

$\text{Be}^9(\text{d}, \text{p}), (\text{d}, \text{t}), (\text{d}, \alpha)$ 反应研究*

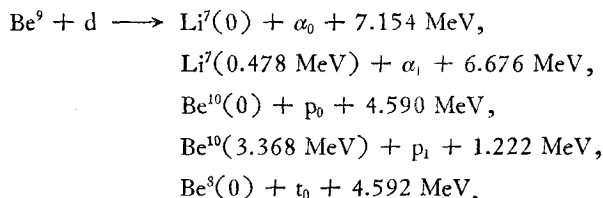
姜承烈 赵 葵 王大椿 李卫江 周恩臣
李志常 蔡敦九 程业浩 吕富宝 韩树奎

提 要

本文在 $E_d = 0.1-2.5$ MeV 能量范围内, 研究了 $\text{Be}^9(\text{d}, \text{p}_0)\text{Be}^{10}(0)$, $\text{Be}^9(\text{d}, \text{p}_1)\text{Be}^{10}(3.368 \text{ MeV})$, $\text{Be}^9(\text{d}, \text{t}_0)\text{Be}^8(0)$, $\text{Be}^9(\text{d}, \alpha_0)\text{Li}^7(0)$ 及 $\text{Be}^9(\text{d}, \alpha_1)\text{Li}^7(0.478 \text{ MeV})$ 诸反应. 在 $E_d = 0.150, 0.220, 0.401, 0.706, 1.005, 1.301, 1.484, 1.750, 2.000, 2.250$ 和 2.500 MeV 共十一个能量上分别测量了这五群出射粒子在 $\theta_L = 10-155^\circ$ 区间的角分布. 在 $\theta_L = 135^\circ$, $E_d = 0.1-2.5$ MeV, 在 $\theta_L = 95^\circ$, $E_d = 0.1-2.2$ MeV, 和在 $\theta_L = 112.5^\circ$, $E_d = 0.5-2.5$ MeV 测量了 $\text{Be}^9(\text{d}, \text{p}_0)\text{Be}^{10}$ 的激发函数. 在 $\theta_L = 135^\circ$ 和 112.5° , $E_d = 1.2$ MeV, 用较厚靶 ($100-300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) 测量了 $\text{Be}^9(\text{d}, \text{p}_0)\text{Be}^{10}(0)$ 反应的截面绝对值, 结果为 $\sigma_{\text{p}_0}(\theta_L = 135^\circ) = 1.60 \text{ mb/sr}$, $\sigma_{\text{p}_0}(\theta_L = 112.5^\circ) = 1.55 \text{ mb/sr}$. 这样就得到了在此能区内, 这五群出射粒子的截面情况. 对所得结果进行了一些讨论.

一、引 言

氖核轰击 Be^9 核时, Q 值较高的出射单能带电粒子的反应道有以下五个:



这些反应道分别都有一些工作进行过研究^[1]. 其中 $\text{Be}^9(\text{d}, \text{p}_0)\text{Be}^{10}(0)$ 反应道的研究最多. Smither^[2] 在 $100-200 \text{ keV}$, 郭箕第等人^[3]在 $200-250 \text{ keV}$, De-Jong^[4] 在 $300-620 \text{ keV}$, Resnick^[5] 在 $300-880 \text{ keV}$, Juric^[6] 在 $650-1450 \text{ keV}$, Canavan^[7] 在 $1000-2000 \text{ keV}$, Cüer^[8] 在 1300 keV 以及 Ishimatsu 等人^[9]在 $1700-3000 \text{ keV}$ 分别测量了 (d, p_0) 的角分布. 从这些角分布可以看出, 当入射能量低时, 后角区截面大于前角区的截面. 随着入射能量的升高, 前角区截面相对于后角区截面逐渐上升, 在 30° 附近出现一个峰, 有些象 $l_n = 1$ 的削裂图象. 但是后角区截面仍然不小. 这些工作中除了那些在很低入射能量用厚靶粗测了截面绝对值外, Ishimatsu 用闪烁谱仪和薄靶测得了此反应道的微分截面绝对值. 另外 Biggerstaff 等人^[10] 在 $800-2200 \text{ keV}$ 区间给出了四个能量上的 $\text{Be}^9(\text{d}, \text{p}_0)\text{Be}^{10}$ 的

* 1973年2月9日收到.

总截面, 可是这两个工作的总截面数值相差一倍, 远远超过了误差范围. Canavan 用正比管在 90° 测得了 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的激发函数, 发现在几个能量上可能有共振, 而 Ishimatsu 在 30° 上的测量没有看到这些共振, 不过他们在总截面激发函数上却看到了类似于 Canavan 的情况. 至于 $\text{Be}^9(d, p_1)\text{Be}^{10}(3.368 \text{ MeV})$ 反应道, 除了 Resnick 在 300—800 keV 测量了一些相对值的角分布和 Phillips^[11] 在 250 keV 以下测量了 90° 的激发函数外, 在我们研究的能区没有看到其它工作.

对于 $\text{Be}^9(d, t_0)\text{Be}^8(0)$ 反应道, 上面讲到的 Smither, Resnick, Cüer, Juric 等人的工作里也进行了一些角分布的测量. Biggerstaff 在 850—2200 keV 用闪烁谱仪, Cepov 等人^[12]在 1.4 MeV 和 2.5 MeV 用磁谱仪测量了角分布. 可以看出, 对 Be^9 核来讲, 低入射能量的 (d, t_0) 反应比起 (d, p_0) 反应来, 角分布的样子更近于直接反应的图象.

研究 $\text{Be}^9(d, \alpha_0)\text{Li}^7(0)$ 及 $\text{Be}^9(d, \alpha_1)\text{Li}^7(0.478 \text{ MeV})$ 反应道的工作较少. Biggerstaff 在 750—2400 keV 的九个能量上测量了这两群粒子的角分布. 发现这两种角分布的样子差异很大, 尤其在低入射能量时, 一个是前角区的截面大, 另一个是后角区截面大. 另外, Resnick 也给出了三个能量上的不分群的 α_0 和 α_1 相对值的角分布.

我们在 $E_d = 0.1—2.5 \text{ MeV}$ 能区, 用半导体探测器系统地测量了这五个反应道的情况. 这样可供更细致地分析研究氦核轰击铍核的反应机制.

二、实验装置

$E_d = 0.2—2.5 \text{ MeV}$ 的实验是在 2.5 MeV 静电加速器上进行的. 离子流经磁分析器偏转 90° 后, 再由一对四极磁透镜聚焦, 然后进入靶室. 磁分析器磁场用核磁共振法测量, 并由 $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$ 阈能反应 ($E_p = 1.88036 \text{ MeV}$) 及 $\text{Al}^{27}(p, \gamma)\text{Si}^{28}$ 共振反应 ($E_p = 991.82 \text{ keV}$) 进行能量刻度. 能量散度和准确度都为 0.5%. $E_d = 0.1—0.22 \text{ MeV}$ 的实验是在 250 keV 高压倍加器上进行的, 其高压值是由球隙放电仪来刻度的, 能量准确度约为 2%.

我们设计制造了一个结构比较简单的转动靶室, 其示意图见图 1. 靶室上盖可在保持真空的情况下转动. 通过转动靶室上盖, 可使固定在靶室上盖上的半导体探测器在束流所在平面上 -160° 至 160° 之间的任意角度进行测量. 在半导体探测器的前面, 有一可装五块不同厚度的吸收片的支架, 它也是固定在靶室上盖上. 转动露在靶室外面的把柄, 可以按需要改变挡在探测器前面的吸收片, 选择合适的实验条件.

离子流经过准直器进入靶室. 准直器中装有两个相距为 330mm 的准直孔(用 0.5mm 钽片做成, 孔径 $\phi 2$ 和 $\phi 6$, 近靶点的准直孔为 $\phi 2$, 距靶约 35mm). 在准直孔之间和束流出口处还加了几个 $\phi 4—\phi 6$ 的反散射孔. 靶室中央轴线处是可装四块靶的靶杆, 它与靶室是绝缘的, 可以上下移动或转动. 为了提高真空度, 减少中性束的成分及减少靶上的碳沾污, 在靶室下面装了一个液态氮冷阱, 这在高压倍加器的能区尤其必需.

$\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的激发函数及截面绝对值的测量是在两个靶室上测量的. $\theta_L = 95^\circ$ 和 135° , $E_d = 0.1—2.2 \text{ MeV}$ 的激发函数是在上述的转动靶室上测量的. 打在靶上的离子流是从靶杆上收集的, 并由电流积分器记录. 在靶子周围有一个金属圆筒, 圆筒上加负

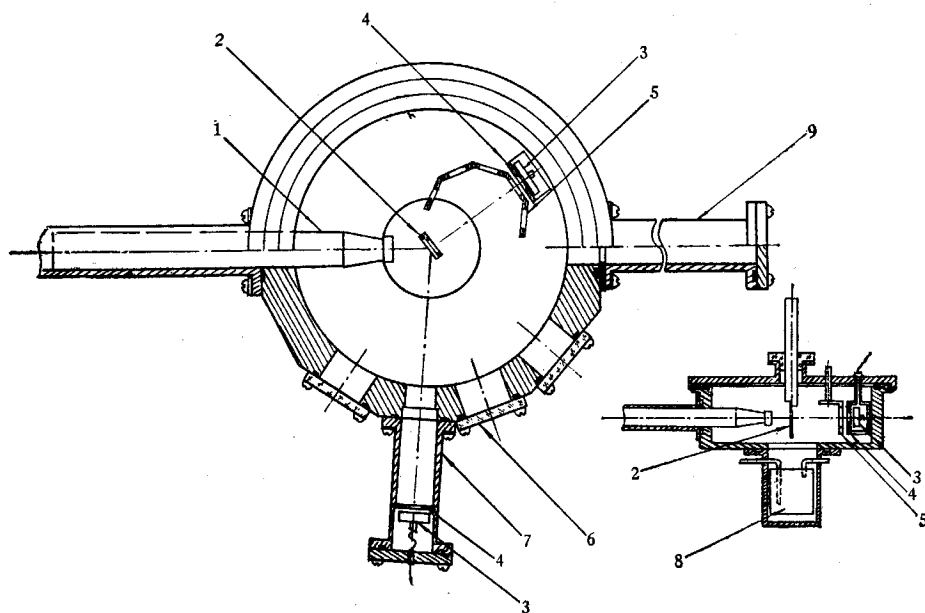


图1 转动靶室示意图

1——束流准直器；2——靶框；3——半导体探测器；4——光栏；5——吸片支架；6——探测窗；7——探测长管道；8——冷阱；9——法拉第筒

压,用来抑制靶上次级电子的逸出。 $\theta_L = 112.5^\circ$ 和 135° , $E_d = 0.5-2.5$ MeV 的激发函数以及微分截面绝对值是在另一个靶室上测量的。图2是它的示意图。束流准直系统类似于转动靶室。靶杆对于靶室是偏心的,靶杆的下端是一个能盛水的六面紫铜箱,靶背紧

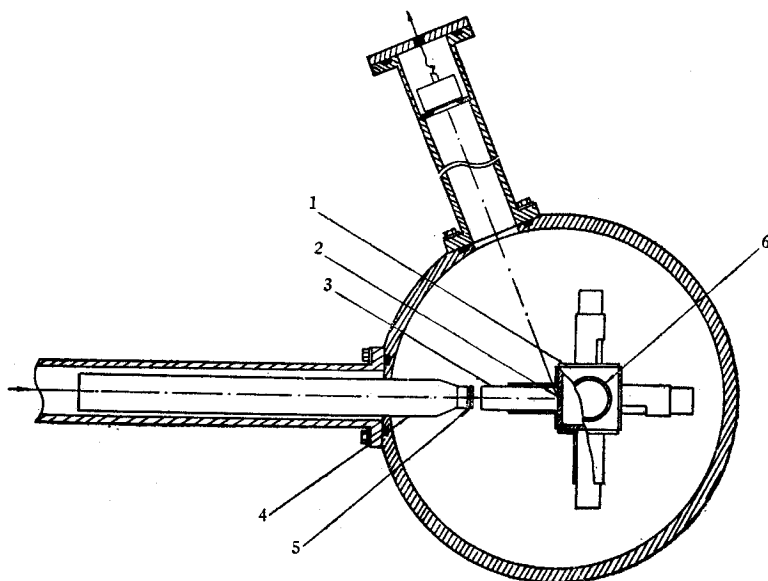


图2 反应靶室之2示意图

1——紫铜箱；2——靶子；3—— 30μ 铝筒；4——束流准直器；5——负压环；6——靶杆

贴于其侧面,便于靶子的冷却。铜箱的四个侧面可装四块靶。靶杆可以转动或上下移动。为了保证束流的收集,在靶上装了一个用 30μ 铝箔做的 $\phi 20$ 、长 60mm 的铝筒子。由于出射的 p_0 粒子能量较高,足以穿过铝筒进入探测器。在铝筒口与束流准直器间有一个铜环,上加负压,以抑制靶上次级电子的逸出。离子流从靶杆上收集,电流积分器记录。

靶子主要是不锈钢衬底薄铍靶和无衬底薄铍靶^[18]。角分布实验中大都使用无衬底薄铍靶。它的制备是在真空蒸发系统中用钽坩埚加热 Be^9 金属,使其蒸发在特殊处理过的不锈钢衬底上(衬上涂有很薄的一层肥皂液做为溶质)。蒸发后,再在蒸馏水中漂浮,用适当孔径的靶框打捞而得。厚度约 $20\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。在很低能量时,还用过薄铝衬底($1-3\mu$)的薄铍靶。在入射能量较高时,铝引起的反应对实验干扰较大,就不再使用了。激发函数的测量是用不锈钢作底衬的薄铍靶,靶厚 $\sim 30\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。截面绝对值测量则采用不锈钢底衬的较厚的铍靶,靶厚 $100-340\mu\text{g}/\text{cm}^2$,是用三架精度为十万分之一的天秤称重求得的平均值,靶厚误差 $\leq 2\%$ 。

探测器为金硅面垒型半导体探测器,由探测器出来的脉冲经电荷灵敏前置放大器后,一路直接送四百道脉冲幅度分析器进行能谱分析;另一路再经过主放大器放大、甄别后送定标器记录。可将经过甄别后的讯号控制多道,观察定标器记录的粒子对应的能谱。整个探测系统的分辨率对于 $p_0^{210}-\alpha$ 粒子的半高度全宽度约为 $40-50\text{keV}$ 。

三、实验方法

1. 粒子的辨别

在本实验中,欲测的带电粒子的种类比较多。这些单能的 p_0 , α_0 , α_1 , t_0 和 p_1 有的迭加在连续的 α 粒子和氦粒子上。另外,靶中杂质和衬底物质也会引起反应。因此首先要分辨出所要测量的粒子群,才能进行测量。

表面位垒型半导体探测器的灵敏层厚度 D 同材料的电阻率 ρ 及所加的偏压 V 有关 ($D \propto \sqrt{\rho V}$)。半导体探测器输出脉冲的幅度正比于入射粒子在灵敏层里的能耗。另外,带电粒子穿过物质时的能耗与粒子的种类和能量有关。我们用半导体探测器来分析粒子的能量,并通过改变半导体前吸收片的厚度来观察粒子通过吸收片时的能耗,以及用改变探测器偏压或使用不同电阻率的半导体探测器来观察粒子的射程等方法,辨别出 p_0 , d , t 及 α 等单能粒子,对它们进行测量。另外,还用碳膜、底衬等代替靶来搞清非靶物质引起反应的干扰。

2. 角分布的测量

在角分布的测量中,在 135° 处安装了一个半导体探测器作为监督器,让其只记录 $\text{Be}^9 + d$ 反应出射的 p_0 粒子。为完成 $E_d = 0.1-2.5\text{MeV}$ 间五群粒子的全部角分布,视不同情况使用了如下方法:

对于 $E_d < 400\text{keV}$ 的较低能区,使用高电阻率的半导体探测器,高偏压,及加适当厚度的薄吸收片,用以去掉弹性散射氦,就可以在各个角度上同时测到 p_0 , α_0 , α_1 , t_0 和 p_1 五

群粒子, 典型能谱见图 3(1). 在 $E_d = 0.4\text{--}2.5\text{ MeV}$, $70\text{--}155^\circ$ 的角分布也是用这种方法测量的. 其典型能谱见图 3(2), 它是不加吸收片的情形. 图中除了 $d + \text{Be}^9$ 反应产生的五群单能粒子外, 还包括 $\text{Be}^9(d, x)$ 的连续群, Be^9 , C^{12} 和 O^{16} 及其它杂质的弹性散射粒子, $\text{C}^{12}(d, p_0)\text{C}^{13}$, $\text{C}^{12}(d, \alpha_0)\text{B}^{10}$, $\text{O}^{16}(d, p_0)\text{O}^{17}$, $\text{O}^{16}(d, p_1)\text{O}^{17*}$ 和 $\text{O}^{16}(d, \alpha_0)\text{N}^{14}$ 等粒子以及反冲核 Li_g^7 和 Li_{st}^7 . 在前角区, 由于 p_0 , α_0 , α_1 及 t_0 等粒子群的能量相互重叠, 我们采用了如下方法: 用高电阻率的半导体探测器, 高偏压, 从较厚的吸收片阻止掉 α 粒子, 只测 p_0 , t_0 及 p_1 三群粒子, 典型能谱见图 3(3); 再用低电阻率的半导体探测器, 低偏压, 不加吸收片或加薄吸收片, 使 p_0 和 t_0 粒子穿过探测器的灵敏层, 而只测 α_0 和 α_1 两群粒子, 典型能谱见图 3(4).

在 $E_d < 1.5\text{ MeV}$ 的实验中, 为了扣除混在 $\text{Be}^9(d, p_1)\text{Be}^{10*}$ 中 $\text{O}^{16}(d, p_1)\text{O}^{17*}$ 的影响, 曾用含氧的靶测了 $\text{O}^{16}(d, p_1)\text{O}^{17*}$ 和 $\text{O}^{16}(d, p_0)\text{O}^{17}$ 的产额比值, 于是就可利用 $\text{O}^{16}(d, p_0)\text{O}^{17}$ 的数目来估计混在 $\text{Be}^9(d, p_1)\text{Be}^{10}$ 中的 $\text{O}^{16}(d, p_1)\text{O}^{17*}$ 的量. 还由于 p_1 总是重叠在连续群粒

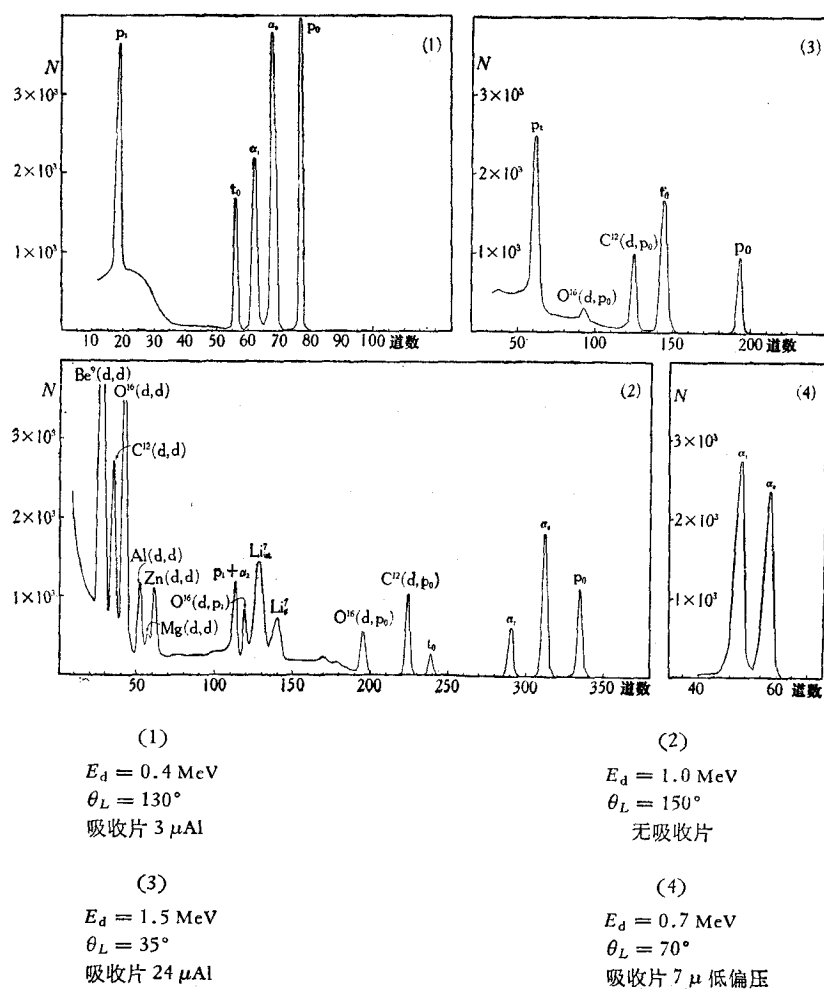


图 3 $d + \text{Be}^9$ 反应典型能谱图

子上,所以 $\text{Be}^9(d, p_1)\text{Be}^{10*}$ 测量中的能谱分析误差较大。

3. 激发函数的测量

为了避免靶在离子流轰击过程中变薄,采用较小的束流 ($< 2\mu\text{A}$)。同时在测量中经常回到开始能量点,监督靶的变化。实验结果表明,在整个实验过程中,靶厚变化小于 1%。

在 $E_d < 800\text{ keV}$ 的能区,在激发函数测量过程中,进行了中性束的测量,对电荷量作了修正。

4. 微分截面绝对值的测量

选取 $E_d = 1.2\text{ MeV}$ 处作绝对测量,因为这里激发函数随能量的变化较平缓,可以选用较厚的靶,以减小称重误差。在转动靶室上测量时,先让靶面垂直于束流,测量了 135° 处的截面,再把靶面转动 45° ,反复测量 95° 和 135° 的产额比,从而得到 95° 的截面绝对值。在另一靶室上测量时,靶面垂直束流,同时测量 112.5° 和 135° 处的截面。

四、实验结果

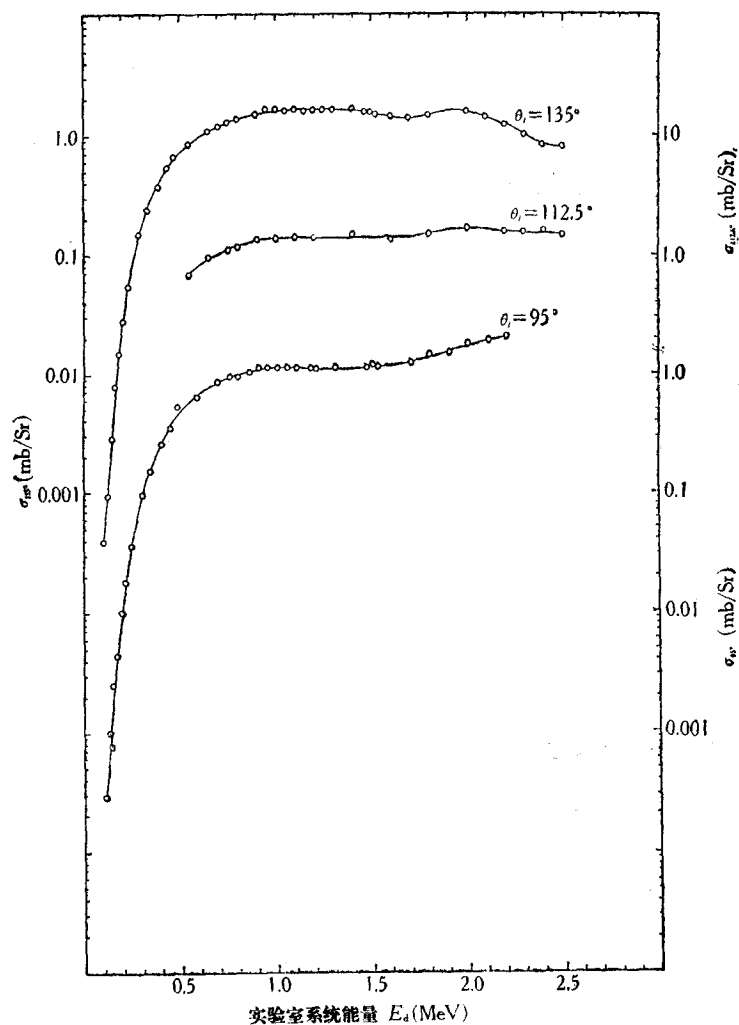
1. $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 反应的激发函数及误差

$\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 反应的激发函数见图 4。曾对实验数据进行过如下二项修正:

(1) 靶厚的修正 能量为 E_d 的单能氦核经过靶物质后有一能耗 ΔE_d , 致使所测量的结果实际上是 E_d 到 $E_d - \Delta E_d$ 的平均效应。在入射能量低时,由于激发函数变化得比较陡,这种效应甚为显著。按照实验中的具体靶厚 ΔE_d , 对实验数值进行修正,得到对应于单能入射能量的截面值。在 $E_d \geq 600\text{ keV}$ 以上,这种修正量不大。

(2) 束流中中性成分的修正 加速后的氦离子束,在引出管道及靶室内与残余的气体分子碰撞时,可能俘获电子而成为中性的氦粒子。这种氦粒子照样与靶物质产生反应,只是在电流积分器上测不到它,即入射粒子的总量 Q 应为积分器测到的氦离子 Q_d 和中性的氦粒子 Q_0 两部分组成 ($Q = Q_d + Q_0$), 则中性成分 $\chi = Q_0/Q$ 。实验证明, $E_d > 0.8\text{ MeV}$, 中性成分可以被忽略。在 0.8 MeV 以下,借助磁场偏转法,对 χ 进行了测量,并对实验数据中的电荷量给以修正,修正量给截面带来的误差 $< 1\%$ 。

激发函数相对值的误差,除了上面两项修正中引入的误差之外,还包括能谱分析误差。在 $100\text{--}200\text{ keV}$, 由于同时测量 p_0 , α_0 , α_1 和 t_0 等几个群,能谱上 p_0 群的底部和其它群有些混杂,就按高斯分布分群,此时误差 $1\text{--}2\%$; 在 $0.2\text{--}2\text{ MeV}$ 区间,由于用吸收片阻止了 α 群, p_0 的能谱分析误差较小, $< 0.5\%$; 能量大于 2.0 MeV 时, p_0 的能谱有较明显的本底干扰出现,致使 p_0 的能谱分析误差较大,达 $4\text{--}5\%$ 。另外,还有粒子计数的统计误差,电荷测量的不稳定性引起的误差,靶点漂移的误差等,它们一般都比较小。入射能量在 $0.2\text{--}2\text{ MeV}$ 间,激发函数相对值的总误差估计为 $2\text{--}3\%$, 而 0.2 MeV 以下及 2 MeV 以上,误差 $\sim 5\%$ 。

图4 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 反应的激发函数

2. 角分布结果及误差

我们测量了 $E_d = 0.1\text{--}2.5$ MeV 间的十一个能量上, p_0 , α_0 , α_1 , t_0 和 p_1 五群粒子的角分布. 其在质心系内的结果见图 5 至图 9. 反映角分布形状的相对误差包括计数统计、能谱分析及靶点漂移等引起的误差, 一般总计均小于 3%, 仅 p_1 群及 $E_d = 150$ keV 时的五群粒子角分布相对误差较大, $\sim 6\%$.

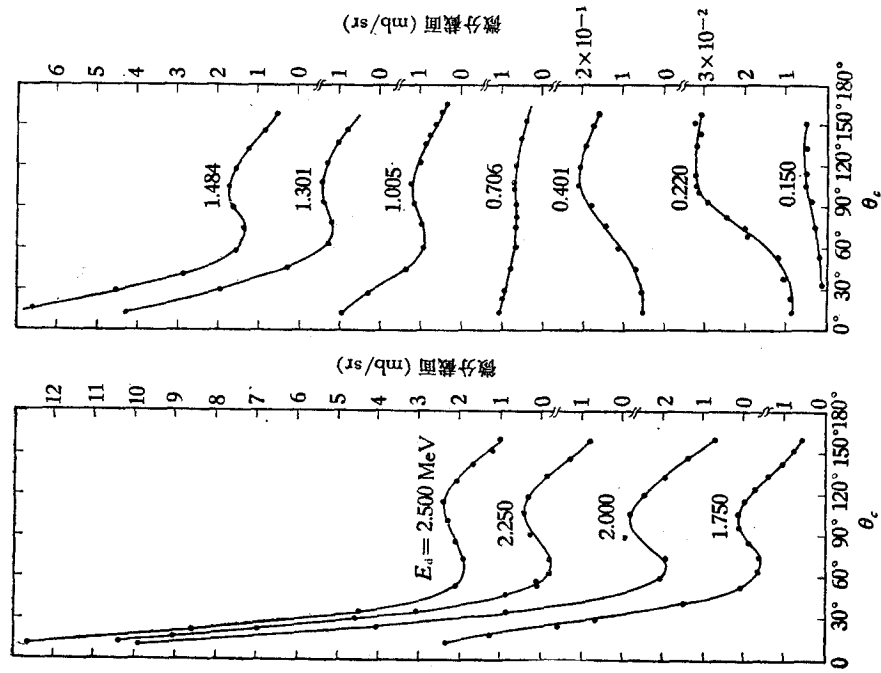
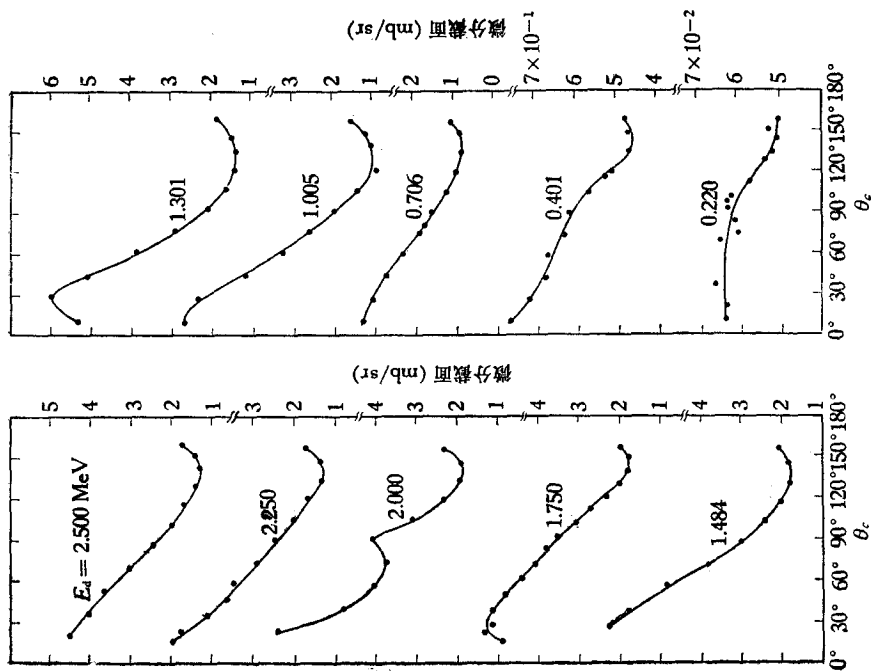
3. $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 截面绝对值及其误差

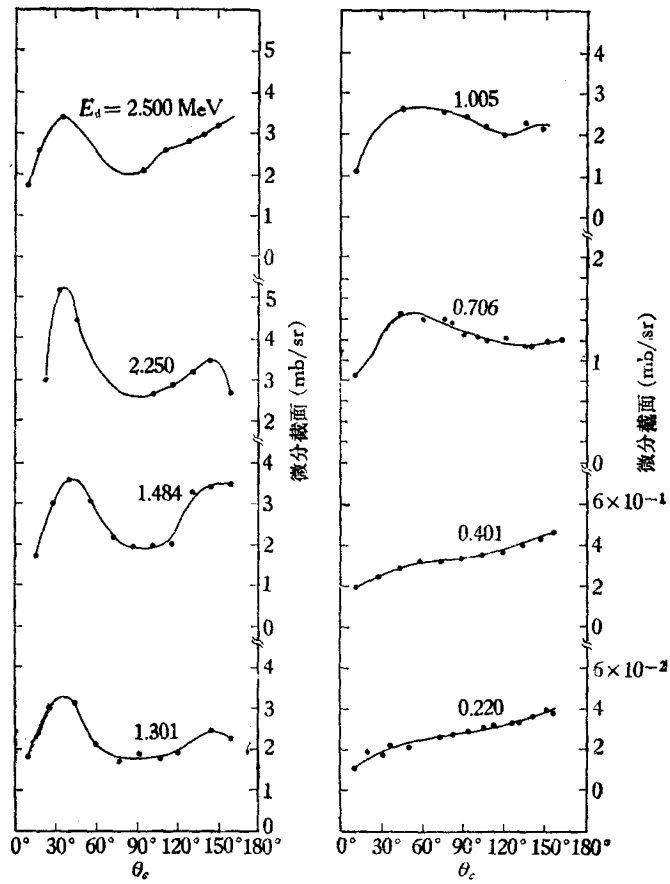
在第二个靶室上测量的结果是, 对于 $E_d = 1.2$ MeV,

$$\sigma_{p_0}(\theta_L = 135^\circ) = 1.60(1 \pm 0.05)\text{mb/sr},$$

$$\sigma_{p_0}(\theta_L = 112.5^\circ) = 1.55(1 \pm 0.05)\text{mb/sr}.$$

误差中, 统计误差 1.2%, 包括计数和电荷的测量、靶不均匀以及靶点漂移等引起的. 系

图 7 $\text{Be}^{\circ}(\text{d}, \alpha_1)\text{Li}^{+}$ 角分布图 8 $\text{Be}^{\circ}(\text{d}, t_0)\text{Be}^{+}$ 角分布

图9 $\text{Be}^9(d, p_1)\text{Be}^{10+}$ 角分布

统误差 3.8%, 包括靶厚测量, 立体角测量以及计数、电荷测量中的系统误差。

在转动靶室上测量的结果为 $\sigma_{p_0}(\theta_L = 135^\circ) = 1.55 \text{ mb/sr}$, $\sigma_{p_0}(\theta_L = 95^\circ) = 1.12 \text{ mb/sr}$. 在误差范围内与前者一致。

表 1

$\text{Be}^9(d, x)$ 反应五群出射粒子的总截面					
$E_d(\text{MeV})$	$\sigma_{p_0}(\text{mb})$	$\sigma_{a_0}(\text{mb})$	$\sigma_{a_1}(\text{mb})$	$\sigma_{t_0}(\text{mb})$	$\sigma_{p_1}(\text{mb})$
2.50	14.3	39.7	31.9	32.4	
2.25	16.7	42.3	32.5	33.1	
2.00	20.6	49.0	43.5	37.7	
1.75	15.4	42.4	44.0	28.1	
1.48	15.7	48.2	44.4	24.0	33.4
1.30	14.5	44.1	37.9	20.8	28.1
1.01	15.7	38.0	32.4	15.8	29.6
0.706	10.7	21.9	22.6	8.80	16.6
0.401	3.44	6.40	8.08	3.48	4.38
0.220	0.301	0.51	0.78	0.31	0.37
0.150	0.038	0.057	0.085	0.040	0.069

4. 总截面

用 $E_d = 1.2$ MeV, $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的截面绝对值, 将 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的激发函数及五群粒子角分布的结果归一化. 图 4—图 9 中的截面数值都是归一后的结果. 五群粒子的总截面是把微分截面对空间积分而得到的, 其结果见表 1. 总截面的误差除了激发函数和角分布测量的相对误差外, 还包括绝对值的误差, 一般为 $\sim 7\%$, 仅 p_1 及 $E_d = 150$ keV 结果的误差为 $\sim 10\%$.

五、讨 论

1. 反应截面的绝对值

图 10 是 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 总截面的激发函数. 当 E_d 在几百 keV 以上时, 我们的结果在误差范围内是和 Biggerstaff 的结果相一致的, 而比 Ishimatsu 的结果大了一倍. 尽管 Ishimatsu 所用的靶较厚 ($250 \mu\text{g}/\text{cm}$), 他们自己认为误差较大, 达 $\pm 20\%$, 但也不足以说明这个差异. Fulbright^[13] 在 $E_d = 3.6$ MeV 测量了 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的角分布, 得到 30° 的截面为 3.2 mb/sr . 我们把 Ishimatsu 测得的激发函数外推到 3.6 MeV, 结果是 1.7 mb/sr , 与 Fulbright 也是相差一倍左右. 如果将我们工作中得到的截面值按照 Ishimatsu 的激发函数形状外推到 3.6 MeV, 那么结果是与 3.2 mb/sr 相近的. 因此, 可以认为 Biggerstaff, Fulbright

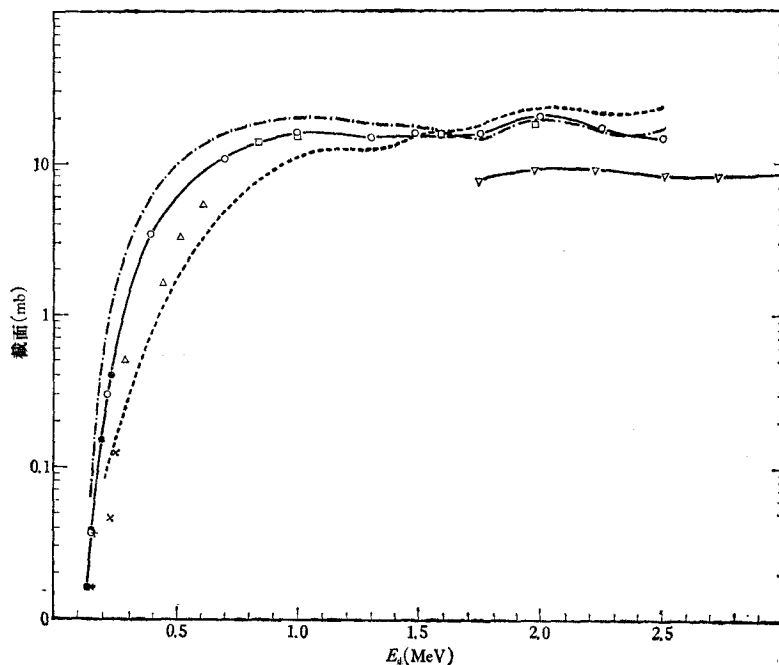


图 10 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 总截面的激发函数

○——本工作; □——Biggerstaff; ▽——Ishimatsu; △——De-Jang;
●——Phillips; ×——郭箕第; +——Smither;
----- $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 前角区峰截面的激发函数;
- - - $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 后角区峰截面的激发函数

和我们的工作截面绝对值方面是基本一致的,都比 Ishimatsu 的结果大一倍。

在入射能量较低的区域,截面对入射能量变化呈指数关系,因此能量的精确度尤其是靶的厚度将对测量产生比较大的影响。我们比较注意了这些因素。在测量激发函数时,用了很薄的靶,且将截面对靶厚进行了修正,同时又把整个截面数值归一于较高能量的较厚靶的结果。从图 10 可以看出,在低能端,我们的结果是和 Phillips 很粗的工作结果在误差范围内相一致的,Smither 工作中所用靶厚约 80 keV,据我们分析,有效作用能量实际上应比入射能量低 30 keV (他们自己认为是 20 keV),这样和我们的结果也是相近的。但是郭箕第及 De-Jong 的工作和我们的工作之间有明显的差异。这两个工作所用的靶都不是太厚,这种截面值上的差异或许是由于加速器能量刻度的不一致而造成的。

在 400 keV 以上,我们的 (d, α_0) 和 (d, α_1) 两个反应道的总截面与 Biggerstaff 的工作在误差范围内是一致的。而在 250 keV 以下,与 Phillips 的不分二个 α 群的结果也是一致的。至于 (d, t_0) 和 (d, p_1) 两个反应道的情况,是与 (d, p_0) 反应道的情况类似,这里不一一讨论。仅指出一点,Серов 在 1.4 MeV 对 (d, t_0) 测量的结果是和我们一致的,但他们在 2.5 MeV 的结果却比我们的大 20%。

2. 激发函数

从图 4 可以看到, $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的激发函数在 $E_d \sim 1$ MeV 和 2 MeV 处有两个宽的共振(由于图的纵坐标是对数表示的,表现得不很明显)。为了便于比较,我们把 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 前角区峰的截面和后角区峰的截面对能量的关系与总截面的激发函数一起画于图 10。可以看出,这两个宽共振在总截面和后角区峰的激发函数上表现得更为清楚。在前角区峰的激发函数上看不到 1 MeV 附近的共振,而 2 MeV 附近的共振只有一点痕迹。Canavan 的工作的 90° 激发函数,在 ~ 0.9 和 ~ 2.1 MeV 处出现了二个台阶, Ishimatsu 的总截面激发函数在 ~ 2.1 MeV 也看到一个宽共振,这些是和我们的结果一致的。这两个宽共振相应于 Be^{11} 的激发能各为 16.6 MeV 和 17.5 MeV。它们可能是两个共振能级,也可能由于激发能较高,能级重迭厉害,只是两个能级分布的起伏中心。另外,Canavan 认为在 ~ 1.3 MeV 还看到一个宽共振, Resnick 在 0.7 MeV 也看到一个台阶,这些在我们的结果中都不明显。

在 $\text{Be}^9(d, t_0)\text{Be}^8$ 总截面的激发函数及 15° 峰的激发函数上也可以看到 $E_d \sim 2$ MeV 的宽共振,但是 $E_d \sim 1$ MeV 的宽共振就不显著了。至于 $\text{Be}^9(d, \alpha_0)\text{Li}^7$ 和 $\text{Be}^9(d, \alpha_1)\text{Li}^{7*}$ 这两个反应道,不论在 $E_d \sim 1$ MeV,还是 $E_d \sim 2$ MeV,都看不到宽共振,只是在 1.5 MeV 附近截面较大些,而两端的截面相对地小些,样子不像宽共振。

共振峰的出现,启示了反应机制中有复合核贡献的可能。由于核很轻,复合核的概念可能需要有些改变。共振峰很宽也表现出复合核寿命比直接过程不是长得太多。因此,可以理解为一种区别于直接反应过程的复合体系。各个反应道宽共振出现情况的不同,则说明复合核的贡献对各反应道是不一样的。

我们把低能端的激发函数和 Gamow 理论进行了比较。按 Gamow 理论, $\sigma = \frac{A}{E} e^{-BB^{-1/2}}$ 。

我们将 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的 $\log \sigma E$ 对 $E^{-1/2}$ 的关系画于图 11。由 95° 激发函数求得的 B 为

178.8, 与理论值 177.7 很相近, 而 135° 激发函数求得的 B 值则与理论偏离稍大, ~ 180 . 其它四群粒子的激发函数基本上符合 Gamow 规律, 但由于实验点较少, 只能大致求得 $B = 173-184$, 这些结果说明, 在 700 keV 以下, 尤其是 400 keV 以下, 反应机制主要是复合核过程.

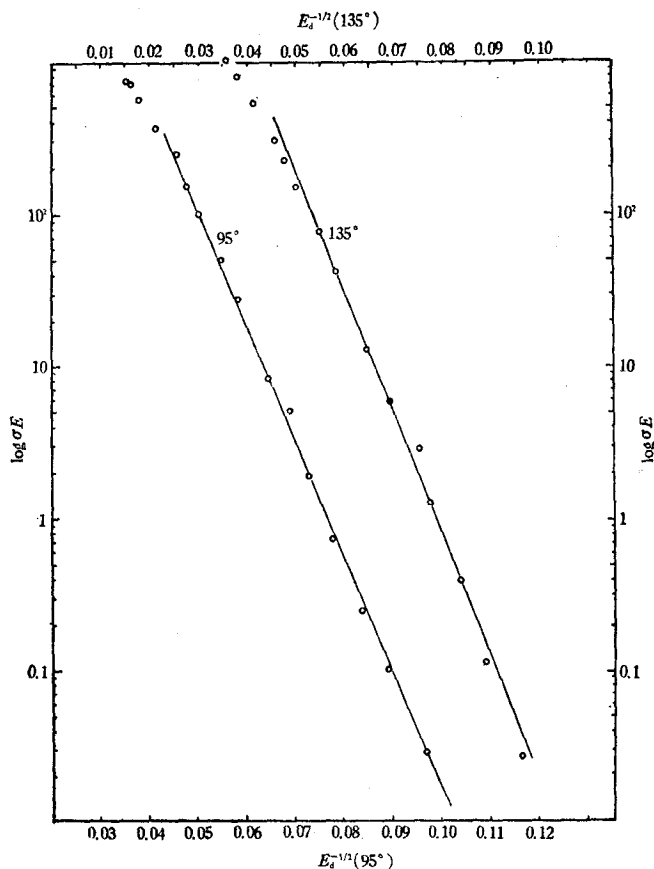


图 11 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的低能端 $\log \sigma E \sim E^{-1/2}$ 关系

3. 角分布

我们的 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的角分布, 在 $E_d > 1 \text{ MeV}$ 时, 和 Cür, Canavan, Ishimatsu 等人的工作基本一致. 在 1 MeV 以下, 和 Resnick 的结果也相近. 这些角分布都表现出很强的 90° 不对称. 在能量较低时, 有一朝后的峰, 随着能量的上升, 这个峰的位置向小角区移动. 能量从 700 keV 开始, 在前角区逐渐出现另一个峰, 表现出削裂反应的图象. 在我们讨论的能量范围, 反应的复合核贡献是不小的. 把角分布和前面讨论的激发函数的情况结合起来, 可以认为: 在 700 keV 以下, 主要是复合核贡献, 在能量稍高时, 则前角区直接相互作用的贡献逐渐增加, 而后角区仍有不少复合核的贡献. 可见反应机制是比较复杂的. 现在分析削裂反应一般是用扭曲波玻恩近似 (DWBA), 它考虑了靶核对氘和剩余核对质子的相互作用. 但是只描述了“一步”的直接过程, 无法正确地计及复合核贡献. 有

时,人们就把复合核的贡献看作是一个各向同性的本底迭加在 DWBA 计算的结果上来近似处理. Smith^[14] 曾以改变作用于质子和氘的光学位阱深度的 DWBA 方法,对 $E_d = 3.6$ MeV 的 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 角分布进行过分析,但在后角区,理论与实验符合得不好. Ballot^[15] 保留了 Butler 的方法,而在相互作用中,除了以 δ 力表示的 V_{NP} 项外,还加入了其它一些项. 在 $E_d = 3.6$ MeV 时,得到了理论和实验比较好的一致. 但是他们自己提出;所用的参数很多,很可能是以参数多来自动补偿了机制的考虑不完善. 在低能,对于轻核,直接相互作用和复合核贡献都不很小的情况下,反应机制还是一个没有很好解决的问题. 这里就只以简单的 Butler 理论分析一下前角区削裂峰的情况.

Be^9 核基态是 $\frac{3}{2}^-$, Be^{10} 核的基态是 0^+ , 在削裂反应里 $l_n = 1$. 用 Butler 削裂理论的计算结果与实验进行比较. 可以看到,即使 E_d 低到 2.5 MeV, 对于 $l_n = 1$, $r = 5.5 \times 10^{-13}\text{cm}$ 的结果仍与主峰有较好的符合(见图 12). 削裂半径 $r = 5.5 \times 10^{-13}\text{cm}$ 比通常用的削裂半径的平均值 $1.7 + 1.2 A^{1/3}$ 要大得多. Ishimatsu 在 $E_d = 3.03$ MeV 以 Bhatia 公式去凑实验,得到 $r = 7.0 \times 10^{-13}\text{cm}$, 也比通常在 Bhatia 理论里用的半径大得多. Fulbright 在 $E_d = 3.6$ MeV 用 Butler 曲线与实验比较得出 $r = 4.5 \times 10^{-13}\text{cm}$. 但从他们的图里可以看出,理论曲线峰位偏于大角区,为了使理论与实验一致还必须提高 r 值. 我们认为,对于 Be^9 核,用这样大的削裂半径是合理的. Be^9 核是一个很特殊的核,它的最后一个中子的结合能只有 1.665 MeV, 比起一般核的中子结合能要小得多. 可见结构松弛,半径就应该大些. 除了 Be^9 核外,注意到 Li^6 , Li^7 两核也有类似的情况. 把 Butler 理论与 $E_d > 1$ MeV 的角分布进行比较,可以看到,直到能量低到 1.48 MeV 时, Butler 结果仍与实验的主峰接近,只是需要用更大的削裂半径. 另外,表 2 给出了在各个能量时,把削裂峰与 Butler 理论比较求得的约化宽度(相对于 $\hbar^2/2\mu r^2$). 用 Butler 理论求得的约化宽度一般是偏小的,只有相对的意义. 从表中可以看出,相对约化宽度随入射能量的下降而降低很多,

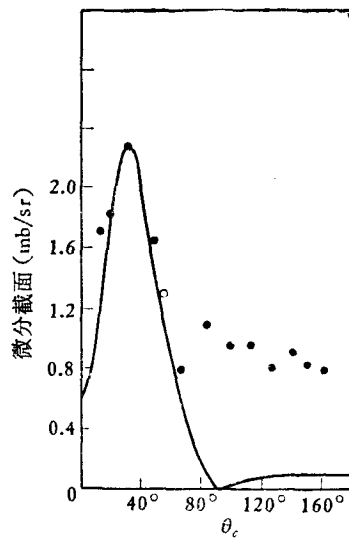


图 12 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 理论与实验的比较
实线表示 Butler 理论;
实心圆点表示实验值.
 $E_d = 2.5$ MeV;
 $r = 5.5 \times 10^{-13}\text{cm}$

表 2

约化宽度 θ^2 反 应 $E_d(\text{MeV})$	$\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$	$\text{Be}^9(d, p_1)\text{Be}^{10*}$	$r(\text{cm})$
2.50	0.038	—	5.5×10^{-13}
2.25	0.032	0.0117	5.5×10^{-13}
2.00	0.033	—	5.5×10^{-13}
1.75	0.023	—	5.5×10^{-13}
1.484	0.019	0.0025	5.5×10^{-13}
1.301	0.015	0.0060	5.5×10^{-13}

这很可能是说明了在所研究的情况下,尤其在 2 MeV 以下,库仑效应有不少贡献,而平面波玻恩近似没有考虑库仑效应,就反映在约化宽度上了.

$\text{Be}^9(d, p_1)\text{Be}^{10}(3.37 \text{ MeV})$ 的反应机制与基态反应道相似. 它的 Q 值较低, 出射粒子能量低, 使得质子和剩余核的相互作用更不能忽略不计. 我们也用 Butler 理论分析了它的角分布. $E_d = 2.25 \text{ MeV}$, $l_n = 1$, $r = 5.5 \times 10^{-13} \text{ cm}$ 的理论曲线与实验值比较, 在主峰处基本符合. 定得的约化宽度也见表 2. $\text{Be}^9(d, p_1)\text{Be}^{10*}$ 的约化宽度比 $\text{Be}^9(d, p_0)\text{Be}^{10}$ 的要小得多, 这说明 $\text{Be}^{10}(3.37 \text{ MeV})$ 态的单粒子成分可能比 $\text{Be}^{10}(0)$ 态的更小些.

$\text{Be}^9(d, t_0)\text{Be}^8$ 反应道的角分布在形状上也是和其它工作一致的. $E_d = 1-2.5 \text{ MeV}$ 的角分布在小角区的峰升得较高, 极大值在 0° , 比起 (d, p_0) 角分布更象直接反应的图象.

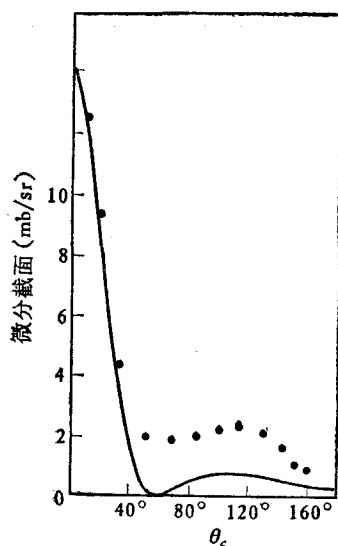


图 13 $\text{Be}^9(d, t_0)\text{Be}^8$ 理论与实验的比较

实线表示平面波理论;
实心圆点表示实验值.
 $E_d = 2.5 \text{ MeV}$;
 $r = 4.5 \times 10^{-13} \text{ cm}$

从它的总截面激发函数上看不到在 $E_d \sim 1 \text{ MeV}$ 附近的宽共振, 这也说明了在能量稍高时, 复合核的贡献比起 (d, p_0) 反应道要小一些. 在 700 keV 以下, 也主要是复合核贡献. 我们也用平面波的拾取反应理论进行了比较. 图 13 是 $E_d = 2.5 \text{ MeV}$ 时, $l_n = 1$, $r = 4.5 \times 10^{-13} \text{ cm}$ 的理论曲线与实验的比较. 可见, 在主峰处两者也有较好的一致. 这时拾取半径 $r = 4.5 \times 10^{-13} \text{ cm}$, 比 (d, p_0) 反应中所用的削裂半径要小得多. 这可以得到解释. 因为在拾取反应里, Be^9 核最后一个中子带走的角动量是那个中子相对于内部核心的, 这就和前面讨论 (d, p_0) 反应时指出的 Be^9 核结构松弛, 削裂半径应该大些的情况不一样了. 在这具体情况下, 拾取半径就应该比削裂半径小得多. 从理论和实验的比较可以看到, E_d 即使低到 1 MeV 时, 对于向前峰的样子, 平面波理论曲线和实验还是比较一致的.

Jahr^[16] 和 Read^[17] 等人用简单拾取反应理论, 分析了 $E_d = 3.6-20 \text{ MeV}$ 间的 $\text{Be}^9(d, t_0)\text{Be}^8$ 的角分布, 他们的 r 值和 $|A|^2 N_i^2 \theta^2$ 等结果都载于表 3. 其中 $|A|^2 N_i^2$ 就是所谓质量 -3 的形状因子, 代表氘中含氦基态的几率.

而 θ^2 是无量纲的约化宽度(相对于 $3\hbar^2/2\mu r^2$). Read 认为从 $\text{Be}^9(p, d)$ 反应中得到的 θ^2 近乎是常数, 数值为 1.2%, 这样就求得了 $|A|^2 N_i^2$ 值为 $4.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-1}$. 取 $|A|^2 N_i^2 = 4.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-1}$, 从而得到了 θ^2 结果, 也列于表 3. 也是由于未计及库仑效应, 截面被库仑效应抑制的情况就反应在约化宽度 θ^2 与能量有关上了. 而且能量愈低, 这种抑制愈大.

$\text{Be}^9(d, \alpha_0)\text{Li}^7$ 和 $\text{Be}^9(d, \alpha_1)\text{Li}^{7*}$ 这两个反应道的角分布在 $E_d > 0.75 \text{ MeV}$ 可与 Biggerstaff 的工作相比较, 在形状上是相互一致的. 这两个反应道的角分布在 90° 附近还多了一个峰. 但在 1 MeV 以下, (d, α_0) 的角分布逐渐演变成后角区截面大, 而 (d, α_1) 仍保持前角区截面大. Biggerstaff 认为这两个反应的 Q 值大, 且相互间的差异小, 反应振幅应该相似, 而实际上竟出现不同形状的角分布. 我们认为, Biggerstaff 的看法适用于直接反应, 而在低能区, 这两个反应道也主要是复合核的贡献, 那么角分布对态的 J, π 关系较大,

表 3

	$E_d(\text{MeV})$	$r(\times 10^{-13}\text{cm})$	$ A ^2 N_i^2 \theta^2 (\text{cm}^{-1})$	$ A ^2 N_i^2 (\text{cm}^{-1})$	$\theta^2(\%)$
工作[16]和 [17]的结果	20	4.0	4.6×10^{11}	$(3.8 \pm 1.0) \times 10^{13}$ $(6 \pm 3) \times 10^3$ — $(2.7 \pm 0.7) \times 10^3$	} 平均值 4.0×10^{13} } 取为 1.2% 0.53
	15	3.5	7.0×10^{11}		
	8	3.7	—		
	5.86	4.0	3.2×10^{11}		
	3.60	4.5	2.1×10^{11}		
我们工作的 结果	2.50	4.5	1.78×10^{11}	均取为 4.0×10^{13}	0.45
	2.25	4.5	1.94×10^{11}		0.47
	2.00	4.5	2.27×10^{11}		0.57
	1.75	4.5	1.55×10^{11}		0.39
	1.48	4.5	1.17×10^{11}		0.29
	1.30	4.5	1.07×10^{11}		0.27
	1.01	4.5	0.54×10^{11}		0.13

就可能出现两个角分布差异大的情况。在 1 MeV 以上, (d, α_0) 和 (d, α_1) 两个反应道里的直接反应的贡献, 可能比在 (d, p_0) , (d, p_1) 和 (d, t_0) 等反应道里都更多些, 因在总截面的激发函数上看不到共振。另外可以看到, 当 $E_d > 700 \text{ keV}$ 时, (d, α_0) 反应道的总截面比 (d, α_1) 反应道的总截面大些; 而在 $E_d < 700 \text{ keV}$ 时则反之, (d, α_1) 反应的总截面更大些。除了在 $E_d \sim 700 \text{ keV}$ 处有个交叉外, 两者几乎平行变化, 这可能反应了在 700 keV 上下两个区域, 这两个反应的机制是不一样的。总之, 低能 (d, α) 反应的机制比单粒子转移反应更复杂些, 不易简单地分析。现在有人认为轻核也有集团模型的证据, 有时就把 Be^9 核看作是 $\text{He}^5 + \text{He}^4$ 或 $\alpha + \alpha + \text{n}$ 等, 这些都是容易引起 (d, α) 直接反应的组态。

在 700 keV 以下, 尤其是 400 keV 以下, 这五个反应道都符合 Gamow 规律, 说明主要是复合核贡献。如何用复合核理论统一说明这五群粒子的分布, 还是一个比较有趣的问题。Smith 曾对 (d, p_0) 和 (d, t_0) 的角分布进行过一些分析, 认为只要用两个共振能级的迭加就可以分别说明这两个角分布的形状。但是他们需要的两个能级的 J, π 值对 (d, p_0) 和 (d, t_0) 是不一样的。看来这方面还需要进一步探讨。

六、结 论

我们在 $E_d = 0.1\text{—}2.5 \text{ MeV}$ 能量范围里, 对 $\text{Be}^9(\text{d}, \text{p}_0)\text{Be}^{10}(0)$, $\text{Be}^9(\text{d}, \text{p}_1)\text{Be}^{10}(3.37)$, $\text{Be}^9(\text{d}, \alpha_0)\text{Li}^7(0)$, $\text{Be}^9(\text{d}, \alpha_1)\text{Li}^7(0.478)$, 及 $\text{Be}^9(\text{d}, \text{t}_0)\text{Be}^8(0)$ 反应进行了较系统的研究。从激发函数和角分布可以看出, 在 $E_d < 700 \text{ keV}$, 主要是复合核贡献, 截面按 Gamow 规律变化。在能量较高时, (d, p_0) 和 (d, p_1) 两个反应道的前角区不少是削裂反应的贡献, 而后角区则有不少是复合核的贡献; 对于 (d, t_0) 反应道, 直接反应的贡献比 (d, p_0) 和 (d, p_1) 反应道要大些; 而 (d, α_0) 和 (d, α_1) 两个反应道直接反应的贡献就更大些。

在实验过程中, 杨金刚、郭清江、曾聘璠等同志参加了很多工作, 在此致谢。

参 考 文 献

- [1] T. Lauritsen, *Nuclear Physics*, **78**(1966), 1; F. Ajzenberg-Selove, *Nuclear Physics*, **11**(1959), 1.
- [2] R. K. Smither, *Phys. Rev.*, **107**(1957), 196.
- [3] 郭箕第等, 原子能, **10**(1965), 852.
- [4] D. De-Jong and P. M. Endt, *Physica*, **18**(1952), 413.
- [5] I. Resnick and S. S. Hanna, *Physica*, **82**(1951), 463.
- [6] M. K. Jurić, *Phys. Rev.*, **98**(1955), 85.
- [7] F. L. Canavan, *Phys. Rev.*, **87**(1952), 136.
- [8] P. Cüer and J. J. Jung, *Phys. Rev.*, **89**(1953), 1151.
- [9] Ishimatsu, Takano, Hachiya, and Nakashima, *J. Phys. Soc. Japan*, **16**(1961), 367.
- [10] J. A. Biggerstaff, R. F. Hood, H. Scott and M. T. McEllistrem, *Nuclear Physics*, **36**(1962), 631.
- [11] J. A. Phillips and G. A. Sawyer, LA-1578 (1953).
- [12] В. И. Серов, В. А. Перешивкин, М. Ф. Анбреев, И. К. Аверьянов, А. Э., **11** (1961), 440.
- [13] H. W. Fulbright, J. A. Bruner, D. A. Bromley and L. M. Goldman, *Phys. Rev.*, **88**(1952), 700.
- [14] W. R. Smith and E. V. Ivash, *Phys. Rev.*, **131**(1963), 304.
- [15] J. L. Ballot, P. Dumontet, B. Picnbono and F. Saya, *Nuclear Physics*, **51**(1964), 401.
- [16] R. Jahr and R. Santo, *Nuclear Physics*, **67**(1965), 401.
- [17] F. H. Read, *Proc. Phys. Soc.*, **77**(1961), 65.
- [18] 王大椿、王长兴, 铍靶的制备, 待发表.

STUDIES OF Be^9 (d, p), (d, t) AND (d, α) REACTIONS

CHIANG CHEN-LIEH CHAO KUEI WANG TA-CHUN LI WEI-CHIANG
 CHOU EN-CHEN LI CHIH-CHANG TSAI TUN-CHIU CHENG YEH-HAO
 LU FU-PAO HAN SHU-KUEI

ABSTRACT

The reactions of $\text{Be}^9(\text{d}, \text{p}_0)\text{Be}^{10}(0)$, $\text{Be}^9(\text{d}, \text{p}_1)\text{Be}^{10}(3.368 \text{ MeV})$, $\text{Be}^9(\text{d}, \text{t}_0)\text{Be}^8(0)$, $\text{Be}^9(\text{d}, \alpha_0)\text{Li}^7(0)$ and $\text{Be}^9(\text{d}, \alpha_1)\text{Li}^7(0.478 \text{ MeV})$ have been studied at deuteron bombarding energies from 0.1 to 2.5 MeV. The angular distributions of these five groups of outgoing particles have been measured respectively between $\theta_L = 10^\circ$ and 155° at eleven bombarding energies of 0.150, 0.220, 0.401, 0.706, 1.005, 1.301, 1.484, 1.750, 2.000, 2.250 and 2.500 MeV. The excitation functions of the $\text{Be}^9(\text{d}, \text{p}_0)\text{Be}^{10}$ reaction have been measured at $\theta_L = 135^\circ$, from $E_d = 0.1$ to 2.5 MeV, at $\theta_L = 95^\circ$, from $E_d = 0.1$ to 2.2 MeV and at $\theta_L = 112.5^\circ$, from $E_d = 0.5$ to 2.5 MeV, respectively. By use of thicker targets ($100\text{--}300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) and at $E_d = 1.2 \text{ MeV}$, the absolute cross sections of the $\text{Be}^9(\text{d}, \text{p}_0)\text{Be}^{10}$ reaction were measured at $\theta_L = 135^\circ$ and 112.5° ; the results obtained are: $\sigma_{\text{p}_0}(\theta_L = 135^\circ) = 1.60 \text{ mb/st}$ and $\sigma_{\text{p}_0}(\theta_L = 112.5^\circ) = 1.55 \text{ mb/st}$. Thus, the behaviours of the cross sections of all these five groups of outgoing particles have been obtained in this energy range. These experimental results are discussed to some extent.