

100—300MeV³He(π^- , n)²H 反应的 微观描述

许祥源 陈学俊

刘宪辉

(清华大学)

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文将 G. E. Brown 等研究 π -核散射的 Isobar 模型推广应用到中能 (π , N) 反应的描述上,用唯象近似方法处理多体效应,探讨了非静态修正、核子关联波函数以及出射核子扭曲效应对反应微分截面的影响,计算了 100—300MeV ³He(π^- , n)²H 反应角分布,所得结果与实验基本一致.

一、引 言

中能 (π , N) 反应对核结构、核反应机制的研究具有重要意义,这是因为中能 (π , N) 反应具有很多突出特点. 其一是存在大动量转移,如何描述大动量转移下的 π -核反应动力学,是探讨核反应机制的一大课题; 其二是中能 π 介子与靶中核子形成 Δ -Isobar 共振态,并以 Δ 为单位在核内传播,这构成了对 Isobar 动力学的研究. 近年来, Δ -Isobar 已经在 π -核相互作用、核结构、核力介子理论以及 π 凝聚的研究中显示出很大的影响. 因此,中能 (π , N) 反应,特别是在 (3, 3) 共振能区附近的反应引起了人们广泛的注意和极大的兴趣.

目前,对 (p , π) 反应的描述主要有两种模型: 单核子模型 (ONM) 和双核子模型 (TNM). ONM 的 PWBA 计算只能给出部分定性的结果, DWBA 计算由于光学势的不同选取而相差很远. 在 TNM 中, π 的重散射是反应动力学的基本部分,不同的描述对角分布的影响很大,比如 Ruderman 模型就是利用自由的 $NN \rightarrow d\pi$ 振幅来描述 NN 作用的. 在存在大动量转移的情况下, TNM 较之 ONM 要合理些,但也未能与实验完全符合. G. E. Brown 和 W. Weise 在研究 π -核散射中提出了 Isobar 模型^[1]. 张宗焯等^[2]应用这种模型研究 (p , π) 反应,并把 ONM 和 TNM 结合起来,得到较好结果,但尚有若干因素未予考虑. 本文将 Brown 的理论推广应用到中能 (π , N) 反应的描述上,进一步研究各种因素对 (π , N) 反应过程的影响. 文中探讨了处理多体问题的唯象近似方法,研究了不同波函数对反应微分截面的影响,同时考虑了相互作用哈密顿量的非静态修正以及出射核子的扭曲. 文章第二部分讨论一般理论及唯象近似,第三部分给出 ³He(π^- , n)²H 反应微分截面的 PWBA 与 DWBA 计算结果,第四部分作几点讨论.

二、一般微观描述及唯象近似

根据 Brown 的理论^[1], π 介子穿越原子核时, 引起 Δ 粒子-核子空穴的激发, 形成了自旋-同位旋波的传播, 考虑到 (3, 3) 共振能区的特点, 忽略 Δ - h 朝后传播图以及 N - h 激发的贡献, (π, N) 反应过程可用下述 Feynman 图表示:

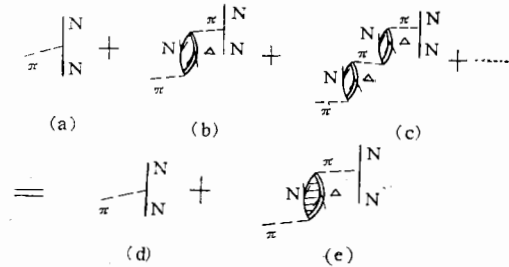


图 1 (π, N) 反应的微观描述

图 1 中, (a) 表示单核子吸收, (b) 表示共振吸收, (c) 表示重发 π 介子引起新的 Δ - h 激发, 这样的过程还可以继续进行下去, 以至无穷.

引进描述自旋-同位旋波传播的格林函数 G , 则上述无穷多个图被等效为图 1 中的 (d) 和 (e) 两个图.

(π, N) 反应的 T 算符可写成:

$$T = T^{(1)} + T^{(2)} = H_{\pi NN} + H_{\pi NN} \frac{1}{\omega_{\pi}^2 - k^2 - m_{\pi}^2 + i\epsilon} H_{\pi N \Delta}^+ G H_{\pi N \Delta} \quad (1)$$

其中,

$$G = \sum_n \frac{|\phi_n\rangle \langle \phi_n|}{\omega - E_n} \quad (2)$$

$E_n, |\phi_n\rangle$ 是 Δ - h 组态空间中的本征解, 可以通过求解 TDA 方程得出.

在 π -核散射过程中, 由于多体效应的影响因素相当复杂, 直接利用 TDA 方法求解本征方程仍然存在某些不确定性, 为此, 我们采用唯象近似方法, 即假定 Δ -Isobar 在一个复谐振子位阱中运动, $|\phi_n\rangle$ 取谐振子位阱中的 Δ - h 波函数 $|\Delta h\rangle_n$, 相应的本征能量 E_n 参数化, 借助于能级移动 μ_{Δ} 和能级宽度 Γ_{Δ} 反映多体效应对 Isobar 能级位置及能级宽度的影响, 参数的大小要根据 π -核弹性散射实验加以确定, 即

$$G = \sum_n \frac{|\Delta h\rangle_n \langle \Delta h|}{\omega - E_n} \quad (3)$$

$$E_n = M_{\Delta} - M + n\hbar\omega_{\Delta N} + \mu_{\Delta} - \frac{i}{2}\Gamma_{\Delta} \quad (4)$$

其中

$$n\hbar\omega_{\Delta N} = (2n_{\Delta} + l_{\Delta})\hbar\omega_{\Delta} - (2n_N + l_N)\hbar\omega_N \quad (5)$$

在非相对论近似下, $H_{\pi NN}$ 包括非静态修正项, 其具体形式采用带任意常数 λ 和不带任意常数 (BGGs) 的两种^[3,4]:

$$H_{\pi NN} = \frac{f_{\pi NN}}{m} \sigma \cdot \left[\left(1 - \lambda \frac{E_{\pi}}{2M} \right) \nabla_{\pi} - \lambda \frac{E_{\pi}}{M} \nabla_N \right] \tau \cdot \phi_{\pi} \quad (6)$$

$$H_{\pi NN} = i \frac{f_{\pi NN}}{m} \boldsymbol{\sigma} \cdot \left[\mathbf{q} - \frac{E_{\pi}}{2M} (\mathbf{P}_i + \mathbf{P}_f) \right] \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\phi}_{\pi} \quad (7)$$

其中, $\boldsymbol{\sigma}$ 、 $\boldsymbol{\tau}$ 分别为核子的自旋、同位旋算符, $f_{\pi NN}^2/4\pi = 0.08$.

如把核子视为无限重, 则(6)、(7)过渡到静态近似.

对于 $\pi N\Delta$ 顶点, 取

$$H_{\pi N\Delta} = i \frac{f_{\pi N\Delta}}{m} \boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} \cdot \mathbf{q} \boldsymbol{\tau}_{\Delta N} \cdot \boldsymbol{\phi}_{\pi} \quad (8)$$

其中, $\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}$ 、 $\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}$ 分别为 N 跃迁到 Δ 的自旋、同位旋跃迁算符, $f_{\pi N\Delta}^2/4\pi = 0.23$.

(π , N) 反应微分截面:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\omega P E_n}{(2\pi)^2 q} \sum_{i,f} |T_{fi}|^2 \quad (9)$$

其中, ω 、 q 、 E_n 、 P 分别是 π 介子和出射核子在质心系中的能量和动量, $\sum_{i,f}$ 代表对始态自旋求平均及对终态自旋求和.

三、³He(π^- , n)²H 反应微分截面的计算

中能区 ³He π 吸收反应微分截面的实验结果表现出明显的系统的特征^[5]: 从 100—300 MeV, 在朝前方向上都有一个很陡的斜坡, 而在 60°~80° 左右则变得比较平坦, 大角处截面与小角处截面的比值随能量变化不大. 因此, 人们力图借助于某种反应机制来再现这些特征. 下面将第二部分所讨论的方法应用于 ³He(π^- , n)²H 反应微分截面的计算.

为简单起见, 只给出静态近似的 T 算符:

$$|i\rangle = \alpha_{\lambda}^+(\mathbf{q}) b^{+\sigma_N \tau_N} |0\rangle \quad (10a)$$

始态是一动量为 \mathbf{q} 的 π 介子 ($\lambda = -1$) 和一中子空穴.

$$|f\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma_N'' \sigma_N' \tau_N''} c_{\frac{1}{2} \sigma_N'' \frac{1}{2} \sigma_N'}^{1m a''} c_{\frac{1}{2} \tau_N'' \frac{1}{2} \tau_N'}^{00} a_{\sigma_N' \tau_N'}^+(\mathbf{P}) b_{\sigma_N'' \tau_N''}^+ b_{\sigma_N' \tau_N'}^+ |0\rangle \quad (10b)$$

终态是一动量为 \mathbf{P} 的自由中子及一对质子-中子空穴并耦合成同位旋单态和自旋三重态.

$$T_{fi}^{(1)} = \sqrt{2} \sum_{\sigma_N''} c_{\frac{1}{2} \sigma_N'' \frac{1}{2} \sigma_N'}^{1m a''} c_{\frac{1}{2} \tau_N'' \frac{1}{2} \tau_N'}^{00} \frac{if_{\pi NN}}{m \sqrt{2\omega q}} \langle \mathbf{P} | e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} | \phi_{00}(\mathbf{r}) \rangle$$

$$(-1)^{\frac{1}{2}+\sigma_N''} \langle \sigma_N' | \boldsymbol{\sigma} \cdot \beta \mathbf{q} | \bar{\sigma}_N'' \rangle \langle \bar{\tau}_N | \boldsymbol{\tau}_\lambda | \tau_N \rangle (-1)^{\frac{1}{2}+\tau_N} \quad (11)$$

$$T_{fi}^{(2)} = \sum_{\substack{n_{\Delta} l_{\Delta} m_{l_{\Delta}} \sigma_{\Delta} \tau_{\Delta} \\ \sigma_n \tau_n \sigma_p \tau_p}} \int \frac{d\mathbf{q}'}{(2\pi)^3} \langle f | H_{\pi NN}^S | \mathbf{q}' \rangle \frac{2\omega_{q'}}{\omega_q^2 - \omega_{q'}^2 + i\epsilon} \langle \mathbf{q}' | H_{\pi N\Delta}^S | \phi_n \rangle$$

$$\frac{1}{\omega_q - E_{n_{\Delta} l_{\Delta}}} \langle \phi_n | H_{\pi N\Delta}^S | i \rangle \quad (12)$$

其中, $H_{\pi NN}^S$ 、 $H_{\pi N\Delta}^S$ 为二次量子化表象中的相互作用量, β 是坐标系换算因子.

(1) π^- - ^3He 弹性散射微分截面

π^- -核弹性散射角分布计算的主要目的是确定唯象近似方法的各种参数,同时对 Isobar 模型本身也是一种检验.

π^- - ^3He 弹性散射 T 算符为:

$$T_{el} = \sum \langle \mathbf{q} | H_{\pi N \Delta}^{\dagger S} | \phi_n \rangle \frac{1}{\omega_q - E_{n_{\Delta} l_{\Delta}}} \langle \phi_n | H_{\pi N \Delta}^S | i \rangle \quad (13)$$

其中, \mathbf{q} 大小不变,方向任意.

单核子波函数取球形位阱谐振子解,谐振参数 r_0 取 1.535fm.

假定核中的 Δ -Isobar 也取球形谐位阱形式,并取 $r_{\Delta} = r_0$, $\hbar\omega_{\Delta} = 13.4\text{MeV}$.

先确定组态空间的大小. 对 $T_{\pi} = 200\text{MeV}$, 分别计算了 $4\hbar\omega_{\Delta N}$ 、 $5\hbar\omega_{\Delta N}$ 、 $6\hbar\omega_{\Delta N}$ 激发的所有组态, 从所得弹性散射微分截面看, $4\hbar\omega_{\Delta N}$ 与 $5\hbar\omega_{\Delta N}$ 激发有所差别, 而 $5\hbar\omega_{\Delta N}$ 与 $6\hbar\omega_{\Delta N}$ 激发已经基本上没有差别, 说明 Δ -Isobar 高于 $5\hbar\omega_{\Delta N}$ 激发已经很少, 在下文计算中, Δ - h 取 $\leq 5\hbar\omega_{\Delta N}$ 的所有组态.

μ_{Δ} 、 Γ_{Δ} 是唯象近似方法中需要确定的两个参数. 我们在一个很大的范围内考察 μ_{Δ} 、 Γ_{Δ} 的行为, 并选择了三组参数:

$$\begin{cases} \mu_{\Delta} = -54\text{MeV}, \Gamma_{\Delta} = 130\text{MeV} \\ \mu_{\Delta} = -54\text{MeV}, \Gamma_{\Delta} = 150\text{MeV} \\ \mu_{\Delta} = -75\text{MeV}, \Gamma_{\Delta} = 130\text{MeV} \end{cases}$$

由这三组参数计算得出的弹性散射角分布的趋势与实验大致符合. 三组参数有所变化, 对微分截面影响不大, 表明 μ_{Δ} 、 Γ_{Δ} 对 π^- -核弹性散射角分布不很敏感.

考虑 Δ 的自旋-轨道耦合, 即 l_{Δ} 与 S_{Δ} 耦合为 j_{Δ} , 对 $E_{n_{\Delta} l_{\Delta}}$ 作出修正, 可以进一步改善角分布与实验的符合:

$$E = E_{n_{\Delta} l_{\Delta}} + \Delta E \quad (14)$$

$$\Delta E = 3 \sum_{j_{\Delta}} (\Delta \epsilon_{j_{\Delta}}) (2j_{\Delta} + 1) W^2 \left(1 \frac{3}{2} j_{\Delta}; \frac{1}{2} l_{\Delta} \right) \quad (15)$$

$$\Delta \epsilon_{j_{\Delta}} = \frac{1}{2} V_{l_{\Delta} s_{\Delta}} \left[j_{\Delta} (j_{\Delta} + 1) - l_{\Delta} (l_{\Delta} + 1) - \frac{15}{4} \right] \quad (16)$$

其中, $V_{l_{\Delta} s_{\Delta}}$ 为 Δ 的自旋-轨道耦合强度, 取 -6MeV , 对 $T_{\pi} = 200\text{MeV}$ 的计算结果画在图 2 中.

利用上述三组参数, 分别计算了 $T_{\pi} = 100, 295\text{MeV}$ 的 π^- - ^3He 弹性散射角分布, 也画在图 2 中. 从图中可以看到, 尽管对这两个入射能量, 实验测得截面的数量级相差很大, 但 Isobar 模型仍能给出与实验大致一致的角分布形状. 计算结果还表明, 唯象近似方法所取参数对入射能量的依赖关系不太强烈.

从上面的计算可以看出, μ_{Δ} 、 Γ_{Δ} 实际上是平均能级移动和平均能级宽度, 它反映了复杂的多体过程对 Δ -Isobar 各能级所产生影响的平均效果.

(2) $^3\text{He}(\pi^-, n)^2\text{H}$ 反应微分截面的 PWBA 计算

对(11)、(12)式作数值积分, 可求得静态作用下的角分布, 再利用(6)、(7)式, 可得到不同形式的非静态修正下的角分布, 对 $T_{\pi} = 200\text{MeV}$, $\mu_{\Delta} = -54\text{MeV}$, $\Gamma_{\Delta} = 150\text{MeV}$

作了计算,结果表明,只考虑静态相互作用,小角的截面数值太大;加上非静态修正以后,小角部分明显变小,但对于(6)式,当 $\lambda = 1$ 时则压低得过分厉害. 可见非静态修正可以改善小角微分截面,取 BGGs 的形式((7)式)比较适宜.

在上述的计算中,出射顶点的单粒子波函数 ϕ_{00} 取为谐振子波函数,计算结果表明,大角处的截面数值偏低,与实验差别很大. 为此,我们采用了考虑核子之间关联效应的波函数的重迭积分作为出射顶点的单粒子波函数 ϕ_{00} , 即

$$\phi_{00} \rightarrow \langle \phi_D | \phi^3_{\text{He}} \rangle \quad (17)$$

(17)式中,氦核基态波函数的空间部分为^[7]:

$$\phi_D^S = \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{N_1}{\beta_1^2 - \alpha_1^2} \frac{e^{-\alpha_1|r_1-r_2|} - e^{-\beta_1|r_1-r_2|}}{|r_1 - r_2|} \quad (18)$$

其中, $\alpha_1 = 2.316 \times 10^{12} \text{cm}^{-1}$, $\beta_1 = 5.759\alpha_1$, $N_1^2 = \pi^{-2}\alpha_1\beta_1(\alpha_1 + \beta_1)^3$

^3He 波函数的空间部分为^[8]:

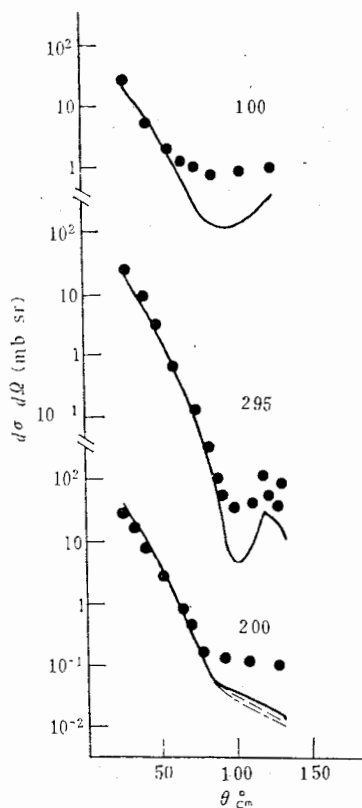


图 2 $T_\pi = 100, 200, 295 \text{MeV}$, π^- - ^3He 弹性散角分布,实验取自文献[6]

— $\mu_\Delta = -54$ $\Gamma_\Delta = 130$
 - - - $\mu_\Delta = -54$ $\Gamma_\Delta = 150$
 - · - $\mu_\Delta = -75$ $\Gamma_\Delta = 130$

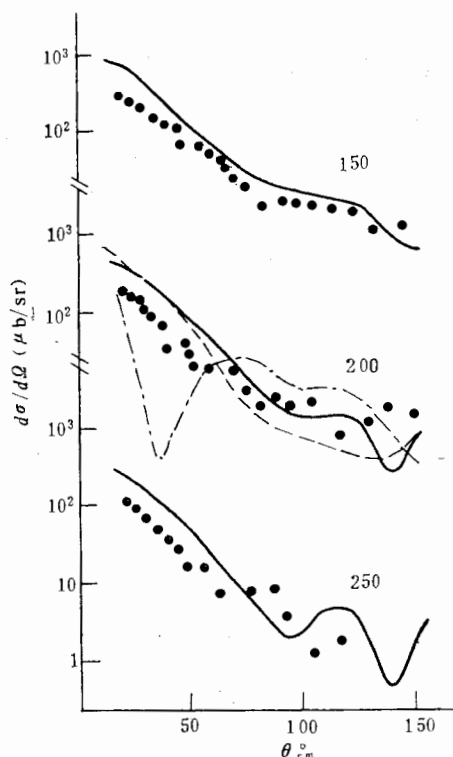


图 3 $T_\pi = 150, 200, 250 \text{MeV}$ 的 $^3\text{He}(\pi^-, n)^2\text{H}$ 反应微分截面 (PWBA)

- - - $\frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega}$
 - - - $\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega}$
 — $\frac{d\sigma}{d\Omega}$

$$\psi_{\text{He}} = N_2 \left\{ \exp\left(-\frac{\alpha_2}{6}[(r_1 - r_2)^2 + (r_2 - r_3)^2 + (r_1 - r_3)^2]\right) - D \exp\left(-\frac{\beta_2}{6}[(r_1 - r_2)^2 + (r_2 - r_3)^2 + (r_1 - r_3)^2]\right) \right\} \quad (19)$$

其中, $\alpha_2 = 0.42\text{fm}^{-2}$, $\beta_2 = 2.24\text{fm}^{-2}$, $D = 1.90$, N_2 为归一化常数.

用这样的波函数去拟合 ${}^3\text{He}$ 的形状因子, 可以获得与实验比较一致的结果.

取上述(17)式所确定的单粒子波函数, 计算 $T_\pi = 200\text{MeV}$ 的 ${}^3\text{He}(\pi^-, n){}^2\text{H}$ 反应角分布, 取 $\mu_\Delta = -54\text{MeV}$, $\Gamma_\Delta = 150\text{MeV}$, 所得结果如图3所示, 其中 $\frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega}$ 和 $\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega}$ 分

别为单独考虑图(1, d)的 Feynman 图和图(1, e)的 Feynman 图所求得的角度分布, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$

是两个 Feynman 图迭加所得角分布. 可以看出, 单纯单核子吸收过程或共振吸收过程, 均未能反映角分布的总体轮廓. 两个过程互相干涉可以获得与实验比较一致的结果. 对 $T_\pi = 150, 250\text{MeV}$ 也作了计算并示于图3中, 它们的趋势与实验基本一致.

为了进一步说明唯象近似方法在整个宽广的中能区的适应性, 我们选择 $\theta_{\text{cm}} = 35^\circ$ 为代表, 计算了 $T_\pi = 100, 150, 200, 225, 250, 275, 290\text{MeV}$ 在该角度下的反应微分截面, 作出固定角微分截面与能量的关系曲线, 如图4所示, 计算结果与实验趋势基本一致. 图中还画出 Fearing 按 Ruderman 模型计算所得结果^[5], 不同模型的计算互相吻合.

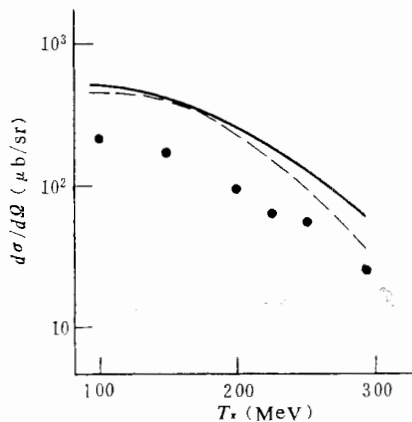


图4 $\theta = 35^\circ$ 反应微分截面与能量关系

${}^3\text{He}(\pi^-, n){}^2\text{H}$
 ----Fearing
 ——本文

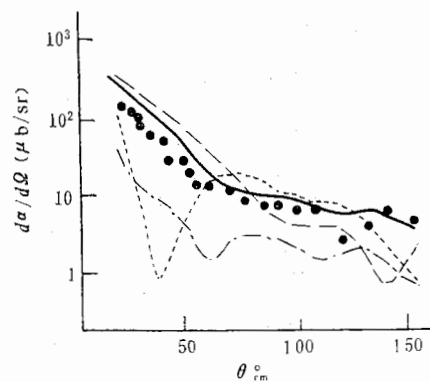


图5 $T_\pi = 200\text{MeV}$ ${}^3\text{He}(\pi^-, n){}^2\text{H}$ 反应微分截面 (DWBA)

..... $\frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega}$ (PWBA)
 ---- $\frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega}$ (DWBA)
 - - - $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (PWBA)
 —— $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (DWBA)

(3) ${}^3\text{He}(\pi^-, n){}^2\text{H}$ 反应微分截面的 DWBA 计算

当入射 π 介子的能量为 200MeV 时, 出射核子的扭曲波函数取 eikonal 形式是一种很

好的近似:

$$\psi = e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}'} \exp \left\{ -i \frac{E_n}{P} \int_{Z'}^{\infty} V(b', Z'') dZ'' \right\} \quad (20)$$

其中 \mathbf{r}' 是出射核子相对于氦核质心的坐标, $V(r)$ 是光学势, 按照 Glauber 理论, 应有

$$V(r) = -\frac{A}{2} i \frac{P}{E_n} \sigma_t (1 - i\zeta) \rho(r) \quad (21)$$

其中, σ_t 是核子-核子散射总截面, 取 $\sigma_t = 28.3 \text{ mb}^{[9]}$, ζ 是向前散射振幅的实部与虚部之比, 根据相移分析外推, 取 $\zeta \cong 0.5^{[10]}$.

$\rho(r)$ 是氦核的电荷密度, 它可以从氦的形状因子 $G_E(d)$ 变换得出, 详见附录.

利用(20)式, 对单核子吸收过程作扭曲计算, 用 $\frac{d\sigma^{(1)}}{dQ}$ (DWBA) 表示, 所得结果画在图 5 中. $\frac{d\sigma^{(1)}}{dQ}$ (DWBA) 和 $\frac{d\sigma^{(1)}}{dQ}$ (PWBA) 相比, 数值明显变小, Fearing 按照 Ruderman 模型, 在考虑扭曲条件下也得到类似结果^[11]. 我们的计算结果表明, 加上扭曲以后, 整个反应微分截面, 尤其是大角度部分与实验符合得更好.

关于共振吸收过程的扭曲, 以前曾用比较简单的方位阱作过计算, 发现影响不大, 在 eikonal 扭曲计算中未予考虑.

四、结 论

从以上的讨论及计算可以看出: Isobar 模型作为中能 (π , N) 反应机制的一种描述基本上是成功的, 它能够显示弹性散射角分布的轮廓, 也能够反映 (π , N) 反应微分截面的特征. 唯象近似方法能够与实验结果符合, 因而这种近似处理是行得通的, 这表明, 尽管多体效应十分复杂, 仍然可以包含在比较少的参数中. 在 Isobar 模型的框架下, 考虑相互作用哈密顿量的非静态修正, 采用包括核子之间关联效应的波函数以及考虑出射核子的扭曲效应, 均可以对 (π , N) 反应角分布产生好的影响. 非静态修正可以改善小角度的微分截面, 核子关联波函数能够在大角度的微分截面产生明显影响, 而考虑了出射核子的扭曲则可以进一步改善整个反应角分布与实验的符合程度. 在计算中, 未考虑交换 ρ 矢量介子的影响以及顶点形状因子的修正, ρ 介子的贡献将进一步改善理论与实验在小角度部份的符合^[13], 有待进一步研究. 此外, D 核的质心修正未予考虑, 尚有待进一步探讨.

在工作过程中, 北京大学杨立铭教授、美国阿贡国家实验室李正雄教授提出有益的意见, 谨致以衷心的感谢.

附录: 氦核的电荷密度 $\rho(r)$

$$\rho(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int G_E(d) e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{q}$$

令

$$G_E(d) = A_p \exp\left(-\frac{a_{p_1}^2 q^2}{4}\right) + (1 - A_p) \exp\left(-\frac{a_{p_2}^2 q^2}{4}\right)$$

我们对 q^2 在 $(0.3-27.3)\text{fm}^{-2}$ 范围内的 30 个实验点^[12] 实施非线性拟合, 定出有关参数, 得到了满意的结果. 有关参数取为:

$$a_{p_1} = 1.8\text{fm}, a_{p_2} = 0.65\text{fm}, A_p = 0.8935.$$

这些参数满足:

$$A_p(a_{p_1}^2 - a_{p_2}^2) + a_{p_2}^2 = \frac{2}{3} \langle r_{ch}^2 \rangle$$

$\langle r_{ch}^2 \rangle$ 为氦核均方半径, 取 $\langle r_{ch}^2 \rangle = 4.41\text{fm}^2$.

$$\rho(r) = \frac{A_p}{(\sqrt{\pi} a_{p_1})^3} \exp\left(-\frac{r^2}{a_{p_1}^2}\right) + \frac{1 - A_p}{(\sqrt{\pi} a_{p_2})^3} \exp\left(-\frac{r^2}{a_{p_2}^2}\right)$$

参 考 文 献

- [1] G. E. Brown and W. Weise, *Phys. Reports*, **22C** (1975), 279.
- [2] 张宗焯等, 高能物理与核物理, **4**(1980), 256.
- [3] A. Reitan, *Nuclear and Particle Physics at Intermediate Energies*, (1975), 393.
- [4] M. Bolsterli et al., *Phys. Rev.*, **10C** (1974), 1225.
- [5] J. Källne et al., *Phys. Rev.*, **24C**(1981), 1102.
- [6] J. Källne et al., *Phys. Lett.*, **103B**(1981), 13.
- [7] Yoshio Yamaguchi, *Phys. Rev.*, **95**(1954), 1635.
- [8] 于祖荣, 内部资料
- [9] A. Ashmore, *Proc. Phys. Soc.*, **A70**(1957), 745.
- [10] M. Giffon, *Nuovo Cimento*, **27A** (1975), 85.
- [11] H. W. Fearing, *Phys. Rev.*, **11C**(1975), 1210.
- [12] J. E. Elias et al., *Phys. Rev.*, **177**(1969), 2075.
- [13] 张宗焯, 刘波, *Scientia sinica*, **24** (1981), 1231.

THE MICROSCOPIC DESCRIPTION OF ${}^3\text{He} (\pi^-, n) {}^2\text{H}$ REACTION AT 100—300MeV

XU XIANG-YUAN CHEN XUE-JUN
(Qinghua University)

LIU XIAN-HUI
(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The Isobar model of G. E. Brown et al. for π -nucleus scattering is extended to describe the (π, N) reactions at intermediate energies. The many-body effects are treated by using a phenomenological approximation. The influences of some factors upon the differential reaction cross sections are investigated. These include nonstatic correction, nucleon correlation wavefunction and distorted effect of the outgoing nucleon. The angular distributions of ${}^3\text{He}(\pi^-, n){}^2\text{H}$ reaction at 100—300 MeV are calculated. The theoretical calculations are essentially consistent with experiments.