

EFF-

 π 核单电荷交换反应中的多核子效应*

陈可中 姜焕清

(广西大学物理系) (中国科学院高能物理研究所, 北京)

摘 要

在 DWBA 的框架下, 利用包括多核子效应的等效跃迁矩阵元和扭曲光学势, 在程函扭曲下计算 165MeV 的 π^+ 在 ^{13}C 上引起的到达同位旋相似态的微分截面, $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0)^{13}\text{N}(\text{IAS})$ 反应的零度激发函数。讨论了朝前微分截面的 A 依赖关系。

一、引 言

π 介子有三种电荷状态, 可以在原子核上引起电荷交换反应。对于这种反应, 人们已经作了许多实验及理论研究^[1]。人们对于这种反应的机制认识得如何呢? 从理论与实验的比较看, 仍然存在着许多矛盾。进一步理解这些矛盾仍然是具有挑战性的问题, 任何可以与实验比较的简单的理论表达式都是有意义的。

由于对 π^0 探测技术的发展, 在 LAMPF 可以利用 π^0 谱仪对 (π^+, π^0) 反应作高精度的测量^[2]。人们利用共振能量的 π^+ , 在一系列核上作了测量, 发现, 到达同位旋相似态的朝前微分截面可以参数化成如下形式^[3],

$$\frac{d\sigma^{\text{SCX}}}{d\Omega}(\theta = 0^\circ) = g(E)(N - z)A^{-\alpha(E)}, \quad (1)$$

其中, 在能量为 100 到 300MeV 的范围内, α 从 1.4 变化到 1.1。

M. B. Johnson 等人^[4]假定强作用的同位旋转动不变性, 从半经典理论出发, 利用一级近似光学势, 在共振区得到朝前截面比例于 $A^{-4/3}$, 与实验基本一致, 他们给出了定性的趋势。

很多人用 DWIA 机制对到达同位旋相似态 (IAS) 的跃迁作了计算, 但理论计算与实验总有一定的偏离, 人们一直在寻找其物理原因。人们注意到 DWIA 对 SCX 的计算对于核表面中子分布是很敏感的。N. Auerbach 等考虑了核结构对单电荷交换反应的影响^[5]; Gibbs 和 Kaufman^[6]考虑了核物质效应的影响; L. C. Liu^[7]从耦合道理论出发, 把 SCX 与弹性散射一起作耦合道的计算。他们的工作都以不同的方式对 SCX 的理论结果作了改进。

* 国家自然科学基金资助的课题。
本文 1986 年 10 月 20 日收到。

id glue),
; between
tribution
we have
ame and
of the
chemical
io R_p in
small x

然而,我们知道,高级过程对 π -核光学势有重要的贡献。从一种静态的场论出发^[8],可以计算高阶的贡献。Johnson 和 Siciliano^[9] 发现对光学势的二级修正最重要的是泡利交换项,姜焕清和 Johnson^[10] 进一步考虑了更高阶泡利修正项的影响,对一组不可约的泡利交换图求和得到了一个积分方程,由此,他们讨论了多核子过程对 π 核光学势的影响。

b 为

在本文中,我们将从另外一种角度来检验到达 IAS 的 SCX 反应的机制。由于这种反应可以是一步过程,也可以通过核心激发使多核子过程有所贡献。我们将利用 DWBA 框架,利用文献 [10] 中讨论高阶过程的方法得到包括多核子效应的扭曲光学势及等效跃迁矩阵元,计算单电荷交换反应的微分截面;在 DWIA 近似下,推导 SCX 反应截面与 A 依赖的解析表达式,通过与实验的比较,研究 DWIA 机制的好坏。

其中
得到
化到

第二节给出反应的理论公式,第三节推导朝前截面的 A 依赖,在第四节,我们给出数值计算的结果并加以讨论。

其中

二、反应理论

1. DWBA 公式

对于中能区 π 介子引起的单电荷交换反应,我们采用 DWBA 方法来描述。从原子核的基态到达 IAS 跃迁的振幅,在组态空间可以表示为

$$\langle \text{IAS} | \hat{T}(\mathbf{K}', \mathbf{K}) | 0 \rangle = \int d^3r \phi_{\pi^0}^{(+)*}(\mathbf{K}', \mathbf{r}) \langle \text{IAS} | \hat{Q} | 0 \rangle \phi_{\pi^+}^{(-)}(\mathbf{K}, \mathbf{r}), \quad (2)$$

公式

其中 $\phi_{\pi^+}^{(-)}$ 和 $\phi_{\pi^0}^{(+)}$ 分别表示入射 π^+ 和出射 π^0 的扭曲波。 \mathbf{K}, \mathbf{K}' 分别是它们的动量。 \hat{Q} 为等效跃迁算符。原则上,可以通过求解 Klein-Gordon 方程来得到 $\phi_{\pi^+}^{(-)}$ 和 $\phi_{\pi^0}^{(+)}$ 。许多人已经表明^[11],在中能区,对 π 介子的扭曲波作程函近似是一个好的近似。至少在较小角度是如此。在本文中,我们将采用程函扭曲波,即

所讨
分作:
正可

$$\phi^{(+)}(\mathbf{K}, \mathbf{r}) = e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + i\chi(\mathbf{r})}, \quad (3)$$

其中, $\chi(\mathbf{r})$ 称为相移函数,它是对弹性光学势沿经典路径的积分,

$$\chi(\mathbf{r}) = \frac{1}{2K} \int_{-\infty}^{\mathbf{r}} dz U_0(z). \quad (4)$$

这里,我们取 U_0 为 π 核光学势的同位旋标量部分。如果取定域的形式, U_0 可表示为

 $\chi_0^{(2)}$ 和
项的
表明

$$U_0(r) = K^2 \left[1 + \frac{\nabla^2}{2K^2} \right] \xi_0(r), \quad (5)$$

$$\xi_0(r) = \xi_0^{(1)}(r) + \xi_0^{(2)}(r) + \dots$$

$\xi_0^{(i)}$ 对应于第 i 阶的贡献,它们取文献 [10] 理论计算的结果。跃迁矩阵元取如下的形式,

$$\langle \text{IAS} | \hat{Q} | 0 \rangle = \frac{i}{\sqrt{2T}} \cdot \frac{K^2}{4\pi} \left[1 + \frac{\nabla^2}{2K^2} \right] \xi_1(r). \quad (6)$$

这里, T 为靶核的同位旋, $1/\sqrt{2T}$ 是由波函数的同位旋耦合而来的。 $\xi_1(r)$ 也可以按密度作展开。在程函扭曲下,忽略 q_{11} , 对于 $\Delta L = 0$ 的跃迁可得

SCX]
(10):

$$\langle \text{IAS} | \hat{T} | 0 \rangle = \frac{iK^2}{2\sqrt{2T}} \int_0^\infty b db J_0(qb) \int_{-\infty}^\infty \left[1 + \frac{\nabla^2}{2K^2} \right] \xi_1(r) dz \times e^{i\chi_0(b)}, \quad (7)$$

出发^[8],
是泡利
约的泡
影响。
这种反
VBA 框
效跃迁
A 依赖

给出数

原子核

(2)

量. \hat{Q}
许多
较小角

(3)

(4)

为

(5)

形式,

(6)

以按密

(7)

其中

$$\chi(b) = \frac{1}{2K} \int_{-\infty}^{\infty} dz U_0(b, z), \quad (8)$$

b 为碰撞参数, $J_0(qb)$ 为零阶柱贝塞尔函数。

2. 一级近似-DWIA.

在一级近似下, 如果忽略由于自旋有关项的贡献, 则 $\xi_i = \xi_i^{(1)}$, 它们可写为^[9]

$$\begin{aligned} \xi_0^{(1)} &= \lambda_0^{(1)} \rho(r) \\ \xi_1^{(1)} &= \lambda_1^{(1)} \Delta \rho(r) \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $\lambda_0^{(1)}$ 和 $\lambda_1^{(1)}$ 分别为 πN 散射振幅的同位旋标量和同位旋向量的分量, 它们由相移分析得到. $\rho(r)$ 为原子核的密度分布, 规一化为 A . $\Delta \rho(r)$ 为核内价中子的密度分布, 规一化到价中子数. 如果忽略 ∇^2 项的贡献, 反应振幅可以写为:

$$F^{IAS} \equiv \langle IAS | \hat{T} | 0 \rangle = \frac{iK^2 \lambda_1}{2\sqrt{2T}} \int_0^{\infty} b db J_0(qb) T_{ir}(b) e^{i\lambda_0 K T(b)/2}, \quad (10)$$

其中 $T(b)$ 和 $T_{ir}(b)$ 分别为原子核的厚度函数和跃迁厚度函数,

$$\begin{aligned} T(b) &= \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(b, z), \\ T_{ir}(b) &= \int_{-\infty}^{\infty} dz \Delta \rho(b, z). \end{aligned} \quad (10.1)$$

公式 (10) 正是 DWIA 的结果.

3. 多核子效应

我们在扭曲光学势和等效跃迁矩阵元中都引入了多核子效应的修正. 按照文献[10]所讨论的, 可以把所有不可约的泡利交换的贡献加起来, 得到 π 核光学势的同位旋标量部分作为对扭曲势的修正, 而同位旋向量部分作为对跃迁矩阵元的修正. 多核子效应的修正可以参数化为

$$\begin{aligned} \Delta \xi_0 &= \lambda_0^{(2)} \rho^2(r) / \rho(0), \\ \Delta \xi_1 &= \lambda_1^{(2)} \Delta \rho(r) \rho(r) / \rho(0). \end{aligned} \quad (11)$$

$\lambda_0^{(2)}$ 和 $\lambda_1^{(2)}$ 取自文献[10]的结果, 它们是与入射能量有关的. 在计算中, 忽略了自旋有关项的贡献, 并仅取了最重要的 P 波的贡献. 在计算中, 核的密度矩阵取了定域近似. 研究表明^[12]在 (3.3) 区, 这是一个好的近似.

三、朝前截面的 A 依赖

为了研究 DWIA 对于处理共振区 π 单电荷交换反应的好坏, 我们进一步研究一下 SCX 反应的零度微分截面与靶核中核子数 A 的依赖关系. 忽略 π^+ 与 π^- 的质量差, 从 (10) 式, 我们得到朝前振幅:

$$F^{IAS}(0^0) = \frac{iK^2 \lambda_1}{2\sqrt{2T}} \int_0^{\infty} b db T_{ir}(b) e^{i\lambda_0 K T(b)/2}, \quad (12)$$

根据 Johnson 和 Bethe^[13] 的讨论,在 (3, 3) 共振区,弹性散射主要发生在核表面,原子核可以用一个一定大小的黑盘子来近似。在 (12) 中,被积函数在核表面的 b_1 处出现峰值。这个 b_1 与原子核大小有关、与入射射量也有小的依赖。厚度函数可以参数化成如下的形式,

$$T(b) = T(b_1)e^{(b_1-b)/a} \quad (13.1)$$

其中

$$a(b_1) = T(b)/T'(b)|_{b=b_1} \quad (13.2)$$

我们进一步假定 $\Delta\rho(r) = (N - z)\rho(r)/A$, N 与 z 分别为核中中子数与质子数。我们可以把 (12) 近似地写成

$$F^{IAS}(0^0) \approx \frac{iK^2}{2\sqrt{2T}} \cdot \frac{N-z}{A} b_1 \int_0^\infty db T(b_1)e^{(b_1-b)/a} \\ \times e^{i\lambda_0 KT(b_1)e^{(b_1-b)/a}} / 2 \quad (14)$$

很容易作出上述积分,考虑到 $2T = N - z$, 则得

$$F^{IAS}(0^0) = \sqrt{N-z} \cdot K \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \cdot \frac{ab_1}{A} \times [e^{i\lambda_0 KT(b_1)e^{b_1/a}} - 1] \quad (15)$$

我们知道,在 (3.3) 共振区, λ_0 的虚部很大,则

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{IAS}(0^0) \approx (N-z)K^2 a^2 \left| \frac{\lambda_1 b_1}{A \lambda_0} \right|^2 \quad (16)$$

假定 b_1 可以写成 $b_1 = r_0(A, E)A^{1/3}$. 则

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{IAS}(0^0) = (N-z)g(E, A)A^{-4/3} \quad (17)$$

其中

$$g(E, A) = K^2 a^2 r_0^2(E, A) \left| \frac{\lambda_1}{\lambda_0} \right|^2 \quad (18)$$

对于 165MeV 的 π 介子,如取 $a \approx 0.7\text{fm}$, $r_0 = 1.3\text{fm}$ 假定只有 P_{33} 的贡献,可得

$$g = 32.4\text{mb},$$

这与实验^[2]定性符合。由于 $r_0(E, A)$ 与能量和 A 有微弱的依赖关系,它将导致不同能量下单电荷交换反应与 $A^{-4/3}$ 的线性关系有微小的偏离。这与实验^[2-3]也是一致的。

四、数值计算及讨论

利用公式 (7), 我们计算了 165MeV 的 π^+ 在 ^{13}C 上的单电荷交换反应到达 ^{13}N 基态的微分截面, 计算了零度微分截面随能量的依赖关系以及总积分截面。我们之所以选择 ^{13}C 核, 是由于该核在结构上比较简单, 因而, 我们可望得到反应动力学方面的知识。 ^{13}C 的密度分布取自电子散射实验得到的结果。我们假定 ^{13}C 的价中子处于 $1p_{1/2}$ 的纯壳模型组态, 谐振子参数按通常的方法由 ^{13}C 的 r. m. s. 半径来确定。 ^{13}N 的基态是 ^{13}C 的同位旋相似态。扭曲光学势和跃迁矩阵元中的参数均由第二节描述的方法取理论的结果。人们早已注意到, 在考虑了 Δ 在核内的传播后, 在 π -核光学势的理论计算时需在 P_{33} 分波中引

图

入射,

计算了看到射, 致核跃

不给出赖的比给出, 了1

原子
出现峰
或如下

(13.1)

(13.2)

我们可

(14)

(15)

(16)

(17)

(18)

能量

基态

选择

^{13}C

模型

同位旋

人们

中引

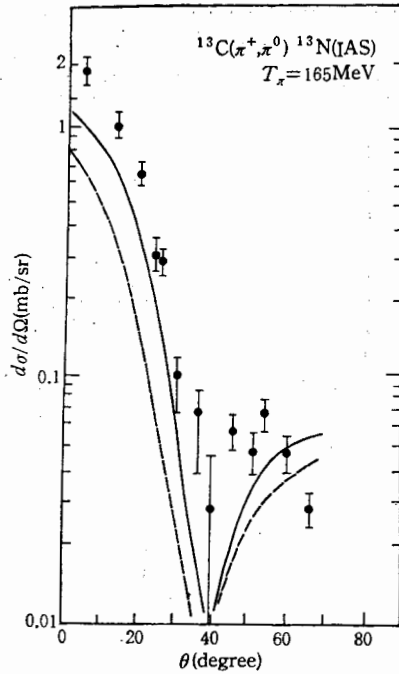


图 1 165MeV π^+ 在 ^{13}C 上单电、荷交换到达 $^{13}\text{N}(\text{IAS})$ 的微分截面

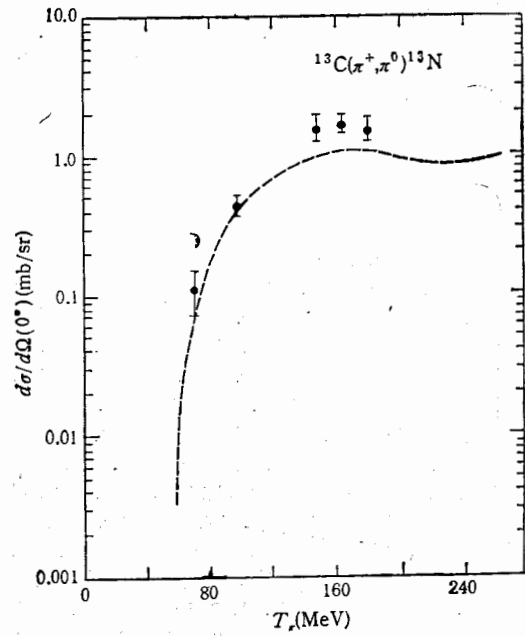


图 2 $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0)^{13}\text{N}_{\text{g.s.}}$ 反应朝前截面随能量的关系

入复的能移 E_s , 我们取经验的结果^[14], $E_s = (35.0, 0.3i)\text{MeV}$. 对于 165MeV 的 π^+ 入射, $\lambda_i^{(2)}$ 分别为: $\lambda_0^{(2)} = (0.75, 3.65i)\text{fm}^3$,

$$\lambda_1^{(2)} = (7.71, 15.1i)\text{fm}^3.$$

计算的微分截面在图 1 中给出. 图中实线是包括了高级修正的结果, 虚线是 DWIA 的结果. 我们看到, 在我们的计算中, 对 165MeV 的 π 介子入射, 高阶修正增大了微分截面, 而角分布的形状大致相同. 换句话说, 核心激发增大了同位旋相似跃迁的截面.

我们还利用文献 [10] 中的 $\lambda_0^{(2)}$ 和 $\lambda_1^{(2)}$ 计算了不同能量下朝前 IAS 跃迁的截面, 在图 2 中, 我们给出了 ^{13}C 核上的激发曲线. 最近实验上又测量了 $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0)^{13}\text{N}(\text{IAS})$ 的积分截面随能量的依赖关系. 在图 3 中给出我们的计算结果. 与实验的比较看出, 在 DWBA 的框架下可以较好地给出实验结果.

总之, 通过这个工作, 我们认识到 DWBA 机制可以较好地描述 SCX 反应, DWIA 就给出了朝前截面随 A 的依赖关系, 多核子效应只对绝对值有一定的修正. 在我们的计算中, 一级光学势是包括了 S 波和 P 波 πN 振幅的结果, 而对高阶修正的计算中, $\lambda_i^{(2)}$ 是只取了 P 波 πN 振幅的结果, 这一近似对于 50MeV 附近的单电荷交换反应是不好的, 在那里,

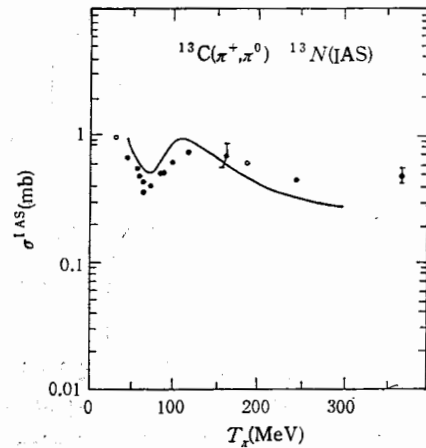


图 3 $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0)^{13}\text{N}_{\text{g.s.}}$ 积分截面随能量的关系

π N 振幅中同位旋向量部分的 S 波与 P 波是几乎抵消的, 因此, 预计在 50MeV 附近, 我们夸大了多核子效应的影响。然而, π 单电荷交换反应主要来自一级光学势的贡献, 因此, 估计, 我们的结果定性地不受影响。在我们的计算中, 也忽略了 π N 振幅中自旋有关项, 研究表明^[9], 它是小量。

作者感谢与何祚麻、庆承瑞同志的讨论, 感谢与李扬国同志作的讨论。

参 考 文 献

- [1] H. W. Baer, Proceedings of the LAMPF Workshop on Pion Double Charge Exchange, p. 45.
- [2] H. W. Baer et al., *Phys. Rev. Lett.*, 45(1980), 982; J. D. Bowman et al., *ibid.*, 50(1983), 1195.
- [3] U. Sennhauser et al., *Phys. Rev. Lett.*, 51(1983), 1324.
- [4] M. B. Johnson and E. R. Siciliano, *Phys. Rev.*, C27(1983), 1647.
- [5] N. Auerbach et al., *Phys. Rev.*, C29(1984), 526.
- [6] W. B. Kaufman and W. R. Gibbs, *Phys. Rev.*, C28(1983), 1286.
- [7] L. C. Liu, *Phys. Rev.*, C27(1983), 1611.
- [8] M. B. Johnson and D. J. Ernst, *Phys. Rev.* C27(1983), 709.
- [9] M. B. Johnson and E. R. Siciliano, *Phys. Rev.*, C27(1983), 730.
- [10] H. C. Chiang and M. B. Johnson, *Phys. Rev.*, C32(1985), 531.
- [11] 李扬国、姜焕清, *Nucl. Phys.*, A454(1985), 720.
- [12] 邹冰松、姜焕清, *高能物理与核物理*, 11(1982), 226.
- [13] M. B. Johnson and H. A. Bethe, *Comments Nucl. Part. Phys.*, 8(1978), 75.
- [14] S. J. Greene et al., *Phys. Rev.*, C30(1984), 2003.

MULTINUCLEON EFFECT IN PION SINGLE CHARGE EXCHANGE REACTION

CHEN KE-ZHONG

(Guang Xi University)

CHIANG HUAN-CHING

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing)

ABSTRACT

In the frame of DWBA and by including multinucleon effects in the optical potential and transition matrix elements, we calculate $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0)^{15}\text{N}(\text{IAS})$ reactions. Angular distribution at 165 MeV, forward angle excitation function and integrated cross sections for this reactions are studied. A formula for mass dependence of forward differential cross sections is derived.

解
高
个
合
的
医

算
中
基
本
损
失
产
生
粒
子
描
述

靶
核
核
子
撞
击