

(p, π) 反应的微观描述

张宗焯 刘波

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文推广了 W. Weise 等人处理 π 核散射的方法, 把它用于研究 (p, π) 反应, 并用此方法计算了 ${}^3\text{He}(p, \pi^+){}^4\text{He}$ ($T_p^{\text{lab}} = 415 \text{ MeV}$) 的角分布. 所得角分布的形状与实验符合, 绝对值比实验值大 3—5 倍.

一、引 言

中能质子在原子核上引起的单 π 产生反应, 特别是在 (3, 3) 共振区, 近年来引起了人们广泛的注意和极大的兴趣^[1-3]. 原因之一是这类反应传递给原子核的动量较大, 因此被认为是研究核中核子高动量成份的有力工具. 原因之二是入射质子与靶核子相互作用, 可以产生 isobar Δ , 通过 Δ 衰变再产生 π . 因此用这类反应可以研究核中的 Δ 以及 Δ -N 相互作用. 此外 (p, π) 反应的机制本身也是一个有趣的课题. 至今虽有一核子模型和两核子模型等各种理论分析, 但都未能给出满意的结果.

本文把 W. Weise 等人^[4-6]处理 π 核散射的微观方法推广用到 (p, π) 反应, 给出了 (p, π) 反应机制的微观描述. 并具体计算了 ${}^3\text{He}(p, \pi^+){}^4\text{He}$ 反应的角分布. 在第二节中, 讨论了 (p, π) 反应机制的微观描述方法. 在第三节中给出了 ${}^3\text{He}(p, \pi^+){}^4\text{He}$ 的计算结果, 并对结果进行了讨论. 最后一节进行了小结.

二、(p, π) 反应机制的微观描述

中能质子在原子核上引起的两体末态的 π 介子产生过程, 称为 (p, π) 反应. 这种反应过程有两类. 一类是 (p, π^+) 反应:



另一类是 (p, π^-) 反应:



目前理论上处理 (p, π^+) 反应, 有所谓一核子模型 (如图 1(a) 所示) 和两核子模型 (如图 1(b) 所示). 一核子机制对 (p, π^-) 反应是禁戒的, 除非认为剩余核 ${}^{A+1} Y_{A+1}$ 中包含有 Δ^{++} 的成份.

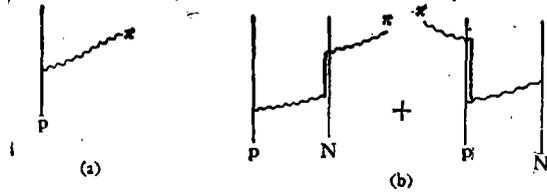


图 1 (p, π) 反应的一核子模型和两核子模型

至今人们只是分别用一核子模型或两核子模型处理 (p, π⁺) 反应, 而未考虑两种机制之间的干涉。在与实验符合上显示出各自不同的特点, 但都未能给出满意的结果。

我们把处理 π 核散射的微观方法推广到 (p, π) 反应, 这样就相当于同时考虑了两种机制, 而且还包括了原子核对 π 介子的扭曲。从微观的角度出发, 质子打在原子核上, 引起两体末态的单 π 介子产生过程可以由图 2 给出, 反应振幅用公式表达出来, 则是:

$$\sqrt{2E_\pi} T^{p\pi^+} = H_{NN\pi}^+ + H^+ G_{ph} H \frac{1}{E_\pi^2 - \omega_q^2} H_{NN\pi}^+ + \dots \quad (3)$$

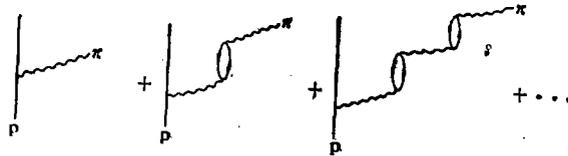


图 2 (p, π) 反应的微观描述

式中 E_π 是 π 介子在 π 核质心系的能量,

$$H = H_{NN\pi} + H_{\Delta N\pi} \quad (4)$$

$$H_{NN\pi} = i \frac{f_{NN\pi}}{m_\pi} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}) \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\varphi} \quad (4a)$$

$$H_{\Delta N\pi} = i \frac{f_{\Delta N\pi}}{m_\pi} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} \cdot \mathbf{q}) \boldsymbol{\tau}_{\Delta N} \cdot \boldsymbol{\varphi} \quad (4b)$$

式中 $\boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\tau}$ 为核子的自旋、同位旋算符, $\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}, \boldsymbol{\tau}_{\Delta N}$ 为核子跃迁到 Δ 的自旋、同位旋跃迁算符, 它们的约化矩阵元是

$$\left\langle \frac{3}{2} \|\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}\| \frac{1}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{3}{2} \|\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}\| \frac{1}{2} \right\rangle = 2. \quad (5)$$

$\boldsymbol{\varphi}$ 是 π 介子场量,

$$\omega_q^2 = m_\pi^2 + q^2.$$

耦合常数

$$\frac{f_{NN\pi}^2}{4\pi} = 0.08, \quad (6a)$$

$$\frac{f_{\Delta N\pi}^2}{4\pi} = 0.23, \quad (\text{由 quark 模型给出}) \text{ 或 } 0.35 \quad (\text{由自由 } \Delta \text{ 的宽度给出}) \quad (6b)$$

$$G_{ph} = \sum_{ph} \frac{|ph\rangle \langle ph|}{E_\pi - (\epsilon_p - \epsilon_h)}, \quad (7)$$

是粒子-空穴 (ph) 态的格林函数。在此 $|ph\rangle$ 包括所有的核子-空穴 (ph) 激发及 isobar-空穴 ($p_\Delta h$) 激发。当入射质子与靶核的质心系能量在 $(3, 3)$ 共振区附近时, 主要是 $H_{\Delta N\pi}$ 起作用, 因此主要形成 isobar-空穴 ($p_\Delta h$) 对。

利用 π 核散射中的公式:

$$H^+G_{ph}H + H^+G_{p_\Delta h}H \frac{1}{E_\pi^2 - \omega_q^2} H^+G_{ph}H + \dots = H^+GH, \quad (8)$$

其中

$$G = \sum_n \frac{|\phi_n\rangle\langle\phi_n|}{E_\pi - E_n}. \quad (9)$$

E_n 及 $|\phi_n\rangle$ 是 $|ph\rangle$ 组态空间的本征解, 可以由求解 TDA 方程 (或 RPA 方程) 得到。于是

$$\sqrt{2E_\pi} T^{p\pi^+} = H_{NN\pi}^+ + H_{\Delta N\pi}^+ G V = \sqrt{2E_\pi} (T^{p\pi^+}(1) + T^{p\pi^+}(2)), \quad (3a)$$

其中

$$V = H_{\Delta N\pi} \frac{1}{E_\pi^2 - \omega_q^2} H_{NN\pi}^+. \quad (10)$$

计算 (3) 式的跃迁矩阵元, 并代入到 (p, π) 反应的微分截面公式:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{C.M.}} = \frac{E_p E_\pi k_\pi}{(2\pi)^2 k_p} \sum_{i, f} |T_{fi}^{p\pi^+}|^2 \quad (11)$$

中, 就得到 (p, π^+) 反应微观描述的角分布。这里 $\sum_{i, f}$ 表示对初态求平均, 对末态求和, E_p, k_p, E_π, k_π 分别是质子和 π 介子在质心系的能量和动量。

三、 ${}^3\text{He}(p, \pi^+){}^4\text{He}$ 的角分布

我们用 (3) 式计算了 ${}^3\text{He}(p, \pi^+){}^4\text{He}$ ($T_p^{\text{lab}} = 415 \text{ MeV}$) 反应的角分布。由于入射质子的能量在 $(3, 3)$ 共振区附近, 因此主要是 $(p_\Delta h)$ 激发。我们用求解 TDA 方程的方法得到了 E_n 及 ϕ_n 。所取的 $|p_\Delta h\rangle$ 基为:

J^π	l_Δ	l_h	L	S	J
0^-	$1p$	$1s$	1	1	0
	$2p$	$1s$	1	1	0
1^+	$1s$	$1s$	0	1	1
	$2s$	$1s$	0	1	1
	$1d$	$1s$	2	1	1
2^-	$1p$	$1s$	1	1	2
	$2p$	$1s$	1	1	2
	$1f$	$1s$	3	1	2
3^+	$1d$	$1s$	2	1	3

即取到 $3\hbar\omega$ 的激发. isobar Δ 的波函数取为谐振子波函数, 谐振子参数 α 取为 0.7fm^{-1} . 在计算 $V_{\Delta N \rightarrow N\Delta}$ 的矩阵元中, 我们采用了文献 [4] 中的方法, 暂不考虑张量力. Δ 的宽度取为自由 Δ 的宽度, 并且考虑了 Ericson-Ericson-Lorentz-Lorenz 修正.

初态是一个入射质子和具有一个中子空穴的靶核:

$$|i\rangle = a_{k_p}^+ b_{i_n}^+ |0\rangle.$$

我们取入射质子为平面波. 靶核中的中子空穴波函数取为实验上给出的 ^4He 基态的形状因子^[7]:

$$F(q) = [1 - (a^2 q^2)^6] e^{-b^2 q^2}, \tag{12}$$

其中

$$a = 0.316 \pm 0.001 \text{ fm}, \tag{13a}$$

$$b = 0.681 \pm 0.002 \text{ fm}. \tag{13b}$$

末态是一个 π^+ 介子和一个满壳层的剩余核:

$$|f\rangle = \alpha_{k_\pi}^+ |0\rangle.$$

计算 (3) 式的矩阵元, 就可得到 $^3\text{He}(p, \pi^+)^4\text{He}$ 的反应振幅. 考虑到 π 核质心系动量 k_π 与 π 核子质心系动量 q 的关系:

$$q = \beta k_\pi, \tag{14}$$

$$\beta = \frac{M + E_\pi/A}{M + E_\pi}, \tag{15}$$

在计算 (p, π^+) 反应振幅中考虑了由此引起的修正.

我们计算了入射质子能量 $T_p^{lab} = 415\text{MeV}$ 时 $^3\text{He}(p, \pi^+)^4\text{He}$ 反应的角分布, 计算结果在图 3 和图 4 中. 图 3 给出了 $T_{\pi^+}^{(1)}$ 及 $T_{\pi^+}^{(2)}$ 分别的贡献. 从图中看到 $T_{\pi^+}^{(1)}$ 及 $T_{\pi^+}^{(2)}$ 都具有朝前峰, 但 $T_{\pi^+}^{(1)}$ 在 60° 附近有一个极小值, $T_{\pi^+}^{(2)}$ 在 90° 附近有一个极小值. 因而它们都与实验角分布^[8] 的趋势不相一致. 图 4 给出了 $T_{\pi^+}^{(1)} + T_{\pi^+}^{(2)}$ 的贡献. 由于这两部分干涉的结果, 使得角分布的特点为: 仍然有朝前峰, 到达 70° 以后

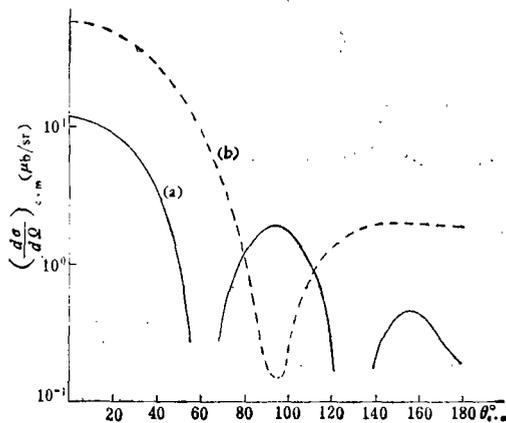


图 3 $T_p^{lab} = 415\text{MeV}$, $^3\text{He}(p, \pi^+)^4\text{He}$ 微分截面
(a) $T_{\pi^+}^{(1)}$ 部分, (b) $T_{\pi^+}^{(2)}$ 部分,
 $f_{\Delta N\pi}^2/4\pi = 0.35$

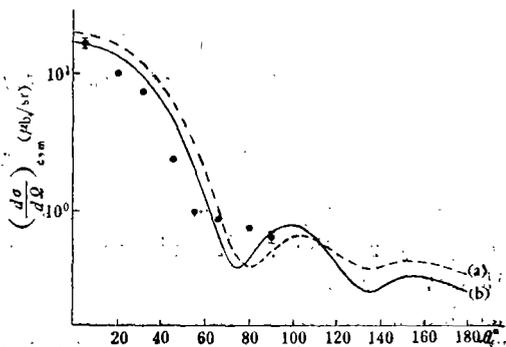


图 4 $T_p^{lab} = 415\text{MeV}$, $^3\text{He}(p, \pi^+)^4\text{He}$ 微分截面理论计算与实验比较 $T_{\pi^+}^{(1)} + T_{\pi^+}^{(2)}$
(a) $f_{\Delta N\pi}^2/4\pi = 0.35$ 用 0.2 归一, (b) $f_{\Delta N\pi}^2/4\pi = 0.23$ 用 0.3 归一, 实验数据取自参考文献 [8]

角分布变得比较平,大角度的截面值约为 $10^0 \mu b$ 的数量级。这样的特点与实验结果是相符合的。图4中的曲线(a)对应于 $f_{\Delta N\pi}^2/4\pi = 0.35$, 曲线(b)是用 $f_{\Delta N\pi}^2/4\pi = 0.23$ 。理论的绝对值与实验值是同数量级的。对于曲线(a), 理论值比实验值大5倍。对于(b), 理论值比实验值大3倍。看来用这种微观机制描述 (p, π) 反应, 还是比较成功的。

当然在我们的计算中, 还有许多因素没有进行分析。例如入射质子的扭曲, ρ 介子的效应, 张量力的影响, 束缚 isobar- Δ 的宽度变化以及相互作用顶角形状因子的修正等等。这些都有待进一步的研究。

四、小 结

不论从理论上, 还是从与实验的比较上来看, 在 $(3, 3)$ 共振区附近, 用 isobar- Δ 门口态这种微观机制来处理 (p, π) 反应还是比较好的。尽管在我们的计算中, 许多因素还未考虑, 但是这种机制给出的 (p, π^*) 的角分布形状是与实验符合的。定量的结果也与实验同数量级, 约比实验值大3—5倍。可以认为, 这个结果从另一个角度说明 isobar- Δ 门口态在 π 核相互作用中起着重要的作用。

参 考 文 献

- [1] J. Letourneaux and J. M. Eisenberg, *Nucl. Phys.*, **87**(1966), 331.
- [2] G. A. Miller, *Nucl. Phys.*, **A224**(1974), 269.
- [3] M. Dillig and M. G. Huber, *Phys. Lett.*, **69B**(1977), 429.
- [4] W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A278**(1977), 402.
- [5] E. Oset and W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A319**(1979), 477.
- [6] G. E. Brown and W. Weiss, *Phys. Reports*, **22C**(1975), 279.
- [7] R. F. Froese, *Phys. Rev.*, **160**(1967), 874.
- [8] B. Tatischeff, *Phys. Lett.*, **63B**(1976), 158.

A MICROSCOPIC DESCRIPTION OF THE (p, π) REACTIONS

ZHANG ZONG-YE LIU BO

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The microscopic description of the π nucleus scattering is generalized to study the (p, π) reactions. The differential cross section of the ${}^3\text{He}(p, \pi^+){}^4\text{He}$ at $T_p^{\text{lab}} = 415 \text{ MeV}$ is calculated by using this method. The shape of the theoretical angular distribution coincides with the experimental data, but the absolute value is about 3—5 times larger than the experimental value.