

极化离子束核反应

R. C. Johnson*

一、前言

本文讨论了几个关于用极化离子束研究核反应的问题。正像作者将要指出的,甚至用自旋大于1/2的极化束所完成的像弹性散射那样简单的测量都会获得某些令人感兴趣的结果。本文叙述了最近对于 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 被重靶核弹性散射实验结果的解释。还讨论了极化氘束引起转移反应的某些结果。

二、自旋相关的重离子散射

1. 极化束数据的描述

本文引用的所有实验数据都是和Heide-

lberg Marburg合作时用 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 极化离子束获得的¹⁾。直到现在为此,这些数据仍然是独一无二的。在Daresbury, Florida和Wisconsin正在建造新的极化离子源,最近还发表了在Heidelberg用新的极化源得到的一些初步实验结果。

包括自旋是1/2的粒子极化实验人们已经很熟习了。锂同位素实验结果的主要特点是它的两个同位素的自旋都大于1/2。它的重要性在于 ${}^6\text{Li}$ 被零自旋靶核弹性散射时,即使不测量束流的极化度,在每个入射能量和每个散射角都有5个独立的可测量的物理量。当自旋是1/2时,相应的可测量量的数目是2,即非极化微分截面和左右非对称性(矢量分析本领)。在自旋是1和3/2的情形里有较多个可观测量反映了束流极化度总状态不能

*英国萨里大学物理系

${}^{264}108$ 的真正实验发现,是GSI的Münzenberg等人1986年7月宣布的^[2]。他们使用了和Dubna相同的反应,但所用的方法仍为研究 ${}^{259-261}106$ 时所用过的方法。他们观测到双偶同位素108的一个原子的衰变。他们观测到 ${}^{\alpha}$ 衰变的半衰期为 $76^{+3.0}_{-2.0}\mu\text{s}$ 。该反应中的生成截面实验值为 $3.2^{+1.0}_{-1.0}\text{Pb}$,它与Dubna由6ms自发裂变活性得到的 $\sim 5\text{Pb}$ 的值并不矛盾,但是此值却明显地小于 4Pb ,后者是由 ${}^{58}\text{Fe}({}^{208}\text{Pb}, n){}^{265}108$ 反应的外推得到的。

Münzenberg等人发现 ${}^{264}108$ 的证据,这是重要的实验进展。他们已经在1982年2月发现了新元素109,人们自然会想到,既然GSI的研究进展离发现新元素110只有一步之遥,那末发现109的殊荣能否落在GSI的头上? Münzenberg等人能否再次荣获举世瞩目的桂冠?

参 考 文 献

1. G. T. Seaborg, Phys. Rev. 85(1952)157

2. W. J. Swiatecki, Phys. Rev. 100(1955)937
3. A. Ghiorso et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974)1490
4. V. A. Druin et al., Sov. J. Nucl. Phys. 29 (1979)591
5. G. Münzenberg et al., Z. Phys. A. 322 (1985)227
6. A. G. Demin et al., Z. Phys. A315(1984) 197
7. S. Cwiek et al., Nucl. Phys. A410(1983)254
8. G. Münzenberg et al., Z. Phys. A 315(1984) 145
9. Yu. Ts. Oganessian et al., Z. Phys. A319 (1984)215
10. G. Münzenberg et al., GSI Scientific Report 1985, P29
11. K. Sümmerer et al., GSI Scientific Report 1985, P30
12. G. Münzenberg et al., Z. Phys. A324 (1986)489

被给定的单方向和相对于这个方向的一组磁亚组态所指定, 当然, 5个可观测量只不过是入射束自旋态不同选择的组合。Heidelberg极化离子源的主要特点是能够任意选择这样的自旋态。

相应于自旋是1/2或3/2粒子的5个可观测测量是: 非极化束的微分截面 $\sigma_0(\theta)$, 选择不同入射极化态的分析本领, $iT_{11}(\theta)$, $T_{20}(\theta)$, $T_{21}(\theta)$ 和 $T_{22}(\theta)$ 。

文献(2)详细地叙述了这些可测量量与强度的关系。关键是它们被定义为张量构成的分量: σ_0 是零阶张量, $T_{1q}(q = \pm 1, 0)$ 是1阶张量分量, $T_{2q}(q = \pm 2, \pm 1, 0)$ 是2阶张量分量。如果宇称守恒, 并且张量是在Madison坐标系中(入射束沿着Z轴, Y轴垂直于散射平面), 那么 $T_{10} = 0$, T_{11} 是纯虚分量, T_{20} 是纯实分量并且满足 $T_{2q} = (-1)^q T_{2,-q}$ 。

张量分析本领与 $(2I+1)(2I+1)$ 散射矩阵 $M(\theta)$ 的关系是,

$$T_{kq}(\theta) = \frac{T_r(M \tau_{kq} M^\dagger)}{T(M M^\dagger)} \quad (1)$$

式中 T_{kq} 是由自旋算符I分量构成的一组标准的不可约化张量算符。方程(1)中的分母正比于 $\sigma(\theta)$ 。

产生可观测量这一方法的重要性是分类自旋相关的系统哈密顿算符一个有用方法。在光学势的描述中, 对于 $I > 1/2$, 在自旋空间中, $\underline{L} \cdot \underline{I}$ 相互作用是矢量, 其中包括高阶张量的自旋相关力都是可能的。在核子-核子相互作用中, 后者类似于人们所熟知的张量力, 若炮弹和靶核分离为R, 这个张量力可表示为,

$$U(R) T_R \quad (2)$$

式中

$$T_R = (\underline{I} \cdot \underline{R})^2 - \frac{1}{3} I^2 = T_2(R) \cdot \tau_2(I) \quad (3)$$

T_{2q} 是不可约化的2阶自旋张量。方程(3)中 $T_{2q}(\underline{R})$ 正比于 $Y_{2q}(\underline{R})$ 。张量力中包括弹核动量(T_P)或角动量(T_L)也是可能的。

对于重离子, 作为很好的一级近似, 可观测的矢量受中心力和 $\underline{L} \cdot \underline{I}$ 势间的干涉所控制, 而可观测的2阶张量受中心力和2阶张量力间的干涉所控制。微分截面几乎完全产生于中心力。所以, 分析本领的不同分量对相互作用哈密顿算符的不同部分是灵敏的。正像下面所解释的那样, 不同类型的自旋相关与碰撞过程动力学的不同元素有关。

2. 微分截面和矢量分析本领

图1和图2(略)的上部分给出了18.1 MeV $Li^+ + {}^{58}Ni$ 的 σ_0/σ_R 实验数据。它显示了典型的类菲涅耳衍射图案并且对于锂的两种同位素是相同的。显然, 6Li , 7Li 和 ${}^{58}Ni$ 相互作用的中心部分是相同的, σ_0 包括了核结构的详细知识。

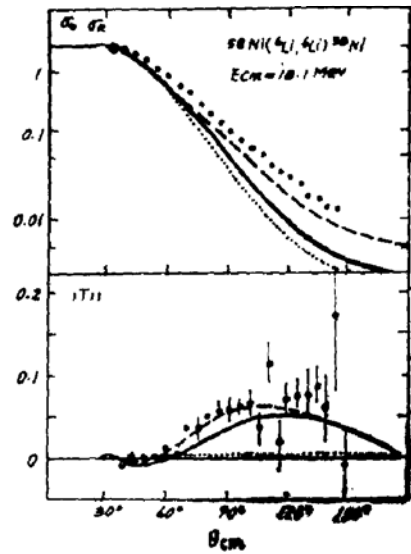


图1. $E_{cm} = 18.1 \text{ MeV}$ ${}^6Li + {}^{58}Ni$ 弹性散射的微分截面和矢量分析本领。

表示在图1和图2(略)下部分的矢量分析本领是完全不同的: (a)两种同位素的分析本领 $iT_{11}(\theta)$ 的符号相反, (b) $iT_{11}(\theta)$ 的数量级比在Li和Ni基态波函数上用双折叠核子-核子相互作用得到的 $\underline{L} \cdot \underline{I}$ 相互作用计算值大。在 ${}^6Li(d + \alpha)$ 和 ${}^7Li(t + \alpha)$ 集团模型中能够计算 $\underline{L} \cdot \underline{I}$ 相互作用, 在这种情形里, d-Ni和t-Ni的 $\underline{l} \cdot \underline{s}$ 相互作用产生了Li-Ni的 $\underline{L} \cdot \underline{I}$ 相互作用。单折叠的结果与双折叠相

类似,如图1和图2(略)中的短虚线所示。

两个研究组⁽⁶⁾⁽⁷⁾独立地给出了两种同位素矢量分析本领不同的解释并且不借助于任何可调参数计算出的结果很好地相符。计算表明,(a)和(b)是由于有效的 $\underline{L} \cdot \underline{I}$ 相互作用和 $iT_{11}(\theta)$ 对锂两种同位素的低位态谱的详细性质非常灵敏引起的。包括 ${}^7\text{Li}$ 的 $\frac{1}{2}^-$ 态(0.48 Mev)和 ${}^6\text{Li}$ 的 3^+ 态(2.181 Mev)的两步过程是强烈地自旋相关的。对这些做简单地($t + \alpha$)和($d + \alpha$)集团描述,文献(5)给出了包括符号不同的自旋相关的解释。值得注意的是,这个机制并不包括集团-靶核势的内禀自旋相关。在 ${}^6\text{Li}$ 的情形里,来自 $d\text{-Ni}$ 的 $\underline{l} \cdot \underline{s}$ 相互作用的影响是很小的。在文献(5)和(7)的集团模型中,靶核和它对弹核中集团相对运动的影响而产生的四极核力导致了有效的 $\underline{L} \cdot \underline{I}$ 力。

我们能够证明⁽⁴⁾,包括自旋 I' 态的两步过程和四极相互作用产生的有效 $\underline{L} \cdot \underline{I}$ 相互作用有一般的形式, $V_{s0}(\underline{R}, \underline{R}', \underline{L}) \underline{L} \cdot \underline{I}$,

$$V_{s0}(\underline{R}, \underline{R}', \underline{L}) = -\frac{3}{4} \frac{[6 + I(I+1) - I'(I'+1)]}{I(I+1)(2I+1)} \times \frac{L-1}{(2L+1)(2L-1)} \bar{V}_{I'}^{(2)}(\underline{R}) \bar{G}_{L,I}(\underline{R}, \underline{R}') \times \bar{V}_{I'}^{(2)}(\underline{R}'), \quad (4)$$

$$\bar{G}_{L,I}(\underline{R}, \underline{R}') = G_{L-2, I'} \frac{2L+1}{(L-1)(2L+3)} \times G_{L, I'} \frac{(L+2)(2L-1)}{(L-1)(2L+3)} G_{L+2, I'} \quad (5)$$

$V_{s0}(\underline{R}, \underline{R}', \underline{L})$ 是在有轨道角动量 $L, L-2, L+2$ 中间激发态传播的格林函数权重和, $\bar{V}_{I'}^{(2)}$ 正如文献(2)所定义的是激发态形成因子。这个表达式清楚地表明,有效 $\underline{L} \cdot \underline{I}$ 相互作用符号依赖于激发态自旋并且 L 相关的格林函数起着重要作用。方程(4)给出了文献(5)

半经典描述的量子力学补充。

对于 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 的低能散射($\leq 20\text{Mev}$)和对其它靶核散射的 $\underline{L} \cdot \underline{I}$ 相互作用已经证明了“弹核激发效应”的重要性。

3. 张量分析力

对于 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 轰击同样靶核的张量分析本领 $T_{20}(\theta)$ 是完全不同的, ${}^7\text{Li}$ 大而 ${}^6\text{Li}$ 小(如图4),简单的解释是,两种同位素有完全不同的形状, ${}^7\text{Li}$ 有很大的负电四极矩($Q^c = -3.4 \pm 0.6\text{efm}^2$), ${}^6\text{Li}$ 的电四极矩是负的,但数值上非常小($Q^c = -0.064\text{efm}^2$)。画在图5(略)上的张量分析本领的分量 $T_{20}(\theta)$ 定性的表示了这种情况。对于 ${}^7\text{Li}$ 散射,“形状效应”的想法非常好⁽¹⁰⁾,用 ${}^6\text{Li}$ 的 $\alpha + d$ 集团模型能够解释 $T_{20}(\theta)$ 有很小的负值。根据文献(5)和(12)在能量接近库仑位垒时对观测到 ${}^6\text{Li}$ 张量分析本领的主要贡献是来自 ${}^6\text{Li}$ 基态氦集团正的电四极矩。

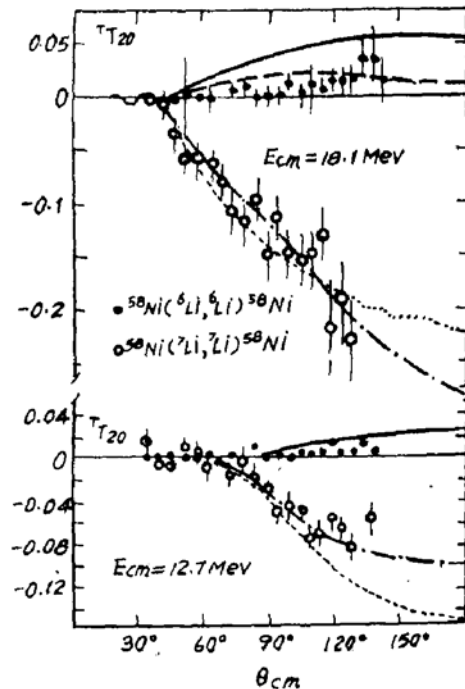


图4. 束流垂直于散射平面张量分析分量 T_{20} , $\bullet - {}^6\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}^{(4)(9)}$ $\circ - {}^7\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}^{(5)}$ 理论曲线取自文献(5)。

定量地了解这些结果一个很方便的方法就是认识,对于 ${}^7\text{Li}$ 光学势,使用折叠模型时扁椭球的 ${}^7\text{Li}$ 基态波函数会自动地产生一个

\bar{T}_R 型的张量势。它能定量地与Heidelberg数据符合(见图4)。对于 ${}^7\text{Li}$ 这个张量力相当大并且主重贡献给 $i\bar{T}_{11}$ 。

使用 z 轴沿着 $(\underline{K}_i + \underline{K}_f)$ 方向和 x 轴沿着动量转移方向的座标系统能够进一步考察这种情况。后一个方向与经典库仑轨道转折点 $\underline{R}(\theta)$ 方向一致。用 \bar{T}_{21} , \bar{T}_{22} 和 \bar{T}_{20} 等表示在该座标系中各量。 $\underline{L} \cdot \underline{I}$ 相互作用的二次效应对 \bar{T}_{2q} 的影响是很小的,我们先忽略它,于是有,

$$3\sigma_0(\theta)\bar{T}_{2q}(\theta) = 2\text{Re}(\overline{M}_{00}\overline{M}_{2q}^*), \quad (6)$$

$$\sigma_0(\theta) = \frac{1}{3} |\overline{M}_{00}|^2 \quad (7)$$

$\overline{M}_{kq}(\theta)$ ($0 \leq k \leq 2l$)是用不可约化的自旋张量 $\tau_{kq}(I)$ 展开散射矩阵时的系数。 \overline{M}_{kq} 是由 \underline{K}_i 和 \underline{K}_f 构成的不可约化的张量,文献(13)给出了由 S 矩阵元组成的表达式。 \overline{M}_{00} 仅仅由中心力确定, \overline{M}_{2q} 与自旋空间中的2阶张量力的强度成正比。

这种座标系一个特殊性质是 $\overline{M}_{21} = 0$, 所以, $\bar{T}_{21}(\theta) = 0$ (8) 实验数据很好地和理论预言符合(如图7)并且证明,在这些自旋相关力能够用微扰方法处理。

用同样的近似,

$$\overline{M}_{2q} = \langle K_{0i} | \overline{V}_{2q} | K_{0f} \rangle \quad (9)$$

在张量力表达式中 \overline{V}_{2q} 是 $\tau_{2q}(I)$ 的系数, $1K^{\pm}$ >仅仅是中心势产生的畸变波,对于 T_R 力, \overline{V}_{2q} 恰好等于 $u(R)Y_{2q}(R)$,其中 $u(R)$ 是径向形成因子。

继Nishioka和Johnson⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾之后,我们使用了“转折点模型”,模型假设矩阵元 \overline{M}_{2q} 受来自 \underline{R} 接近经典轨道转折点 \underline{R}_0 时的贡献控制。从图6(略)很容易看出, \underline{R}_0 的极角是 $\pi/2$, 0或 π ,因此,

$$\overline{M}_{22}(\hat{R}_0) = -\left(\frac{3}{2}\right)^{1/2}\overline{M}_{20}(\hat{R}_0) \quad (10)$$

$$\overline{M}_{21}(\hat{R}_0) = 0 \quad (11)$$

当使用方程(6)时,最后一个公式恰好

证明了结果(8),但是方程(10)和(6)有时给出,

$$\bar{T}_{22}(\theta) = -\left(\frac{3}{2}\right)^{1/2}\bar{T}_{20}(\theta) \quad (12)$$

这意味着,这里仅仅有一个独立的张量分析分量。在精确的量子力学计算中,定量地满足了方程(8)和(12)之间的关系。

表示在图7上的实验结果与基于单折叠集团模型的计算值做了比较,这个计算接近于计算复杂的中心势和 ${}^7\text{Li}$ 光学势的 T_R 分量。显然,张量分析本领三个分量的主要特征能够用 ${}^7\text{Li}$ 核物质的非球形形状来解释。如图8所示,和方程(12)理论预言存在系统地偏

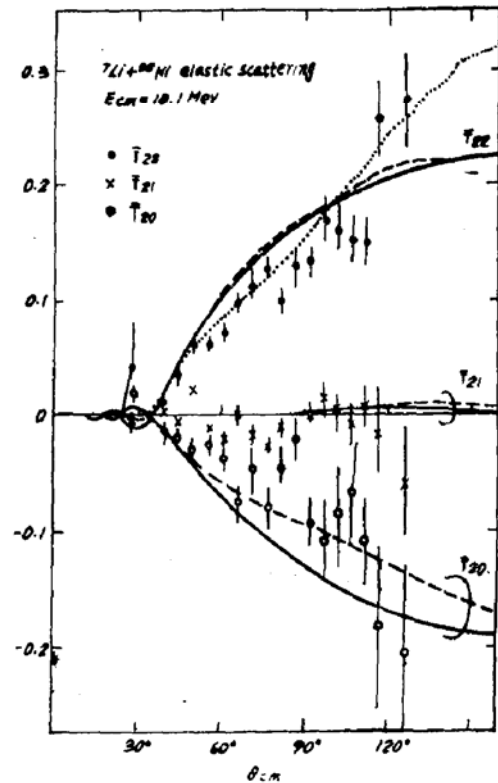


图7. $E_{cm} = 18.1\text{Mev}$ ${}^7\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ 弹性散射的张量分析本领分量的实验值⁽¹⁰⁾和理论计算值⁽¹²⁾。

离。在解释矢量分析本领不规则行为中起重要作用的弹核激发机制引起了对 $\bar{T}_{2q}(\theta)$ 的修正,但是这些修正主要是 T_R 类型的⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾,并且保留方程(12)的关系。所以不能解释理论与实验之间偏离。Nishioka和Johnson已经给出这种偏离的可能解释⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾,他们指

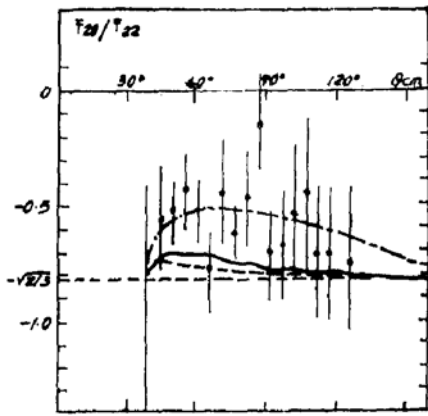


图8. $E_{cm} = 18.1 \text{ MeV}$ ${}^7\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ 弹性散射张量分析本领分量 T_{20}/T_{22} 。

出，期望 T_P 类型张量力导出可观测量之间的关系并且与方程(12)完全不同。对于一个 T_P 型力， $V_{2q} = Y_{2q}(P)$ ，使用转折点模型，于是有

$$\overline{T}_{22} = 0 \quad (13)$$

同样有， $\overline{T}_{21} = 0$ 。因此，解释偏离的一个方法是导出一个适当强度的 T_P 型势，图8中的虚短线表示了使用Ioannides和Gohnson建议的 T_P 型力的精确量子力学计算结果⁽¹⁶⁾，从图8可以看出，理论计算结果与实验数据是很好的符合。很清楚，在我们做出确切结论之前，对于其它能量和靶核需要更精确的实验数据。

能够产生 T_P 型势的物理机制是什么？原则上折叠模型能产生这样一项，但是计算表明，它是很小的⁽¹⁵⁾。Ioannides和Gohnson指出，当非球形核在由费米子构成的海洋中传播时总是产生这一项，例如非球形的氦核和像费米海洋似的靶核间的动量分布的重叠依赖于氦核形状的取向。修正的氦核光学势的泡利阻塞效应也依赖于氦核自旋和动量的相对取向。对于 ${}^7\text{Li}$ 还未发表类似效应的定量计算。试图探测氦核散射中的这一效应至今未获得成功，主要是由于氦核经受了很大的 $\underline{L} \cdot \underline{I}$ 相互作用⁽¹⁵⁾。对于重离子有相当小的 $\underline{L} \cdot \underline{I}$ 相互作用，若是这一效应的数值可与氦核相比较，原则上使用半经典转折点模型能

探测到这一效应。

三、(d, α) 反应和 α 粒子的 D 态

轻粒子转移反应中的极化现象对初态和末态结构是非常灵敏的。典型的例子是 (d, p) 反应，张量分析本领对氦核 D 态分量的振幅和相位是极其灵敏的。已经从实验上很好地证实了这些论证并且能够用直接反应理论框架加以解释⁽¹⁷⁾。

在 Birmingham 和 TUNL 用极化氦束研究了 (d, α) 反应。这些研究提供了对壳模型波函数中类氦集团的振幅和相位一个重要检验，对于 α 粒子 D 态分量的数据也给出了最确切的证明。

在最简单的一步直接反应模型中， $A(d, \alpha)B$ 反应振幅包括两个顶点： $d + (np) \rightarrow \alpha$ 及相关的重叠 $\langle d, (np) | 1\alpha \rangle$ ，和 $A \rightarrow (np) + B$ 及它的重叠积分 $\langle B(np) | 1\alpha \rangle$ ，其中 (np) 表示具有氦核量子数的集团，这些重叠的可能角动量结构受到核自旋的严格限制。例如，重叠 $\langle d, (np) | 1\alpha \rangle$ 有两个分量，氦核集团相对角动量是 $l=0$ 和 $l=2$ 。后一个分量主要来自核子-核子相互作用产生的 α 粒子波函数中的非球形成分，检验这些分量的 4 核子计算是非常有趣的。在 $0^+ \rightarrow 1^+$ 跃迁情形里， $\langle A | (np)$ ， $| B \rangle$ 通常还包括 $L=0$ 和 $L=2$ 分量。在没有氦核的自旋轨道势的情况下，极化研究是重要的。若不是 $L=2$ 的成分混在上述重叠之一中，对于 $0 \rightarrow 1^+$ 的跃迁预言的张量分析本领是零。

迄今，在低能 ($9 \text{ MeV} < E_d < 16 \text{ MeV}$) 仅仅研究了进入张量分析本领中的 α 粒子 D 态性质是 $D_2(d, \alpha)$ 数，它与 $\langle d, (np) | 1\alpha \rangle$ 的渐近比 D/S 有密切关系，而与 D 态几率无关，但它是 α 粒子的重要性质^{(24) (25)}。到目前为止，包括量 D_2 研究的所有跃迁复盖了完全不相关 $\langle A | (np)$ ， $| B \rangle$ 重叠范围，后一分量的相对相位和 $D_2(d, \alpha)$ 的符号及数值对张量分析本领有严重的影响。Birmingham-Surrey 研究表明，只有当 ${}^{40}\text{Ca}$ 中 $L=2$ 和 $L=0$ 的 (np) 集团的

相对振幅和用壳模型计算有相反符号。12.3 Mev $^{40}\text{Ca}(d, \alpha)^{38}\text{K}$ 数据才与 $D_2 = 0$ 符合⁽²⁶⁾。若是 $D_2(d, \alpha)$ 接近 -0.31fm^2 ，数据和壳模型计算一致。 -0.31fm^2 与其它关于 (d, α) 研究和根据 α 粒子波函数得到的结果接近^{(19) (20) (23)}。相应于更完整的 α 粒子波函数的 $D_2(d, \alpha)$ 值的精确计算将有更大的值。

我们期望 $(d, {}^6\text{Li})$, $({}^6\text{Li}, d)$, $({}^6\text{Li}, \alpha)$ 和 $({}^7\text{Li}, \alpha)$ 反应同样有 d 和 α -集团态结构。在转

移反应中，氘核自旋轨道力本身能产生张量分析本领。 ${}^6\text{Li}$ 和 ${}^7\text{Li}$ 自旋轨道力多半不重要。多步过程的作用问题是导致了某些不确定性。在这方面还存在许多问题和争论⁽²⁷⁾，我们着重研究了 (d, α) 反应和讨论了极化数据。

(刘国兴译自 Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, India, 1984, P.238)