

$C^{12}(d,p)C^{13}$ 和 $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ 基态反应 质子极化的研究^{*†}

姜承烈 余泮水 謝 滋 毛振麟 程业浩
梁文学 王震遐 郑万辉 赵忠尧

提 要

本实验测量了 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 和 $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ 两个基态反应质子羣在六个角度上的极化值。在 C^{12} 的反应中,小角区的结果和前人的工作相近,和半经典符号规则 $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$, $P = (\pm)$ 一致。 $\theta_L = 115^\circ$ 的数据是前人没有测量过的,我们得到 $P = -0.529 \pm 0.068$ 。在 Ca^{40} 的反应中,小角区数据的符号也和半经典符号规则一致,和 Hemen 及 Boschitz 的实验结果相同,而和 Hird, Takeda 及 Bercaw 的实验结果相反。看来这是由于入射能量不一样所致。因为在这些实验中,三个较高入射能量和三个较低入射能量的结果,都分别有一致的符号。把已发表的极化实验数据进行比较,可以看出,半经典符号规则还是有一定的参考价值,或者,可能找出一个修改后的符号规律,以供核能谱学应用。在有些情况下,我们看到,随着氘核能量的增加,极化角分布的图形似乎有向小角区移动的趋势。这可能是直接反应的一个特性。关于截面和极化角分布间的位置对应关系,我们认为,截面角分布的极小,除了可对应于极化的变号以外,还可能对应于极化绝对值的极大,截面角分布的极大也可能对应于极化的变号。对于这些现象,我们用粗糙的扭曲波理论进行了讨论。

一、引 言

实验上,对于 (d, p) 削裂反应已进行了广泛的研究。Butler^[1]提出的理论相当成功地解释了削裂反应截面的角分布。把角分布曲线和 Butler 理论比较,可以确定被靶核俘获的中子的轨道角动量 l_n 。但是,Butler 理论是相当粗糙的。一般来说,它对角分布实验只是对于主峰的位置和形状符合得较好¹⁾。Butler 理论实质上就是平面波 Born 近似^[2]。它忽略了靶核对氘核和剩余核对质子的相互作用,即用平面波代替了入射氘核及出射质子的波函数。结果,预言出射质子的极化为零,也就无法区别被俘核子的总角动量 $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$ 。

Newns^[3]首先指出,如果考虑这些相互作用,出射质子应该是极化的。他提出一个半经典模型,假设剩余核对质子是不透明的,得到的极化符号有下面关系:令 $\mathbf{k}_d$ 和 $\mathbf{k}_p$ 分别为入射氘核和出射质子的单位波矢量,极化 P 沿 $\mathbf{n} = \mathbf{k}_d \times \mathbf{k}_p / \sin\theta$ 方向时为正,则当

* 1965年9月23日收到。

† 本文节要曾在1964年北京科学讨论会上报告过。

1) 这种比较在一篇相伴的报告中^[39]有较详细的讨论。

$j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$ 时, $P = (\mp)$ (这里指的是削裂峰处的极化, 下面讨论的都是这种情况)。

根据和 News 类似的考虑可以看出, 如果假设靶核对氘核是不透明的, 极化符号刚好和上面的关系相反。实际情况应该是二种相互作用都考虑, 也就是入射氘核和出射质子的波都不是平面波而是扭曲波。这种理论就称为扭曲波 Born 近似理论。Horowitz^[4], Cheston^[5], Tobocman^[6], Sawich^[7], News^[8], Weidenmüller^[9] 和储连元^[10] 等都先后分别用各种不同的相互作用对 $C^{12}(d, p)C^{13}$ 基态质子群的极化进行过计算和讨论。结果有的符号和实验数据一致, 有的则不一致。由后来 Tobocman^[11] 的工作看来, 这些差异除了由于采用的相互作用类型不同外, 光学位阱参数选择得不同, 也可以显著地影响极化值, 甚至于符号。因此, 要细致地研究削裂反应中的极化现象, 必须对较多出射角的质子进行测量, 而不是只测量前角区。

在扭曲波 Born 近似理论中, 如果相互作用中不考虑自旋轨道耦合力, 将得到下面结论^[12]:

1) 对被俘获中子的轨道角动量 $l_n = 0$ 的, 极化应为零; 2) 当 $j_n = l_n + \frac{1}{2}$ 时, 极化绝对值小于 $1/3(l+1)$; 当 $j_n = l_n - \frac{1}{2}$ 时, 极化绝对值小于 $1/3$; 3) 对同一核, 分别有 $j_n = l_n + \frac{1}{2}$ 和 $j_n = l_n - \frac{1}{2}$ 的相近二能级, 在同一出射角有 $P(j_n = l_n + \frac{1}{2})/P(j_n = l_n - \frac{1}{2}) = -1/(l+1)$; 4) 在截面角分布的主峰处, 存在下列符号规则: 如果只计及质子扭曲, 当 $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$ 时, $P = (\mp)$; 如果只计及氘核扭曲, 则相反。同时考虑二种扭曲, 将出现竞争。如果在相互作用中考虑了自旋轨道耦合项, 就没有这些简单的结论了。一般认为氘核的扭曲应该更强些。因此, 似乎应该有符号规则 $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$, $P = (\pm)$ 。以下称它为半经典符号规则。

对于 (d, p) 削裂反应质子的极化, 至今已发表的实验, 共测量过 10 个核 24 个能级, 其中 $l_n = 0$ 的五个态都显示出有不小的极化。不少态的极化都超过了上面的限制。而相近二个 $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$ 核能级的极化值的比值和 $-1/(l+1)$ 偏离很大。这些都说明非中心力是必须考虑的。至于符号规则, 有不少态和它相一致, 但也有如 Ca^{41} 基态和 B^{11} 基态的实验数据中, 出现和它肯定不一致的情况, 这个问题在下面我们再讨论。

至今扭曲波 Born 近似理论的定量计算, 绝大部分是对截面角分布进行的。对极化曲线还未进行详尽的计算。看来, 削裂极化角分布对检验反应机制的各种理论还比微分截面角分布更灵敏些, 它为研究包括自旋轨道耦合项的核相互作用光学位阱提供一个有力的方法, 对进一步确定被俘获核子的总角动量 $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$ 带来了消息。

我们对 $C^{12}(d, p)C^{13}$ 和 $Ca^{40}(d, p)Ca^{41}$ 二个基态反应¹⁾在 22° 到 115° 的六个角度上测量了出射质子的极化, 并利用我们和其他工作的数据进行了一些讨论。

二、实验方法和仪器装置

本实验中, 质子的极化是用它和 He^4 的弹性散射来测量的。Li⁵ 的 $p_{\frac{1}{2}}$ 和 $p_{\frac{3}{2}}$ 二个能级由于自旋轨道耦合力的关系分裂得很开, $\Delta E \approx 7.5\text{MeV}$ 。质子和 He^4 相碰撞将往往只有其中一个能级有较大的贡献, 因此, 散射后出射质子的极化很大。同样, 散射截面对入射

1) 在我们开始进行实验时, 还只有 Ca^{41} 基态出现了和半经典符号规则不一致的数据。

质子自旋方向的依赖性亦很大。当(d, p)反应所产生的质子被 He^4 所散射时, 散射微分截面的公式为

$$\sigma(\theta, \varphi) = \sigma_0(\theta)[1 + P_1 \mathbf{n}_1 \cdot P_2 \mathbf{n}_2].$$

式中 $\sigma_0(\theta)$ 是当入射质子的极化为零时的散射微分截面; P_1 是散射前质子的极化, 它以单位向量 $\mathbf{n}_1 = \mathbf{k}_d \times \mathbf{k}_p / \sin\theta_1$ 为参考轴; P_2 是当入射质子极化为零时出射质子的极化, 它是入射质子能量 E_a 和散射角 θ 的函数, 以单位向量 $\mathbf{n}_2 = \mathbf{k}_{p_1} \times \mathbf{k}_{p_2} / \sin\theta$ 为参考轴; $\mathbf{k}_d$, $\mathbf{k}_{p_1}$ 和 $\mathbf{k}_{p_2}$ 分别表示沿入射氘核,(d, p)反应所产生的质子以及被 He^4 散射后质子出射运动方向的单位向量; θ_1 是(d, p)反应中质子的出射角, θ 是质子被 He^4 散射时的散射角。如果(d, p)反应和 $\text{He}(p, p)$ 反应发生在同一平面内(见图1), 则

$$\sigma(\theta, \varphi) = \sigma_0(\theta)[1 + P_1 P_2 \sin\varphi]; \varphi = 90^\circ, 270^\circ,$$

令 $\varphi = 90^\circ$ 称为右边, $\varphi = 270^\circ$ 为左边。只要测量了左右不对称性 e , 就可以算出 P_1 来了。因为

$$e = (\sigma_{\text{右}} - \sigma_{\text{左}}) / (\sigma_{\text{右}} + \sigma_{\text{左}}) = P_1 P_2,$$

$\text{He}(p, p)$ 的极化 P_2 很强, 因之探测极化是灵敏的。其数值也了解得比较准确, 是迄今用得最广泛的极化分析器。

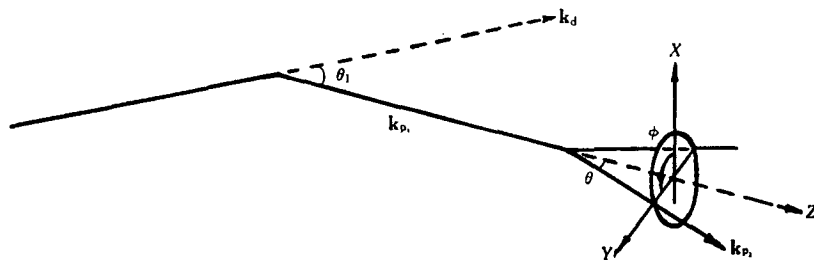


图1 (d, p), (p, p)间的几何关系图

$P_2(\theta, E_a)$ 已有不少人进行了直接测量, 更主要的是可以用相移分析法, 从微分截面算得 $P_2(\theta, E_a)$ 。Brockman^[13]把 $\sigma_0(\theta, E_a)$ 测到了 $E_a = 18\text{MeV}$, P_2 也就可以算到 18MeV 。但是他们的相移曲线, 在 $E_a = 10\text{MeV}$ 以上衔接得不够好。因之, $P_2(\theta, E_a)$ 在 $E_a = 9\text{MeV}$ 以下比较正确, 而且 $P_2(\theta, E_a)$ 对能量变化也比较平缓。在我们实验中, 选择 $E_a = 8-9\text{MeV}$, 避免用更多的吸收物质来降低(d, p)反应质子的能量, 而使进入氮散射室的质子损失过多。考虑到 $\text{He}(p, p)$ 的微分截面尽可能大和 $P_2(\theta, E_a)$ 曲线的变化平缓, 我们用 $\theta = 30^\circ$ 到 70° , $P_2 = -30\%$ 到 -80% 。

利用弹性散射探测极化, 效率是很低的, 从(d, n)反应来的中子会引起很大的本底。为了对二次反应的探测器加足够多的屏蔽, 必须使氮散射室和第一反应室间有一定的距离, 这样产额必然减少。因之, 在第一反应室和氮散射室间加了一对四极矩聚焦磁透镜来弥补这个损失。为了进一步减少本底, 在透镜后又加了一个偏转磁铁, 它也有辅助分析质子能量的作用。

我们的实验装置示意图如图2。从回旋加速器出来的能量为 13.6MeV 的氘离子流, 经一对四极矩磁透镜聚焦和偏转磁铁偏转 13° 后进入准直系统。准直系统共有四个准直

孔,对(d, p)反应出射角为 37° 和 46° 二个角度的测量,直径分别为 40mm, 20mm, 7mm 和 7mm,相邻二孔之间的距离分别为 3.5m, 1.4m 和 40cm,第一、第二准直孔间有一层二米厚的重混凝土防护墙。第三、第四准直孔间和第四准直孔后有四个直径为 10mm 的反散射孔。离子流经过准直器后打在靶子上的靶点,直径为 8mm 左右。对其他四个角度的测量,准直孔直径改为 40mm, 20mm, 20mm 和 10mm,孔间矩改为 2.5m, 1.5m 和 1.2m。反散射孔直径改为 22—12mm,靶点直径为 10mm 左右。穿过靶的离子流打在用水冷却的黄金片法拉第筒上。最大束流可以达到 $10\mu A$ 以上。

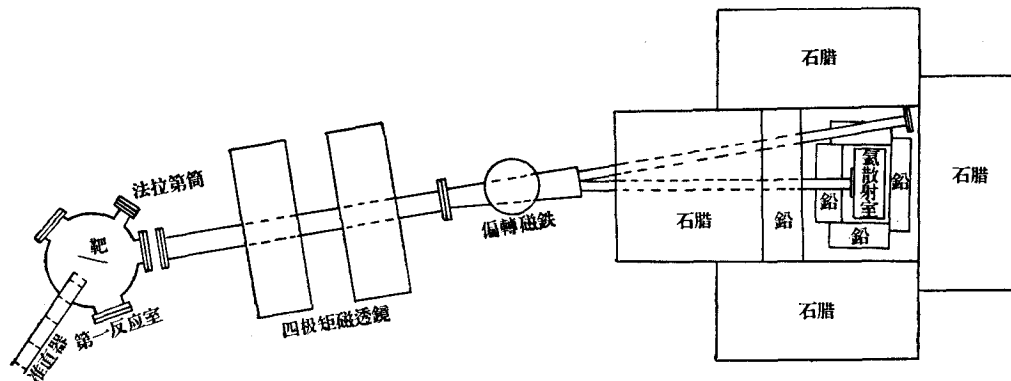


图2 极化测量实验装置示意图

第一散射室有四个出射窗口。窗口中心分别为 22° , 45° , 80° 和 115° (图2上未画 22° 的一个小窗口)。实验时,一个窗口作测量,一个窗口放监督器,另挑一个窗口作为观察窗。监督器是以 NaI(Al) 薄晶体和 $\Phi 9V19M$ 光电倍增管组成的闪烁谱仪。在进行 37° 和 68° 实验时,出射窗用斜边法兰盘,使出射质子垂直穿过密封真空的铝箔。从靶出射的质子经过二层 50μ 的铝箔窗进入四极矩透镜的真空管道。四极矩透镜的孔径 5cm,管道内径 4.5cm,透镜后面是一个由回旋加速器模型改装的偏转磁铁,为了提高偏转磁铁的分辨率,把偏转磁铁尽可能放在远离氮散射室的位置。偏转磁铁的

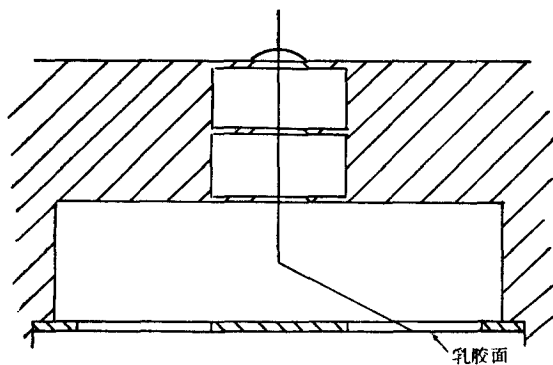


图3 氮散射室示意图

磁极面直径为 14cm,极间隙为 23mm,真空盒内壁间隙为 18mm,偏转角为 9° 。真空盒上还有一根不经偏转的直通管道,用它可以研究弹性散射氘核和削裂质子等的能谱和便于调整系统。此管道出口处用 50μ 铝箔密封。偏转磁铁和氮散射室间有 35cm 厚的石蜡层和 15cm 厚的铅层作为屏蔽体。

氮散射室进口用 75μ Ni 箔。在反应区前有三个直径为 10mm 的准直孔。图3是它的示意图。氮散射室所充氮气达 17 到 25 个大气压,它用燕尾槽与支架相配,保证拆装时位置可以复原。所用探测器是国产核 2 和核 3 乳胶,厚 150 到 250μ 。从靶到氮散射室反

应区的距离为 220cm。除第一反应室外,所有的部件放在一个有轮子的支架上,可以转动角度。氮散射室周围也用铅和石蜡屏蔽。碳靶和钙靶都是无衬底靶。碳靶是用堆石墨制成,先车后磨,厚约 $12\text{mg}/\text{cm}^2$ 。对 13.6MeV 氘核的能量损耗约为 0.5MeV 。靶的直径为 30mm 。钙靶用纯钙加热锤得,加热时表面生的氧化层在锤打的过程中会自动脱落。虽然靶有些氧化,但对实验不会有干扰,因为氧的 (d, p) 反应 Q 值要小得多。钙靶是 $20 \times 35\text{mm}^2$ 的长方条,厚约 $25\text{mg}/\text{cm}^2$, 氘核的能量损耗约为 0.8MeV 。

三、系 统 调 整

整个系统的设计和調整已详细叙述于以前的工作^[4]中,这里只作简单描述。从迴旋加速器出来的束流是水平的,因之首先让准直系统的轴线安装得水平,而且使束流的中心最强部分穿过准直孔中心,在靶位上放荧光屏可看到一个浑圆均匀亮点。利用光学办法使质子的聚焦偏转系统以及直通管道的轴线水平地通过靶点。聚焦透镜可使进入氮散射室的质子比没有聚焦时增强 30—50 倍。但由于偏转磁铁的磁极间隙太小,只能使产额比没有聚焦时增强 15—20 倍。

聚焦偏转系统的一个重要要求是出射粒子束是左右对称的,否则极化为零的质子也会在弹性散射后测到假的左右不对称。我们用一个 $3 \times 3\text{mm}^2$ 的小方孔在管道出口处移动,测量出射粒子的分布,证明左右对称性是良好的。

氮散射室用划线办法来保证和管道垂直,误差不大于 0.5° 。为了进一步考验整个系统的左右对称性,我们利用质子二次散射进行测量。在第一反应室放金靶或镍靶,入射粒子是 6.8MeV 的质子,氮散射室内不充氮气而在反应区放一镍靶,这里质子的能量低于 3MeV 。在这条件下,主要是库仑弹性散射,应该是左右对称的。在核乳胶片上观察其左右角分布,证明系统的左右对称性是良好的,误差不大于 $\epsilon_0 = 0.01$ 。

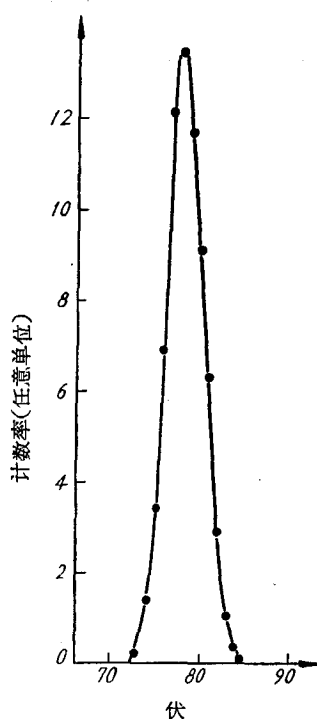


图4 $\text{C}^{12}(\text{d}, \text{p})\text{C}^{13}$ 基态质子群能谱, 闪烁谱仪放于第二散射室的反应区($\theta_L = 46^\circ$)

四、实 验 步 骤

先用 $\text{NaI}(\text{Tl})$ 晶体闪烁谱仪在不经偏转的直通管道后面测得 (d, p) 反应的全部反应产物能谱, 然后将闪烁谱仪放在经过偏转的管道后面(此时闪烁谱仪探头上装有 $3 \times 3\text{mm}^2$ 的准直孔), 以研究能谱特性。我们所用偏转磁铁的聚焦能力很弱, 而粒子入射到磁场区域前也没有经过较小的窄缝, 因此在未加四极矩透镜电流时, 无法用偏转磁铁很好地分开这些群。在四极矩透镜和偏转磁铁的各种电流组合下, 可以相继找到全能谱中出现的各个群。尽管所用的靶很厚, 仍能得到分辨率为 3% 之能谱。我们的聚焦偏转系统分辨率不够高, 不能很好地分开 $\text{C}^{12}(\text{d}, \text{p})\text{C}^{13}$ 反应的第一激发态和第二、三激发态的质子群 p_1 和 p_2, p_3 。但对我们基态实验来讲, 这是完全合乎要求的。装上氮散射室后, 把闪烁谱仪探头放于氮散射室

的反应区, 进入闪烁谱仪探头的粒子完全由氦散射室的准直孔(10mm)所限制。这样得到的 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 的能谱分辨率约 7% (见图 4)。为了降低质子的能量, 在氦散射室前加上适量的铝吸收片, 能量分辨率就会更差些。为了验证对各种粒子群的分析, 还用核乳胶直接进行测量。图 5 是 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 基态反应质子群的核乳胶片能谱图。吸收片的厚度调节到使在氦散射室反应区质子能量在 8.5MeV 附近。在测量极化时, 四极矩磁透镜及偏转磁铁的电流都维持稳定, 以保持进入氦散射室的质子的分布是左右对称的。在探测质子的核乳胶片后面放一同样的核乳胶片, 以测量中子引起的本底。照射时, 一般使用的离子流为 $5\mu A$, 总照射量为 15—25 微安小时。

五、实验结果和误差估计

乳胶片用双筒显微镜观察, 放大倍数 $90 \times 1.5 \times 7$, 仔细测量了乳胶片上左右两块对称面积上的各条径迹, 每边的观察总面积为 20 到 40mm^2 。被测量径迹的标准是: 1) 投影长度大于 60μ ; 2) ϕ 角在 $90^\circ \pm 10^\circ$ 及 $270^\circ \pm 10^\circ$ 范围内(见图 1); 3) 径迹从乳胶表面开始, 而停止在乳胶内。整个测量过程由两个人重复进行, 以避免差错。由于散射角 θ 要从径迹在乳胶内的投影长度和达到的深度来确定, 在每批乳胶片处理时都同时测量了收缩因数。对于每一根径迹都经多次换算后, 求得它在和氦碰撞前在某一垂直平面上的能量 E_0 (见图 6)。这些换算都利用特

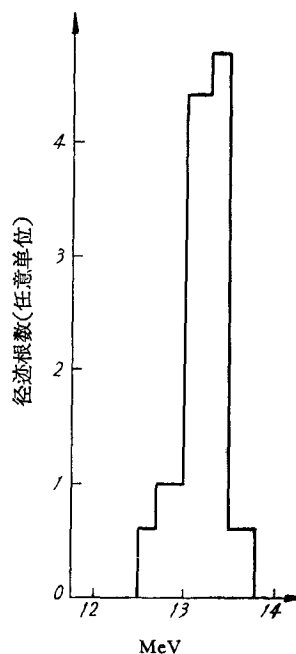


图 5 氦散射室反应区用核乳胶测定的 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 基态质子羣能谱($\theta_L = 46^\circ$)

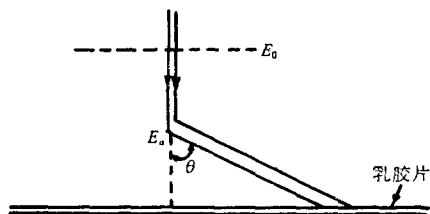


图 6 从乳胶片上测得的径迹都换算到位于用虚线表示的平面处的能量 E_0 。

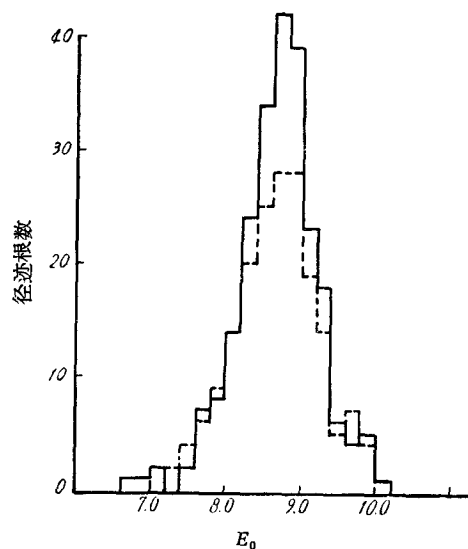


图 7 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 的二级反应能谱($\theta_L = 37^\circ$)
实线: 右边; 虚线: 左边。

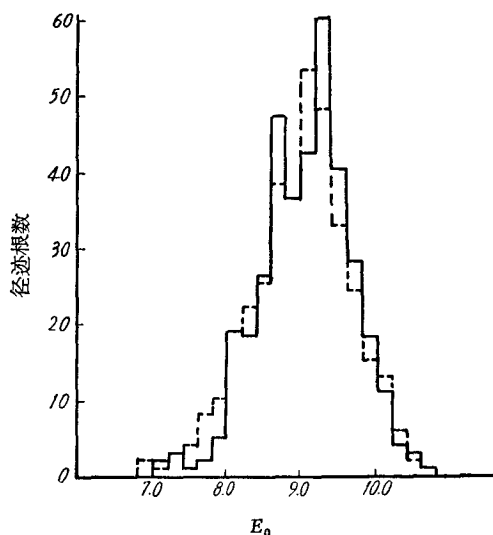


图 8 $\text{Ca}^{40}(\text{d}, \text{p})\text{Ca}^{41}$ 的二级反应能谱($\theta_L = 46^\circ$)
实线: 右边; 虚线: 左边.

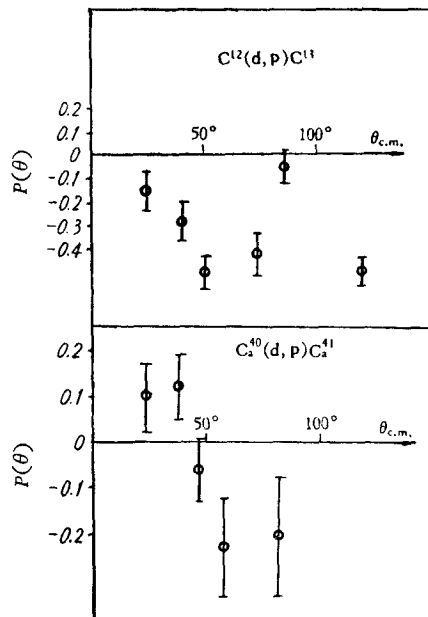


图 9 基态质子极化角分布

制的图表进行,以提高换算效率。这样测得的 E_0 能谱,我们称为二级反应入射能谱。图 7 和图 8 是二个例子。右边和左边是指从右边和左边的径迹换算得到的 E_0 能谱。经过挑选去掉不合要求的径迹,然后按 θ 分群进行极化计算。由于 P_2 随能量变化比较平缓,就不再按能量分群了。再用统计的方法计算极化的平均值。最后测得的数据列于表 1 及图 9。

表 1 测量得到的极化数据(入射能量为 13.6MeV)

核	激发能	ΔE	$\theta_{\text{实}}$	$\theta_{\text{质心}}$	右边	左边	极化%
C^{13}	0	0.5MeV	22°	24°	375	244	-16.8 ± 8.0
			37°	40.5°	234	177	-30.3 ± 9.4
			46°	50°	347	170	-52.3 ± 6.8
			68°	73.5°	217	140	-44.5 ± 10.1
			80°	86°	366	352	-6.5 ± 7.2
			115°	120.5°	577	346	-52.9 ± 6.8
Ca^{41}	0	0.8MeV	22°	22.5°	213	234	$+9.6 \pm 8.0$
			37°	38°	309	365	$+11.9 \pm 7.3$
			46°	47°	362	342	-6.4 ± 6.5
			68°	69.5°	150	112	-23.3 ± 11.2
			80°	81.5°	100	83	-20.2 ± 13.8

实验误差主要是统计误差 6—12%,其次是从乳胶片观察面积的位置和大小来的误差 1—2%,另外由于计算极化没有按能量分群, P_2 值本身有误差以及按 θ 分群对 $\Delta\theta$ 有一定的间隔所引起误差为 1—1.5%,表 1 内的误差是总误差。这里没有谈本底误差,因为从本底乳胶片观察结果,发现在我们实验条件下,本底误差是完全可以忽略不计的。

六、討 論

下面首先从我们的实验数据及文献中能找到的极化数据讨论小角区的极化符号问题. 然后结合我们的数据及其他数据对扭曲波理论作一些定性讨论.

1. 关于小角区的极化符号问题

在引言中已经指出, 不考虑自旋轨道耦合力的扭曲波近似理论, 对截面主峰位置处极化有下面关系(以 $\mathbf{k}_d \times \mathbf{k}_p / \sin\theta = \mathbf{n}$ 作为参考轴):

当只考虑氘核扭曲 $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$, $P = (\pm)$;

当只考虑质子扭曲 $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$, $P = (\mp)$.

当二种相互作用都考虑, 就出现竞争. 由于氘核的结构松弛, 它的扭曲应该更强些(例如, 核对氘核的相互作用往往采用黑体近似), 极化可能服从规律: $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$, $P = (\pm)$. 虽然这是不考虑自旋轨道耦合力的结果, 但按实验结果看来, 还有一定的意义(我们称它为半经典符号规则).

图 10 是前人和我们对 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 基态反应质子群的极化测量所得结果的综合^[15-26]. 图上没有画入 $E_d = 1.080\text{MeV}$ 的结果, 因为能量太低, 反应机构差别较大. 在小角区我们的测量数据和前人的工作符合, 和 $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$, $P = (\pm)$ 的半经典符号规则一致. $\theta_L = 115^\circ$ 的数据前人没有测量过, 我们得到 $P = -0.529 \pm 0.068$. 在我们的测量结果中, 和别人一样, 极化值有超过 1/3 的, 这说明必须考虑自旋轨道耦合项.

图 11 是前人和我们对 $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ 基态反应质子群的极化测量所得结果的综

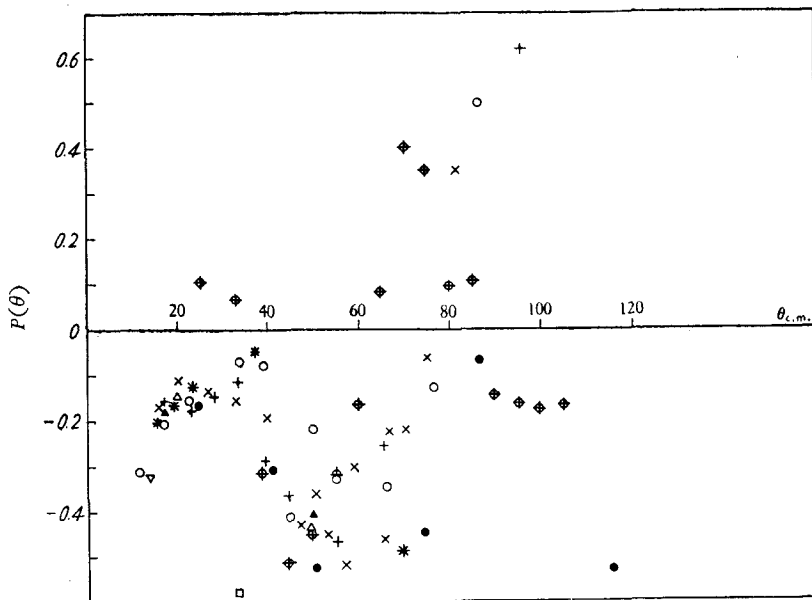


图 10 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 基态质子极化实验数据综合图

□—Hillman, 4.05 MeV; △—Hird, 6.9MeV; ▲—Hensel, 7.8MeV;
+—Bokhari, 8.9MeV; ×—Allas, 10.0MeV; ▽—Johnson, 10.8MeV;
*—Juveland, 10.8MeV; ●—本实验, 13.6MeV; ○—Isoya, 15.0MeV;
⊗—Boschitz, 21.0MeV.

合^[17,25-28]。在小角区我们数据的符号和 Hemen^[28] 及 Boschitz^[25] 的数据相同,也和半经典符号规则一致,但和 Hird^[17], Bercaw^[26] 及 Takeda^[27] 的测量结果相反。这是一个有兴趣的问题,或者是由于入射能量不一样所致,因为三个较低能量的数据(6.9, 10 和 11.4MeV)有一致的符号,而三个较高能量的数据(13.6, 13.8 和 21MeV)有另一种符号。我们的实验极化值没有超过 $(3/3) \times 4 = 1/4$ 的, Hemen, Takeda 和 Bercaw 分别有超过 $1/4$ 的数据。最近发表的 Kata 等人的 11.2MeV 的结果与 Bercaw 的结果大致相同^[36]。

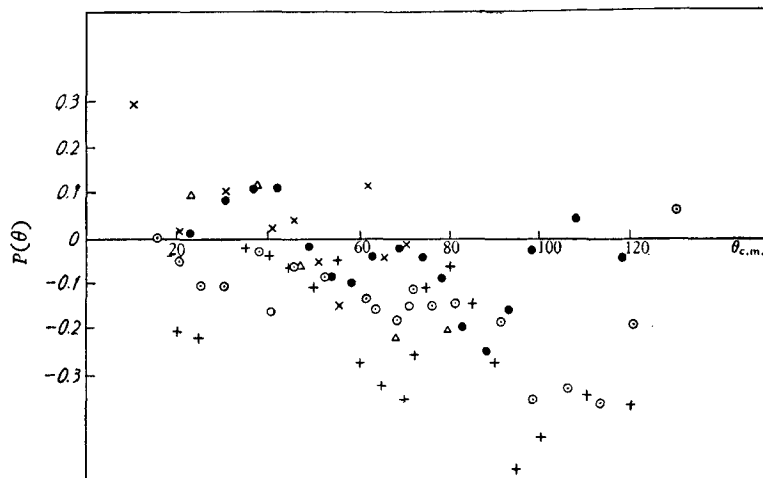


图 11 $\text{Ca}^{40}(\text{d}, \text{p})\text{Ca}^{41}$ 基态质子极化实验数据综合

○——Hird, 6.9MeV; ⊙——Bercaw, 10.0 MeV; +——Takeda, 11.4MeV;
△——本实验, 13.6MeV; ×——Hemen, 13.8 MeV; ●——Boschitz, 21.0MeV.

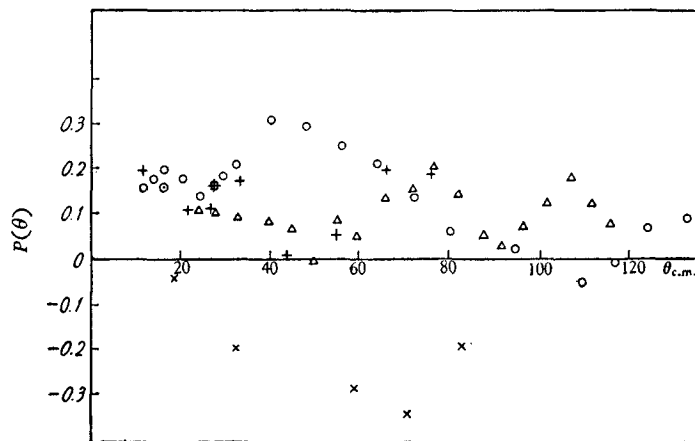


图 12 $\text{B}^{10}(\text{d}, \text{p})\text{B}^{11}$ 基态质子极化实验数据综合

⊙——Hird, 6.9MeV; ⊗——Hensel, 7.8MeV; ○——Bercaw, 10.0MeV;
×——Takeda, 11.4MeV; +——Hemen, 13.8MeV; △——Boschitz, 21.0MeV.

(d, p) 反应极化实验已测量过 10 个核 24 个能级, 我们把它们和半经典符号规则比较的情况整理在表 2 中。这里是否和半经典符号规则一致, 指的是小角区极化数据的符号。表上还说明了相一致或不相一致的确定程度。例如 V^{52} 基态, $j_n = 1 + \frac{1}{2}$, $P =$

$-0.046 \pm 0.070^{[24]}$, 和半经典符号规则不一致, 但极化值小, 误差大. 而未指明极化值小者, 极化值都是大于误差的.

表 2 已发表的极化数据和半经典符号规则的比较

核	激发能 MeV	l_n	i_n	和半经典符号规则比较情况		参考文献
Be^{10}	0	1	$1+\frac{1}{2}$	6.9, 7.8, 10, 13.8 MeV 一致 15, 21 MeV 小角区极化很小		[17, 28, 32] [31, 25, 29]
Be^{10}	3.37	1	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$			[25, 29, 31]
B^{11}	0	1	$1+\frac{1}{2}$	6.9, 7.8, 10, 13.8, 21 MeV 一致	11.4 MeV 不一致	[17, 18, 25] [26, 27, 28]
B^{11}	2.13	1	$1+\frac{1}{2}$	7.8, 10 MeV 一致已考虑了 Spin flip		[18, 26]
B^{11}	4.46 5.03	1	不清楚			[26]
C^{13}	0	1	$1-\frac{1}{2}$	4.05—15 MeV 九个能量一致	21 MeV 在小角区不一致出现了较小的正极化	[15—25] 本文
Mg^{25}	3.40	1	$1+\frac{1}{2}$		10.8, 15 MeV 不一致, 极化值小, 误差大	[22, 24]
Si^{29}	4.93	1	$1+\frac{1}{2}$	11.9 MeV 一致		[23]
Si^{29}	6.38	1	$1-\frac{1}{2}$	11.9 MeV 一致		[23]
Ca^{41}	1.95	1	$1+\frac{1}{2}$	10.8, 15 MeV 一致		[22, 24]
Ca^{41}	2.469	1	$1+\frac{1}{2}$	15 MeV 一致		[24]
Ca^{41}	3.95	1	$1-\frac{1}{2}$	10.8 MeV 一致极化值小, 误差大		[22]
V^{52}	0	1	$1+\frac{1}{2}$		15 MeV 不一致极化值小, 误差大	[24]
Ni^{59}	0	1	$1+\frac{1}{2}$	13.8 MeV 一致		[28]
Ni^{61}	0	1	$1+\frac{1}{2}$	13.8 MeV 一致		[28]
C^{13}	3.86	2	$2+\frac{1}{2}$		11.9 MeV 不一致可能有其他态混合	[23]
Mg^{25}	0	2	$\frac{1}{2}+\frac{1}{2}$		15 MeV 不一致极化值小, 误差大	[29]
Si^{29}	1.28	2	$2-\frac{1}{2}$	15 MeV 一致 13.8 MeV 小角区极化很小		[28]
Ca^{41}	0	3	$3+\frac{1}{2}$	13.6, 13.8, 21 MeV 一致	6.9, 10.0, 11.4 MeV 不一致	[17, 25, 26] [27, 28], 本文
C^{13}	3.09	0	$\frac{1}{2}$	有不小的极化		[18, 22, 29] [35]
O^{17}	0.87	0	$\frac{1}{2}$	有不小的极化		[32]
Mg^{25}	0.58	0	$\frac{1}{2}$	有不小的极化		[29]
Al^{27}	0 0.031	0	$\frac{1}{2}$	有不小的极化		[33]
Si^{29}	0	0	$\frac{1}{2}$	有不小的极化		[26, 28, 33]

从表上我们可以看到几个现象: 1) 出现和半经典符号规则不一致情况的共有六个态, 其中 $Mg^{25}3.40\text{MeV}$ 能级、 V^{52} 基态、 $C^{13}3.86\text{MeV}$ 能级和 Mg^{25} 基态^[29]等四个态, 其极化数值比较小, 或有其他态的混合. 对于 Ca^{41} 基态前面已经指出, 三个较高能量的结果和半经典符号规则一致, 而三个较低能量的结果则相反. 对 B^{11} 基态, 实验数据的综合见图 12, 可见 $E_d = 6.9^{[17]}$, $7.8^{[18]}$, $10^{[26]}$, $13.8^{[28]}$ 和 $21\text{MeV}^{[25]}$ 的实验结果都和半经典符号规则一致, 唯有 Takeda^[27] 11.4 MeV 一个实验结果相反. 和半经典符号规则相一致

的有十一个态,极大部分的极化值比误差大得多。2)那些和半经典符号规则出现偏离可能性较大的都是 $j_n = l_n + \frac{1}{2}$ 的态。3)入射能量对极化也有不小的影响。对轻的核, $l_n = 1$ 的态,入射能量较高(15—21MeV)时,就看到逐渐出现和半经典符号规则不一致或不肯定的情况,例如 Be^{10} 和 C^{13} 基态。而对较重的核, $l_n = 2, 3$ 的态,则似乎在入射能量较大时,和半经典符号规则一致,例如 Si^{29} 1.28MeV 能级和 Ca^{41} 基态。根据上面这些情况,我们认为:1)尽管有一些和半经典符号规则不一致的情况,半经典符号规则还是有一定的参考价值。或者加以修改,可以得出一个新的符号规律,例如考虑入射能量,核轻重和 l_n 的数值等因素。它的进一步研究有待于积累更多的数据。而对于一个核能级,如果小角区的极化从较小到较大几个不同的入射能量有一致的符号,并且数值远大于误差时,可以用半经典符号规则来初步确定它的 $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$ 值。2)从已有极化数据的分析,相互作用的自旋轨道耦合力,似乎会使极化曲线在小角区向负方向移动,而不管 $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$ 。这样,就会使有自旋轨道耦合力时的符号规律和没有自旋轨道耦合力的情况大不一样了。对于这些问题的深入研究,我们认为,可以利用扭曲波理论分析,对一个假想的核,以同样的 E_d 和 Q 值,不同的 $l_n (=1, 2, 3)$, 对 $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$ 分别计算有或没有自旋轨道耦合项的极化曲线以进行比较,这样或许对于肯定一个符号规律有帮助。计算时还可以考虑用不同的入射能量(例如 10MeV 以下和 20MeV 左右)和不同的核。这些也可能是重要的因素。

2. 与理论比较

一般认为,扭曲波 Born 近似理论对削裂反应的解释是比较成功的。例如 Butler 理论一般只能对角分布的主峰比较符合,而扭曲波理论往往可以在第二极大或更大角度区得到相当好的符合;由扭曲波理论计算得到的约化宽度一般比由 Butler 理论得到的大几倍,更接近于单粒子模型的期望值。但是扭曲波的极化理论还没有给出一条和实验符合得很好的曲线。这一方面固然是因为实验数据精确度比较差,数据比较少,和理论分析也比较少,更主要是因为极化对反应机制理论和对光学位阱的大小、形状和有否包括自旋轨道耦合项,都比截面角分布灵敏得多。例如扭曲波理论采用切断(cut off)近似和不采用切断近似,对截面角分布变化不大,而对极化的结果却可以变化得很厉害。又例如,不考虑自旋轨道耦合项时,截面角分布的理论曲线已经能和实验符合很好,但极化往往不可能和实验符合得很好。因为实验上已有不少极化超过三分之一的数据,而只考虑中心力是不可能超过三分之一的。因之看来,必须作较多的计算后,才能得到和实验符合很好的极化曲线。我们这里只作定性的讨论。

(1) 极化对核入射能量的关系。

$\text{C}^{12}(\text{d}, \text{p})\text{C}^{13}$ 基态反应的极化实验是做得比较多的,从 1.080 MeV 到 21 MeV,共计有 11 个不同能量的测量。除了最低和最高两个能量的测量外, E_d 为 4.05—15MeV 的实验数据的变化是不明显的,至少对小角区是这样。Allas^[20] 曾经提出, $\text{C}^{12}(\text{d}, \text{p})\text{C}^{13}$ 基态反应极化数据在 50° 附近的负极大有随能量升高向大角区移动的趋势。但我们仔细比较了 8.9, 10.0, 13.6 和 15MeV 四个实验的数据,看不出这种趋势。与之相反,似乎看到这个负极大有随能量升高而向小角区移动的可能。从 15MeV 到 21MeV,负极大向小角区的移动则是明显的。

在直接反应中,截面角分布的振荡花纹随入射能量增加而向小角区移动的现象是普遍的。至于极化现象,还没有仔细讨论过。我们用扭曲波理论在 E_d 为 8.9 和 13.6 MeV 时,对 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 基态反应的极化作了粗略的计算(只作定性比较,因之未用自旋轨道耦合项),结果看到随着入射能量升高,极化角分布的振荡花纹增多了,极化图形向小角区移动了。在已有的极化实验数据中,有了好几个能量的测量,而可以对能量变化稍加讨论的态共计有五个: C^{13} , Be^{10} , B^{11} , Ca^{41} 基态和 C^{13} 3.09 MeV 能级。这里似乎有两种类型。一种随着能量的变化极化曲线变化得非常厉害,看不出规律,其中有 Ca^{41} 基态。即使只比较三个较高能量的数据,或是比较三个较低能量的数据,也可以看到变化很大。另外还有 C^{13} 3.09 MeV 能级的 $E_d = 8.9, 9.0$ 和 10.0 MeV 三个能量的结果大不相同。另一种情况是至少在一段能量区间内,极化有相似的图形。除了上面所说的 C^{13} 基态外,属于这种情况的还有 Be^{10} 和 B^{11} 的基态。比较 $Be^9(d,p)Be^{10}$ 基态反应 E_d 为 7.8^[31], 10.0^[32] 和 13.8 MeV^[28] 的三个工作,就可看到,随着能量升高极化图形有向小角区移动的趋势。这些随着能量升高极化图形缓慢变化或激烈变化的原因,以及缓慢变化情况下向小角区移动的现象是否普遍,是否是直接反应的特征等问题,都还不很清楚,有待进一步观察和研究。

(2) 极化和截面角分布的位置对应关系。

Newns 和 Refai^[6] 曾经提出,在微分截面角分布的第一极小处极化应出现变号。他们的论点基于下面假设: 在反应振幅中,扭曲修正项的数值相对地是很小的,极化的主要贡献来自 Butler 项和扭曲修正项的交叉乘积。Bokhari^[19] 在 $C^{12}(d,p)C^{13}$ 基态反应的实验结果(8.9 MeV)中提出支持这个结论,认为的确在 72° 时理论截面极小处变了号。我们认为,Newns 和 Refai 的这个假设常常是不成立的,一般扭曲项并不是很小的。但是仔细比较了所有的极化实验结果和理论计算曲线后,我们看到,的确在有一些情况下,出现了截面角分布极小的位置对应于极化变号的位置,例如 $V^{51}(d,p)V^{52}$ 基态反应在 15 MeV^[24] 的实验。但也有不少情况是截面角分布的极小对应于极化绝对值的极大,例如 $Be^9(d,p)Be^{10}$ ^[32] 基态反应在 10 MeV 的情况, Mg^{25} 3.40 MeV 能级, Al^{28} 基态和第一激发态及 Si^{29} 基态在 15 MeV^[23,24] 的情况和 Tobocman^[11] 对 $B^{10}(d,p)B^{11}$ 基态反应所作的计算曲线等。甚至还有角分布的极大对应于极化的变号¹⁾。而更多的情况是没有这些对应关系。对

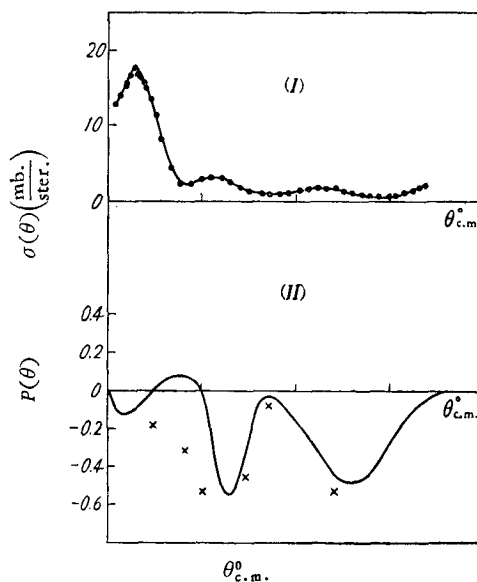


图 13

(I) $C^{12}(d,p)C^{13}$ 基态质子截面角分布(曲线是通过实验点的) $E_d = 13.3$ MeV;

(II) $C^{12}(d,p)C^{13}$ 基态质子极化角分布。“x”为实验值,实线是理论计算结果^[10],计算时所取参数如下: $E_d = 11.9$ MeV

质子扭曲:

$[-30 - Si - 2(\sigma \cdot L)]$ MeV, 扭曲半径为

3.4×10^{-13} cm; 氘核扭曲: 黑体

$L_d = 0, 1, 2, 3, 4$, 削裂半径为 4.5×10^{-13} cm.

1) 极化实验是比较粗糙的,至今还难正确定出极大和变号等位置,上面举的一些例子,只是比较相近而已。

于 C^{13} 和 Ca^{41} 基态的情况,我们认为截面角分布的第一极小的位置对极化曲线来比较是更接近于极化绝对值的极大,而不是变号,但也不是很准确地对应(见图 13, 这里我们附有 13.3MeV 的截面角分布实验曲线^[34]).

我们用扭曲波理论讨论一下这些情况. 为了使问题更清楚些,以 $l_n = 1$, $j_n = 3/2$, 无自旋轨道耦合力的情况为例. 那时扭曲波理论给出

$$P(\theta) = -\frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{\text{Im} B_0 B_1^*}{|B_0|^2 + 2|B_1|^2} \\ = -\frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{\text{Re} B_1 \text{Im} B_0 - \text{Re} B_0 \text{Im} B_1}{|\text{Re} B_0|^2 + |\text{Im} B_0|^2 + 2|\text{Re} B_1|^2 + 2|\text{Im} B_1|^2},$$

式中 Re , Im 分别指实数部分或虚数部分, B_0 和 B_1 分别代表被俘中子磁量子数为 0 及 1 之反应振幅. $\text{Re} B_0$ 中包括了 Butler 项, 而其它项及 $[\text{Re} B_0 - \text{Butler}]$ 项都是扭曲波修正项. 当只有 Butler 项大, 其它修正项小时, 就出现 Newns 和 Refai 所讨论的情况. 事实上扭曲波修正项并不很小, 不妨看作 $\text{Re} B_0$, $\text{Im} B_0$, $\text{Im} B_1$ 和 $\text{Re} B_1$ 四项的大小都可以相比拟. 而在实际计算中也可以看到, 不少情况下, 在某些角度区域中会出现其中一项特别大(不一定是 $\text{Re} B_0$), 截面的贡献主要是它. 设 $\text{Im} B_1$ 很大, 那么, 当

$$|\text{Re} B_0 \text{Im} B_1| \gg |\text{Re} B_1 \text{Im} B_0|,$$

可能出现截面角分布极小对应于极化的变号. 当

$$|\text{Re} B_0 \text{Im} B_1| \ll |\text{Re} B_1 \text{Im} B_0|,$$

可能出现截面角分布极小对应于极化绝对值的极大. 同样, 也可以看出, 角分布极大对应于极化变号的条件. 对于 $l \neq 1$ 和有自旋轨道耦合力的情况, 只是项数更多一些, 性质也是相同的. 实际上各项都有变化, 都有或多或少的贡献, 对应关系因此常常变得不明显了, 或者出现相近的对应, 或者根本就看不出来了. 这个问题的讨论对了解反应机制方面也是有一些作用的.

(3) 最后, 在图 13 把我们的实验结果和储连元^[10]等的极化计算结果进行了比较. 他们对碳的计算, 氘核能量用 11.9 MeV, 和我们的实验条件不一样; 光学位阱是直角的, 采用了切断近似, 参数也不是最合适的(参数数值见图 13), 因之这种比较是极为粗糙的. 从这个初步比较看来, 如果选用合适的参数和改变位阱的形状, 有可能得到和实验符合较好的结果.

在实验进行过程中, 周德邻、曾宪威、周明达、丁蕴志、胡堂视、周善铸、邓新祿、甘满丰、李卫江、张三合、乐道、王法吉、张民义、赵德芳、廖源清和吴维英等同志都先后参加过不少工作; 关守仁、王长兴、孙宝来、高拴玉和刘顺田等同志对设备操作、系统安装和观察乳胶等工作付出了巨大的劳动; 回旋加速器运行组为我们提供了极好的工作条件, 并配合我们的工作; 孙汉城等同志为我们提供乳胶片, 我们在此向他们表示深切的感谢.

参 考 文 献

- [1] Butler, S. T., *Proc. Roy. Soc.*, **A208** (1949), 559.
- [2] Daith, P. B., French J. B., *Phys. Rev.*, **87** (1952) 900, Gerjuoy, E., *Phys. Rev.*, **91** (1953), 654.
- [3] Newns, H. C., *Proc. Phys. Soc.*, **A66** (1953), 477.
- [4] Horowitz, J., Massiah, A., *Phys. Rev.*, **92** (1953), 1326.

- [5] Cheston, W. B., *Phys. Rev.*, **96** (1954), 1590.
[6] Tobocman, W., Kalos, M. H., *Phys. Rev.*, **91** (1954), 132.
[7] Sawich, J., *Phys. Rev.*, **106** (1957), 172.
[8] Newns, H. C., Rafai, M. Y., *Proc. Phys. Soc.*, **71** (1958), 627.
[9] Weidenmüller, H. A., *Zeit. f. Phys.*, **150** (1958), 389.
[10] 储连元等, 物理学报, **16** (1960), 386.
[11] Tobocman, W., *Phys. Rev.*, **115** (1959), 98.
[12] Huby, R., Rofai, M. Y. and Satchler, G. R., *Nucl. Phys.*, **9** (1958), 94; Goldfarb, L. J. B., Proc. of the Rutherford Jubilee International Conference (Manchester, 1961), p. 479.
[13] Brockman, K. W., *Phys. Rev.*, **108** (1957), 1006.
[14] 姜承烈、周德麟、谢 滋、毛振麟、赵忠尧, 四极矩磁透镜调整总结 (1959, 未发表).
[15] Juric, M. K., *Phys. Rev.*, **112** (1959), 1244, Juric, M. K., Cirilov, S. D., International Conference on Nuclear Physics (Paris, 1958), p. 473.
[16] Hillman, P., *Phys. Rev.*, **104** (1956), 176.
[17] Hird, B. et al., *Proc. Phys. Soc.*, **72** (1958), 489.
[18] Hensel, J. C., Parkinson, J. C., *Phys. Rev.*, **110** (1958), 128.
[19] Bokhari, M. S. et al., *Proc. Phys. Soc.*, **72** (1958), 88.
[20] Allas, R. G., Shull, F. B., *Phys. Rev.*, **116** (1959), 996.
[21] Allas, R. G. et al., *Phys. Rev.*, **125** (1962), 941.
[22] Johnson, W. P., Miller, D. W., *Phys. Rev.*, **124** (1961), 1190.
[23] Juveland, A. C., Jentschke, W., *Phys. Rev.*, **110** (1958), 456.
[24] Isoya, A., Micheletti, S., Reber, L. R., *Phys. Rev.*, **128** (1962), 806.
[25] Boschitz, E., Proc. of the Conference on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms (1962), p. 639.
[26] Bercaw, R. W., Shull, F. B., *Phys. Rev.*, **133** (1964), 633.
[27] Takeda, M., Kato, S., Hu, C., Takahashi, N., Proc. of International Conference on Nuclear Structure (Kingston, 1960), p. 400.
[28] Немец О. Ф., Песечник М. В., Пучерв Н. Н. *Атомная энергия*, **14** (1963), 159.
[29] Reber, R. H., Saladin, J. X., *Phys. Rev.*, **133** (1964), 1155.
[30] Evans, J. E. et al., *Phys. Rev.*, **131** (1963), 1642.
[31] Green, J. A., Parkinson, W. C., *Phys. Rev.*, **127** (1962), 926.
[32] Allas, R. G., Bercaw, R. W., Shull, F. B., *Phys. Rev.*, **127** (1962), 1252.
[33] Isoya, A., Marrone, M. J., *Phys. Rev.*, **128** (1962), 800.
[34] 毛振麟等, 物理学报, **22** (1966), 440.
[35] Evans, J. E. et al., *Phys. Rev.*, **131** (1963), 1632.
[36] Kata, S. et al., *Nucl. Phys.*, **64** (1965), 241.

POLARIZATION OF PROTONS FROM THE $C^{12}(d,p)C^{13}$ AND $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ GROUND STATE REACTIONS

CHIANG CHÉNG-LIEH YÜ PAN-SHUI HSIEH TZU MAO CHEN-LIN CHÉN YEH-HAO

LIANG WEN-HSÜEH WANG CHEN-HSIA CHENG WAN-HUI CHAO CHUNG-YAO

ABSTRACT

The polarization of protons emitted at six angles from the $C^{12}(d,p)C^{13}$ and $Ca^{40}(d,p)Ca^{41}$ ground state reactions has been measured. For the C^{12} reaction, the data at small angles are very close to the results of previous works, and in agreement with the semiclassical sign rule $j_n = l_n \pm \frac{1}{2}$, $P = (\pm)$. The value at $\theta = 115^\circ$ has not been measured before, we obtained $P = 0.529 \pm 0.068$ at this angle. For the Ca^{40} reaction, the sign of polarization which we found in the region of small angles is also in agreement with the semiclassical sign rule, and is the same as those found in the work of Nemetz and of Boschitz, but is opposite to those obtained by Takeda and Bercaw. This difference may be due to the difference in the deuteron energy used, since in these experiments, the three with higher deuteron energies all gave the same positive sign of polarization while the three with lower deuteron energies all gave the same negative sign. After a survey of the polarization data now available we found that the semiclassical sign rule is still true to a certain degree, and that it may be possible to find out a modified sign rule for the use in the nuclear spectroscopy. In some cases, we found that the pattern of the polarization angular distribution is shifted towards small angles as the deuteron energy is increased, and this may be a characteristic of direct reactions. For the correspondence between the cross-section angular distribution and polarization angular distribution, we found that the position of a minimum in the cross-section curve may correspond to the position of a change in sign or of a maximum absolute value in the polarization curve, and that the position of a maximum in the cross-section curve may also correspond to the position of a change in sign in the polarization curve. We discuss these phenomena by using the distorted wave theory.