

关于低能核反应中的复合核效应*

王德煊 丘錫鈞 趙 玄 李白文 陈金全

提 要

本文用扩散型光学位阱对低能(中子 2—4 兆电子伏, 质子 3.5—7 兆电子伏)非弹性散射角分布、激发函数和 γ 射线角分布进行了计算, 目的是比较系统地定量检验 Hauser-Feshbach 理论。计算结果和实验符合得很好。说明 H. F. 理论中的基本出发点, 即不同复合核态之间的干涉相消的假设, 是近似成立的。在此基础上, 我们进一步讨论了可以用 H. F. 公式来提供光学位阱参数与能级自旋宇称知识的可能性, 后者具体应用至 N^{14} 的高激发态, 计算表明: N^{14} 的 4.91 兆电子伏和 5.01 兆电子伏能级的自旋分别为 0 和 2, 能级的自旋对截面的大小影响很显著, 但宇称则几乎没有影响。同时我们也应用 H. F. 理论讨论了相邻奇-偶核和偶-偶核弹性散射的差异。最后, 考虑到同位旋在轻核中是一个守恒量, 本文中研究了在复合核过程中同位旋守恒的可能性, 给出了考虑同位旋守恒以后的 H. F. 公式。并对于 $N^{14}(p, p')N^{14*}$ 至第一激发态 2.31 兆电子伏($i=1$), 和第二激发态 3.95 兆电子伏($i=0$)的非弹性散射角分布, 分别在同位旋守恒和不守恒情况下进行了计算, 结果表明, 不守恒时的计算值和现有的实验非常接近, 看来同位旋量子数在轻核的复合核反应中守恒性是很差的。

一、引 言

根据光学模型的理論, 入射核子与靶核的相互作用可以表示为核子对靶核形状弹性散射和核子被靶核吸收两部分。在低能的条件下, 当直接相互作用可以忽略时, 光学模型的吸收就相当于入射核子与靶核形成了复合核。形成的复合核, 在经过較长的时间(与直接相互作用过程比較)后衰变到各个反应道。当复合核的激发能足够高, 以致于复合核能级很密时, 一般认为, 在这样复合核能级很密的区域, 复合核衰变方式和形成无关的假设是成立的^[1], 亦即假定这些参与反应的复合核态具有任意位相, 从而互不干涉。在这样假定下, Wolfenstein、稍后 Hauser-Feshbach^[2], 在考虑到反应过程中系統的总角动量和宇称必需守恒后, 推导出了复合核衰变到某一特定反应道的微分截面公式。

在以前的一些文章中^[3,4], 曾对 Hauser-Feshbach 公式与低能中子、质子对中重核的非弹性散射、退激发 γ 射线的角分布等实验作了某些比較, 結果在定性上是一致的。但由于计算和参数的选择都比較粗糙, 不能作出全面肯定的結論。

鉴于 Hauser-Feshbach 理論(以下簡称为 H. F. 理論)对于低能核反应现象的重要, 本文的目的是希望通过各种实验现象来进一步检验此公式的正确性, 研究各种参数的影响及变化規律, 进一步来确定 H. F. 公式在核反应现象中可以应用的范围(第二节)。

在此基础上, 我们还用此理論去解释某些相邻奇-偶核和偶-偶核弹性散射角分布在

* 1961年9月23日收到。

大角度显示出的明显不同(第三节). 提出一种定激发态自旋的方法, 并用此方法来定 N^{14} 激发态的自旋(第四节).

最后, 考虑到同位旋在轻核中是一个守恒量, 它在复合核过程中还可能是守恒的. 我们给出了在考虑同位旋守恒以后 H. F. 公式的修正, 并通过质子对 N^{14} 的非弹性散射截面, 初步检验了同位旋在复合核过程中守恒的情况(第五节).

二、中子和质子对某些原子核的非弹性散射及 $(n, n'\gamma)$ 角分布

根据 Hauser-Feshbach 理论, 通过复合核发生的反应的微分截面公式为^[2]

$$\begin{aligned} \sigma(E_0|E'\theta) = & \frac{\pi k^2}{(2i+1)(2I+1)} \sum_{l, l', s, s', m, p} (2l+1) C_{l0sm}^{lm^2} \times \\ & \times T_{al}(E_0) \sum_{l's'm'_s} C_{l'm-m'_s, s's'}^{lm^2} \left| Y_{l'm-m'_s}(\theta, \varphi) \right|^2 \times \\ & \times \frac{T_{\beta l'}(E')}{\sum_{l''s'l''v} T_{vl''}(E'')}, \end{aligned} \quad (1)$$

此式是取入射粒子方向为 Z 轴, 式中 E_0, E' 分别为入射, 出射粒子能量; i 和 I 分别为入射粒子和靶核的自旋, s 和 s' 分别为入射道和出射道自旋; $T_{al}(E_0)$ 是粒子能量为 E_0 、轨道角动量为 l 的 α 道的穿透因子. 上式中的总角动量 J 和道自旋、轨道角动量之间, 必须满足向量加法规则. 在此式中必需保证在反应过程中总角动量 J 和宇称 P 守恒.

公式(1)中前面不带“'”的部分代表复合核的形成, 后面带“'”的部分代表到某一特定反应 β 道的相对衰变几率, v 代表所有可能的出射道. 显然, 由公式(1)所给出角分布是 90° 对称的.

通常利用 Racah 系数的性质及球谐函数 Y_{lm} 的合成定理^[4], 公式(1)可简化为

$$\begin{aligned} \sigma(E_0|E'\theta) = & \frac{k^2}{(2i+1)(2I+1)} \sum_{ss'} \frac{(-1)^{s'-s}}{4} \sum_{Jl'l''} \sum_L Z(lJlJ, sL) \times \\ & \times Z(l'Jl'J, s'L) \frac{T_{al}(E_0)T_{\beta l'}(E')}{\sum_{l''s'l''v} T_{vl''}(E'')} P_L(\cos\theta), \end{aligned} \quad (1')$$

式中 $L \leq 2l, 2l', 2J$, 且 L 为偶数, 其中

$$\begin{aligned} Z(abcd; ef) = & i^{l-a+c} [(2a+1)(2b+1)(2c+1)(2d+1)]^{1/2} \times \\ & \times W(abcd; ef) C_{a0c0}^{l0}, \end{aligned}$$

如果公式(1)或(1)'对于角度积分, 即得积分截面公式:

$$\begin{aligned} \sigma(E_0|E') = & \frac{\pi k^2}{(2i+1)(2I+1)} \sum_{Jl''} (2J+1) \sum_{ls} T_{al}(E_0) \times \\ & \times \frac{\sum_{l's'} T_{\beta l'}(E')}{\sum_{l''s'l''v} T_{vl''}(E'')}. \end{aligned} \quad (2)$$

1. 中子, 质子对于某些原子核非弹性散射

(1) 中子 采用上述公式(1)'和(2), 我們計算了下列数值:

a. 角分布(包括微分截面绝对值):

$\text{Ti}^{48}(n, n')\text{Ti}^{48*}$ (第一激发态, 0.99 兆电子伏, 2^+)

$E_0 = 2.25, 2.45$ 兆电子伏^[3],

$\text{Fe}^{56}(n, n')\text{Fe}^{56*}$ (第一激发态, 0.85 兆电子伏, 2^+)

$E_0 = 2.20^{[5]}, 2.25, 2.45^{[3]}, 2.90^{[4]}$ 兆电子伏,

$\text{Pb}^{206}(n, n')\text{Pb}^{206*}$ (第一激发态, 0.80 兆电子伏, 2^+)

(第三激发态, 1.34 兆电子伏, 3^+)

(第四激发态, 1.45 兆电子伏, 2^+)

$E_0 = 2.2$ 兆电子伏^[5].

b. 激发函数

Fe^{56} 的 0.85 兆电子伏能级的激发函数^[8], E_0 从阈能到 2 兆电子伏.

計算結果如图 1—4. 在計算中, 我們只考虑通过复合核的中子弹性散射和非弹性散射, 从复合核中放射带电粒子的几率由于阈能較高, 再由于庫伦位垒的影响, 可以略去不計. 中子的穿透因子 $T_l(E)$, 我們应用了 Beyster 根据扩散型光学位阱所計算得到的結果^[9]. 在那里, 因为沒有对于 Pb 的 T_l , 我們选取了与其邻近 Bi 的 T_l 值.

(2) 质子 在质子入射情况下, 我們計算了入射能量为 4.5, 5.25, 5.8 和 6.7 兆电子伏的质子对 Cr^{52} 的非弹性散射($Q = -1.45$ 兆电子伏, Cr^{52} 第一激发态, 2^+ 能级)角分布及激发函数^[6].

当质子入射能量低于 (p, n) 阈能时, 我們只考虑复合核 Mn^{53} 到剩余核 Cr^{52} 的基态、第一、二、三激发态的衰变, 更高的激发态由于庫伦位垒的作用, 可略去不計. 当入射质子能量超过 (p, n) 阈能时, 还需考虑复合核 Mn^{53} 放出中子的竞争. 由于目前实验上对于 Mn^{52} 的能级知道的并不清楚, 我們曾根据壳模型理論, 对于 Mn^{52} 的能级的次序和位置作了估計. 对于质子的穿透因子, 我們是用連續理論算得的^[10]. 計算結果与实验的比較, 见图 5—6.

(3) 对于結果的討論和分析 a. 从計算中发现, 角分布的形状主要由靶核及剩余核的能级自旋、宇称所决定. 对于由 $0^+ \rightarrow 2^+, 0^+ \rightarrow 3^+$ 等反应, 对截面有贡献的各 (J, l') 分

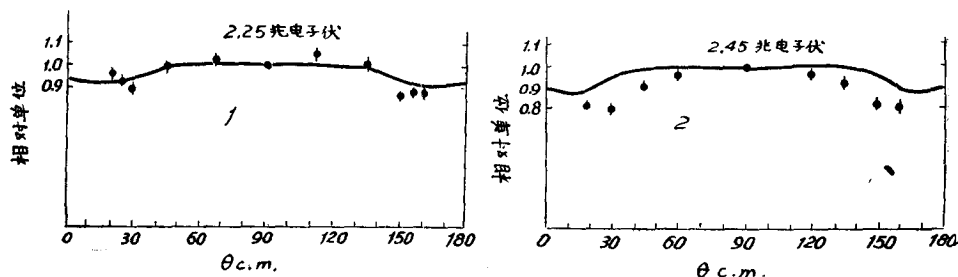


图 1 $\text{Ti}(n, n')\text{Ti}^*$ 角分布, $Q = 0.99$ 兆电子伏, 实线为理論曲綫

1. 在 90° 实验值: 75 ± 4 mb/ster. 理論值: 70.2 mb/ster. 2. 在 90° 实验值: 85 ± 3 mb/ster. 理論值: 70.8 mb/ster.

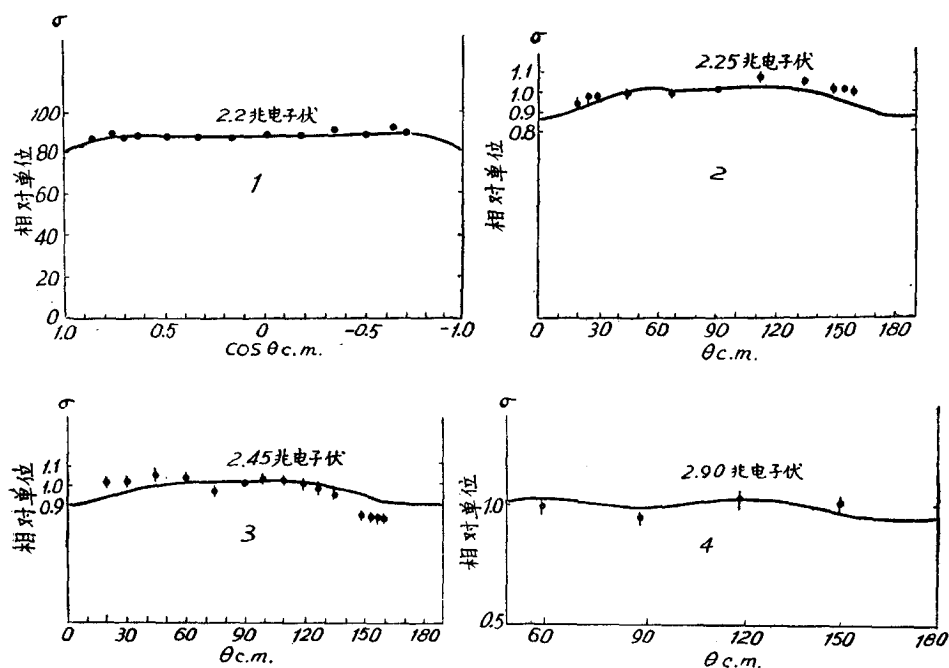


图2 $\text{Fe}^{56}(n, n')\text{Fe}^{56*}$ 角分布, $Q = 0.85$ 兆电子伏, 实线为理论曲线

- | | |
|--|--|
| 1. 在 90° 实验值: 89 mb/ster.
理论值: 72 mb/ster. | 2. 在 90° 实验值: 80 ± 4 mb/ster.
理论值: 70.2 mb/ster. |
| 3. 在 90° 实验值: 85 ± 3 mb/ster.
理论值: 74.5 mb/ster. | 4. 在 90° 实验值: 74 ± 4 mb/ster.
理论值: 79.5 mb/ster. |

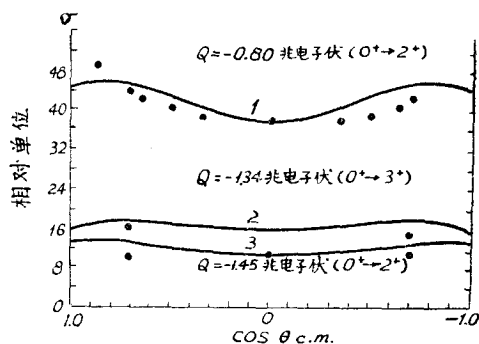
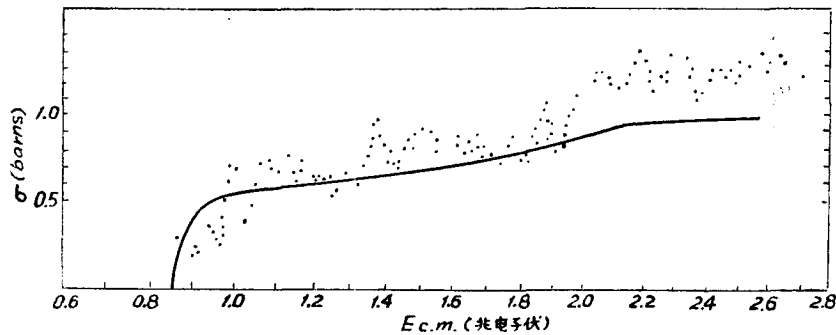
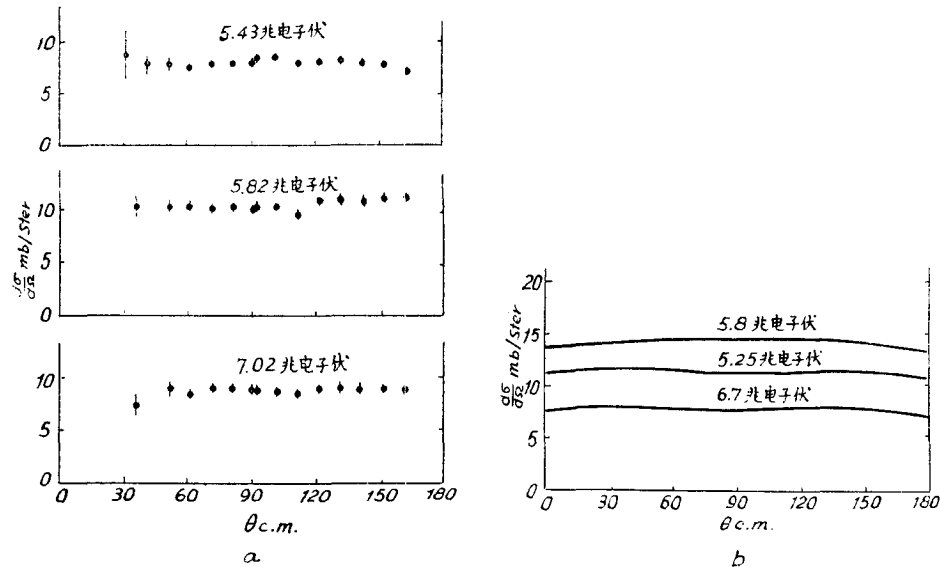


图3 $\text{Pb}(88\% \text{Pb}^{206})(n, n')\text{Pb}^*$ 角分布 $E_n = 2.2$ 兆电子伏

- | | | |
|--|--|--|
| 1. 在 90° 实验值: 38 mb/ster.
理论值: 46 mb/ster. | 2. 在 90° 实验值: 17 mb/ster.
理论值: 30 mb/ster. | 3. 在 90° 实验值: 12 mb/ster.
理论值: 22 mb/ster. |
|--|--|--|

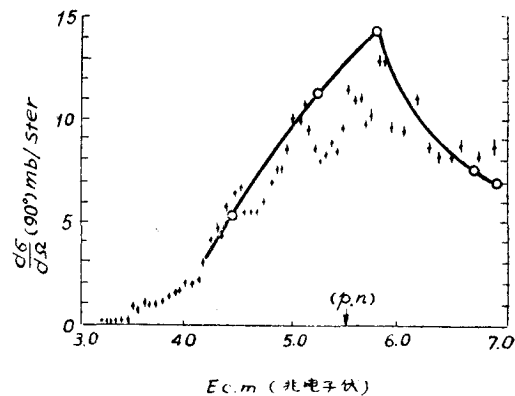
波中,有的给出一个各向同性的分布,有的在 90° 较大,有的在小角度较大,因此迭加的结果,一般给出一个近乎各向同性的角分布,而穿透因子 T_l ,一般只是对角分布的细节有影响。这在 $\text{Pb}^{206}(n, n')\text{Pb}^{206*}$ (第一,四激发态)反应中反映得很明显: Pb^{206} 的第一,第四激发态的自旋宇称均为 2^+ ,却有形状稍许不同的角分布。这是因为在我们的计算中,对应于第一激发态的中子出射能量,奇角动量的 T_l 特别大(发生共振),因此给出 $l' = 3$ 的分

图4 $\text{Fe}^{56}(n, n')\text{Fe}^{56*}$ 激发函数($Q = -0.85$ 兆电子伏)实线为理论曲线图5 $\text{Cr}^{52}(p, p')\text{Cr}^{52*}$ 角分布, $Q = -1.44$ 兆电子伏

a. 实验角分布; b. 理论角分布。

波贡献大大增加,即增加了小角度大的角分布,故总的角分布上也呈现有稍许下凹形状。而在第四激发态, $T_{11=3}$ 象通常那样很小,故角分布仍呈各向同性。

b. 截面随入射能量的变化: 对于 $\text{Cr}^{52}(p, p')\text{Cr}^{52*}$ (第一激发态), 当 E_p 超过 (p, n) 阈能(-5.5 兆电子伏)比较大时, 截面就迅速下降, 但低于这一能量时, 截面随 E_p 的增加而增加。这种随能量变化的特性, 可以解释如下: 从(2)式看出, 截面对能量的依赖主要表现在 $k^2 T_1(E_0)$ 和 $T_{11}(E')/\sum_{1'', 1'''} T_{11''}(E'')$ 上。当 E_p 低于 (p, n) 阈能时, 没有中子的竞争, 这时后一项相对衰变

图6 $\text{Cr}^{52}(p, p')\text{Cr}^{52*}$ 激发函数($Q = -1.44$ 兆电子伏), 实线为理论曲线

因子的变化不大,但吸收因子 $k^2 T_l(E_0)$ 随能量很快增大. 当能量略微超过 (p, n) 阈能时, 质子与 Cr^{52} 形成的复合核 Mn^{53} 可以蒸发中子而衰变到 Mn^{52} 的基态, 但由于 Mn^{52} 的基态自旋为 6^+ , 因此竞争的可能性仍很小 ($\text{Cr}^{52}(p, n)\text{Mn}^{52}$ 的实验也证实了这一点^[11]), 只有当质子入射能量超过 (p, n) 阈能很多, 以致能衰变到 Mn^{52} 的激发态时, 中子的竞争才急剧地增加, 相对衰变因子也就很快下降, 使截面随能量的上升有显著下降. 类似地也可以解释中子入射时截面随入射能的变化, 不过在低能范围中不必考虑荷电粒子的竞争. 当然, 有其他非弹性散射道的竞争出现, 截面将会下降.

但是还必须指出, 虽然截面随能量的变化一般具有上述趋势, 但其变化具体方式, 却与靶核及剩余核的自旋、宇称关系很大. 这是由于当能级的自旋宇称不同时, 对截面有贡献的分波也不同, 而不同的分波 T_l 相差很大.

c. 从计算结果与实验的比较可以看出, 在所考虑的情况下, 复合核非弹性散射角分布一般确实近乎各向同性的, 而所得截面随能量的变化趋势也和实验相符. 除去 Pb 以外, 中子的理论截面与实验也很好符合, 两者偏离小于 15%, 而质子稍大, 但小于 25%. 分析偏离的主要原因是: (i) 在质子的计算中, 所涉及的 Mn^{52} 能级是不清楚的, 因而可能使计算结果有较大的误差. (ii) 对于质子所用的 T_l , 用根据连续理论计算所得的, 这是相当粗糙的, 看来用扩散型光学位阱计算穿透因子, 当更切合于实际一些. (iii) 对于中子的 T_l , 虽是根据扩散型光学位阱计算的, 但位阱的参数, 目前看来不尽完善, 也可能引起和实验的偏差. 至于说为什么在 Pb 的情况相差较大, 目前还不清楚.

2. $(n, n'\gamma)$ 角分布

在原子核, 入射粒子和出射粒子均不极化的条件下, 复合核过程 γ 射线角关联公式可由 H. F. 公式(1)和 γ 角关联理论^[12]推得为

$$\begin{aligned} W(\theta, \theta_r) &\propto k^2 \sum_{jll'p} \sum_{ss'} (2l+1) \frac{T_{al} T_{\beta l'}}{\sum_{s'l'l''} T_{vl''}} \times \\ &\times \sum_{m\mu m_f p} C_{l_0 s m}^{l m^2} \left| \sum_{m'_s} C_{l' m - m'_s s m'_s}^{l m} C_{l' m'_s - \mu, i \mu}^{s' m'_s} \times \right. \\ &\times \left. C_{l_f m_f, L M}^{l' m'_s - \mu} Y_{l' m - m'_s}(\theta, \varphi) D_{M p}^L(\theta_r, \varphi_r) \right|^2, \end{aligned} \quad (3)$$

式中 i, l' 和 l_f 分别为出射粒子, 中间态核和末态核的自旋, L 为 γ 光子的总角动量, μ, m_f, M 分别为 i, l_f, L 在 Z 轴上的投影, p 是 γ 光子的极化, 对左旋及右旋极化态, p 分别取 $+1$ 和 -1 . θ 和 θ_r 分别为出射粒子和 γ 光子与入射粒子方向 (Z 轴) 之间的夹角, 其他符号同前. L 只取主要的一个, 故不对 L 求和.

将(3)式对 θ 和 φ 求积分后, 可得 γ 光子角分布为

$$\begin{aligned} W(\theta_r) &\propto k^2 \sum_{jll'p} \sum_{ss'} (2l+1) \frac{T_{al} T_{\beta l'}}{\sum_{s'l'l''} T_{vl''}} \times \\ &\times \sum_{m m'_s \mu m_f p} C_{l_0 s m}^{l m^2} C_{l' m - m'_s s m'_s}^{l m^2} C_{l' m'_s - \mu, i \mu}^{s' m'^2} \times \end{aligned}$$

$$\times C_{l' m', LM}^{l' m', -\mu^2} |D_{Mp}^L(\theta_r, \varphi_r)|^2, \quad (4)$$

式中

$$|D_{Mp}^L(\theta_r, \varphi_r)|^2 = (-1)^{M-p} \sum_{L_0=0}^{2L} C_{LM L-M}^{L_0 0} C_{L_p L-p}^{L_0 0} \times P_{L_0}(\theta_r).$$

对于初态核自旋为 0 中间态核自旋为 2 的情况, 利用 Clebsch-Gordon 系数和 Racah 系数的性质^[7], (4) 式简化为

$$\begin{aligned} W(\theta_r) &\propto k^2 \sum_{Jl'l'p_s'} \sum_{L_0=0,2,4} (-1)^{l'+\frac{L_0}{2}} (2J+1)(2s'+1) \times \\ &\times C_{212-1}^{L_0 0} Z \left(lJlJ; \frac{1}{2} L_0 \right) W(Js'Js'; l'L_0) \times \\ &\times W \left(2s'2s'; \frac{1}{2} L_0 \right) \frac{T_{al} T_{\beta l'}}{\sum_{\nu l''s''} T_{\nu l''}}, \end{aligned} \quad (5)$$

利用公式(5), 我們对于 Ti^{48} 和 Fe^{56} 在中子入射能量为 2.25 和 2.45 兆电子伏的 γ 角分布进行了计算, 计算中所用穿透因子仍是 Beyster 的扩散型光学位阱^[9], 计算结果和实验^[3]比较如图 7. 从比较中可以看出, 由公式(5)所给出的 γ 射线角分布肯定是 90° 对称的. 在目前的计算中角分布极大值的位置, 以及它和极小值的相对比值, 均和实验很好地

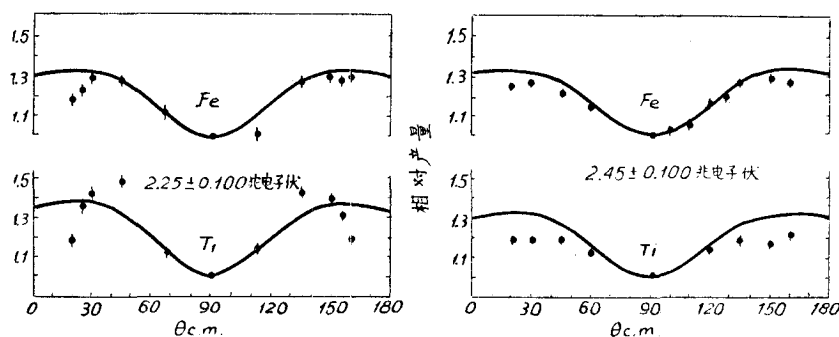


图 7 $\text{Ti}(n, n'\gamma)$ 和 $\text{Fe}(n, n'\gamma)$ 相对于 90° 的角分布, 实线为理论曲线

相符合. 这比 Cranberg 等^[3]利用方阱型光学位阱所计算的结果与实验相符来得更好. γ 角分布呈明显的下凹形, 这可从(5)式中勒上德函数 $P_{L_0}(\theta_r)$ 的性质来说明: 相应于 $L_0 = 0$ 的波给出一个各向同性的本底, 而其它的分波 ($L_0 = 2, 4$) 均给出一个下凹形的分布 (不过一般 $L_0 = 4$ 前面符号相反). 因此迭加的结果, 还是下凹形分布, 而 0° 和 180° 略小. 穿透因子 T_l 只会影响到 γ 角分布形状的细节, 特别是对极大值和极小值的比值的影响. 例如, 前述方阱型光学位阱和扩散型光学位阱计算所得比例是不同的, 而后者更与实验相符. 另一方面, 我們注意到理论算得的 γ 角分布形状细节 (如大小角度的下降程度), 以及它们随能量和原子核的变化还不如实验显著, 这一点也许可适当改变光学位阱参数得到改善, 总的说来, 从 H. F. 公式所推得的 γ 角分布是很成功的.

3. 討論

1) 从以上的計算結果和实验比較,以及对于結果的分析可以发现,对于所形成的复合核激发能足够高,以致于有很多密集的复合核能級互相重迭,同时直接过程又可以略去不計时(对于中重核而言,入射中子大概在 2—5 兆电子伏,入射质子大約在 3.5→6.5 兆电子伏)。Hauser-Feshbach 的反应微分截面公式,不但在定性上而且可以在定量上和实验很好地相符,对于穿透因子的参数,一般是扩散性光学位阱所計算的和实验更好相符。从实验反应角分布和 γ 角分布 90° 对称,說明复合核有很多能級时,相互間相角任意的假設是可信的。但是,在上述能量范围,我們也发现一些实验角分布不是 90° 对称的^[3,4],說明还有一些其他的因素存在。

2) 从上面讨论截面随能量变化的討論中看到,在初末态自旋宇称已經确定时激发函数对于穿透因子 T_l 的关系很大,尤其是低能时,只是少数几种分波起主要作用,因此根据激发函数的形状可以反过来定出 T_l 随能量变化的趋势,从而替决定光学模型位阱参数提供了另一工具。

3) 在上述討論中,我們也曾指出,截面随能量变化的具体方式表现出对核的自旋和宇称有很強的依賴关系。同时,角分布的形状也决定于核的自旋和宇称。而且,在第四节的討論中可以发现,截面的大小随着核的自旋有急剧的变化。因此我們可以利用这些依賴关系反过来定出核的自旋宇称。工作^[13]曾利用激发函数对于核态自旋,宇称的依賴性,成功地定出了 Mn^{55} , Nb^{93} 两原子核激发态的自旋和宇称。而本文中第四节則利用截面对于核自旋的依賴关系,来定出 N^{14} 激发态的自旋。

三、质子和中子的复合核弹性散射

根据光学模型理論,弹性散射的截面應該是形状弹性散射和复合核弹性散射截面之和:

$$\sigma_{Lab} = \sigma_{se} + \sigma_{ce}.$$

按光学模型,质量数 A 及原子序数 Z 相近的原子核,其 σ_{se} 應該是差不多的,但是实验上^[14,15]发现,对于 Cr, Fe, Co, Ni, Cu, Zn 等相邻元素的弹性散射,在大角度处, Cr, Fe, Ni, Zn 上升,而 Co, Cu 下降,显示有明显的差别,进一步分析可以看出,前者主要同位素均为偶-偶核,而后者則为偶-奇核。我們认为这种差别的原因最可能是由于偶-偶核和奇-偶核复合核弹性散射截面的不同所引起¹⁾。我們知道, σ_{ce} 与形成复合核的截面以及复合核按原道衰变的相对几率成比例:

$$\sigma_{ce} = \sigma_a(c) \frac{\Gamma_a}{\sum_v \Gamma_v}.$$

对于形成截面 $\sigma_a(c)$, 相邻元素應該是差不多的,但是按原道衰变的相对几率对偶-偶核和奇-偶核却大大不同,这种不同是由于:(i)偶-偶核能級密度小,能允許的非弹性散射衰变道少,因而复合核按原道衰变的相对几率就大,而对奇-偶核則相反;(ii)对于上述元

1) 在本工作完成以后,发现有最新的实验^[16]証实了这一种判断。

素,其中偶-偶核的 (p, n) 阈能都较高,而奇-偶核阈能则很低,如表 1 所示。因此,在入射能量不高时,对于偶-偶核中子的竞争不重要,因之,复合核弹性散射的截面来得大;而奇-偶核由于中子竞争很强,复合核弹性散射则很小。

表 1 各种主要同位素的 (p, n) 阈能

元 素	$^{24}\text{Cr}_{28}^{52}$	$^{26}\text{Fe}_{30}^{56}$	$^{28}\text{Ni}_{30}^{58}$	$^{27}\text{Co}_{32}^{59}$	$^{28}\text{Ni}_{32}^{60}$	$^{29}\text{Cu}_{34}^{63}$	$^{30}\text{Zn}_{34}^{64}$	$^{29}\text{Cu}_{36}^{65}$	$^{30}\text{Zn}_{36}^{66}$
同位素丰度	83.8%	91.7%	67.8%	100%	26.2%	69.1%	48.9%	30.9%	27.8%
(p, n) 反应阈能 (兆电子伏)	-5.5	-5.4	-10.3	-1.86	-7.1	-4.1	-8.0	-2.13	-6.0

基于上面的考虑,我们近似地认为:对于奇-偶核,复合核弹性散射可以略去不计,而对偶-偶核的复合核,弹性散射可用前面的 H. F. 公式进行处理。

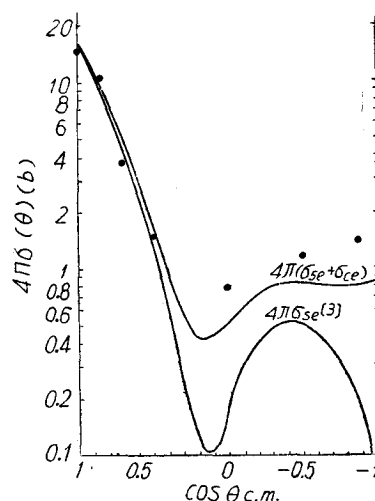
对于偶-偶核的复合核弹性散射,由于角动量合成及初末态的自旋宇称不变而且为 0^+ ,故有 $l = l'$,从而第二节中(1)'式可以大大简化为

$$\sigma(\theta) = \frac{\pi\lambda^2}{4} \sum_l \frac{(2J+1)^2}{(2l+1)} \left[|Y_{l,0}(\theta)|^2 + \left(\frac{2(2l+1)}{2J+1} - 1 \right) \times \right. \\ \left. \times |Y_{l,1}(\theta)|^2 \right] \frac{T_l^2}{\sum_{l'' \neq l} T_{l''}(E'')}. \quad (6)$$

利用上述公式(6),我们计算了能量为 5.25, 5.7, 6.7 兆电子伏的质子对 Cr^{52} 的复合核弹性散射微分截面,关于复合核 Mn^{53} 的可能衰变道以及 Mn^{52} 能级性质,穿透因子 T_l 等与第二节中质子对 Cr^{52} 的非弹性散射过程一样处理。计算结果定性地和实验趋势符合,但由于目前对复合核弹性散射估计方法的粗糙,在穿透因子的选取上也不很合适,定量上差别是较大的。

在中子弹性散射方面, Попов^[4]发现,中子对 Cu^{63} , Cu^{65} 和对 Fe^{56} 的弹性散射,在大散射角也有差别,前者比后者要小得多。我们认为这同样可能是由于复合核弹性散射所致。我们应用公式(6)对 2.9 兆电子伏中子对 Fe^{56} 的弹性散射作了计算。计算结果和实验比较如图 8 所示。光学位阱仍用 Besyter^[9]所给出的。当然,由于他选择光学位阱参数随着不同元素而变,目前看来并不是最恰当的。但从图 8 中看出,在大角度处加上复合核的贡献后,与实验大体相符。

总之,从质子和中子的复合核弹性散射计算结果中可以看到,复合核弹性散射在低能中重核弹性散射的大角度处是有相当贡献的,在入射能量宽度 $\Delta E \gg$ 复合核宽度 Γ 时,其大小可以用 H. F. 的微分截面公式来描述。

图 8 $\text{Fe}(n, n)\text{Fe}^*$ 角分布,实线为理论曲线

四、用复合核反应截面来确定能级的自旋

由公式(1)可以发现,在截面中是对出射道自旋 S' 求和的,而对于质子或中子出射的情况, $S' = I_f \pm \frac{1}{2}$ 两个值 ($I_f = 0$ 时,只有一个值). 在其他条件均相同的情况下,不同的出射道自旋(或剩余核能级自旋),由于角动量相加的向量限制,对于同一个总角动量 J ,就相应于不同的轨道角动量的迭加. 因此,同一能级指定不同的自旋,就会在复合核反应截面上产生很大的差别. 从下面的计算可以看出,对于自旋不大的能级,指定的自旋越大,则截面越大. 于是我们有可能利用一些测得的截面大小,反过来确定一些未知的能级自旋.

我们具体考虑 N^{14} 的第三、四、五激发态. 关于 N^{14} 能级的性质已有不少实验和理论文章进行过研究^[17,18,19],如图 9 所示. 从 $N^{14}(d, d')N^{14}$ 反应在 9 兆电子伏^[20],激发第三、四激发态 $N^{14}(\alpha, \alpha')$ N^{14} 在 $E_\alpha = 21.5$ 兆电子伏激发第四、五激发态^[21],以及由 N^{14} 的三联核 C^{14} 在此能量范围内缺乏能级^[22,18],可以判断,第三、四、五激发态这些能级是属于同位旋 $t = 0$ 的. 但是,对于这些能级的自旋,尤其是宇称,还未完全确定. 甚至在某些实验中,还存在有矛盾,例如: Benenson^[23] 由 $C^{13}(d, n)N^{14}$ 的反应过程中, Bruode 等^[24,17]从 γ 跃迁中,认为 N^{14} 第四激发态 5.10 兆电子伏自旋和宇称是 1^- . 但是,近来的分析又倾向于 2^- ^[18,19].

Bockelman^[25] 曾用 $E_p = 7.56$ 兆电子伏质子,对 N^{14} 进行过非弹性散射微分截面测量. 同时对于第二激发态 3.95 兆电子伏能级的自旋宇称和同位旋,从其他实验的分析上已确定为 $1^+(t = 0)$ ^[18]. 因此,我们可以通过高激发态截面和此能级截面的比较,定出高激发态自旋来¹⁾. 我们用公式(1)',其中穿透因子 T_l 用连续理论计算而得. 结果如表 2 所示.

从计算结果可以看出:

(i) 截面大小对于剩余核自旋是非常敏感的. 但是,宇称对于截面大小只有微不足道的影响.

(ii) 同样对于角分布,自旋宇称有一定的影响,但不太敏感. 因此,目前很难从角分布形状中定出能级的自旋和宇称出来.

(iii) 穿透因子 T_l 的选择目前是比较粗糙的. 但是,它也许不会影响定性的结论. 在第二节,选择同样的穿透因子,截面绝对值的误差在 25% 以内,而目前由于自旋的不同,截面相差达数倍. 而且,目前计算的是不同能级截面的相对比值. 可能由穿透因子 T_l 引起的误差应更小一些.

1) 对于此反应过程性质的讨论见后一节.

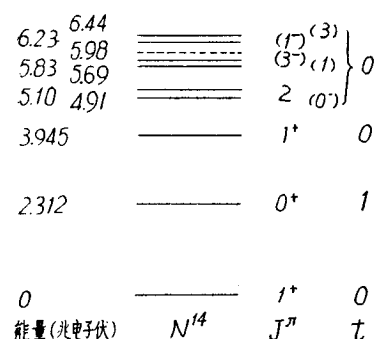


图 9 N^{14} 的能级图

表 2 N^{14} 激发态在不同自旋宇称情况下质子非弹性散射相对截面积, 以及它們和实验的比较

E_{ex} (兆电子伏)	(宇称) 自旋	理論計算值 (mb/ster)						理論相对比值	实验相对比值
		0°	15°	35°	55°	75°	90°	$\frac{\sigma_{(8.95)}}{\sigma(x')} (90^\circ)$	$\frac{\sigma_{(8.95)}}{\sigma(x')} (90^\circ)$
3.95	1+	3.87	3.78	3.50	3.17	2.94	2.88	1.00	1.00
4.91	0+	0.689	0.676	0.629	0.559	0.509	0.495	5.7	4.7
	0-	0.673	0.664	0.630	0.576	0.542	0.533	5.4	
	1-	2.24	2.20	2.07	1.91	1.83	1.78	1.62	
	1+	2.20	2.15	2.05	1.88	1.80	1.75	1.65	
5.01	2+	3.49	3.45	3.34	3.18	3.05	3.01	0.96	1.25
	2-	3.21	3.18	3.10	2.99	2.91	2.86	1.01	
	1-	2.04	2.01	1.89	1.75	1.66	1.64	1.76	
	1+	2.00	1.97	1.86	1.73	1.64	1.61	1.79	
5.69	1+	1.132	1.117	1.003	1.003	0.958	0.947	3.04	
	1-	1.149	1.135	1.087	1.020	0.974	0.960	3.00	
	0-	0.341	0.336	0.321	0.304	0.288	0.285	10.1	
	2-	2.05	2.01	1.86	1.75	1.73	1.73	1.66	

(iv) 在計算中, 已經考虑了 $N^{14}(p, n)O^{14}$, 和 $N^{14}(p, \alpha)C^{11}$ 的競爭, 也曾考虑在競爭道中, 由于未定能級指定不同的自旋和宇称所引起的差別, 結果表明, 这一因素所引起的差別是不大的, 大概在 10% 以內, 这是由于在目前情况下, 競爭的道主要是 N^{14} 的基态和低激发态, 而它們的自旋和宇称是清楚的。

于是, 根据我們的計算結果, 表明 N^{14} 的第三激发态自旋可能为 0, 第四激发态的自旋可能为 2. 宇称不能判定. 这也和目前由一些其他实验所分析的结果相一致^[18,19].

五、在复合核反应中同位旋量子数的守恒性

已經有很多的实验和理論表明: 同位旋量子数在解释輕原子核的現象中起着重要的作用^[26,27,28](例如: 在原子核能級, β 衰变, γ 跃迁中). 它們說明在輕原子核的基态和低激发态中, 同位旋是一个好量子数. 也已經有不少实验和理論^[28,29]指出, 甚至在高激发态, 可以放射粒子的孤立的复合核能級, 同位旋仍然可以认为是好的量子数. 这主要原因是具有同样总角动量. 宇称, 而同位旋不同的态相距还是較远, 因此不同同位旋态的混合还是十分小的.

当然, 随着激发能的增高, 复合核能級就会越来越密, 由于不同同位旋的态相距越来越远, 同位旋的守恒性也随着变得更坏, 直至最后失去作用. 可是, 这些很高激发的复合核能級一般只在核反应現象中才出現. 如果假設同位旋的混合是在核反应过程中产生的, 即在入射粒子和靶核发生核力相互作用的时间起, 到出射粒子离开剩余核的作用范围这样一段時間內发生. 因此在核反应过程中同位旋是否守恒的問題, 并不是和时间无关的問題. 但是, 由于我們对于高激发态的核結構知識以及核反应过程等了解得还不很清楚, 到目前为止, 还未見到有这一方面直接的理論处理.

在实验方面, 发现在較高能量范围, 对于很多輕核的反应, 是不能激发同位旋不守恒的态. 例如, 前述 $N^{14}(d, d')N^{14*}[20]$, $N^{14}(\alpha, \alpha')N^{14*}[21]$ (d , α 粒子和 N^{14} 基态的同位旋均

等于零)在 $E_d = 9$ 兆电子伏, 和 $E_a = 21.5$ 兆电子伏, 均没有观察到能激发 N^{14} 的第一激发态 2.31 兆电子伏能级, 此能级的 $t = 1$ 可由它和三联核 C^{14} 和 O^{14} 的基态相对应推出. 甚至最近重离子核反应过程 $N^{14}(c^{12}, c^{12})N^{14*}[30]$ 的非弹性散射中, $E_c = 27.3$ 兆电子伏, 也没有观察到能激发 N^{14} 的第一激发态 (其他原子核的情况可参考总结性的文章^[27,28]). 一般的核反应理论认为在这样高的入射和出射能量下, 反应主要通过直接相互作用过程, 在这样情况下, 反应的时间足够短, 近乎粒子穿过靶核所需的时间 10^{-22} 秒. 虽然, 它们形成的复合系统中不同的同位旋的态相距很近, 但这样短时间内, 仍不能引起同位旋有足够的混合.

另一种情况是: 能量既不如上述的情况那样高, 又不是孤立的复合核能级, 而复合核能级很密, 迭加很厉害, 同时在复合核中停留的时间也足够长 ($\gg 10^{-20}$ 秒). 这当然是 H. F. 公式可以应用的范围. 因此很有兴趣的问题是: 在这种特殊情况下, 在轻核核反应过程中, 同位旋量子数是否仍然是好量子数呢?

要进行直接的严格理论处理, 在这种情况下是有困难的. 目前采取的办法是: 我们先假定同位旋在复合核反应过程中是一个完善的守恒量, 即在公式(1)中除了总角动量和宇称是好的守恒量以外, 尚需加上同位旋量子数, 由同位旋具有角动量类似的性质, 不难看出, 公式(1)要变成

$$\begin{aligned} \sigma(E_0|E'\theta) = & \frac{\pi\lambda^2}{(2i+1)(2I+1)} \sum_{lsmTp} (2l+1) C_{l_0 m}^{l m^2} \times \\ & \times C_{t_i t_{i\xi} t_1 t_{1\xi}}^{TT_\xi^2} T_{al}(E_0) \sum_{l's'm'_s} C_{l' m-m'_s s' m'_s}^{l m^2} \times \\ & \times C_{t_f t_{f\xi} t_2 t_{2\xi}}^{TT_\xi^2} |Y_{l' m-m'_s}(\theta, \varphi)|^2 \frac{T_{\beta l'}(E')}{\sum_{l''s''v} T_{\nu l''}(E'')}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中 t_i, t_f, t_1, t_2 以及 $t_{i\xi}, t_{f\xi}, t_{1\xi}, t_{2\xi}$ 分别代表靶核、剩余核、入射粒子、出射粒子的同位旋以及它们的投影,

$$\mathbf{T} = \mathbf{t}_1 + \mathbf{t}_i = \mathbf{t}_2 + \mathbf{t}_f$$

是系统的总同位旋, 在过程中保持守恒, T_ξ 为其投影.

从公式(7)和公式(1)的比较中可以看出, 考虑了同位旋守恒以后, 在原公式中引入了一个有关的因子

$$F = \sum_T C_{t_i t_{i\xi} t_1 t_{1\xi}}^{TT_\xi^2} C_{t_f t_{f\xi} t_2 t_{2\xi}}^{TT_\xi^2},$$

同时在竞争道中, 将要除去那些同位旋不守恒的态. 由于这样两点不同, 因此对于不同同位旋的剩余核态, 是否考虑同位旋守恒, 在其截面上将要有显著的差别, 于是我们可以通过理论和实验的比较, 来确定同位旋量子数在轻核复合核过程中守恒的程度.

我们选择的例子是 $N^{14}(p, p')N^{14*}$ 非弹性散射, $E_p = 6.9$ 到 7.5 兆电子伏, N^{14} 的能级如上节中图 9 所示, N^{14} 的基态和第二激发态 3.95 兆电子伏的同位旋为 $t = 0$, 而第一激发态 2.31 兆电子伏的同位旋已知为 $t = 1$, 质子的同位旋 $t_1 = t_2 = 1/2$, $t_{1\xi} = t_{2\xi} = -1/2$, 则总的同位旋 $T = \frac{1}{2}$. 因此, 到第一、二激发态的非弹性散射均满足同位旋向量

和关系。在实验上已经有 Bockelman^[25], Cowin^[31], Arthur^[32] 等人在 $E_p = 7 \rightarrow 8$ 兆电子伏之间对 $N^{14}(p, p')N^{14*}$ 至第一、二激发态的非弹性散射截面进行过测量, 其截面之比如表 3 所列, 我们利用公式(1)'和(7)分别计算了它们的角分布, 穿透因子 T_l 仍用连续理论, 而高激发态的自旋用上节计算所确定的。计算结果如表 3。

表 3 在同位旋守恒或不守恒情况下质子对 N^{14} 非弹性散射的相对截面积, 以及它们和实验的比较

同位 旋	E_p	E_{ex}	理論計算値 (mb/ster)							理論相對 比值 $\frac{\sigma_{II}}{\sigma_x} 90^\circ$	實驗相對比值		
			0°	15°	35°	55°	75°	90°	E_p		$\frac{\sigma_{II}(\theta)}{\sigma_I(\theta)}$	θ	
不 守 恆	6.92	2.31(σ_I)	2.21	2.16	2.06	1.81	1.64	1.59	1.76	6.92	2	90°	
	6.92	3.95(σ_{II})	3.69	3.47	3.30	3.09	2.85	2.80	1.00				
	7.56	2.31	2.40	2.32	2.07	1.75	1.51	1.46	1.97	7.4	2.6	全截面	
	7.56	3.95	3.87	3.78	3.50	3.17	2.94	2.88	1.00				
守 恆	6.92	2.31	0.737	0.730	0.673	0.603	0.547	0.53	5.3	8.0	2	150°	
	6.92	3.95	3.69	3.47	3.30	3.09	2.85	2.80	1.00				
	7.56	2.31	0.800	0.773	0.69	0.583	0.503	0.487	5.9				
	7.56	3.95	3.87	3.78	3.50	3.17	2.94	2.88	1.00				

(在表中所用能量单位均为兆电子伏)

在计算中有几点值得作进一步的讨论:

(i) 为了要使 H. F. 公式能够应用, 必需肯定这些反应是能级很密的复合核过程。在 $E_p \approx 7$ 兆电子伏时, 复合体系的激发能大致为 14 兆电子伏, 因此能级密度已很密了。另一方面, 形成复合核以后, 可以和非弹性散射相竞争的 $N^{14}(p, n)O^{14}$, $Q = -5.93$ 兆电子伏, 阈能很高, 而 $N^{14}(p, \alpha)C^{11}$, $Q = -2.92$ 兆电子伏^[18], 虽然阈能较低, 但 α 粒子穿透因子很小。因此, 复合核将主要通过非弹性散射出射, 所以复合核过程对截面贡献较大, 相对地说直接相互作用可能不太重要。在 $E_p = 9.5$ 兆电子伏时, 至 N^{14} 3.95 兆电子伏的非弹性散射角分布呈 90° 对称^[33], 这一实验结果也支持上述观点。因此在目前计算的能量范围, 大致可以相信主要是通过复合核的。

(ii) 从计算中可以发现, 考虑和不考虑同位旋守恒对于截面的影响甚大, 如果完全不考虑同位旋守恒, 则第二激发态和第一激发态截面之比, 此实验略小, 而如果认为同位旋是完全守恒, 则比实验比值大数倍, 我们由前面的结果估计, 由于参数的选择所引起的差别在截面的相对比值上, 可能不会有数倍的差别, 而目前第二激发态截面比第一激发态的来得大的原因, 不难看出, 主要由于第二激发态有二个出道自旋 $S' = 1/2$ 和 $3/2$ 。而第一激发态只有一个 $S' = 1/2$ 的道自旋。因此, 我们倾向于认为: 同位旋量子数在复合核核反应过程中守恒是很差的。这可能由于复合核能级已足够密, 不同同位旋的态相距则变得很近。同时反应过程的时间又如此长, 因此在反应过程中, 不同同位旋的态有较大的混合, 即同位旋在整个过程不是好量子数。

(iii) 由以上结论, 人们可能会怀疑: 为什么对于同样的靶核, 在同样的入射能量下 $E_d \approx 7$ 兆电子伏, $N^{14}(d, d')N^{14*}$ 非弹性散射^[25], 几乎不能激发 $\iota = 1$ 的第一激发态? 从此实验看来, 同位旋又似乎是守恒的, 那末是不是和上面的结论有矛盾呢? 我们认为可能这

是没有矛盾的, 因为 $N^{14}(d, d')N^{14*}$ 的非弹性散射主要不一定通过复合核. 这可能一方面由于在氖核的非弹性散射中, 衍射型的直接相互作用^[34], 来得更加多. 另一方面, $d + N^{14}$ 形成的复合体系 O^{16*} 本身激发能已经非常之高: $E_b \approx 21$ 兆电子伏, 则反应道会很多而且由于 $N^{14}(d, p)N^{14}$, $Q = 8.615$ 兆电子伏, $N^{14}(d, n)O^{15}$, $Q = 5.073$ 兆电子伏^[18], 均为放能反应, 故形成复合核以后再放氖核的机会就很少了. 因此, 氖核在此能量范围的非弹性散射可能主要通过直接相互作用过程, 如前所述, 直接相互作用中, 由于作用时间很短, 同位旋还是守恒的. 这样和实验并没有矛盾.

当然, 这一方面的理论和实验都很粗糙, 有待作进一步改进.

最后, 作者对于敏先生的指导表示衷心的感谢.

参 考 文 献

- [1] Friedman F. L. Weisskopf V. F. Niels Bohr and the Development of Physics. (1955) 134.
- [2] Wolfenstein, L. *Phys. Rev.*, **85** (1951), 690. Hauser, W. and Feshbach, H. *Phys. Rev.*, **87** (1952), 366.
- [3] Cranberg, L. and Levin, J. S. *Phys. Rev.*, **103** (1956), 343.
- [4] Попов, В. Е., *Атомная энергия*, **3** (1957), 498.
- [5] Landon H. H. et al., *Phys. Rev.*, **112** (1958), 1192.
- [6] Seward, F. D. *Phys. Rev.*, **114** (1959), 514.
- [7] 例如: Rose, M. E. Elementary Theory of Angular Momentum. Ch. III $\rightarrow$ VI.
- [8] Day, R. P. Proceeding of the first United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva), Vol. 2 (1955), 9.
- [9] Beyster, Los Alamos Reports (1956), LA 2099.
- [10] Blatt and Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics. Ch. VIII. Feshbach et al., New York Office Reports (53), NYO 3077.
- [11] Linder, B., and James, R. A., *Phys. Rev.*, **114** (1959), 322.
- [12] 例如: Devons, S. and Goldfarb, L. J. B. Handbuch der Physik, Vol. XLII (1957), 362.
- [13] Nath, N. et al., *Nucl. Phys.*, **13** (1959), 74; *Nucl. Phys.*, **14** (1958), 78.
- [14] Bromley and Wall, *Phys. Rev.*, **102** (1956), 1560. Greenless et al., *Proc. Roy. Soc.*, (1957), 206. Waldorf and Wall, *Phys. Rev.*, **107** (1957), 1602. Hu Chuin et al., *J. Phys. Soc.*, (Japan) **14** (1959), 861.
- [15] 周德邻 等, 物理学报, **16** (1960), 413.
- [16] 例如: Ключарев, А. П. Руткевич, Н. Я. *ЖЭТФ*, **38** (1960), 285. Bolotin L. I. et al., Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure [Kington. Canada] (1961) 169.
- [17] Ajzenberg and Lauritsen, *Revs. Mod. Phys.*, **27** (1955), 77.
- [18] Ajzenberg and Lauritsen, *Nucl. Phys.*, **11** (1959), 1.
- [19] Warburton and Rose, *Phys. Rev.*, **114** (59), 214. Warburton and Pinkston, *Phys. Rev.*, **118** (60), 733.
- [20] Green and Middleton, *Proc. Phys. Soc.*, A. **69** (1956), 28.
- [21] Müller et al., *Phys. Rev.*, **101** (1956), 740. Watters, *Phys. Rev.*, **103** (1956), 1763.
- [22] 例如: Talmi and Unna *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **10** (1960), 353 (图 10).
- [23] Benenson, R. E., *Phys. Rev.*, **90** (1953), 420.
- [24] Bronde et al., *Phil. Mag.*, **2** (1957), 499.
- [25] Bockelman C. K. et al., *Phys. Rev.*, **92** (1953), 665.
- [26] Базь и Смородинский, *УФН*, **55** (1955) 215, 或物理译报丛刊“实验原子核物理学专集”(1957), 1.
- [27] Burcham, W. E., Progress in Nuclear Physics, Vol. 4 (1957), 171.
- [28] MacDonald, W. M., Nuclear Spectroscopy Part B (1960), 932.
- [29] Wilkinson, D. H., *Phil. Mag.*, **1** (56), 379. 以及上面提到的一系列文章.
- [30] Halbert, M. L. and Zuckner, A., *Phys. Rev.*, **121** (1961), 236.
- [31] Cowin, D. B. et al., *Phys. Rev.*, **87** (1952), 304.
- [32] Arthur, J. C. et al., *Phys. Rev.*, **88** (1952), 1291.
- [33] Freeman, R. G. et al., *Phys. Rev.*, **96** (1954), 1268.

- [34] 例如: Rose, E. and Austern, N., *Phys. Rev.*, **120** (1960), 1375; Blair, S. J. *Phys. Rev.*, **115** (1959), 928.

О ЭФФЕКТЕ СОСТАВНЫХ ЯДЕР В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИИ

Ван Дэ-юй, Чю Си-цзюнь, Чжао Сюон,
Ди Бэй-вэнь, Чэн Цин-сюан

Резюме

С помощью потенциала оптической модели с диффузионной границей вычислены угловое распределение неупругого рассеяния при низкой энергии (нейтроны с энергией 2—4 Мэв, протоны с энергией 3.5—7 Мэв), функция возбуждения и угловое распределение гамма-излучения. Целью нашей работы является систематическая количественная проверка теории Хаузер-Фешбаха.

Результаты вычисления хорошо совпадают с экспериментами. Выяснились, что исходный пункт теории Хаузер-Фешбаха о эффекте компенсации интерференции между различными промежуточными состояниями является в основном правильным. Далее, обсуждены возможности применения теории Хаузер-Фешбаха к определению некоторых параметров потенциала оптической модели и выяснению спинов и четности уровней энергии. Конкретно рассмотрен случай N^{14} при сильном возбуждении.

Результаты вычисления показали, что для N^{14} значения спинов возбужденных состояний с энергией 4,91 Мэв и 5,01 Мэв равны соответственно 0 и 2, и спины уровней энергии очень чувствительны для значений сечения, а для четности почти влияния нет. Далее теория Хаузер-Фешбаха применяется к объяснению различия в сечении упругого рассеяния протонами между близко лежащими нечетным ядром и ч-ч ядром.

Наконец, с учетом приблизительной инвариантности изотопических спинов в легких ядрах, в данной работе конкретно рассмотрели возможности сохранения изотопических спинов в процессе реакции промежуточных ядер. Дана формула Хаузер-Фешбаха с учетом инвариантности изотопических спинов. При неупругом рассеянии N^{14} (p, p') N^{14*} на первое возбужденное состояние с энергией 2.31 Мэв ($\iota = 1$), и второе возбужденное состояние с энергией 3.95 Мэв ($\iota = 0$), мы вычислили угловое распределение в случае сохранения изотопических спинов и в случае несохранения их. Оказалось, что при несохранении изотопических спинов результаты вычисления более близки к имеющимся экспериментальным данным. Поэтому можно сказать, что для реакции на легких ядрах в рамках теории промежуточных ядер изотопические спины плохо сохраняются.