[1]计算值	797.4	689.4	604.9	537.1	481.7	435.5	396.6	363.5	334.9	310.1
Hop71 ^[8]	800.5	692.9	607.8	539.0	482.3	435.0	394.9	360.5	330.7	304.7
Ho66 ^[5]	796.0	692.0	607.0	542.0	485.0					
Ga63 ^[6]	800.0	692.9	608.8	540.9	485.1	438.4	398.8	364.8	335.4	309.6

表 4 各家评价对我们拟合值的偏离范围 (%)

工 作	E_n (MeV)			
	0.1	0.2—1	1.2—24	26—30
[1]	0.6	0.06—0.34	0.01—0.31	0.02—0.84
[8]	0.56	0.05—0.4	0.06—0.5	0.66—0.91
H-J	0.77	0.01—0.39	0.14—1.08	0.16—0.46
[6]		0.04—0.67	0.31—0.48	0.53—0.68

参 考 资 料

- [1] 邵庚元, 叶慧, hsj-78211(11js), 内部资料, 1978.
- [2] 蔡敦九, hsj-77083(bp), 内部资料, 1977.
- [3] 二机部核数据中心, hsj-79250(hb), 下册, 内部资料, 1979.
- [4] W.Dilg, *Phys.Rev.*, **191**, 103(1975).
- [5] A.Horsley, *Nucl.Data.*, **2**, 243(1966).
- [6] J.L.Gammel, *Fast Neutron Phys.*, ed.by J.B.Marion et al., (Interscience Publishers, a division of John Wiley & Sons, New York-London, 1963) Part II P.2185.
- [7] L.Stewart et al., LA-4574(1970).
- [8] J.C.Hopkins et al., *Nucl.Data.*, **A9** 137(1971).
- [9] A.J.Derugter, *Nuclear Data for Reactors (Proc.Conf.Helsinki, 1970) Vol. 1*, IAEA, Vienna, p.127(1970).

${}^2_1\text{D}$ 中子数据的联合评价

周 恩 臣

本文在已经获得的实验评价和理论计算数据的基础上, 综合推荐了 0—20MeV 能区氘核中子截面角分布和能谱数据。与别人的工作进行了比较。

一、0—20MeV 能区氘的中子截面

有:	全截面	σ_t ,
	弹性散射截面	$\sigma_{e, n}$,
	破裂[(n, 2n)]截面	$\sigma_{n, 2n}$, (阈能为 3.339MeV)
	辐射俘获截面	$\sigma_{n, \gamma}$.

$\sigma_{n, \gamma}$ 在整个能区为微靶数量级, 可以忽略不计。因而可以认为

$$\sigma_t = \sigma_{e, n} + \sigma_{n, 2n}.$$

而在 (n, 2n) 反应阈 3.339 MeV 以下时,

$$\sigma_{n, 2n} = 0, \quad \sigma_t = \sigma_{e, n}.$$

二、反应截面、角分布及次级中子谱的实验评价和理论计算

反应截面、角分布及次级中子谱的实验评价和理论计算工作分别由下列人员完成:

全截面 σ_t 实验数据由周恩臣评价^[1];

弹性散射截面和角分布实验数据由唐洪庆评价^[2];

破裂截面 $\sigma_{n, 2n}$ 实验数据由黄胜年评价^[3];

破裂中子能谱实验数据由王大海评价^[4];

全截面及弹性散射角分布由裘志洪等用相移理论计算^[5];

破裂中子能谱由储连元等用法捷耶夫方程(经若干简化)计算^[6]。

三、实验评价概况

全截面评价的能区为 0.2—150MeV, 收集了 300 多个实验数据。在 30MeV 以下实验点分布较密。用正交多项式进行了数据拟合。随机误差和固定误差分别处理。大多数拟合值误差小于 1% (千分之几) 的水平。

弹性散射微分截面的实验数据主要分布在 0.1—9 MeV 以及 14MeV 附近; 15—20.5MeV 之间数据很少; 9.1—14MeV 之间完全是空白。角分布数据用勒让德多项式进行了拟合。对

于入射能量相同或在能散度之内的数据,若在实验误差范围内基本一致,就合并取用,并同时进行拟合;如果分歧较大,则只推荐一家数据。

氘的中子破裂($n, 2n$)反应,实验工作不是很多。收集到八家28个数据,大体上覆盖了从阈能到22MeV能区。各家数据基本上位于不同的能区。一般地,实验误差在百分之几到百分之十几的范围。在阈值(3.339MeV)附近误差较大(约百分之几十或更大)。总起来看,各家数据在误差范围内是符合的;截面走向与理论曲线也大体一致。采用正交多项式对数据分两段进行了拟合(阈—13.5MeV为一段,13.5—22MeV为一段)。后一段截面取值常数 $\sigma_{n,2n}=178.64$ 毫靶。

破裂中子能谱的测量是比较困难的。主要是不易把它与弹性散射中子分开,且事件少、本底大。所以直至1961年才开始见到实验测量方面的报告。到目前找到八篇工作,但都混在14MeV(入射能量)测量的。测量中子的角度都只限于前向角的范围。由于计数率较低,随机误差占了误差的大部分。总误差约为百分之十几至百分之几十。

四、理论计算概况

全截面和弹性散射角分布的理论计算,在0.01—7MeV能区采用有效力程近似;在4.0—20MeV能区采用p-d相移法。全截面的理论计算与实验评价结果符合得甚好,计算值基本落在实验拟合值误差范围之内。弹性散射角分布在0.5MeV以上理论计算与实验数据一致;但在0.5MeV以下两者符合得不很好。

用法捷耶夫方程计算次级中子能谱的工作,由于工作量很大,又缺乏大型计算机,到目前计算了4—14.7MeV十二个能点上的次级中子谱。计算间隔为1MeV。为了减小计算量,取了较多近似。与实验结果比较,这样的近似计算反映出了大致的轮廓。实验上也只在14MeV一点有工作。所以今后对实验测量和理论计算均需给予更多的注意。

五、综合推荐

根据各反应道的实验进展情况和所达到的精度水平,我们取理论计算的 σ_{el} 和实验评价的 $\sigma_{n,2n}$ 值作为基本数据。将两者相减给出弹性积分截面和激发曲线的推荐数据,其误差用实验拟合值 σ_{el} 和 $\sigma_{n,2n}$ 的误差绝对值相加来表示。但全截面在小于0.2MeV能区的理论计算值偏低,故推荐值在0.3MeV以下取实验向热能点的外推值。综合推荐数据汇总列于表1(见本汇编下册本推荐表)和图1。

将我们的综合推荐结果与唐洪庆^[12]对弹性散射激发曲线的评价结果及A.Horsley^[7]评价的结果比较,我们推荐的弹性散射激发曲线在两者之间通过而略靠近A.Horsley的曲线。全截面在10MeV以下A.Horsley的推荐值比我们的系统偏高。原因可能是在我们的评价中增加了一些新数据,并舍弃了几家我们认为是偏高的数据。

弹性散射角分布在0.5MeV以上用理论计算结果;0.5MeV以下用实验评价结果(见本汇编下册第16页表2)。由于0.5MeV以下只取用了三个能量点的实验数据,故角分布推荐数据一律不给误差。

破裂中子能谱建议暂以M.Brüßmann^[18]的实验结果作为14MeV破裂中子能谱的使用

数据。至于其余能量点,在目前实验资料极缺的情况下,暂以储连元的计算结果作为试用或参考。表3(见本汇编下册第19页)列出了破裂中子谱的计算数据。出射中子的能量间隔是任意选择的。表中省略了出射中子能量为零和最大值 $E_{\pi,1}$ 时的双微分截面,因为它们都是零。在此

$$E_{\pi,2} = \frac{E_s}{9} \left(\cos \theta + \sqrt{3 - \frac{13.3524}{E_{s,1}} + \cos^2 \theta} \right)^2.$$

其中: E_s 为入射中子在实验室系的能量(MeV); θ 为出射中子在实验室系中的角度。
表3的计算结果一律不给误差。

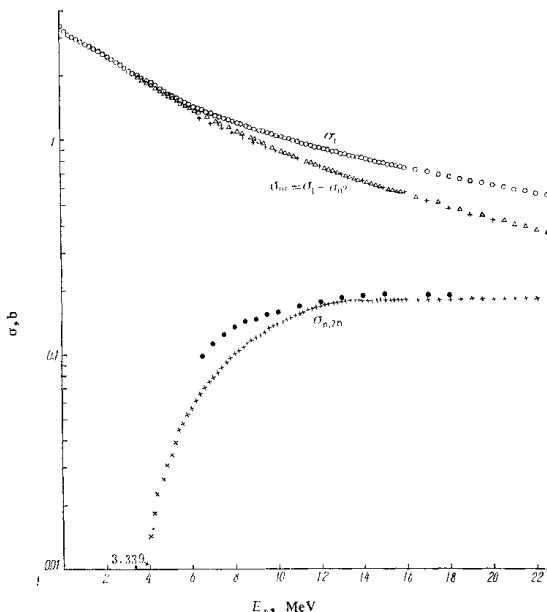


图1 氘的中子截面综合推荐情况

○ σ_t 的实验评价数据^[1,2]; × $\sigma_{n,2s}$ 的实验评价数据^[1,2]; ● $\sigma_{n,s}$ 的理论计算数据^[1,2]; △ $\sigma_{n,s} = \sigma_t - \sigma_{n,2s}$; + $\sigma_{n,s}$ 实验编评数据^[1,2]。

参 考 资 料

- [1] 周恩臣, hsj-77075(bp), 内部资料, 1977.
- [2] 唐洪庆, hsj-77171(bp), 内部资料, 1977.
- [3] 黄胜年, hsj-77095(bp), 内部资料, 1977.
- [4] 王大海, hsj-77096(bp), 内部资料, 1977.
- [5] 裴志洪, hsj-78212(11js)内部资料, 1978.
- [6] 储连元, hsj-78232(11js)内部资料, 1978.
- [7] A.Horsley, *Nucl.Data*, **A4** 3211968.
- [8] M.Brüllmann, *Nucl.Phys.*, **A117** 419(1968); *Phys.Lett.*, **25B** 269(1967);
Helv.Phys.Acta, **37** 220(1964).

${}^3_1\text{T}$ 中子数据的联合评价

庄友祥

本报告综合评价铯核中子数据实验编评和理论计算的结果, 并进行了联立拟合, 给出了全套自洽的核数据。

一、引言

由于铯样品价格昂贵, 又有放射性的防护等一系列问题, 因此实验数据比较少, 尤其是 $T(n, 2n)D$ 和 $T(n, 3n)H$ 反应截面数据更少, 所以需要理论计算做进一步的补充。

现在, “铯核中子实验数据的编评”和“ $T(n, n)T$ 微分截面和积分截面共振群理论计算”、“用直接破裂反应的半经验公式计算 $T(n, 2n)D$ 截面”、“统计模型的半经验公式计算 $T(n, 2n)D$ 截面”等工作已经完成, 就有可能作出铯核中子数据的综合推荐, 提供出全套自洽的核数据。

二、综合推荐结果

按照 1977 年 11 月关于 ${}^3\text{He}$ 和 T, D 专题讨论会的建议, 本综合推荐所采用的各种截面数据如下:

1. 俘获截面 $\sigma_{a,n}$ 根据实验编评^[1]的结果, $\sigma_{a,n}$ 在 $E_n \leq 23\text{MeV}$ 能区可忽略不计。

2. 全截面 σ_t 和弹性散射截面 $\sigma_{e,n}$ 及其角分布勒让德展开系数 f_l σ_t 和 $\sigma_{e,n}$ 实验数据比较完整, 精度也较高, 决定采用实验编评值^[1]作为综合推荐值。其中, 从热能到 290 keV 之间 σ_t 和 $\sigma_{e,n}$ 基本上为常数, 理由如下: 根据实验测量结果, 热能处 $\sigma_{e,n} = (1.29 \pm 0.03)b$, $E_n = 290\text{keV}$ 时 $\sigma_t = (1.32 \pm 0.07)b$, 它们在误差范围内是一常数, 而且在这一能区中 $n-T$ 共振群理论计算结果^[2]也与此相一致。

弹性散射角分布 $\sigma_{e,n}(E, \theta)$ 只在 $E_n = 1-23\text{MeV}$ 能区中有 10 个能点的测量值。由于实验能量点不多, 实际使用时需要内插、外推, 鉴于共振群理论计算^[2]与实验测量结果符合较好, 所以决定用理论计算的 f_l 值作为综合推荐值, 但将其积分截面归一到实验评价值。结果见图 1 和本汇编下册的推荐数据表 2, 图中画上从实验测量得到的 f_l 值, 以供参考。

3. $T(n, 2n)D$ 反应截面 $\sigma_{n,2n}$ 和 $T(n, 3n)H$ 反应截面 $\sigma_{n,3n}$ 鉴于“ $T(n, 2n)D$ 反应截面的共振群理论处理”^[3]工作量较大, 短时间内尚不能完成, 而两种半经验公式计算结果^[4]均与仅有的 $E_n = 14.1\text{MeV}$ 的 $\sigma_{n,2n}$ 实验值基本符合, 因此决定暂用统计模型的半经验公式计算结果作为推荐值。同样的理由, $T(n, 3n)H$ 反应截面 $\sigma_{n,3n}$ 也决定暂用统计模型半经验公式计算结果作为推荐值。待以后“ $T(n, 2n)D$ 反应截面的共振群理论处理”工作有了结果, 根据情况再来确定是否变动。

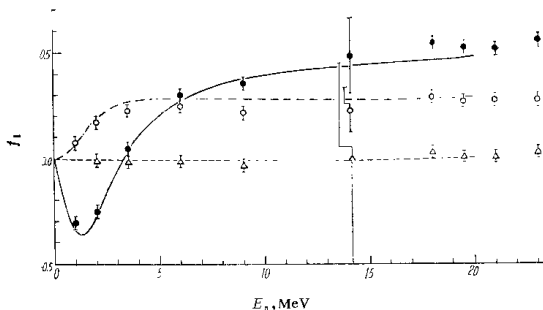


图1 氟的中子弹性散射角分布勒让德展开系数 f_1 的推荐值

— 本编评推荐值 (理论计算);
 ○ 参考值 (实验测量拟合值)。

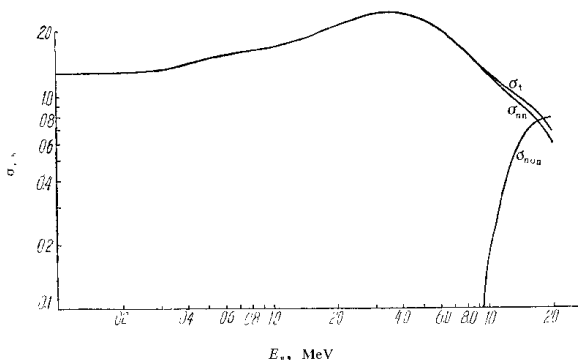


图2 氟的中子全截面、弹性散射截面和去弹性散射截面的推荐值

4. 去弹性散射截面 $\sigma_{n,n}$ 如上所述, 决定用统计模型半经验公式计算得到的 $\sigma_{n,n}$ 和 $\sigma_{n,n}$ 之和作为去弹性散射截面 $\sigma_{n,n}$ 的综合推荐值。这个结果还与从实验编评的全截面减掉弹性散射截面而得到的去弹性散射截面相符合。

5. 次级中子能谱 在这方面还没有看到实验测量和理论计算的数据, 而且计划中的关于 $T(n, 2n)D$ 和 $T(n, 3n)H$ 反应截面共振群理论计算, 由于工作量较大, 短时间内完成不

了,为此,我们决定暂用相空间理论计算公式^[6, 8]来代替。其基本思想是:对于m体相互作用,如果m个粒子是在直接反应中产生的,而没有伴随衰变发生,假设它们在相空间中具有相等的几率,那么辐射m个粒子中的任一个粒子在质心系中的能量分布可用下式来描述:

$$N(E_i)dE_i \approx KE_i^{1/2}[E_{i(n, mx)} - E_i]^{1/2}/2^m dE_i,$$

其中 $E_{i(n, mx)}$ 是相应于粒子“i”的最大能量,它仅取决于入射中子能量和反应Q值。 K 是常数,其值可由归一到总的反应截面得到。

对于 $T(n, 2n)D$ 和 $T(n, 3n)H$ 反应的情况, m 分别为 3 和 4; $E_{i(n, mx)}$ 分别为 $(E_n - 6.26)$ 和 $(E_n - 8.49)$, E_n 为质心系入射中子能量,单位 MeV。

我们考虑到 $\sigma_i = \sigma_{i, exp} + \sigma_{i, th}$, $\sigma_{i, th} = \sigma_{i, 2n} + \sigma_{i, 3n}$, 从实验编译和理论计算得到的综合推荐值看来,它们在实验测量误差范围内基本上是自治的,所以对于实验推荐值按它们的误差平方倒数作权,而对于理论计算值则给定 $\pm 10\%$ 的误差,再取其绝对误差平方倒数作权,使用联立拟合程序就得到了自治的综合推荐值,它们相对于单独推荐值的偏离全都在 $\pm 1\%$ 以内,推荐值误差采用单项推荐值所给定的误差,结果详见图 2、3 和本汇编下册本推荐表 1。

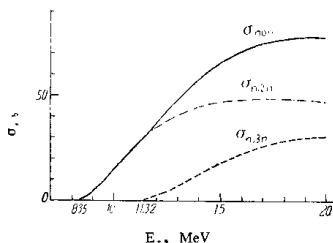


图 3 氟的中子去弹性散射截面 $\sigma_{n, in}$, $(n, 2n)$ 反应截面 $\sigma_{n, 2n}$, $(n, 3n)$ 反应截面 $\sigma_{n, 3n}$ 的推荐值

三、讨 论

综合实验编译和理论计算得到的自治推荐值,可以说比单项推荐值更合理。但是由于 $T(n, 2n)D$ 和 $T(n, 3n)H$ 反应截面实验数据太少,更精确的理论计算也正在进行,所以还有待于实验和理论做进一步的补充和验证。

参 考 资 料

- [1] 庄友祥, hsj-77085(bp), 内部资料, 1977.
- [2] 于祖荣, 陈金全等, hsj-78213(11js), 内部资料, 1978.
- [3] 王国荣, hsj-78215(11js), 内部资料, 1978.
- [4] 施世元, 林进福等, hsj-78214(11js), 内部资料, 1978.
- [5] R. Batchlor, et al., Nucl. Phys., **47**, 385 (1963).
- [6] L. Stewart, LA-3270, (1965).

${}^3_2\text{He}$ 中子数据的联合评价

赵志祥

本文经过联合编评,分析了在中子能量 $1\text{MeV} < E_n < 3\text{MeV}$ 的能段内 ${}^3\text{He}$ 中子截面数据的分歧,给出了 $1\text{keV} - 24\text{MeV}$ ${}^3\text{He}$ 中子截面的自洽推荐值。

一、引言

由于 ${}^3\text{He}$ 中子数据的缺少,全套数据的联合推荐是有一定困难的。因此,过去的联合推荐不是认为 $\sigma_{n,p}$, $\sigma_{n,n}$, 和 $\sigma_{n,\alpha}$ 等于零,就是用 σ_{α} 扣去 $\sigma_{n,p}$, $\sigma_{n,n}$ 和 $\sigma_{n,\alpha}$ 作为 $\sigma_{n,\gamma}$, $\sigma_{n,i}$ 和 $\sigma_{n,p,n}$ 之和。但至今还没有看到一篇完整的编评文章。

1977 年 11 月 8 日关于 T 和 ${}^3\text{He}$ 的专题讨论会之后,理论计算和实验编评相结合,已基本给出了全套的 ${}^3\text{He}$ 中子截面数据,使联合推荐成为可能。

二、联合编评用的数据的来源

根据专题讨论会的意见,联合推荐中采用的各分截面来源如下:

1. $\sigma_{n,p}$ 用实验编评值^[1],但根据最新数据作了一些调整。工作[1]对 McDaniels 等人的数据给予了较大的信任。在 1974 年,测量者重新仔细刻定了中子探测器的效率,给出了修订值^[2]。我们根据新的数据调整了 10MeV 以上 $\sigma_{n,p}$ 的编评值。没有实验数据的能段按 $\frac{1}{E}$ 规律推出(见图 1)。

在 20MeV 附近有两家实验数据,其中,12.0, 13.6, 14.4 和 23.7MeV 处的数据是由 $\sigma_{\alpha} - \sigma_{n,p} - \sigma_{n,n}$ 得到的,由于未扣去 $\sigma_{n,i}$ 和 $\sigma_{n,\alpha}$,所以这家数据是偏高的。17.5 MeV 处的数据是用正比计数管测量的^[3]。作者在用 σ_{α} 数据归一带电粒子峰面积时,亦未考虑 $\sigma_{n,p}$ 和 $\sigma_{n,\alpha}$ 的影响,所以此数据也是偏高的。因此,调整后的截面走向与原始实验数据的走向没有矛盾。

2. $\sigma_{n,n}$ $E_n < 0.2\text{MeV}$ 用实验编评值 ($\sigma_{n,n} = 1.90$ b)外推到热能点。 $E_n \geq 0.2\text{MeV}$ 用实验编评值^[4]。 $\sigma_{n,n}(0, E)$ 的勒让德系数亦用实验编评值^[4]。

3. $\sigma_{n,\alpha}$ 用实验编评值^[5]。最近,又出现了一个新的测量^[6],但作者仅给出了一个初步结果,我们期望看到最后的结果和正式的数据,因此未对实验编评值作改动。

4. $\sigma_{n,i}$ 用唯象理论估算值^[7]。

5. $\sigma_{n,\gamma}$ 在本推荐中忽略不计^[6]。

6. $\sigma_{n,p,n}$ 用达维多夫^[8]直接相互作用三体破裂公式算出,公式中的常数根据用 σ_{α}

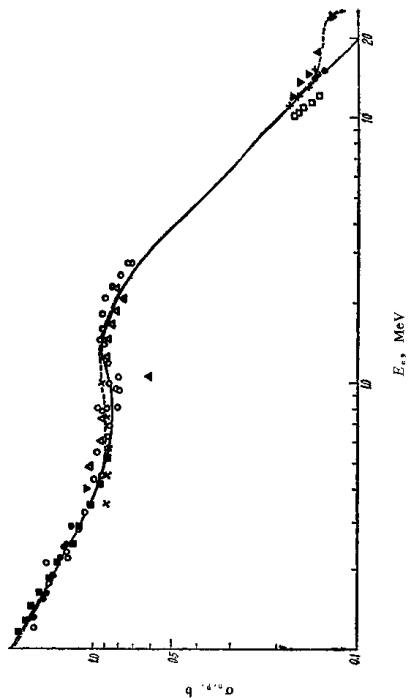


图 1 σ_{α} , 实验值与本推荐值的比较
 ——— 本推荐值, 实验值^[11]; ●, ▲, ■, + McDaniel's
 数据 (原发表值), 其它符号均表示实验数据 (在 3—10 MeV 能段未标出)

减去其它分截面得到的值试调得到。直接相互作用三体破裂公式为：

$$\sigma = \prod_{i=1}^j (2J_i + 1) \frac{2\pi}{27h^4} \frac{\prod_{i=1}^j M_i^{3/2}}{\mu \left(\sum_{i=1}^j M_i \right)^{3/2}} D^2 \left(1 + \frac{Q}{e} \right)^3 \times \left(R + \sqrt{\frac{e\hbar}{2\mu e a}} \right)^6.$$

式中， R 和 a 是两个可调参量； D 是具有能量量纲的常数。

对于 $\text{He}^3(n, pn)D$ 反应，公式变为：

$$\sigma_{n,pn}(\text{mb}) = 15.3 \times \left(1 - \frac{7.325}{E_n(\text{MeV})} \right)^2 \times \left(R + \sqrt{\frac{6.13a}{E_n(\text{MeV})}} \right)^6.$$

试调得到 $R = 1.27$ ； $a = 0.078$ 。

7. $\sigma_{n,pn}$ ， $E_n < 0.2 \text{ MeV}$ ，用单项实验编评值 $\sigma_{n,pn}$ 和 $\sigma_{n,pn}$ 相加得到， $E_n \geq 0.2 \text{ MeV}$ ，用实验编评值⁽⁶⁾。

三、自洽推荐结果和讨论

自洽推荐结果见本汇编下册本推荐数据表。从数据来源可以看出，在 $E_n < 0.2 \text{ MeV}$ 和 $E_n > 7.3 \text{ MeV}$ ($\text{He}^3(n, pn)$ 反应阈能) 能段，数据本身是基本自洽的。 $E_n \geq 0.2 \text{ MeV}$ ，我们用上面的六种截面进行了联立拟合，拟合时权重基本上按各项截面的误差平方倒数给出。在各别能段对权重进行了调整，主要是：在 $0.2 - 0.8 \text{ MeV}$ 能段，为了按原编评值使 $\sigma_{n,pn}$ 保持为一常数，便于外推，增加了其权重。在 $1 - 3 \text{ MeV}$ 能段，为了得到较为合理的结果，对各截面的权重都适当进行了调整。

自洽推荐的主要困难是，在 $1 - 3 \text{ MeV}$ 能段，各单项编评值在误差范围内不自洽， $\sigma_{n,pn}$ 加上 $\sigma_{n,pn}$ 要比 $\sigma_{n,pn}$ 高约 10%。我们主要调整了 $\sigma_{n,pn}$ ，也适当调整了 $\sigma_{n,pn}$ 和 $\sigma_{n,pn}$ 。以典型的 1.4 MeV 一点为例，调整量 $(\sigma - \sigma)/\sigma$ 分别为： $\sigma_{n,pn}$ 为 0.44%； $\sigma_{n,pn}$ 为 -1.9%； $\sigma_{n,pn}$ 为 -9.6%。这样调整的理由如下：

1. 此能段 $\sigma_{n,pn}$ 有 RPI 实验室的与 LASL 结果一致的高精度数据，实验点多达 110 个，原编评值的可靠性是较高的，不应做太大的变动（见图 2）。

2. 此能段 $\sigma_{n,pn}$ 的实验数据也很多，虽然数据涨落较大，但是原编评值已靠近较低的实验数据。如果调整过多，将使其偏离全部实验点，显然是不合理的（见图 1）。

3. $\sigma_{n,pn}$ 在此能段仅有三个实验数据，调整后的 $\sigma_{n,pn}$ 虽然偏离了文献[9]的数据，但是接近了文献[3]的数据（见图 3）。文献[9]的数据也不是没有问题的。它是进行角分布测量的，而影响角分布形状的探测器相对效率是用他们与 Perry 和 Allen 私人交换得到的 $T(p,n)$ 反应零度角激发曲线刻度的。Perry 和 Allen 的工作都没有详细的工作报告，我们只是间接地了解一些情况。据文献[10]说，Allen 的激发曲线是归一到 Perry 的曲线上的，归一后 Allen 的数据的合并误差为 15%。如果是这样的话，则工作[9]的误差可能给小了。而且将 Liskien 最新评价的 $T(p,n)$ 零度角激发曲线^[11]与工作[9]所用的相比，发现在 $E_n < 1 \text{ MeV}$ 时，形状上的差异是明显的。（工作[4]的作者后来用工作[11]的数据对工作[9]的角分布数据进行了修正。但修正后积分截面的变化并不很大。）

由于上述原因，我们认为主要调整 $\sigma_{n,pn}$ 是合理的。在其它能段，各截面的调整量大体

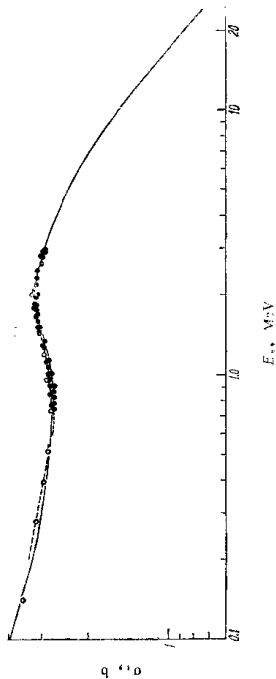


图2 σ_e 实验编评值与本推荐值的比较
—— 本推荐值; ---- 实验编评值^[1]; ●○ 均表示实验数据(未全标出)。

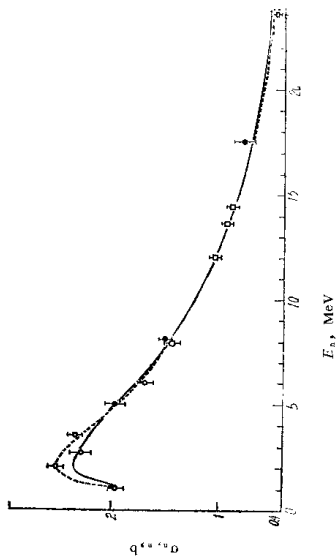


图3 σ_e 、实验编评值与本推荐值的比较
—— 本推荐值; ---- 实验编评值^[1]; ● Sayres 等测量值^[1]; ○ Seagrave 等测量值^[2]; □ 其它测量值。