

# 氘核削裂反应的扭曲波近似处理\*

儲連元 張高有 趙玄 陸培森 刘廣胥 婁德本

## 提 要

关于  $C^{12}(d, p)C^{13}$  (基态) 削裂反应的角分布和极化, 应用扭曲波方法进行了以下几种情况的讨论: (i) Born 近似; (ii) 质子受无  $l-s$  耦合项的光学势扭曲; (iii) 氘核受黑体扭曲; (iv) 氘核受黑体扭曲、质子受无  $l-s$  耦合项的光学势扭曲; (v) 氘核受黑体扭曲、质子受有  $l-s$  耦合项光学势扭曲; (vi) 氘核受硬球扭曲; (vii) 氘核受硬球扭曲、质子受无  $l-s$  耦合项光学势扭曲, 由分析的结果表明, 不论是对角分布或者是对于极化而言, 扭曲波方法都是一种比较好的近似。

## 一、引 言

中能氘核削裂反应的微分截面, 用 Born 近似公式<sup>[1]</sup>, 已经能得到相当好的描述, 它能给出角分布峰的位置, 从而能够确定捕获粒子(中子或质子)的角动量。但是作更进一步的研究可以发现: 在 Born 近似下, 出射的粒子是没有极化的, Newns<sup>[2]</sup> 首先用古典的方法, 考虑到出射粒子和剩余核之间的相互作用, 指出出射粒子应该有极化产生。实验上<sup>[3]</sup> 证实了 Newns 的判断, 表明削裂反应中产生的粒子有极化存在。在理论上, 以后 Cheston<sup>[4]</sup>, Newns, Refai<sup>[5]</sup> 以及 Weidenmüller<sup>[6]</sup>, Huby, Refai, Satchler<sup>[7]</sup> 用扭曲波的方法来计算极化的大小, 但是他们所处理的各种扭曲的情况还不够全面, 和实验符合的程度也不能令人满意。

本文的目的, 是为了进一步较细致地分析各种扭曲效应对于极化和截面的影响, 我们对于  $C^{12}(d, p)C^{13}$  (基)  $E_d = 11.9$  Mev 的情况进行了计算(第三节), 扭曲的情况有硬球, 黑体和光学位阱(分有或无自旋轨道耦合项)扭曲, 在和以前的理论工作以及实验进行比较以后, 对于扭曲波方法得到了一些初步的结论, 也得到和实验较好的符合。

## 二、反应截面和极化公式的推导

扭曲波理论对  $A(d, p)B$  削裂反应在不考虑交换效应的情况下, 其微分截面为

$$\sigma = \frac{M_d M_p}{4\pi^2 \hbar^4} \cdot \frac{k_p}{k_d} \frac{1}{3(2J_i + 1)} \sum_{\mu_i \mu_d \mu_p} \left| I_{\mu_i \mu_d}^{\mu_p} \right|^2, \quad (1)$$

其中

$$I_{\mu_i \mu_d}^{\mu_p} = \int \psi_p^{*\mu_p}(\mathbf{k}_p, \mathbf{r}'_p, s_p) \chi_{l_i}^{*\mu_i}(\xi, \mathbf{r}_n, s_n), V_{np} \psi_d^{\mu_d}(\mathbf{k}_d, \mathbf{r}_n, \mathbf{r}_p, s_n, s_p) \chi_{l_i}^{\mu_i}(\xi) d\tau. \quad (2)$$

\* 1960年4月3日收到。

$M_p$  和  $M_d$  分别为出射质子及入射氦核的折合质量,  $k_p$  和  $k_d$  为其相应的波数,  $\chi_{J_i}^{\mu_i}(\xi)$  及  $\chi_{J_f}^{*\mu_f}(\xi, \mathbf{r}_n, s_n)$  分别为初态靶核  $A$  和末态剩余核  $B$  的波函数,  $J_i, J_f$  和  $\mu_i, \mu_f$  为相应的角动量和角动量投影,  $\xi$  为靶核  $A$  的内部坐标;  $\psi_p^{*\mu_p}(\mathbf{k}_p, \mathbf{r}_p', s_p)$  及  $\psi_d^{\mu_d}(\mathbf{k}_d, \mathbf{r}_n, \mathbf{r}_p, s_p, s_n)$  分别为出射质子在剩余核的平均场中运动的扭曲波函数和入射氦核在靶核平均场中运动的扭曲波函数,  $\mathbf{r}_n$  和  $\mathbf{r}_p$  为中子和质子相对于靶核质心的坐标,  $\mathbf{r}_p' (= \mathbf{r}_p - \frac{\mathbf{r}_n}{B})$  为出射质子相对于剩余核质心的坐标,  $s_n$  和  $s_p$  为中子和质子的自旋坐标,  $\mu_p$  和  $\mu_d$  为出射质子和入射氦核的自旋投影. 今将  $\chi_{J_f}^{*\mu_f}(\xi, \mathbf{r}_n, s_n)$  用  $A$  核的波函数  $\chi_{J_i}^{*\mu_i}(\xi)$  和中子相对于  $A$  核质心的波函数  $\psi_{i_n l_n s_n}^{*M_n}(\mathbf{r}_n, s_n)$  展开, 即

$$\chi_{J_f}^{*\mu_f}(\xi, \mathbf{r}_n, s_n) = \sum_{J_i' i_n l_n M_n' \alpha} \theta_{i_n l_n}^{*J_i'} C_{J_i' i_n l_n M_n'}^{J_f \mu_f} \chi_{J_i'}^{*\mu_i}(\xi) \psi_{i_n l_n s_n}^{*M_n}(\mathbf{r}_n, s_n), \quad (3)$$

式中  $i_n$  和  $l_n$  为中子进入  $A$  核时的总角动量和轨道角动量,  $M_n$  是  $i_n$  的投影,  $\alpha$  为除  $J_i'$  和  $\mu_i'$  外的其余量子数(若其余量子数和初态的一样时以下则不写出  $\alpha$ ), 展开系数  $\theta_{i_n l_n}^{*J_i'}$  和约化宽度有关, 它是  $J_i', \alpha, i_n, l_n$  的函数(与角动量投影无关), 因此表示  $B$  核的组态分布; 将(3)代入(2)并对  $\xi$  积分, 得

$$I_{\mu_i \mu_d}^{*\mu_p} = \sum_{i_n l_n} C_{J_i' i_n l_n \mu_i' \mu_d}^{J_f \mu_f} \theta_{i_n l_n}^{*J_i'} I_{i_n l_n}^{\mu_i' - \mu_d} \quad (4)$$

其中

$$I_{i_n l_n \mu_d}^{*M_n} = \int \psi_p^{*\mu_p}(\mathbf{k}_p, \mathbf{r}_p, s_p) \psi_{i_n l_n s_n}^{*M_n}(\mathbf{r}_n, s_n) V_{np} \psi_d^{\mu_d}(\mathbf{k}_d, \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_n, s_p, s_n) d\tau_n d\tau_p, \quad (5)$$

式中  $M_n = \mu_f - \mu_i$ ;

$$\begin{aligned} \psi_d^{\mu_d}(\mathbf{k}_d, \mathbf{r}_p, \mathbf{r}_n, s_p, s_n) &= 4\pi \sum_{l_d m_d} (i)^{l_d} e^{i\eta_{l_d}} L_{l_d}(r_d) Y_{l_d}^{*\mu_d}(\mathbf{k}_d) Y_{l_d}^{m_d}(\mathbf{r}_d) \times \\ &\times \chi(|\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_n|) \mathfrak{Y}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{\mu_d}(s_p, s_n); \end{aligned} \quad (6)$$

$$\psi_p^{*\mu_p}(\mathbf{k}_p, \mathbf{r}_p', s_p) = 4\pi \sum_{i_p m_p l_p} (-i)^{l_p} e^{i\eta_{l_p}^{i_p}} L_{l_p}^{i_p}(r_p') \mathfrak{Y}_{i_p l_p s_p}^{*\mu_p} Y_{l_p}^{m_p}(\mathbf{k}_p) C_{l_p m_p \nu}^{i_p M_p}; \quad (7)$$

$$\psi_{i_n l_n s_n}^{*M_n}(\mathbf{r}_n, s_n) = \sum_{m_n \mu_n} C_{l_n m_n \nu}^{i_n M_n} R_{l_n}^{i_n}(r_n) Y_{l_n}^{*\mu_n}(\mathbf{r}_n) \chi_n^*(\mu_n); \quad (8)$$

而  $L_{l_d}(r_d)$ ,  $L_{l_p}^{i_p}(r_p')$  和  $R_{l_n}^{i_n}(r_n)$  分别为氦核, 质子和中子的径向波函数,  $\mathfrak{Y}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{\mu_d}(s_p, s_n)$  和  $\chi_n^*(\mu_n)$  分别为氦核和中子的自旋波函数,  $\mathfrak{Y}_{i_p l_p s_p}^{*\mu_p}$  为质子的角动量部分,  $\eta_{l_d}, \eta_{l_p}^{i_p}$  分别为氦核扭曲波和质子扭曲波的相移(假设质子所受扭曲有自旋-轨道耦合作用, 而氦核没有).

为了避免过于繁复的计算, 我们进一步作如下的近似处理: 由于  $V_{np}$  的非中心力部分对  $(d, p)$  反应贡献不大, 故可近似地取为中心势, 同时氦核的  $d$  波部分可略去; 再由于核力的短程性, 可进一步取为  $\delta$  型力, 即  $V_{np} = V_0 \delta(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_n)$ .

在上述所有假设之下, 取  $\mathbf{k}_d$  为  $x$  轴,  $\mathbf{k}_d \times \mathbf{k}_p$  为  $z$  轴方向, 利用 Clebsch-Gordan 系数

和  $U$  系数的性质, 并略去部分公共常数, 可求得矩阵元  $I_{i_n' l_n' n' d}^{M n' \mu p}$  以及截面和极化公式:

$$\sigma = \frac{M_p^2}{2\pi^2 \hbar^4} \cdot \frac{k_p}{k_d} \cdot \frac{(2J_f + 1)}{3(2J_i + 1)} \sum_{i_n' l_n'} \frac{|\theta_{i_n' l_n'}^j|^2}{(2j_n + 1)} \sum_{M n' \mu p} |I_{i_n' l_n' n' d}^{M n' \mu p}|^2 \quad (9)$$

这里是对初态求平均, 末态求和的, 与(1)式稍有不同. 极化

$$P = \frac{\sum_{i_n' l_n'} \frac{|\theta_{i_n' l_n'}^j|^2}{(2j_n + 1)} \sum_{M n' \mu p} 2\mu_p |I_{i_n' l_n' n' d}^{M n' \mu p}|^2}{\sum_{i_n' l_n'} \frac{|\theta_{i_n' l_n'}^j|^2}{(2j_n + 1)} \sum_{M n' \mu p} |I_{i_n' l_n' n' d}^{M n' \mu p}|^2} \quad (10)$$

如果中子跳到  $j_n, l_n$  是好的量子数的轨道上, 则可用独立粒子模型, 于是

$$\theta_{i_n' l_n'}^j = \begin{cases} 1 & \text{当 } j_n, l_n \text{ 是給定的量子数,} \\ 0 & \text{当 } j_n, l_n \text{ 不是給定的量子数} \end{cases}$$

$$P = \frac{\sum_{M n' \mu p} 2\mu_p |I_{i_n' l_n' n' d}^{M n' \mu p}|^2}{\sum_{M n' \mu p} |I_{i_n' l_n' n' d}^{M n' \mu p}|^2}, \quad (11)$$

而

$$\begin{aligned} \sum_{M n' \mu p} |I_{i_n' l_n' n' d}^{M n' \mu p}|^2 &= 12\pi \left\{ M^2 + \sum_{M n' \mu p} |A_{m_p}^{\frac{1}{2} \mu d M n}|^2 + \right. \\ &+ \sum_{m \geq 1, M n' \mu p} 2 \operatorname{Re} (A_{m_p+m}^{\frac{1}{2} \mu d M n} A_{m_p}^{* \frac{1}{2} \mu d M n}) \cos m\varphi - \\ &- \sum_{m_p} \left[ \operatorname{Im} (A_{m_p}^{\frac{1}{2} \mu d M n}) (k_d \cos m_p \varphi - k_p \cos (m_p + 1)\varphi) + \right. \\ &\left. + \sqrt{2} \operatorname{Im} (A_{m_p}^{\frac{1}{2} \mu d M n}) (k_d \cos m_p \varphi - k_p \cos (m_p - 1)\varphi) \right] \frac{2M}{q\sqrt{3}} \left. \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sum_{M n' \mu p} 2\mu_p |I_{i_n' l_n' n' d}^{M n' \mu p}|^2 &= 12\pi \left\{ - \sum_{m \geq 1, M n' \mu p} 2 \operatorname{Im} (A_{m_p+m}^{\frac{1}{2} \mu d M n} A_{m_p}^{* \frac{1}{2} \mu d M n}) \times \right. \\ &\times \sinh m\varphi - \sum_{m_p} \left[ \operatorname{Re} (A_{m_p}^{\frac{1}{2} \mu d M n}) (k_d \sin m_p \varphi - k_p \sin (m_p + 1)\varphi) + \right. \\ &\left. + \sqrt{2} \operatorname{Re} (A_{m_p}^{\frac{1}{2} \mu d M n}) (k_d \sin m_p \varphi - k_p \sin (m_p - 1)\varphi) \right] \frac{2M}{q\sqrt{3}} \left. \right\}, \quad (13) \end{aligned}$$

式中  $M$  是 Butler 项,  $q = |\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_p|$ , 今

$$M = \int_{R_0}^{\infty} R_{l_n}^{\mu d}(r) j_{l_n}(qr) r^2 dr, \quad (14)$$

其中  $R_0$  是割裂半径.  $A_{m_p}^{\mu d M n}$  是非 Butler 项,

$$\begin{aligned}
A_{m_p}^{\mu_p \mu_d M_n} &= \sum_{i_p i_p' i_d' d'} \sqrt{2(2j_n + 1)(2s_d + 1)} \sqrt{(2j_p + 1)(2l_p + 1)} \times \\
&\times U \begin{pmatrix} l_n & l_p & l_d \\ j_n & j_p & j_d \\ s_n & s_p & s_d \end{pmatrix} C_{l_n' 0}^{l_d'} C_{l_p' m_p' s_p' \mu_p'}^{i_p' m_p' + \mu_p'} C_{i_p' m_p' + \mu_p' j_n' M_n}^{i_d' m_p' + \mu_p' + M_n} C_{l_d' m_p' + \mu_p' + M_n - \mu_d' s_d' d'}^{i_d' m_p' + \mu_p' + M_n} \times \\
&\times \left[ \frac{(2l_p + 1)(l_p - |m_p|)!}{(l_p + |m_p|)!} \right]^{\frac{1}{2}} \left[ \frac{(2l_d + 1)(l_d - |m_p + \mu_p + M_n - \mu_d|)!}{(l_d + |m_p + \mu_p + M_n - \mu_d|)!} \right]^{\frac{1}{2}} \times \\
&\times P_{l_p}^{m_p}(0) P_{l_d}^{m_p + \mu_p + M_n - \mu_d}(0) S_{i_p' l_d'}^{j_p}, \quad (15)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
S_{i_p' l_d'}^{j_p} &= i^{l_d - l_p} \int R_{l_n}(r) \left[ \frac{1}{2} (e^{2i\eta_{l_d}} - 1) h_{l_d}^{(1)}(k_d r) j_{l_p}(k_p r) + \frac{1}{2} (e^{2i\eta_{l_p}} - 1) \times \right. \\
&\times \left. h_{l_p}^{(1)}(k_p r) j_{l_d}(k_d r) + \frac{1}{4} (e^{2i\eta_{l_p}} - 1) (e^{2i\eta_{l_d}} - 1) h_{l_d}^{(1)}(k_d r) h_{l_p}^{(1)}(k_p r) \right] r^2 dr. \quad (16)
\end{aligned}$$

显然可見,

$$A_{m_p}^{\mu_p \mu_d M_n} = (-1)^{i_n + s_p + s_d} A_{-m_p}^{-\mu_p - \mu_d - M_n}.$$

为了对扭曲波进行分析討論, 我們选  $C^{12}(d, p)C^{13}$  基态为例进行了一些計算, 在这个例子里,  $l_n = 1$ ,  $j_n = \frac{1}{2}$ , 而

$$\begin{aligned}
A_{m_p}^{\mu_p \mu_d M_n} &= A_{-m_p}^{-\mu_p - \mu_d - M_n}, \\
A_{m_p}^{\frac{1}{2} 1 - \frac{1}{2}} &= - \sum_{l_p} \frac{1}{2 \sqrt{3} (2l_p + 1)} \cdot \frac{(l_p + m_p - 1)!! (l_p - m_p - 1)!!}{(l_p + m_p)!! (l_p - m_p)!!} \times \\
&\times \left[ (l_p + m_p + 1)(l_p - m_p + 1) S_{l_p, l_p+1}^{l_p + \frac{1}{2}} + (l_p - m_p)(l_p - m_p + 1) S_{l_p, l_p+1}^{l_p - \frac{1}{2}} + \right. \\
&\left. + (l_p + m_p + 1)(l_p + m_p) S_{l_p, l_p-1}^{l_p + \frac{1}{2}} + (l_p - m_p)(m_p + l_p) S_{l_p, l_p-1}^{l_p - \frac{1}{2}} \right], \quad (17) \\
A_{m_p}^{\frac{1}{2} 0 \frac{1}{2}} &= - \sum_{l_p} \frac{1}{3(2l_p + 1)} \cdot \frac{(l_p + m_p - 1)!! (l_p - m_p + 1)!!}{(l_p + m_p)!! (l_p - m_p)!!} \left[ (l_p + m_p + 1) \times \right. \\
&\times \left( m_p + \frac{1}{2} \right) S_{l_p, l_p+1}^{l_p + \frac{1}{2}} + (l_p + m_p + 1)(l_p - m_p) S_{l_p, l_p+1}^{l_p - \frac{1}{2}} + \\
&\left. + (l_p + m_p + 1)(l_p - m_p) S_{l_p, l_p-1}^{l_p + \frac{1}{2}} - (l_p - m_p) \left( m_p + \frac{1}{2} \right) S_{l_p, l_p-1}^{l_p - \frac{1}{2}} \right], \quad (18) \\
A_{m_p}^{\frac{1}{2} -1 - \frac{1}{2}} &= - \sum_{l_p} \frac{(l_p + m_p + 1)(l_p - m_p)(l_p + m_p - 1)!! (l_p - m_p - 1)!!}{3 \sqrt{2} (2l_p + 1)(l_p + m_p)!! (l_p - m_p)!!} \times \\
&\times \left[ S_{l_p, l_p+1}^{l_p + \frac{1}{2}} - S_{l_p, l_p+1}^{l_p - \frac{1}{2}} - S_{l_p, l_p-1}^{l_p + \frac{1}{2}} + S_{l_p, l_p-1}^{l_p - \frac{1}{2}} \right]. \quad (19)
\end{aligned}$$

当质子的扭曲势不包含  $l$ - $s$  項时, 計算公式可化得更简单些. 此时

$$\sigma \propto \sum_{m_n} |g_{l_n}^{m_n}|^2, \quad (20)$$

$$P = -\frac{1}{3} \cdot \frac{1}{l_n} \frac{\sum_{m_n} m_n |g_{l_n}^{m_n}|^2}{\sum_{m_n} |g_{l_n}^{m_n}|^2} \quad \text{当 } j_n = l_n - \frac{1}{2}; \quad (21)$$

其中

$$\sum_{m_n} |g_{l_n}^{m_n}|^2 = 2[2\pi(2l_n+1)] \left\{ M^2 + \sum_{m_p} |A_{m_p}^1|^2 + \sum_{m \geq 0, m_p} 2\text{Re}(A_{m_p+m}^1 A_{m_p}^{*1}) \cos m\varphi - \right. \\ \left. - 2\frac{M}{q} \sum_{m_p} \text{Im}(A_{m_p}^1) [k_d \cos m_p \varphi - k_p \cos(m_p+1)\varphi] \right\}, \quad (22)$$

$$\sum_{m_n} m_n |g_{l_n}^{m_n}|^2 = 2\pi \left\{ - \sum_{m \geq 1, m_p} 2\text{Im}(A_{m_p+m}^1 A_{m_p}^{*1}) \sin m\varphi + \right. \\ \left. + 2\frac{M}{q} \sum_{m_p} \text{Re}(A_{m_p}^1) [-k_d \sin m_p \varphi + k_p \sin(m_p+1)\varphi] \right\}; \quad (23)$$

其中

$$A_{m_p}^1 = \frac{i}{\sqrt{2}} \sum_{l_p} \frac{(l_p-1-m_p)!!(l_p-1+m_p)!!}{(l_p-2-m_p)!!(l_p+m_p)!!} \left[ S_{l_p, l_p-1} - \right. \\ \left. - \frac{l_p+m_p+1}{l_p-m_p} S_{l_p, l_p+1} \right]. \quad (24)$$

由上式可以看出极化是与  $\sum_{m_n} m_n |g_{l_n}^{m_n}|^2$  成正比例的, 当在 Born 近似下, 由

$$|g_{l_n}^{m_n}|^2 = |g_{l_n}^{-m_n}|^2$$

而知, 此时的极化为零.

### 三、計算結果的分析及討論

我們計算了  $C^{12}(d, p)C^{13}$  (基态) 的情况, 在目前  $J_i = 0, J_f = 1/2, j_n = 1/2, l_n = 1, E_d = 11.9 \text{ Mev}, B_n$  (中子結合能)  $= 4.9 \text{ Mev}$ .

我們对以下七种情况进行了計算:

- (i) Born 近似;
- (ii) 質子受无  $l \cdot s$  項光学势扭曲;
- (iii) 氖核受黑体扭曲;
- (iv) 氖核受黑体扭曲, 質子受无  $l \cdot s$  項光学势的扭曲;
- (v) 氖核受黑体扭曲, 質子受有  $l \cdot s$  項光学势的扭曲;
- (vi) 氖核受硬球扭曲;
- (vii) 氖核受硬球扭曲, 質子受无  $l \cdot s$  項光学势的扭曲.

对于靶核是黑体吸收情况, 选择的参数是

$$e^{2i\eta_{l_d}} = \begin{cases} 0 & \text{当 } l_d = 0, 1, 2, 3, 4; \\ 1 & \text{当 } l_d = 5, 6, \dots \end{cases}$$

相当于作用半径选取为  $R = 4.5 \times 10^{-13}$  cm. 对于靶核看作是硬球, 半径也选取为  $R = 4.5 \times 10^{-13}$  cm. 对于剩余核光学位阶的选取是用  $V = V_1(r) + iV_2(r) + (\sigma \cdot e)V_3$ , (略去了库伦相互作用; 因在目前情况下, 质子出射能量近似为 16 Mev, 库伦相互作用力的效应是很小的),  $V_1 = -30$  Mev,  $V_2 = -5$  Mev,  $V_3 = -2$  Mev, 位阶的半径取作为  $R' = 3.4 \times 10^{-13}$  cm, 计算结果见表 1.

表 1 包含  $l$ - $s$  耦合项的积分相移数据

$l_p$	$l_d$	$S_{l_p l_d}^{l_p-1/2}$	$S_{l_p l_d}^{l_p+1/2}$
0	1		$-0.000070 - 0.0179 i$
1	0	$0.0115 - 0.0178 i$	$0.0122 - 0.0162 i$
	2	$0.0104 - 0.0274 i$	$0.0119 - 0.0263 i$
2	1	$-0.000640 - 0.0113 i$	$-0.000160 - 0.00605 i$
	3	$0.00125 - 0.0354 i$	$0.00642 - 0.0326 i$
3	2	$-0.00669 + 0.00398 i$	$-0.00854 + 0.000910 i$
	4	$-0.00630 - 0.00718 i$	$-0.00922 - 0.00275 i$
4	3	$-0.00386 + 0.00841 i$	$-0.00375 + 0.00834 i$

对于角分布和极化的情况, 分别讨论如下:

(i) 角分布: Born 近似的计算发现第一个峰的位置在  $10^\circ - 20^\circ$  之间, 第二个峰在  $80^\circ$  附近为第一峰的高度的  $1/38$ , 在大角度时, 下降得很厉害, 和实验比较<sup>[5]</sup>(见图 1) 可以看到在第一个峰的位置和形状上, 大致和实验符合, 但是在大角度, 理论截面比实验截面小得多. 对于各种扭曲波的情况, 我们发现第一个峰的值都有不同程度的下降(如果质子, 氘核同时扭曲, 下降得更多), 而第一个峰的位置没有什么变动. 第二个峰的位置好象普遍地向小角度有了移动而且和第一个峰相对比例在  $1/28$  到  $1/5$  之间, 例如情况 V 的比例是  $1/7.5$ , 说明在大角度的相对高度, 均有不同程度的提高, 这是符合于实验趋势的. 这是因为在没有扭曲时, 各种不同质子轨道角动量的振幅大体上具有相同的位相, 因而在小角度的地方, 截面非常大, 而在大角度的地方, 则各种角动量的贡献彼此相消, 从而截面很小. 扭曲效应改变了小角动量(质子的轨道角动量)部分的振幅的相角, 从而使小角度部分截

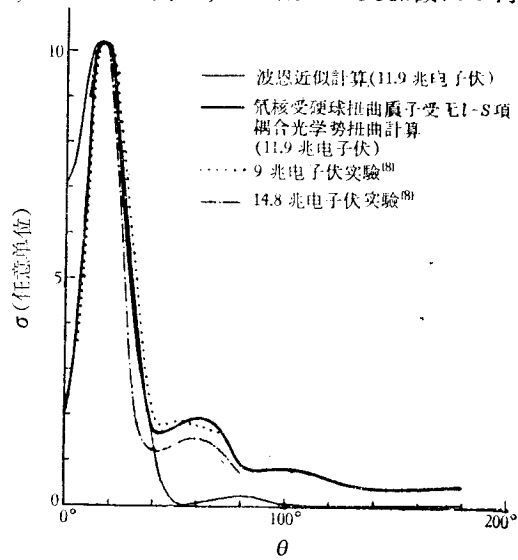
图 1  $C^{12}(d,p)C^{13}$  (基态) 的角分布

表 2 各种情况下的角分布数据

类别	角度	0°	5°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	80°	100°	120°	140°	160°	180°
Born 近似	质子无 $l-s$ 势扭曲	0.141	0.157	0.193	0.196	0.106	0.0303	0.00149	0.00159	0.00520	0.00116	0.00850	0.00459	0.00735	0.00805
	氘核黑体吸收扭曲	0.113	0.125	0.152	0.143	0.066	0.0146	0.00354	0.00530	0.00268	0.00068	0.00470	0.002102	0.00134	0.00640
质子无 $l-s$ 势扭曲	质子无 $l-s$ 势扭曲	0.064	0.083	0.123	0.144	0.077	0.0204	0.00304	0.00567	0.00516	0.00143	0.00238	0.00229	0.00104	0.00446
	氘核黑体吸收扭曲	0.040	0.054	0.087	0.097	0.043	0.010	0.00952	0.0117	0.00412	0.00248	0.00255	0.00246	0.00216	0.00640
质子有 $l-s$ 势扭曲	质子有 $l-s$ 势扭曲	0.0393	0.0535	0.0860	0.0968	0.0440	0.0110	0.00867	0.0128	0.00654	0.00381	0.002170	0.00237	~0	0.00395
	氘核硬球扭曲	0.089	0.101	0.126	0.120	0.057	0.0182	0.00997	0.00980	0.00471	0.00421	0.00212	0.00190	0.00286	0.00371
氘核硬球扭曲	质子无 $l-s$ 势扭曲	0.016	0.031	0.063	0.079	0.037	0.0134	0.0140	0.0158	0.00720	0.00690	0.00480	0.002330	0.00360	0.00360

表 3 各种扭曲情况下的极化数据

类别	角度	0°	5°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	80°	100°	120°	140°	160°	180°
氘核黑体吸收扭曲	氘核黑体吸收扭曲	0	-0.100	-0.139	-0.155	-0.168	-0.153	0.226	0.0516	-0.216	0.235	-0.0318	-0.306	-0.308	0
	质子无 $l-s$ 势扭曲	0	0.133	0.156	0.159	0.195	0.279	-0.0266	-0.245	0.0847	0.238	-0.202	-0.180	-0.151	0
氘核黑体吸收扭曲	氘核黑体吸收扭曲	0	-0.0493	-0.0453	-0.0141	0.0567	0.252	0.0034	-0.151	-0.106	0.234	-0.152	-0.213	0.143	0
	质子有 $l-s$ 势扭曲	0	-0.129	-0.120	-0.0501	0.0523	0.0727	-0.0577	-0.543	-0.0596	-0.160	-0.455	-0.439	~-1	0
氘核硬球扭曲	氘核硬球扭曲	0	-0.130	-0.174	-0.182	-0.180	-0.115	0.0377	-0.0597	-0.0743	-0.0214	-0.0953	-0.0145	0.0253	0
	质子有 $l-s$ 势扭曲	0	-0.181	-0.133	-0.051	0.0873	0.259	-0.0286	-0.185	0.0144	0.085	-0.180	-0.0336	0.105	0

面相对地减小,而大角度部分截面则相对地加大. 但是通过角分布的分析也可以发现:角分布对于各种扭曲效应实际上是不敏感的. 特别是质子扭曲势加不加自旋-轨道项几乎对角分布毫无影响. 由此可见,利用角分布研究扭曲效应不是好办法.

(ii) 对于极化 Born 近似项的贡献为零,极化主要决定于 Born 近似项和非 Born 近似项的交叉乘积(公式(15)中的后两项),由此也可以想见极化对于各种扭曲效应是非常敏感的. 单纯质子扭曲和单纯氫核扭曲的极化符号在小角度时相反(见表 3),而单纯氫核扭曲极化的符号是和实验上相一致的,这一点是和 Newns, Refai 的结论一致的. 单纯的氫核扭曲,对于硬球和黑体的情况,在小角度的情况大致上差不多. 但是在我們目前的情况不能得到 Newns 和 Refai 如下的结论:他们认为在小角度时极化可以看作是单纯质子所产生的极化和单纯氫核所产生的极化之代数和(他们用的能量是 3.2 Mev, 氫核扭曲是硬球势). 而在我們目前的情况发现,不论氫核是硬球或是黑体的扭曲,极化在小角度时迭加的规律是不能成立的. 这说明,质子的扭曲波和氫核扭曲波的乘积在极化中起相当重要的作用.

(iii) 如前所讨论,在质子的光学势中,加上自旋轨道耦合项对于截面的影响很小,但是对于极化的影响比较大. 这也和 Newns, Refai 的结论不一致. 他们认为自旋-轨道耦合项对小角度(例如峯的两边)的极化的影响是很小的. 这可能是由于他们的能量用得比较低(3.2 Mev),因此受到扭曲的角动量  $l$  也就较少,  $\sigma \cdot l$  的作用就显得小了. 在我們的情况下,由表 3 可以看出极化. 对于自旋-轨道耦合项是敏感的,并且极化可以大于 1/3.

我們計算的結果发现:第 V 种情况,即氫核受黑体扭曲,质子受有自旋-轨道耦合项的光学势扭曲,无论在截面上和极化上都得到和实验较好的符合结果.

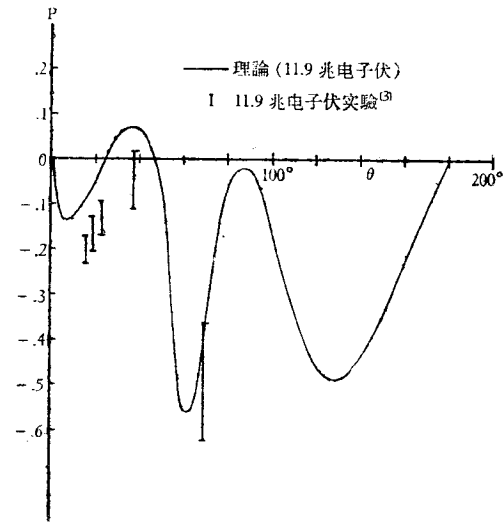


图 2  $C^{12}(d,p)C^{13}$  (基态) 出射质子的极化 (理論計算用氫核受黑体扭曲质子受有  $l-s$  合光学势扭曲)

### 参 考 文 献

- [1] Butler, S. T., *Proc. Roy. Soc.* **A208** (1951), 559; Bhatia, A. B., Huang, K., Huby, R. and Newns, H. C., *Phil. Mag.* **43** (1952), 485; Tobocman, W. and Kalos, M. H., *Phys. Rev.* **97** (1955), 132.
- [2] Newns, H. C., *Proc. Phys. Soc.* **A66** (1953), 477.
- [3] Hillman, P., *Phys. Rev.* **104** (1956), 176; Bokhori, M. S., Cooksan, J. A., Hird, B., Weesakul, B., *Proc. Phys. Soc.* **72** (1958), 95; Hensel, J. C. and Parkinson, W. C., *Phys. Rev.* **110** (1958), 128; Juveland, A. C. and Jentschke, W., *Phys. Rev.* **110** (1958), 456.
- [4] Cheston, W. B., *Phys. Rev.* **96** (1954), 1590.
- [5] Newns, H. C., Refai, M. Y., *Proc. Phys. Soc.* **71** (1958), 627.
- [6] Weidenmüller, H. A., *Zeits für Physik* **150** (1958), 389.
- [7] Huby, R., Refai, M. Y., Satchler, G. R., *Nucl. Phys.* **9** (1958/59), 94.
- [8] Holt, J. R., *Physica.* **22** (1956), 1069.



## ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ СРЫВА ПРИ ПОМОЩИ ИСКАЖЕННЫХ ВОЛН

Чун Лян-юан Чжан Гао-ю Чжао Сюан Лу Пэй-сэнь  
Лю Гэн-суй Ло Тэй-бэн

### Резюме

В настоящей статье вычислили угловое распределение и поляризацию реакции срыва  $C^{12}(d, p)C^{13}$  (в основном состоянии) при помощи искаженных волн. Рассматривали следующие случаи:

- 1) Борнское приближение,
- 2) Протон искажен оптическим потенциалом без  $l$ -связи,
- 3) Дейтрон—черным телом,
- 4) Дейтрон—черным телом, а протон—оптическим потенциалом без  $l$ -связи
- 5) Дейтрон—черным телом, а протон—оптическим потенциалом с  $l$ -связью
- 6) Дейтрон искажен твердым ядром,
- 7) Дейтрон—твердым ядром, а протон—оптическим потенциалом без  $l$ -связи.

После этого, можно сделать вывод, что при вычислении углового распределения и поляризации метод искаженных волн является лучшим методом приближения.