

低能氘-氘、氘-氘反应截面测量¹⁾

一室一大组

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

采用无窗气体靶技术测量了 15—150keV 的氘-氘以及 13.8—114.3keV 的氘-氘反应截面,误差 $\leq \pm 5.1\%$ 。实验是分别在 50kV、150kV、300kV 三台倍加器上进行的。测量分绝对微分截面与相对微分截面测量两步进行。在完成测量数据的实验过程中,相应地发展了氘操作技术与加速氘、束流热测法(量热器)以及对气体的压力、温度、纯度绝对值测量等方面的技术。

一、前 言

氘-氘、氘-氘这两个反应是人们熟知的产生中子的重要反应,其截面值是聚变研究的重要数据。一九六〇年以前的国外资料对上述反应的截面数据报道比较多。但是在低能区,不论角分布还是截面值本身各家数据之间都存在着较大的分歧,而且数据发表的不多。譬如,氘-氘反应的(d, p)反应道截面值,不同实验方法所得结果不同,用重水靶方法时所得截面值比用氘-铍靶时显著偏高;对氘-氘反应的(d, n)反应道,不同作者所得的截面值最大可相差 20%;氘-氘反应在低能区的截面值测量得比较粗糙,相互间的差别可达 25% 以上^[1,2]。

为澄清这些分歧,我们对以上两个反应的截面值进行了测量。在选择技术路线时,我们经过反复比较最后决定采用无窗气体靶的实验技术。它是几种方法中在最终计算截面数据时可以最低限度地引用国外数据进行修正的一种方法,也就是说较之重水靶方法,吸收靶方法以及有窗气体靶方法在依赖国外能损数据修正入射粒子能量时所产生的对截面的影响是最小的。该方法的另一优点是可把数据的测量向更低能量方向发展。而此方法的缺点是在采用微分泵后对加速器聚焦的要求较高,所以我们所使用的三台倍加器都经过了较大的改进而且在其中的一台上还发展了加速氘的技术。

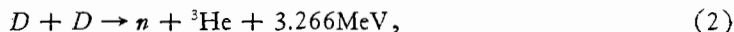
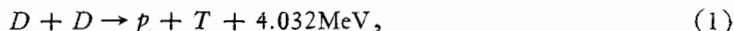
截面测量的结果是令人满意的,大部分所测能区的数据在误差范围内与国际上当时条件较好的实验室发表的数据是一致的。

二、实验原理与方法

在入射氘能小于 200keV 时,两个反应的反应式如下:

本文 1984 年 12 月 26 日收到。

1) 本工作完成时间为 1970 年元月。



在采用无窗气体靶技术的情况下,为了维持靶室工作气体的气压,在靶室上方安装了微分抽气系统. 它由上、下两根毛细管以及抽真空的管道组成. 靶室内氘气的压强通常保持在 $(80-100) \times 10^{-3}$ 托. 上毛细管长 8cm, 直径为 6mm; 下毛细管长 4cm, 直径为 3mm. 旁接的真空机组中扩散泵的抽速为 300—600 升/秒. 在维持靶室气压情况下加速器的真空管道内的真空度可保持在 10^{-5} 托以上. 实验室现有的 50kV、150kV、300kV 三台倍加器的聚焦系统经改进后效果良好, 可使束流基本上无阻地通过毛细管系统^[3]. 加速器还配装了电压稳定系统, 使高压慢变化稳定在 $\pm 0.1\%$, 纹波稳定在 $\pm 0.2\%$.

由于无窗气体靶是在动态下实现靶室内的稳定气压, 所以靶室内的气体消耗量比较大. 在进行氘-氘反应时, 为了节省氘气体采取了加速氘的技术. 所使用的氘是以纯氮气

进行稀释后再向离子源供气, 其比例是 95.5% 的氮加上 0.5% 的氘. 为了避免因交换效应而带来的氢分子杂质, 供气的氘罐用不锈钢制成且全部采用金属密封.

我们对两个反应的三个反应道全都采取了测量带电粒子产额的方法. 整个实验分成测量相对微分截面值(也就是角分布测量)与测量微分截面绝对值两个步骤进行. 后者的测量装置示于图 1.

三、截面值测量

反应产物角分布的测量装置要比绝对值测量的装置简单. 在靶室中只安装了一对可转动的金硅面垒型半导体探测器, 它们可在实验室系统内从 $32^\circ-140^\circ$ 之间转动. 在垂直于上面两个探头的转动平面的轴心方向上对称地安装了两个监督器, 它们也是金硅面垒型半导体探测器.

下面主要对图 1 所示的微分截面

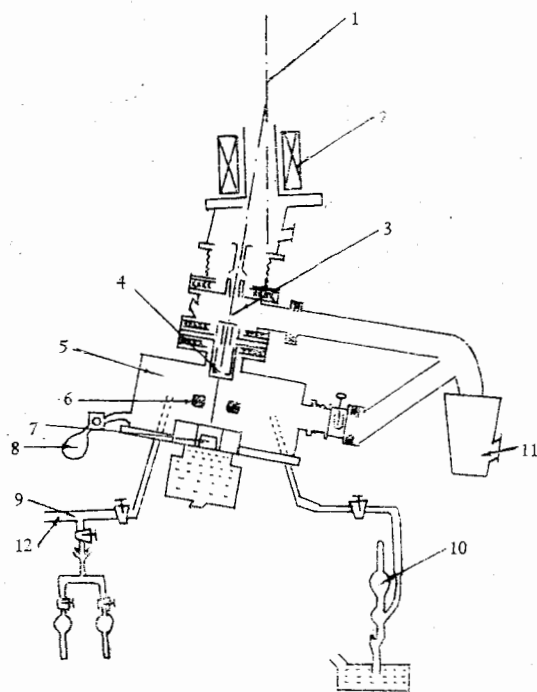


图 1 截面测量总装置示意图

1. 加速粒子 2. 15° 分析磁铁 3. 微分泵 4. 限制光栏
5. 反应靶室 6. 半导体探测器 7. 量热器 8. 靶室进气
9. 靶室纯度取样系统 10. 麦克劳压力计 11. 接机械泵
12. 接扩散泵

绝对值测量装置予以说明.

反应截面的表示式如下:

$$\sigma(E) = \frac{4\pi \left(1 + \frac{A}{3} + \frac{B}{5}\right)}{1 + A \cos^2 \theta'_c + B \cos^4 \theta'_c} \cdot \frac{8.292 \times 10^{-33} \cdot V \cdot T \cdot g \cdot Y\left(\frac{\pi}{2}, E\right)}{\Omega l \cdot t \cdot p \cdot W \cdot c \cdot k} \quad (\text{mb}), \quad (4)$$

其中 A 、 B 分别为角分布系数, 可由角分布测量结果中导出. 角分布的表示式如下:

$$\sigma(\theta'_c) = \sigma_c \left(\frac{\pi}{2}\right) (1 + A \cos^2 \theta'_c + B \cos^4 \theta'_c) \quad (\text{b/sr}), \quad (5)$$

式中 θ'_c 为实验室系统 90° 角所对应的在 E 能量下的质心系角度, θ''_c 为质心系的角
度; $Y(90^\circ, E)$ 为绝对测量时在实验室系 90° 角度上所测得的粒子产额; t 为取数时间(秒);
 V 为入射粒子打在量热器表面上的能量所相应的加速器电压值 (kV); T 为靶室气体温
度 ($^\circ\text{K}$); P 为靶室气体压力(微米汞柱); C 为靶室气体纯度(%); k 为离子源输出束流
中的质子比, (在氘-氘反应中 $k = \frac{I_d}{I_{m_3}} = 1 - \frac{I_{\text{H}^+}}{I_{m_3}}$, 在氘-氘反应中 $k = \frac{I_d}{I_{m_2}}$); Ωl 为探
测立体角(弧度·厘米); W 为束流平均功率(瓦); g 为实验室系到质心系的坐标转换系
数.

由上可见截面绝对值测量时所涉及的参量是比较多的.

1. 入射粒子的能量测量

该值在绘制截面与入射粒子能量曲线以及由量热器所测得的功率中计算入射粒子总
数时必须用到. 粒子加速的总电压系倍加器高压端电压与离子源吸极电压之和. 倍加器
高压端电压采用电阻分压方法测量. 吸极电压值比较小, 一般在 2000—3000 伏之间. 在
计算时还要考虑粒子在第二毛细管至靶室中心这段气体内的能损值(为给出反应能量的
有效值)以及粒子在到达量热器表面所经受的总能损值(为给出到达量热器的粒子能量
的确切数值). 氘、氘粒子在靶室氘气中的能损计算引用了国外的能损数据^[4,5].

考虑到低能量时截面随能量的变化较快, 所以要对离子源的能量异常^[6]进行修正. 在
50kV 的小型倍加装置上采用了反加速装置对该值进行了测量^[9]. 在 $E_d = 20-40\text{keV}$ 范
围内 E (能量异常) = -130—-220V, 测量误差 $\pm 50\%$. 在修正入射粒子能量时取 E
(能量异常) = -170V.

能量测量的总误差在 20keV 时为 $\pm 0.5\%$; 45keV 时为 $\pm 0.41\%$; 而 50keV 以上误
差均小于 $\pm 0.4\%$.

2. 束流的测量

被加速的带电粒子从离子源出来后经过 15° 分析磁铁, 再经过毛细管系统进入反应
靶室. 由于中和效应带电粒子部分地变为中性, 因此常规的以法拉第筒测量束流的方法
不再适用. 实验中采用了热测法, 即用量热器测量束流功率. 其主体是银制的热接受盘,
直径为 40—45mm (构成热端). 盘的下面是底座, 两者间用薄的环形导热壁连接. 底座
与循环冷却水装置(构成冷端)紧密相连. 盘与底座间焊有几十对串联的考铜-镍铬丝热电
偶(约四十对). 盘的背面刻有螺旋状的细槽, 其内镶嵌了电阻加热丝. 温差电动势的数
值就给出了与束流值所相应的束流加热功率. 其对应关系是用欧姆加热器加热热接受盘
而输出相同的温差电动势所消耗的热功率来确定. 在气体靶室内不充气的情况下(真

空度好于 1×10^{-5} 托), 用 $\pm 0.5\%$ 精度的电表直接测量束流与用量热器测量束流, 两种方法所得的结果在 $0.2\% - 0.5\%$ 内符合。

在测量氘-氘反应截面时, 由于氘束只有几个微安, 此时为了提高量热器的灵敏度, 热电偶对数增加到 120 对, 环形导热壁的厚度也相应地减薄。同时束流 (I_m) 中可能含有 D^2H^+ 或 $^2\text{H}^+\text{H}^+$ 以及 $^3\text{He}^+$ 成份, 所以还应进行修正。经过铀粉纯化的氘气其中的 ^3He 经用光谱法 (PG-2 平面光栅摄谱仪) 测得在 0.3% 以下, 其影响可以忽略。而氢分子所产生的 $^2\text{H}^+\text{H}^+$ 或 $^1\text{H}^2\text{H}^+$ 则通过实验求出 $I(\text{H}^+)$ 与 $I(\text{H}^+)$ 值来定出。

量热器测量束流的误差主要包括热功率的测量误差、为把功率换算成电流值所需用的高压值的测量误差 (其中包括能损计算的误差), 以及时间的测量误差。在氘-氘反应中应包括修正 I_m , 束流中非氘束成份的修正误差; 在氘-氘反应中还应包括修正 I_m , 束流中非氘成分的修正误差。

在氘-氘反应中最终束流的测量误差为 $\pm 1.18\% - \pm 1.77\%$; 在氘-氘反应中则为 $\pm 0.89\% - \pm 1.27\%$ 。

3. 气体靶单位体积内靶核数的测定

该值可以通过测量靶室内的气体压力、温度、纯度予以确定, 其表示式如下:

$$n_d = \mathcal{L} CN_0 T_0 P / TP_0 V_0, \quad (6)$$

其中 N_0 为阿佛加得罗常数; T_0, P_0, V_0 为标准状态下的绝对温度、压力和分子体积; T, P 为工作状态下的气体温度与压力。

(1) 靶室气体的压力测量^[3]

自行制作了两台小量程低气压的麦氏压力计, 其压力绝对值的测量误差小于 0.3% 。取数前后靶室压力的变化小于 1% , 我们最终所采用的误差为 $\pm 1\% - \pm 1.5\%$ 。

(2) 靶室气体的温度测量

靶室气体的温度是用半导体点温计来测量的, 误差为 $\pm 0.5\%$ 。为验证靶室内是否存在温度梯度, 在距束流中心不同距离上安放了两支点温计, 结果表明梯度很小, 加以在计算时用绝对温度计算, 故其影响可忽略不计。理论计算^[3]表明当束流功率为 1 瓦时距束流 5mm 与距束流 10mm 处的温度差别仅为 0.07°C , 确系可以忽略。

在测氘-氘反应绝对微分截面时采用的是热敏电阻测量气温。在测量前对热敏电阻在温度 $9.5^\circ\text{C} - 35.5^\circ\text{C}$ 之间做了标准曲线, 间隔为 0.5°C 。热敏电阻用电桥测量, 误差为 $\pm 1\%$ 。温度测量误差 $\leq 0.2\%$, 为可靠起见把它定为 $\pm 0.3\%$ 。

(3) 靶室气体的纯度测量

氘气是用氘气操作系统由重水电解产生。盛满氘气的球胎经针阀向靶室供气; 而该气体又用容积为 300ml, 经过清洁处理并接在靶室上面的取样系统的样品瓶进行收集, 然后再送至 CH-4 标准型质谱计上进行分析。考虑到质谱计的分析误差, 气体纯度低于 90% 的截面测量数据全部摒弃。最终纯度的分析误差取为 $\pm 2 - \pm 2.5\%$ 。

4. 反应产物的测量

在氘-氘反应中, 通过测量质子和 ^3He 粒子, 同时测量了两个反应道的产额。探测器

前面加了一层厚为 200—300 微克/厘米²的铝箔, 既防止了散射氘进入探测器造成过量的本底计数又提高了粒子的分辨使氘和 ³He 能较好地分开。为了防止束流漂移对反应计数的影响, 两个探测器对称地置于束流偏转方向的两边。探测器之前安放了限制测量立体角的光阑系统, 该系统由前面一个缝宽为 $2a$ 的狭缝光阑后面是一个孔径为 $2b$ 的圆光阑所组成。实验中立体角 Ω 值选在 5×10^{-3} — 2×10^{-2} 弧度。厘米范围之内 (计算公式见^[3])。 Ω 的误差为 $\pm 0.2\%$ — $\pm 0.67\%$ 。

在氘-氘反应中, 对 neutron 所引起的本底计数进行了实际测量并在结果中进行了修正, 其值可达 ⁴He 产额的 0.75%—0.9%。

反应粒子产额测量的总误差为 $\pm 1\%$ — $\pm 2\%$ 。

四、角分布测量

角分布测量是相对测量, 对各项实验技术的要求较之微分截面绝对测量要低一些, 但对探测技术却要求更高。

对 45keV 以下的 $D-D$ 反应的角分布测量从 35° — 135° 每隔 15° 测一点。在 45keV 以上, 由于小角度上散射氘能的增高, 在探测器前需用较厚的铝箔去阻挡它; 而在大角度上, 反应生成的氘和 ³He 粒子能量互相接近, 又得用较薄的铝箔去分辨它们。因此, 在固定的探测角度上的光阑贴上相应厚度的铝箔, 测量时只需转动探头。此时只能在转动探头对面 90° 处安放一个监督探头, 因此角分布系数 A 、 B 的测量误差较大。

至于 $D-T$ 反应理论和国外实验都证实其反应产物的角分布在质心系中是各向同性的。可有以下表示式:

$$\sigma_c(E_d) = 4\pi A_0 \sigma_c \left(E_d, \frac{\pi}{2} \right) \quad (\text{b/sr}), \quad (7)$$

$\sigma_c(E_d)$ 和 $\sigma_c \left(E_d, \frac{\pi}{2} \right)$ 分别为质心系中氘-氘反应总截面和在 90° 的微分截面; A 为角分布非对称系数。实验中, 在 $\theta_L = 90^\circ$ 的平面内安置了两个互相垂直的固定探头作计数的监督和归一。转动探头安装在圆形的轨道上, 根据靶室外面的刻度盘可将探头转至任意角度上进行测量。为验证测量系统的可靠性, 在测量氘-氘反应角分布之前, 还在该靶室上做了 $D(d, p)T$ 反应角分布实验, 利用该反应的角分布对称性检验了整个系统。

五、结果与讨论

1. 测量结果

(1) 角分布测量结果

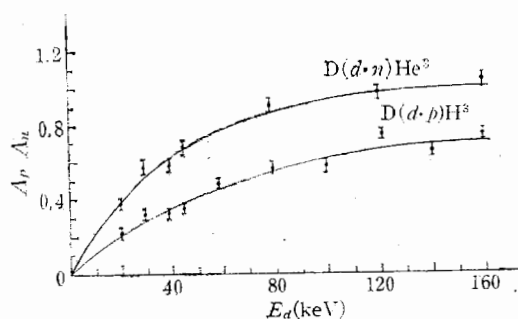
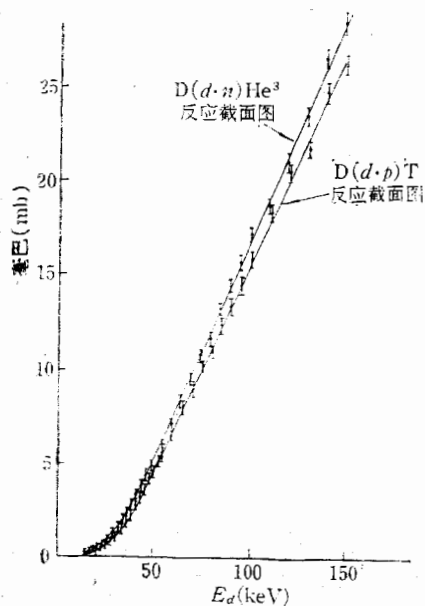
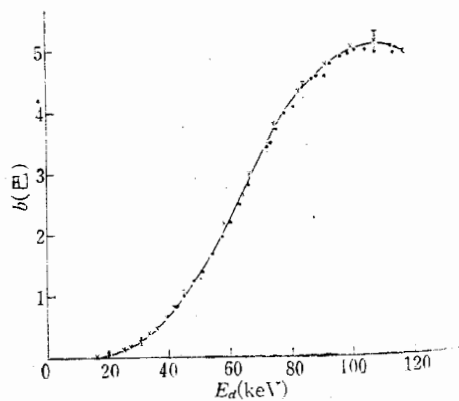
氘-氘反应角分布表示式见(5)。用最小二乘法处理实验数据得到的质子道和 neutron 道角分布系数 A_p 、 B_p 和 A_n 、 B_n 及其误差见表 1 及图 2。角分布系数可用以下经验公式表述:

$$A_p = E_d / (78 + 0.94E_d); \quad B_p = (E_d - 87) / 263, \quad (8)$$

$$A_n = E_d / (32.5 + 0.75E_d); \quad B_n = -0.006 + 0.0025E_d. \quad (9)$$

表1 氘-氦反应角分布系数

$E_d(\text{keV})$	$A_p \pm \Delta A_p$	$B_p \pm \Delta B_p$	$A_n \pm \Delta A_n$	$B_n \pm \Delta B_n$
20	0.209 ± 0.0295		0.416 ± 0.0364	
30	0.317 ± 0.0304		0.594 ± 0.0378	
40	0.307 ± 0.0396		0.544 ± 0.0215	
45	0.359 ± 0.0353		0.635 ± 0.0374	
60	0.489 ± 0.0290	-0.078 ± 0.0012		
80	0.568 ± 0.0313	0.010 ± 0.0361	0.899 ± 0.0330	0.142 ± 0.0482
100	0.514 ± 0.0309	0.138 ± 0.0328		
120	0.706 ± 0.0350	0.024 ± 0.0396	0.944 ± 0.0339	0.323 ± 0.0556
140	0.600 ± 0.0350	0.223 ± 0.0396		
160	0.692 ± 0.0354	0.144 ± 0.0398	1.154 ± 0.0325	0.180 ± 0.0492

图2 氘-氦反应两反应道 A_n 、 A_p 与入射氘能关系图3 $D(d,n)He^3$ 、 $D(d,p)T$ 反应截面与 E_d 的关系图4 D-T 反应截面与 E_d 的关系
●——实验点 ×——理论值

我们在氘能量为 45keV、67.5keV、105keV 和 150keV, 以及质心系角度 $30^\circ-150^\circ$ 的 11 个角度上进行了氘-氘反应的角分布测量, 得到 $A_0 = 0.997 \pm 0.006$. 这表明氘-氘反应在质心系中的角分布是各向同性的.

(2) 反应截面测量结果

氘-氘反应在 $E_d = 15-150\text{keV}$ 能区内的 31 个能量点上共进行了 357 次测量, 所得两个反应道的反应截面随能量的关系示于图 3.

氘-氘反应在相应于入射氘能 $E_d = 13.8-114.3\text{keV}$ 的能区内, 测量了 44 个能量点的反应截面. 其随入射能量的关系示于图 4. 截面的峰值处在氘能为 108keV 处 ($E_t = 162\text{keV}$ 处).

2. 数据的重复性及误差

(1) 数据的重复性

为了检验实验系统的稳定性, 我们选定 $E_d = 45\text{keV}$ 这一能量点作为标准点, 通过改变各种条件反复对截面值进行测量: 在不同季节、不同的时间里反复测量; 在不同的倍加器上对标准点进行反复测量; 交替使用不同的量热器; 改变靶室内的工作气压; 改变靶室内工作气体的纯度, 等.

实验结果表明, 无论氘-氘反应还是氘-氘反应多次反复测得的截面值在误差范围内一致, 例如, 对氘-氘反应从 68 年 8 月到 69 年 10 月九次实验共取了 41 个数据. 中子道反应截面的最大涨落为 4.6%; 质子道反应截面的最大涨落为 3.4%.

考虑到入射束流在靶室气体内的散射会给束流功率测量及探测立体角带来不确定性, 我们专门做了散射实验. 结果表明, 对氘-氘反应和 $E_t > 40\text{keV}$ 的氘-氘反应束流散射效应可以忽略. 对 $E_t \leq 40\text{keV}$ 的氘-氘反应, 散射效应对截面值有 0.13%—0.5% 的

表 2 不同能量下氘-氘反应的各单项误差(%)

$E_d(\text{keV})$	20		45		100		150	
	中子	质子	中子	质子	中子	质子	中子	质子
粒子入射能量 (至量热器)	0.57		0.41		0.37		0.37	
量热器功率	1.6		1.6		1.0		1.0	
质子比	0.5		0.5		0.5		0.5	
气体压力	1.5		1.5		1.5		1.5	
气体温度	0.5		0.5		0.5		0.5	
气体纯度	2.5		2.5		2.5		2.5	
产额	2.0		1.3		1.0		1.0	
立体角	0.2		0.2		0.2		0.2	
角分体测量	1.26	1.22	1.89	1.17	1.66	1.35	1.57	1.26
粒子入射能量 (至靶子中心)	2.41	2.29	1.02	0.96	0.50	0.46	0.34	0.31
$D-D$ 反应截面的 标准误差	4.83	4.76	4.25	3.97	3.77	3.63	3.68	3.59

表3 氘-氘反应总截面的误差分布情况

误差类别	分误差名称	$E_d(\text{keV})$	13.8	18.0	20.1	30.1	45.1	72.1	84.0	108.2
		$E_r(\text{keV})$ 误差(%)	20.7	27.1	30.1	45.2	67.7	108.1	126.0	162.3
氘束流测量误差	量热器功率测量误差 $\frac{\Delta W}{W}$		1.03	0.71	0.98	0.61	0.63	0.55	0.50	0.95
	氘粒子能量测量误差 $\frac{\Delta V}{V}$		0.38	0.37	0.37	0.38	0.38	0.36	0.36	0.35
	I_{m_3} 中氘成分系数测量误差 $\frac{\Delta K}{K}$		0.57	0.57	0.57	0.57	0.57	0.57	0.57	0.57
	氘中 ^3He 的测量误差		0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30
靶核氘原子数测量误差	气体压力测量误差 $\frac{\Delta P}{P}$		1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	气体温度测量误差 $\frac{\Delta T}{T}$		0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30	0.30
	气体纯度测量误差 $\frac{\Delta C}{C}$		2.00	2.00	2.00	2.00	2.00	2.00	2.00	2.00
反应产物测量误差	立体角测量误差 $\frac{\Delta(\Omega)}{\Omega}$		0.67	0.67	0.67	0.67	0.67	0.67	0.67	0.67
	计数的测量误差 $\frac{\Delta N}{N}$		1.88	1.80	1.15	1.15	1.15	1.15	1.15	1.15
	计数时间的测量误差 $\frac{\Delta t}{t}$		0.05	0.18	0.11	0.31	0.35	0.41	0.48	0.35
角分布系数测量误差 $\frac{\Delta A}{A}$			0.60	0.60	0.60	0.60	0.60	0.60	0.60	0.60
除能量测量项外各项所引起截面的误差 $\left. \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \right _1$			3.32	3.20	3.03	2.95	2.96	2.94	2.95	3.04
能量测量误差所引起截面的误差 $\left. \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \right _2$			1.66	1.86	1.93	2.05	1.58	1.02	0.58	0.11
最终总截面的相对标准误差 $\Delta \sigma / \sigma$			5.0	5.1	5.0	5.0	4.5	4.0	3.5	3.2

影响,我们进行了修正。

(2) 测量误差

反应截面的各项误差列于表2、表3。值得指出的是,截面曲线中给出的实验点为多次测量的平均值,而表2、表3中列出的各单项误差是单次测量中所给出的误差值。

3. 实验结果与理论比较

(1) 氘-氘反应

在200keV以下,目前多半采用Fick^[7]的理论结果解释实验,我们当时采用的是Gamow理论公式。我们的实验结果按Gamow公式分别表示为:

$$\text{对 } D(d, n)^3\text{He 反应 } \sigma_n(E_d) = \frac{161}{E_d} e^{-45.9/\sqrt{E_d}} \quad (\text{b}), \quad (10)$$

$$\text{对 } D(d, p)T \text{ 反应 } \sigma_p(E_d) = \frac{143}{E_d} e^{-45.2/\sqrt{E_d}} (b), \quad (11)$$

σ 单位是巴; E_d 的单位是 keV.

(2) 氘-氘反应

氘-氘反应的总截面值与单能级共振理论符合较好. 按 BWE 共振理论^[8] 反应截面值按下式表示:

$$\sigma_{\text{Res}} = \frac{(2J+1)}{(2s+1)(2i+1)} \cdot \frac{\pi}{k_1^2} \cdot \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{(E_r + \Delta_1 + \Delta_2 - E)^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_1 + \Gamma_2)^2}, \quad (12)$$

其中, J 为 $D+T$ 反应的总角动量, $J = \frac{3}{2}$; s 为入射氘粒子的自旋, $s = \frac{1}{2}$; i 为靶核氘粒子的自旋, $i = 1$; k_1 为 $D-T$ 反应初态的波数; Γ_1 为 $D-T$ 反应初态的散射宽度; Γ_2 为 $D-T$ 反应末态的反应宽度; E_r 为 $D-T$ 反应的共振能量; Δ_1 为 $D-T$ 反应初态的能级位移; Δ_2 为 $D-T$ 反应末态的能级位移; E 为氘粒子在质心系统内的能量.

在我们的情况下

$$k_1 = 4.81 \times 10^{10} \sqrt{E_r(\text{keV})} \text{ cm}^{-1}, \quad (13)$$

$$k_2 = 1.963 \times 10^{12} \sqrt{(0.4004E_r + Q)} \text{ cm}^{-1} \quad (14)$$

$$\Gamma_1 = \frac{2k_1 r_1^2}{(F_0^2 + G_0^2)}, \quad (15)$$

$$\Gamma_2 = \frac{2k_2^3 a_2^4 r_2^2}{(9 + 3k_2^2 a_2^2 + k_2^4 a_2^4)}, \quad (16)$$

$$\Delta_1 = -\frac{k_1(GG_0' + F_0F_0')r_1^2}{(F_0^2 + G_0^2)}, \quad (17)$$

$$\Delta_2 = -\frac{k_2^3 a_2 (3 + 2R_2^2 a_2^2) r_2^2}{(9 + 3k_2^2 a_2^2 + R_2^4 a_2^4)}. \quad (18)$$

F_0, G_0 为奇异、非奇异库仑位垒函数, F_0', G_0' 为 F_0, G_0 的导数; a_1 为 $D-T$ 反应相互作用的半径, 取为 $7 \times 10^{-13} \text{ cm}$; a_2 为 $D-T$ 反应末态中子和 α 粒子的作用半径, 取为 $7 \times 10^{-13} \text{ cm}$; r_1^2 为初态的散射约化宽度, 取 $r_1^2 = 6.0 \times 10^{-10} \text{ keV} \cdot \text{cm}$; r_2^2 为末态的反应约化宽度, 取 $r_2^2 = 1.2 \times 10^{-11} \text{ keV} \cdot \text{cm}$;

$$E_r = -140 \text{ keV} \quad (19)$$

$$k_2 = 8.243 \times 10^{12} \text{ cm}^{-1}; \quad (20)$$

$$\Gamma_2 = 180.1 \text{ keV} \quad (21)$$

$$\Delta_2 = -32.6 \text{ keV}. \quad (22)$$

计算的结果亦绘于图 4 之中.

4. 与国外数据的比较

对 $E_d = 150 \text{ keV}$ 以下低能区的氘-氘、氘-氘反应我们的数据与国外几家数据的比

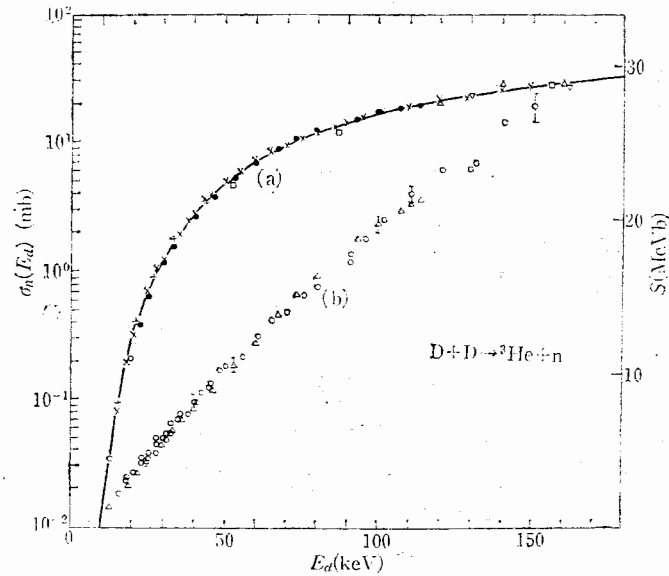


图5 低能 $D(d, n)He^3$ 反应截面随能量的变化(a)与该反应的 S 函数表达形式(b)

(a) \times 本工作, \bullet Arnold^[9], $+$ Eliot^[14], \square Booth^[11], \triangle McNeill^[10], ∇ Ganev^[16], \diamond Preston^[12], — 文献[20]推荐值. (b) \circ 本工作 \triangle Arnold 等

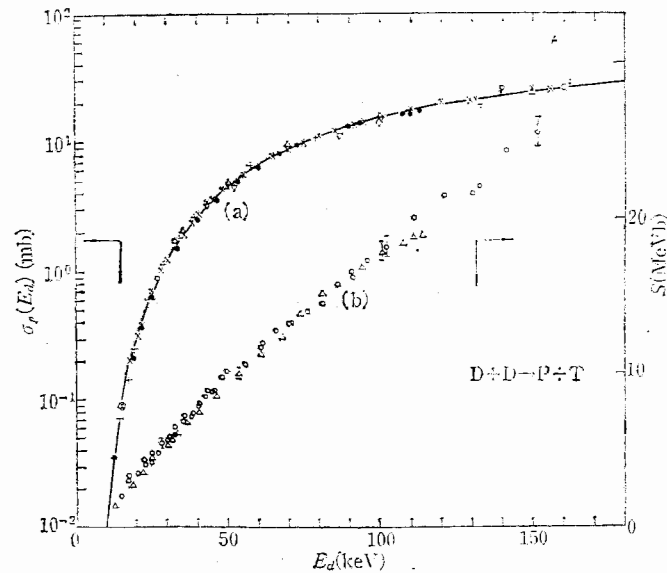


图6 低能 $D(d, p)T$ 反应截面随能量的变化(a)与该反应的 S 函数表达形式(b).

(a) \times 本工作, ∇ Booth^[11], \bullet Arnold^[9], \circ Eliot^[14], $+$ Davenport^[13], \triangle Wenzel^[15], \diamond Ganev^[16], \square McNeill^[10], $*$ Preston^[12]. (b) \circ 本工作, \triangle Jarmie, Brown and Hardkopf, --- 单能级理论拟合[22]

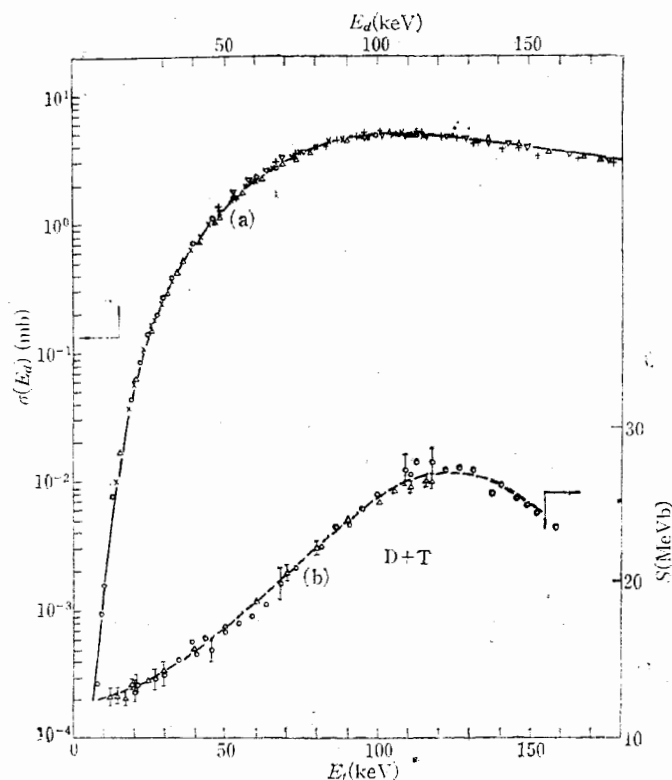


图 7 低能 $T(d, n)He^4$ 反应截面随能量的变化 (a) 与该反应的 S 函数表示形式 (b)

(a) \times 本工作 \bullet Arnold^[9], $+$ Kayaypob^[18], Δ Conner^[19],
 ∇ Argo^[17], — 文献 [20] 推荐值 (b) Δ Arnold, \circ 本工作

较示于图 5、6、7 之中。图中实线给出了文献 [20]、对氦-氘和氦-氦反应截面数据推荐值。由图中可见,我们的数据与国外数据符合得相当好,而且数据点大多数都落在推荐值的曲线上。在 $E_d < 30\text{keV}$ 时,我们的数据值偏高。分析表明,我们的数据较为可靠,因为我们采用的是无窗气体靶。入射粒子在靶内的能量损失约为 $0.3-0.4\text{keV}$ 。入射粒子的能量误差在考虑了气体靶中的能损误差以及能量异常值之后约为 165eV ;但是当时国外所发表的较好数据^[9]是采用有窗气体靶技术, SiO 窗厚 5keV ;同样条件下入射粒子的能量不确定值可达 1keV 以上,这就限制了他们在低能下测量的结果的精度。再者,有关束流散射对探测立体角的影响问题,我们不但采用了低气压以减少散射,而且还进行了修正,因此探测立体角的确定也是比较可靠的。而在有窗气体靶情况下,窗膜对束流的散射比无窗气体靶要严重,探测立体角的确定就不易准确。总之,由于我们采用了无窗气体靶,它接近于一个理想的薄靶,我们的实验结果具有较高的可靠性。

数据用对数坐标给出不便于分析比较,因图中包括了相互间差几个数量级的数据。在图 5、6、7 的插图中,我们给出了数据按所谓天体物理学中 S 函数来表达的情况^[21,22]。 S 函数对处理入射粒子能量低于库仑位垒的反应特别有用,它是通过消去截面中随能量急

剧变化的位垒穿透因子以及 $1/E$ 因子(后者的出现是因为核反应截面中常出现 k^2 项之故, k 为入射道的约化德波洛利波波长; E 为入射道的质心能量)。经这样改动后的 S 函数就能使其所表达的截面随能量的变化关系更接近地代表核效应。

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp(-2\pi\eta) \quad (23)$$

$$= \frac{S(E)}{E} \exp\left[-\left(\frac{E_G}{E}\right)^{\frac{1}{2}}\right] \quad (24)$$

式中 η 为库仑参数, $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$, E_G 为 Gamow 能量。数值上

$$E_G^{1/2} = 0.989 Z_1 Z_2 A^{1/2} (\text{MeV})^{1/2}$$

对于 $D+T$ 反应

$$S = 0.40038 \sigma E_i \exp(1.71830 E_i^{-\frac{1}{2}}) (\text{McVb}) \quad (25)$$

其中 σ 以巴为单位, E_i 以 MeV 为单位;

对于 $D+D$ 反应

$$S = 0.5 \sigma E_d \exp[0.99629 E_d^{-\frac{1}{2}}] (\text{McVb}) \quad (26)$$

其中 σ 与 E_d 的单位同上式。

从图中可见,我们 $D+T$ 反应的结果在误差范围内与[22]结果相吻合。而该工作中采用了较多的先进技术,譬如为了减少入射束流中的 $^1\text{H}^2\text{H}^+$ 、 $^1\text{H}_3^+$ 及 $^3\text{He}^+$ 本底,他们不用 $^3\text{H}^+$ 束而采用了负离子源与 $^3\text{H}^-$ 加速技术;为确保靶室气体为一理想薄靶,他们在靶室内采用了液氦技术,通过液氦冷却的低温器壁把多余是氦气吸附走;此外还采用了先进的能量稳定系统(100kV 以下为 10^{-4}) 以及较好的束流准直系统。我们的数据与其数据较好的符合进一步说明了我们实验中的系统误差极小。用 S 函数作图可以看出[9]的结果与[22]符合较好,但在 $E_i < 35\text{keV}$ 左右时[9]的结果系统地偏低;而[19]的全部数据都比[22]为低,而我们的实验数据则没有系统地偏低或偏高的情况。在低能区($E_i < 35\text{keV}$ 左右),我们数据与[22]的数据的一致性更说明了无窗气体靶技术优于有窗气体靶技术。

对于 $D+D$ 反应, [22] 的作者尚未给出实验结果。但他们通过 $D+T$ 反应的数据间的对比肯定了[9]的结果。所以我们以 S 函数表达的 $D+D$ 反应的数据是与[9]中的 $D+D$ 反应数据进行比较的。其符合情况也是令人满意的。

致谢

本工作是在杨澄中先生指导下完成的。本所二室二组与四组承担了三台倍加器的运行与器性能的改进;三室制作了为完成本实验所使用的大部分电子学测试仪器;所实验工厂加工了靶室等装置;北京原子能所、兰州物理所、兰化研究院在我们建立氦操作系统、制作麦克劳压力计以及在分析氦气体样品过程中曾给予大力的支持与帮助;在此我们表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] R. G. Jarvis, D. Roaf, *Proc. Phys. Soc.*, **A66**(1953), 310.
- [2] AECTU-1834.
- [3] 中国科学院兰州近代物理研究所内部资料, 9556-1(未发表)1970.

- [4] A. A. Phillips, *Phys. Rev.*, **90** (1953), 532.
- [5] J. O. Hirschfelder et al., *Phys. Rev.*, **73** (1948), 207.
- [6] C. J. Cook, *Rev. Sci. Instr.*, **33** (1962), 649.
- [7] D. Fick, *Z. Physik.* **265** (1973), 83.
- [8] E. M. Балабанов, 原子能译丛, **6**(1961), 674。
- [9] W. R. Arnold et al., *Phys. Rev.*, **93** (1954), 483.
- [10] K. G. Mcneill et al., *Phys. Rev.*, **81** (1952), 602.
- [11] D. L. Booth et al., *Proc. Phys. Soc.*, **A69** (1956), 265.
- [12] G. Preston et al., *Proc. Roy. Soc.*, **A226** (1954), 206.
- [13] P. A. Davenport et al., *Proc. Roy. Soc.*, **A216** (1953), 66.
- [14] E. A. Eliot et al., *ibid.* **A216** (1953), 57.
- [15] W. A. Wenzel et al., *Phys. Rev.*, **88** (1952), 1149.
- [16] A. S. Ganeev et al., *АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ*, **5**(1957), 21.
- [17] H. V. Argo et al., *Phys. Rev.*, **87** (1952), 612.
- [18] Л. Н. Кацауров, Исследования по ядерной, *Физике*, **14**(1962), 224.
- [19] J. P. Conner et al., *Phys. Rev.*, **88** (1952), 468.
- [20] 北京师范大学低能核物理研究所内部报告, 1146-1147(未发表)。
- [21] C. A. Banes, in *Advances in Nuclear Physics*, edited by M. Baranger and E. Vogt (Plenum, New York, 1971), Vol. 4, p. 133.
- [22] N. Jarmie, R. E. Brown, R. A. Hardekopf, *Phys. Rev. C*, Vol. **29** No. 6, (1984), pp. 2039—2046.

LOW ENERGY CROSS-SECTIONS MEASUREMENT OF D-D AND D-T REACTIONS

1ST RESEARCH GROUP, 1ST RESEARCH DIVISION

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The cross sections of deuteron-deuteron reaction for deuteron energy from 15 keV to 150 keV and of deuteron-tritium reaction for deuteron energy from 13.8 keV to 114.3 keV were measured by the process of passing a deuteron and tritium beam into a gas target formed by a differential pumping system and two capillary pipes. Experiments in two steps-angular distribution measurement and absolute differential cross-section measurement-were performed at 3 Cockcroft-Walton generators with terminal voltages of 50 kV, 150 kV and 300 kV. Empirical fit of D-D reaction data to Gamow formulae and comparison of D-T reaction data with BWE theory were given.