

π 引起的半相干散射和 ^{13}C 的 9.5MeV 能级的激发

林春灿 马维兴

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文在 Glauber 理论近似下讨论了在 π - ^{13}C 的非弹性散射过程中, ^{13}C 的 9.5MeV 能级激发的理论描述问题. 认为到 9.5MeV 能级的跃迁是半相干的一步过程. 对于初末态核结构, 选用了弱耦合的核模型, 在 $J^\pi = \frac{7^+}{2}$ 的假设和 $\Gamma^{(\nu)} \simeq \frac{1}{2} \Gamma^{(s)}$ 的近似下计算了 180MeV 的 π^\pm 在 ^{13}C 上非弹性散射 (9.5MeV) 的微分截面, 并与实验进行了比较, 发现符合不是太满意的, 我们认为矛盾主要是由于没有考虑自旋效应, 即跃迁核子的自旋状态改变的效应.

一、引 言

最近, Dehnhard 等人测量了 162MeV 的 π^+ 和 π^- 在 ^{13}C 核上弹性和非弹性散射的微分截面^[2]. 这个实验的最显著的结果是对于到 ^{13}C 9.5MeV 能级跃迁的 R 值 $\left(R = \left(\frac{d\sigma}{dQ}\right)_{\pi^-} / \left(\frac{d\sigma}{dQ}\right)_{\pi^+}\right)$ 很大, $R \sim 9$, 和自由的 π -核子的 R 值一致. E. Schwarz 等人利用 180MeV 的 π^\pm 也做了类似的实验^[3], 得到了相同的结论. 这两个实验都有力地说明了从 ^{13}C 的基态到 9.5MeV 态的跃迁是一个纯中子的跃迁过程.

在这篇文章里, 我们将在 Glauber 理论的框架中集中地讨论 Dehnhard 实验中 ^{13}C 的 9.5MeV 能级激发的理论描述问题. 我们假设激发机制是半相干的一步过程, 即在入射 π 介子与靶核的 A 次多次散射中, 有一次, π 介子把 $1p_{3/2}$ 壳层上的几个中子中的某一个晋升到了 $1d_{5/2}$ 壳层, 而与其余 $(A-1)$ 次碰撞, 仅仅是 π 与其他 $(A-1)$ 核子的 $(A-1)$ 次弹性散射.

关于 ^{13}C 9.5MeV 态的结构至今知道得很少, $J^\pi = \frac{3^-}{2}$ 的自旋和宇称的分配是十分不

确定的^[2],高能电子散射实验建议 $J^\pi = \frac{9^+}{2}$, 而 Lane 和其他几个作者^[4]又预言了 $J^\pi = \frac{7^+}{2}$. 作为一个试探性自旋和宇称的分配,我们采用了 Lane 的预言,即假设 $J^\pi = \frac{7^+}{2}$, 因为在我们的机制下,轨道角动量的改变 ΔL 的最大值只能是 $3(1P - 1d)$ 若假设 $J^\pi = \frac{9^+}{2}$, 那么总角动量的最小改变 $\Delta J = 4$, 只能依赖中子的自旋状态的改变来实现. 然而在向前方向上, πN 相互作用几乎是自旋无关的,自旋效应只是在 90° 附近才占有支配地位,但在 90° 附近,高能、小角度近似的 Glauber 理论能不能适用? 至今还是一个需要探讨的问题,我们暂时搁置这个困难的问题,而只研究自然宇称的跃迁.

对于 ^{13}C 的结构,我们采用了弱耦合的核模型^[5],认为 ^{13}C 的基态是 p 壳 $(m+1)$ 粒子和 m 个空穴态的混合 ($m = 0, 1, 2$), 而 9.5MeV 的激发态是耦合一个 $1d_{5/2}$ 的核子到 ^{12}C 的第一个 2^+ 态所得到的弱耦合态. $[(2^+, T_0 = 0) \otimes (1d_{5/2})]_{7/2^+, 1/2}$, 如果假设 ^{12}C 的激发态 2^+ 是 p 壳的 n 个粒子和 n 个空穴态的混合 ($n = 1, 2, 3, 4$), 且 $T_0 = 0$, 则弱耦合的 $1d_{5/2}$ 核子只能是一个中子. 这说明: 如果基态和激发态之间被一个单粒子算符联系起来的话,那么只有 p 壳的一个中子的晋升才对这一跃迁有所贡献. 也就是说像我们前所建议的那样到弱耦合态 $[(2^+, T_0 = 0) \otimes (1d_{5/2})]_{7/2^+, 1/2}$ 的跃迁主要是纯中子的跃迁.

二、半相干的散射振幅

在这一节我们将讨论 ^{13}C 的 9.5MeV 能级的 π 介子弹弹性激发的理论描述问题.

$$\pi^\pm + ^{13}\text{C} \rightarrow \pi^{i\pm} + ^{13}\text{C}^* \quad (9.5\text{MeV}, J^\pi = ?) \quad (1)$$

在 Glauber 理论中,对于非弹性散射过程(1)的散射振幅是

$$F_{M_i M_f}(\mathbf{q}) = -K_{cm}(q) \frac{iK}{2\pi} \int d^2\mathbf{b} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \cdot \left\langle \phi_{J_i M_i}(^{13}\text{C}^*) \mathbf{K}' \left| \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)] \right| \phi_{J_i M_i}(^{13}\text{C}) \mathbf{K} \right\rangle, \quad (2)$$

\mathbf{K} 和 \mathbf{K}' 是入射和出射的 π 介子的动量, $\mathbf{q} = \mathbf{K}' - \mathbf{K}$ 是动量传递. $K_{cm}(q)$ 是质心修正因子,其他符号的意义是十分清楚的. 当然在应用(2)式时,必须假设在散射之时刻,靶核子是一个自由的粒子或一个固定的散射中心,不考虑靶核子系统的动力学效应,认为它只是为散射体提供一个空间或动量分布.

在这个静态近似下,方程(2)仅含有两个重要的组分,一个是在原子核中基本两体 πN 振幅 $f(\delta)$, 另一个是靶核的初末态波函数——结构性质. 而且两体振幅 $f(\delta)$ 是通过

$$\Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) = \frac{1}{2\pi i |\mathbf{p}|} \int d^2\delta f(\delta) e^{-i\delta(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)} \quad (3)$$

和单粒子剖面函数 $\Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)$ 联系起来. 这里 \mathbf{p} 是在 πN 质心系中 π 介子的动量. 暂时不考虑核介质对 $f(\delta)$ 的修正,而教 $f(\delta)$ 作为自由的 πN 振幅. 至于初末态原子核的结构,前面已经提到我们将采用弱耦合的粒子空穴核模型.

在方程(2)中,我们略去 δ -函数,代之而用了质心修正因子 $K_{cm}(q)$,它保证了独立的坐标变量 \mathbf{r}_i ; 只有 $3(A-1)$ 个而不是 $3A$ 个。这里,众所周知

$$K_{cm}(q) = e^{q^2/4a^2A} \quad (4)$$

A 是原子核中的核子数, a 是谐振子参数。对反对称的谐振子波函数(4)式的处理是严格的,对于小动量跃迁(4)式也是十分精确的,但对于更真实的波函数和大的动量跃迁,(4)式可能过高地估计了质心修正,此时找到一个精确的处理方法也是十分重要的。Davies 已经发现可以把质心效应作为一种对关联效应^[5]而更好地加以处理。

为了对(3,3)区的 π^+ 和 π^- 进行比较性的研究,两体振幅 $f(\delta)$ 必须含有同位旋部分

$$f_i = f_i^{(s)} + f_i^{(v)} \mathbf{t} \cdot \boldsymbol{\tau}_i \quad (5)$$

当把(5)式代入到(2)式时,由于因子 $\mathbf{t} \cdot \boldsymbol{\tau}_i$ 的存在,在不同的散射点的 $\mathbf{t} \cdot \boldsymbol{\tau}_i$ 一般是不对易的,所以需要考虑碰撞的时间顺序问题,由于 Glauber 理论是一个小角度近似,因此碰撞的时间顺序可以近似地用沿着入射方向 (z 方向) 的顺序来表示^[6]

$$\prod_{i=1}^A [1 - \Gamma_i] \rightarrow \sum_p \theta(Z_1 - Z_2) \theta(Z_2 - Z_3) \cdots \theta(Z_{A-1} - Z_A) (1 - \Gamma_1) \cdot (1 - \Gamma_2) \cdots (1 - \Gamma_A) \quad (6)$$

对 p 的求和跑遍了指标 $1, 2, \dots, A$ 的所有交换。现在用 $\Gamma_i^{(v)} \mathbf{t} \cdot \boldsymbol{\tau}_i$ 展开(6)式得到

$$\begin{aligned} \prod_{i=1}^A [1 - \Gamma_i] &\rightarrow \prod_{i=1}^A [1 - \Gamma_i^{(s)}] - \sum_{j=1}^A \Gamma_j^{(v)} \mathbf{t} \cdot \boldsymbol{\tau}_j \prod_{i \neq j} [1 - \Gamma_i^{(s)}] \\ &+ \sum_{i \neq j}^A \theta(Z_i - Z_j) \Gamma_i^{(v)} \mathbf{t} \cdot \boldsymbol{\tau}_i \mathbf{t} \cdot \boldsymbol{\tau}_j \prod_{i \neq j} [1 - \Gamma_i^{(s)}] \\ &+ \cdots \end{aligned} \quad (7)$$

在方程(6)、(7)中,

$$\theta(Z_i - Z_j) = \begin{cases} 1 & \text{对 } Z_i - Z_j > 0 \\ 0 & \text{对 } Z_i - Z_j < 0 \end{cases}$$

因为

$$\mathbf{t} \cdot \boldsymbol{\tau}_i = 2t^+ \tau_i^- + 2t^- \tau_i^+ + t^0 \tau_i^0 \quad (8)$$

所以对于过程 $^{13}\text{C}(\pi^\pm, \pi'^\pm)^{13}\text{C}^*$, $t^\pm \tau_i^\mp$ 的项是没有贡献的,而有贡献的项仅仅是含 $t^0 \tau_i^0$ 的项。另一方面,由于 τ_i^0 作用在质子和中子上分别给出 +1 和 -1 的结果,所以最后除了一个奇中子外,其余的 12 个 ($N = Z$) 核子的贡献为 0。我们有

$$\prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_j] \Rightarrow \begin{cases} \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_j^{(s)}] - \sum_{l=1}^A \Gamma_l^{(v)} \prod_{j \neq l} [1 - \Gamma_j^{(s)}] & \text{对 } \pi^- + n \rightarrow \pi'^- + n \\ \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_j^{(s)}] + \sum_{l=1}^A \Gamma_l^{(v)} \prod_{j \neq l} [1 - \Gamma_j^{(s)}] & \text{对 } \pi^+ + n \rightarrow \pi'^+ + n \end{cases} \quad (9)$$

在(3,3)共振区, $\Gamma^{(v)} \simeq \frac{1}{2} \Gamma^{(s)}$, 这时(9)式可重写为

$$\prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_j] \Rightarrow \begin{cases} 1 - \frac{3}{2} \sum_{l=1}^A \Gamma_l^{(s)} \prod_{j \neq l} [1 - \Gamma_j^{(s)}], & (10a), \text{ 对 } \pi^- + n \rightarrow \pi'^- + n \\ 1 - \frac{1}{2} \sum_{l=1}^A \Gamma_l^{(s)} \prod_{j \neq l} [1 - \Gamma_j^{(s)}], & (10b), \text{ 对 } \pi^+ + n \rightarrow \pi'^+ + n \end{cases}$$

应用(10)式,得到

$$F_{M_f M_i}(q) = \begin{cases} \frac{3}{2} F'_{fi}(q), & (11a), \text{ 对 } \pi^- + n \rightarrow \pi'^- + n \\ \frac{1}{2} F'_{fi}(q), & (11b), \text{ 对 } \pi^+ + n \rightarrow \pi'^+ + n \end{cases}$$

其中

$$F'_{fi}(q) = -K_{cm}(q) \frac{iK}{2\pi} \int d^3b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \cdot \left\langle \phi_f \left| \sum_{l=1}^A \Gamma_l^{(s)}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_l) \prod_{j \neq l} [1 - \Gamma_j^{(s)}] \right| \phi_i \right\rangle \quad (12)$$

(11)式显然表明

$$R = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\pi^-} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\pi^+} = 9$$

它正是 D. Dehnhard 实验结果的 R 值。

在 Glauber 理论中要求两体散射主要是向前的散射,然而在(3,3)共振区由于 πN 振幅只有 S 波、 P 波的贡献,因此作为输入的自由的振幅没有朝前峰,这时 Glauber 理论似乎不是一个可靠的工具。然而要强调指出:我们认为实际情况并非如此。因为对 π -核散射自由的剖面函数 $\Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s})$ 通过公式:

$$\begin{aligned} & \langle \varphi_a(\mathbf{r}) | \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}) | \varphi_b(\mathbf{r}) \rangle \\ &= \frac{1}{2\pi i p} \int d^2\delta e^{-i\delta\cdot\mathbf{b}} f(\delta) \langle \varphi_a(\mathbf{r}) | e^{i\delta\cdot\mathbf{s}} | \varphi_b(\mathbf{r}) \rangle \\ &\equiv \frac{1}{2\pi i p} \int d^2\delta e^{-i\delta\cdot\mathbf{b}} f(\delta) G(\delta) \end{aligned} \quad (13)$$

而得到修正。这里 $\varphi(\mathbf{r})$ 是单粒子波函数, $G(\delta)$ 是核的形状因子,显然,在原子核中有效的 πN 振幅包含了这个附加的形状因子 $G(\delta)$,因而必然满足向前峰的要求。说明在描写(3,3)区的 π -核散射时, Glauber 理论仍然是一个好的工具。

在半相干的一步激发机制下,即除了一次非弹性散射外,所有 $(A-1)$ 次散射都是弹性散射,因而其所有中间态都是基态。这时(12)式为:

$$F_{fi}(q) = K_{cm}^{\pm}(q) \frac{iK}{2\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \cdot \left\langle \phi_f \left| \sum_{l=1}^A \Gamma_l^{(s)}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_l) \right| \phi_i \right\rangle \left\langle \phi_i \left| \prod_{j \neq l} [1 - \Gamma_j^{(s)}] \right| \phi_i \right\rangle \quad (14)$$

$$= K_{cm}(q) \frac{iK}{2\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \left\langle \phi_f \left| \sum_{l=1}^A \Gamma_l^{(s)}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_l) \right| \phi_i \right\rangle \cdot \bar{F}(b) \quad (15)$$

这里

$$\bar{F}(b) \equiv \left\langle \psi_i \left| \prod_{j \neq i}^A [1 - \Gamma_j^{(s)}] \right| \psi_i \right\rangle \quad (16)$$

描述了 π 介子与其他 $(A - 1)$ 个核子的弹性散射, 而 $\left\langle \psi_f \left| \sum_{l=1}^A \Gamma_l^{(s)}(b - s) \right| \psi_i \right\rangle$ 描写了一步的非弹性过程, 在密度近似下

$$\begin{aligned} \bar{F}(b) &= \sum_{j=1}^{A-1} \left\{ \int \rho(\mathbf{r}_j) [1 - \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)] d\mathbf{r}_j \right\} \\ &= [\bar{f}(b)]^{A-1} \end{aligned} \quad (17)$$

其中

$$\bar{f}(b) \equiv 1 - \frac{1}{2\pi i p} \int d^2\delta e^{-i\delta \cdot b} f(\delta) F_{cl.}(\delta) \quad (18a)$$

$$F_{cl.}(\delta) \equiv \int \rho(\mathbf{r}) e^{i\delta \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (18b)$$

显然, $F_{cl}(\delta)$ 就是由实验来确定的形状因子, 本文取为^[7]

$$F_{cl}(\delta) = (1 - \delta^2 R^2 / 9) e^{-R^2 \delta^2 / 4} \quad (19)$$

这里 $R = 1.59\text{fm}$ 相应于核半径为 2.41fm , 我们假设两体振幅有如下的形式

$$f(\delta) = \frac{i p \sigma}{4\pi} (1 - i\rho) e^{-\beta^2 \delta^2 / 2} \quad (20)$$

σ 是两体总截面, ρ 是向前振幅的实、虚比, β^2 是斜率参数, 均由两体散射实验来确定, 利用方程(19), (20)得到

$$\bar{f}(b) = 1 - \frac{\sigma(1 - i\rho)}{8\pi(\beta^2 + R^2/2)} \left\{ 2 + \frac{R^2}{9(\beta^2 + R^2/2)} \left(1 - \frac{b^2}{2(\beta^2 + R^2/2)} \right) \right\} e^{-b^2/2(\beta^2 + R^2/2)} \quad (21)$$

为了估计矩阵元 $\left\langle \psi_f \left| \sum_{l=1}^A \Gamma_l(b - s) \right| \psi_i \right\rangle$, 我们将在二次量子化表象中工作.

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}(b - s) &= \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | \Gamma(b - s) | \beta \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta \\ &= \sum_{\alpha\beta} \langle \alpha | \Gamma(b - s) | \beta \rangle (-1)^{-i\beta - m_\beta} a_\alpha^\dagger b_\beta^\dagger \end{aligned} \quad (22)$$

α, β 表示一组完备的量子数 $(nljm)$, 并且 $\bar{\beta} = (n_\beta l_\beta j_\beta m_\beta)$. 前面已经指出, 在弱耦合图象中, (暂取 $m = 0, n = 1$)

$$\psi_{J_j m_j} (^{13}\text{C}^*) = \{ a_{1d_{5/2, 1/2}}^\dagger [b_{1p_{3/2, 1/2}}^\dagger \cdot a_{1p_{3/2, 1/2}}^\dagger]_{2^+, 0} \}_{7/2^+, 1/2} | 0 \rangle \quad (23a)$$

$$\psi_{J_i M_i} (^{13}\text{C}) = a_{1p_{1/2, 1/2}}^\dagger | 0 \rangle \quad (23b)$$

$| 0 \rangle$ 表示 ^{12}C 的真空态, a^+ 和 b^+ 分别是粒子和空穴的产生算符, 对于任意 πN 相互作用, $\Gamma(b - s)$ 的矩阵元为

$$\begin{aligned} &\langle n_\beta l_\beta j_\beta m_\beta | \Gamma(b - s) | n_\alpha l_\alpha j_\alpha m_\alpha \rangle \\ &= \frac{1}{2\pi i p} \int d^2\delta e^{-i\delta \cdot b} f(\delta) \cdot \langle n_\beta l_\beta j_\beta m_\beta | e^{i\delta \cdot s} | n_\alpha l_\alpha j_\alpha m_\alpha \rangle, \end{aligned} \quad (24)$$

核子的形状因子可写为:

$$\begin{aligned} & \langle n_{\beta} l_{\beta} j_{\beta} m_{\beta} | e^{i\delta \cdot r} | n_{\alpha} l_{\alpha} j_{\alpha} m_{\alpha} \rangle \\ &= (4\pi)^{1/2} \sum_{\lambda m_{\lambda}} i^{\lambda n_{\beta} l_{\beta}} F_{\lambda}^{n_{\alpha} l_{\alpha}}(\delta) Y_{\lambda m_{\lambda}}(\delta) \\ & (-1)^{\frac{1}{2} + \lambda - l_{\alpha} - j_{\beta} + m_{\beta} - m_{\alpha}} C_{l_{\alpha} 0 l_{\beta} 0}^{l_{\beta} 0} \cdot C_{i_{\alpha} m_{\alpha} \lambda m_{\lambda}}^{i_{\beta} m_{\beta}} \\ & \cdot \hat{l}_{\alpha} \hat{l}_{j_{\alpha}} W\left(l_{\alpha} j_{\alpha} l_{\beta} j_{\beta}; \frac{1}{2} \lambda\right) \end{aligned} \quad (25)$$

$C_{i_{\alpha} m_{\alpha} \lambda m_{\lambda}}^{i_{\beta} m_{\beta}}$ 是 CG 系数, $\hat{l} = \sqrt{2l+1}$, $W(abcd; ef)$ 是拉卡系数. 而

$$n_{\alpha} l_{\alpha} F_{\lambda}^{n_{\beta} l_{\beta}}(\delta) = \int_0^{\infty} r^2 dr R_{n_{\alpha} l_{\alpha}}(r) j_{\alpha}(\delta r) R_{n_{\beta} l_{\beta}}(r) \quad (26)$$

是径向积分. 球函数 $(\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{s}, \text{ 或 } \theta_{\delta} = \frac{\pi}{2})$

$$\begin{aligned} Y_{\lambda m_{\lambda}}\left(\theta_{\delta} = \frac{\pi}{2}, \phi_{\delta}\right) &= \epsilon \left[\frac{(2\lambda+1)(\lambda-|m_{\lambda}|)!}{4\pi(\lambda+|m_{\lambda}|)!} \right]^{\frac{1}{2}} P_{\lambda}^{|m_{\lambda}|}(\cos \theta_{\delta} = 0) e^{im_{\lambda} \phi_{\delta}} \quad (27) \\ \epsilon &= \begin{cases} (-1)^m & m > 0 \\ 1 & m \leq 0 \end{cases} \end{aligned}$$

$P_{\lambda}^{|m_{\lambda}|}$ 是联合勒让德多项式.

收集以上各因子, (26) 式变为如下的积分

$$\begin{aligned} & \int d^2\delta e^{-i\delta \cdot \mathbf{b}} f(\delta) Q_{\lambda}(\delta) e^{-\beta^2 \delta^2} e^{i(m_{\alpha} - m_{\beta}) \phi_{\delta}} \\ &= e^{i(m_{\alpha} - m_{\beta}) \phi_{\delta}} 2\pi i^{(m_{\beta} - m_{\alpha})} \int_0^{\infty} \delta f(\delta) Q_{\lambda}(\delta) \\ & \cdot e^{-\beta^2 \delta^2} J_{(m_{\alpha} - m_{\beta})}(\delta b) d\delta \end{aligned} \quad (28)$$

这里 $Q_{\lambda}(\delta)$ 是 δ 的多项式, ϕ_{δ} 和 ϕ_b 分别是 δ 和 b 的方位角. 要强调的是: $f(\delta)$ 的形式既可以是 δ 的多项式, 也可以是 δ 的多项式和一个高斯型因子的乘积. 无论在那种情况下, 方程(28)中的积分都是很容易完成的. 经过简单的推导, 就可以得到 $\frac{1^-}{2} \rightarrow \frac{7^+}{2}$

(9.5 MeV) 态, 不极化的微分截面的表达式

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \sum_{M_i M_i} \frac{1}{2I_i + 1} |F_{M_i M_i}(\mathbf{q})|^2 \\ &= \text{const} [K_{cm}^{\pm}]^2 \sum_{m_{\lambda}} \frac{(3 - |m_{\lambda}|)!}{(3 + |m_{\lambda}|)!} F_3^{*m_{\lambda}}(q) F_3^{m_{\lambda}}(q) [P_{\lambda}^{|m_{\lambda}|}(0)]^2 \end{aligned} \quad (29)$$

其中 I_i 是 ^{13}C 基态的自旋, 而

$$\text{const} = 56 \left(W\left(1 \frac{3}{2} 2 \frac{5}{2}; \frac{1}{2} 3\right) W\left(\frac{1}{2} \frac{3}{2} \frac{7}{2} \frac{5}{2}; 23\right) C_{1030}^{20} \right)^2 \quad (30a)$$

$$K_{cm}^{\pm} = \begin{cases} \frac{3}{2} K_{cm}(q) & \text{对 } \pi^- + n \rightarrow \pi'^- + n \\ \frac{1}{2} K_{cm}(q) & \text{对 } \pi^+ + n \rightarrow \pi'^+ + n \end{cases} \quad (30b)$$

$$F_{m\lambda}^3(q) \equiv \int_0^\infty b db P_3(b) \bar{F}(b) J_{m\lambda}(qb) \quad (31a)$$

$$P_3(b) \equiv \int_0^\infty \delta f(\delta) Q_3(\delta) e^{-\delta^2/4\alpha^2} J_{m\lambda}(\delta b) d\delta \quad (31b)$$

对我们的情况即 $\frac{1^-}{2} \rightarrow \frac{7^+}{2}$ 跃迁

$$Q_3(\delta) = \frac{\delta^3}{\alpha^3} \quad (32)$$

因此对给定一个具体的相互作用 $f(\delta)$ 和某一具体的跃迁过程, 方程(29)给出了可以与实验比较的微分截面的理论值。

三、理论结果及与实验的比较

应用方程(29)和(20)式的两体振幅, 我们计算了 180MeV 的 π^+ 和 π^- 在 ^{13}C 上的非弹性散射过程 $^{13}\text{C}(\pi^\pm, \pi'^\pm)^{13}\text{C}^*$ (9.5MeV) 的微分截面。初、末态核结构取了弱耦合的波函数, 假定 $J^\pi = \frac{7^+}{2}$, 参数 $\sigma = 12.76\text{fm}^2$, $\rho = 0.114$, $\beta^2 = 0.994\text{fm}^2$, 取自参考[8], $\alpha^2 = 0.37\text{fm}^{-2[6]}$ 理论曲线见图 1 所示:

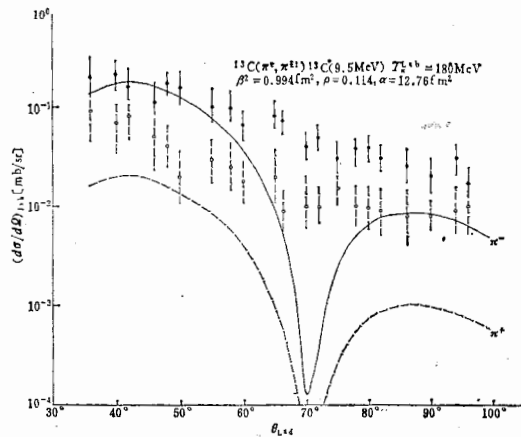


图 1 $^{13}\text{C}(\pi^\pm, \pi'^\pm)^{13}\text{C}^*$ (9.5MeV) 微分截面。实线和虚线分别是对 π^- 和 π^+ 的理论结果, 而 \bullet 和 \circ 分别表示 $T_{\pi^\pm}^{13\text{C}} = 180\text{MeV}$ 的 π^- 和 π^+ 在 ^{13}C 上的实验结果^[3]

为了比较, 图 1 中也给出了 E. Schwarz 相应的实验结果。

四、小结与讨论

在这篇文章中我们分析了半相干散射过程 $^{13}\text{C}(\pi^\pm, \pi'^\pm)^{13}\text{C}^*$ (9.5MeV); 研究了 ^{13}C 的 9.5MeV 能级的 π 激发的理论描述问题, 我们假设了激发机制是半相干的一步过程, 即假

设入射 π 介子把 $1P_{3/2}$ 壳层上的几个中子中的某一个晋升到 $1d_{5/2}$ 壳层,而与其他 $(A-1)$ 个核子发生 $(A-1)$ 次弹性散射. 对于 ^{13}C 的初末态结构(基态和 9.5MeV 的激发态)应用了弱耦合模型,假设末态 (9.5MeV) 能级的自旋和宇称的分配是 $J^\pi = \frac{7^+}{2} \left(T = \frac{1}{2} \right)$, 没有考虑自旋倒翻效应,两体振幅具有(20)式所示的形式,其参数 σ, ρ, β^2 取自参考^[8].

如图1所示,在 Glauber 近似下,我们的理论结果与实验的符合不是太满意的. 虽然在 36° 到 60° 之间理论曲线总是紧紧地跟着实验趋势的变化,但是在 70° 处理论的角度分布有一个很深的极小, 80° 以后的理论值也比实验值小. 如果暂时搁置 Glauber 理论在大角度处是否适用的问题而不予考虑,那么参照高能电子散射实验,我们认为:理论与实验的矛盾主要是由于我们没有考虑跃迁中子的自旋倒翻效应而引起的. 因为从(1)式可知,在向前方向上对截面的重要贡献主要是来自自然宇称态的跃迁,而在大角度处 (90° 附近),占压倒优势的贡献是来自自旋倒翻项. 而且对于相同的轨道角动量的改变 ΔL , 如图2所示,两者有着截然不同形状的角度分布. 很清楚,自旋不倒翻的项在 90° 附近是一个强烈的极小,它导致了 $\pi^\pm - ^{13}\text{C}^*(9.5\text{MeV})$ 理论角分布在 70° 处出现了一个很深的极小. 而在此处自旋倒翻项却是一个极大,它将使截面显著地增加,因而有可能填平前一个极小. 因此,考虑了自旋倒翻效应后,将会改善理论与实验的符合程度.

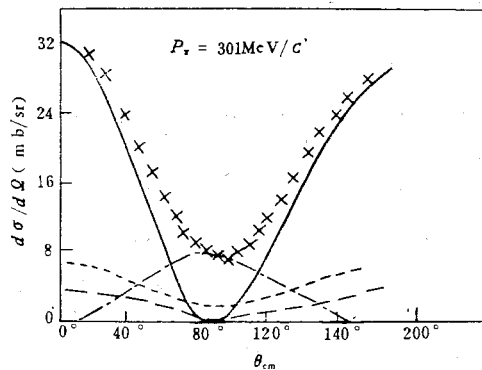


图2 $p_\pi = 301\text{MeV}/c$ 的 $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ ($\pi^-n \rightarrow \pi^-n$), $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ ($\pi^+n \rightarrow \pi^+n$) 和 $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ ($\pi^+n \rightarrow \pi^0p$) 弹性散射角分布. 实线“—”和虚线“- · -”分别表示对于 $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ 散射的自旋不倒翻项和自旋倒翻项的贡献.

以上的讨论说明在这个跃迁过程中自旋效应是十分重要的,应该考虑跃迁中子自旋状态改变的贡献. 这样以来, ^{13}C 的低激发态 (9.5MeV) 将是组态 $[(2^+, T_0 = 0) \otimes 1d_{5/2}]_{9/2^+, 3/2}$, 而不是我们在计算中应用的组态 $[(2^+, T_0 = 0) \otimes 1d_{5/2}]_{7/2^+, 1/2}$. 即 9.5MeV 能级的自旋和宇称的分配不是 $J^\pi = \frac{7^+}{2}$, 而是 $J^\pi = \frac{9^+}{2}$. 因为对 $\frac{1^-}{2} \rightarrow \frac{9^+}{2}$ 的跃迁,这时转移给靶核的最小的总角动量 $\Delta J = 4$, 只能依赖于跃迁中子的自旋的倒翻 ($\Delta S = 1$) 来实现.

当然,还有一些其他因素影响理论与实验之间的符合,例如作为开始,对于初、末态的核结构我们作了 $m = 0, n = 1$ 的近似. 而多粒子多空穴态的混合 ($m \approx 0, n \approx 1$)

对角分布是会有影响的,也需要我们进一步研究。

总之,我们讨论了 ^{13}C 的 9.5MeV 能级 π 激发的理论描述问题。我们的理论结果与实验之间的比较似乎支持了 9.5MeV 能级的 $J^\pi = \frac{9^+}{2}$ 的自旋和宇称的分配。说明 π^+ 和 π^- 的比较性的研究是了解核结构的有力工具之一。所以我们期待着更多更好的实验材料的问世。

参 考 文 献

- [1] H. A. Thiesseh, *Nucl. Phys.*, A335(1980), 329.
- [2] D. Dehnhard et al., *Phys. Rev. Letters*, 43 (1979), 1091.
- [3] E. Schwarz et al., *Phys. Rev. Letters*, 43 (1979), 1578.
- [4] Lane, *Rev. Mod. Phys.*, 32 (1960), 519.
F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.*, A268 (1976), 1.
- [5] Davin. R. Harrington et al., *Nucl. Phys.*, A306 (1978), 477.
- [6] E. Oset, Private communication.
- [7] J. Ghosh et al., *Phys. Rev.*, C18 (1978), 1781.
- [8] M. P. Locher et al., *Nucl. Phys.*, B27 (1971), 598.

π -INDUCED SEMI-COHERENT SCATTERING AND THE EXCITATION OF THE 9.5MeV LEVEL OF ^{13}C

LIN CHUN-CAN MA WEI-HSING

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Under the Glauber approximation, the problem about the theoretical description of the excitation of the 9.5MeV level of ^{13}C in π - ^{13}C inelastic scattering is discussed. We assume that the transition to the 9.5MeV level is semi-coherent one step process. The weak coupling nucleus model is used for the initial and final nucleus structure. Based on the assumption $j = 7/2^+$ and the approximation $\Gamma^{(v)} \simeq 1/2\Gamma^{(s)}$, the differential cross section of the inelastic ^{13}C (π^\pm, π'^\pm) $^{13}\text{C}^*(9.5\text{MeV})$ at $T_\pi^{\text{lab}} = 180\text{MeV}$ is calculated and compared with the existed data. The agreement is not quite satisfactory.