

核内核子费米运动对 π 核双电荷 交换反应的影响*

庆承瑞 何祚庠 邹冰松

(中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

姜 焕 清

(中国科学院高能物理研究所, 北京, 100039)

摘 要

本文考察了核内核子费米运动对 π 核双电荷交换 (DCX) 反应传统机制的影响, 计算了 ^{14}C 核到同位旋相似态的双电荷交换 (DIAs DCX) 反应在 $0\sim 300$ MeV 能区的 0° 激发函数, 在 $100\sim 300$ MeV 的能区内能够很好地符合实验值, 而在 50 MeV 附近, 则比实验值小 $2\sim 3$ 倍。结果表明: 仅用传统机制似乎不能完全解释 DIAs DCX 的低能反常行为, 需要引入新的机制。

一、引 言

近年来, π 核双电荷交换反应研究中一个十分引人注目的问题就是在 DIAs DCX 反应中的低能反常行为^[1,2]。目前, 理论发展有两个方向: 一是坚持传统的两次 πN 单电荷交换机制, 考虑各种关联效应的影响; 二是引入新的机制, 如夸克机制^[6,7]、 π 的真吸收-再发射机制^[8]和虚 π 介子流机制^[9]等等。

要想考察新机制的影响, 必须首先弄清传统机制的贡献。最近, 有三家^[3-5]采用固定散射中心的二次散射理论对 ^{14}C 核 50 MeV 的 DIAs DCX 反应进行了计算, 均声称能够解释低能反常现象。然而, 在他们的计算中, 除了或多或少地引入了一些可调因素外^[10], 一个公认的比较重要的因素就是引入了核子反冲效应对基本的 πN 单电荷交换振幅的修正。引入这个修正, 使 50 MeV 附近的 DIAs DCX 反应 0° 微分截面增加了一倍左右。

众所周知, 固定散射中心理论中最重要的近似就是假定散射过程中核子是固定不动的。最初的固定散射中心的 DCX 传统机制理论计算是没有考虑核子反冲的。为了解释 DIAs DCX 的低能反常行为, 上述三家引入了核子反冲效应对 πN 振幅的修正。但值得注意的是, 在他们的处理中却忽略了核内核子的费米运动。我们知道, 对于 DIAs DCX

本文 1990 年 5 月 24 日收到。

* 国家自然科学基金资助课题。

反应,主要是价核子的贡献,而价核子是处于原子核费米能面上的,具有较大的费米动量 ($p_f \approx 1.36 \text{ fm}^{-1}$),价核子的费米运动对 πN 振幅的影响应该不亚于核子反冲效应的影响。因此,只考虑核子反冲效应而忽略费米运动效应是不适当的。

本文的主要目的就是考察价核子费米运动效应对 DIAS DCX 反应的影响。此外,上述三家采用的是平面波冲量近似 (PWIA),只计算了 ^{14}C 核在低能 50 MeV 附近的 DIAS DCX 微分截面。本文为了系统地考察传统机制在整个 $0 \sim 300 \text{ MeV}$ 能区的贡献,除了给出 PWIA 计算外,还采用扭曲波冲量近似 (DWIA) 对 ^{14}C 在整个能区的 DIAS DCX 0° 微分截面进行了计算。下面,我们将首先给出有关理论公式,然后给出计算结果及讨论。

二、理论公式

π 核双电荷交换反应传统机制中,一个最基本的单元就是 πN 单电荷交换振幅。通常,由 πN 散射实验可以定出 π -N 质心系中的 πN 散射振幅的同位旋矢量部分为:

$$4\pi f_{2\text{cm}}(\mathbf{k}'_{\text{cm}}, \mathbf{k}_{\text{cm}}) = \frac{1}{2} (\boldsymbol{\phi} \cdot \boldsymbol{\tau}) [\lambda_{i1}^{\pi\pi}(s) k_{\text{cm}}^2 + \lambda_{p1}^{\pi\pi}(s) \mathbf{k}'_{\text{cm}} \cdot \mathbf{k}_{\text{cm}} + i\lambda_{\sigma 1}^{\pi\pi}(s) \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{k}'_{\text{cm}} \times \mathbf{k}_{\text{cm}})], \quad (1)$$

其中 \mathbf{k}_{cm} 、 \mathbf{k}'_{cm} 为 π 介子在 π -N 质心系中的初末态动量, $\lambda_{i1}^{\pi\pi}$ 、 $\lambda_{p1}^{\pi\pi}$ 和 $\lambda_{\sigma 1}^{\pi\pi}$ 是由 πN 散射相移分析^[1]得到的复参数,是 π 、N 在 π -N 质心系中总能量平方 s 的函数。 k_{cm} 与 s 满足如下关系式:

$$\sqrt{s} = \sqrt{k_{\text{cm}}^2 + m_\pi^2} + \sqrt{k_{\text{cm}}^2 + M_N^2}. \quad (2)$$

π 核 DCX 计算是在 π -A 质心系中进行的,因此,我们需要知道在 π -A 质心系中的 πN 散射振幅:

$$4\pi f(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \frac{1}{2} (\boldsymbol{\phi} \cdot \boldsymbol{\tau}) [\lambda_{i1}(s) k^2 + \lambda_{p1}(s) \mathbf{k}' \cdot \mathbf{k} + i\lambda_{\sigma 1}(s) \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{k}' \times \mathbf{k})]. \quad (3)$$

在 π 介子动能 $T_\pi \leq 300 \text{ MeV}$, $A > 10$ 的情况下, π -A 质心系近似为实验室坐标系, $f(\mathbf{k}', \mathbf{k})$ 与 $f_{2\text{cm}}(\mathbf{k}'_{\text{cm}}, \mathbf{k}_{\text{cm}})$ 的关系近似为^[12]:

$$f(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = p_1 f_{2\text{cm}}(\mathbf{k}'_{\text{cm}}, \mathbf{k}_{\text{cm}}), \quad (4)$$

其中 $p_1 \approx 1 + \epsilon$, $\epsilon = (m_\pi + T_\pi)/M_N$.

π -N 质心系中 π 介子的初末态动量 \mathbf{k}_{cm} 、 \mathbf{k}'_{cm} 与 π -A 质心系中 π 介子的初末态动量 \mathbf{k} 、 \mathbf{k}' 及核子 N 的初末态动量 \mathbf{p}_N 、 \mathbf{p}'_N 的关系为:

$$\mathbf{k}_{\text{cm}} = \frac{\mathbf{k} - \epsilon \mathbf{p}_N}{p_1}, \quad \mathbf{k}'_{\text{cm}} = \frac{\mathbf{k}' - \epsilon \mathbf{p}'_N}{p_1}. \quad (5)$$

在 π 核 DCX 反应中, \mathbf{k} 、 \mathbf{k}' 是已知的,而 \mathbf{p}_N 、 \mathbf{p}'_N 是未知的。对 \mathbf{p}_N 、 \mathbf{p}'_N 的不同处理将导致不同的 \mathbf{k}_{cm} 、 \mathbf{k}'_{cm} ,从而,得出不同的 λ_{i1} 、 λ_{p1} 和 $\lambda_{\sigma 1}$ 。下面,我们介绍三种对 \mathbf{p}_N 、 \mathbf{p}'_N 的不同处理。

(1) 在固定散射中心近似下, $\mathbf{p}_N = 0$, $\mathbf{p}'_N = 0$, 则 $\mathbf{k}_{\text{cm}} = \frac{1}{p_1} \mathbf{k}$, $\mathbf{k}'_{\text{cm}} = \frac{1}{p_1} \mathbf{k}'$, 从而, 得

$$\mathbf{k}'_{\text{cm}} \cdot \mathbf{k}_{\text{cm}} = \frac{1}{p_1^2} \mathbf{k}' \cdot \mathbf{k}, \quad \mathbf{k}'_{\text{cm}} \times \mathbf{k}_{\text{cm}} = \frac{1}{p_1^2} \mathbf{k}' \times \mathbf{k}. \quad (6)$$

(2) 若考虑到核子反冲效应, 由动量守恒关系: $\mathbf{p}_N + \mathbf{k} = \mathbf{p}'_N + \mathbf{k}'$, 当 $\mathbf{p}_N = 0$ 时, 有 $\mathbf{p}'_N = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$. 由(5)式得 $\mathbf{k}_{\text{cm}} = \frac{1}{p_1} \mathbf{k}$, $\mathbf{k}'_{\text{cm}} = \mathbf{k}' - \frac{\epsilon}{p_1} \mathbf{k}$, 从而, 得

$$\mathbf{k}'_{\text{cm}} \cdot \mathbf{k}_{\text{cm}} = \frac{1}{p_1} \mathbf{k}' \cdot \mathbf{k} - \frac{\epsilon}{p_1^2} k^2, \quad (7a)$$

$$\mathbf{k}'_{\text{cm}} \times \mathbf{k}_{\text{cm}} = \frac{1}{p_1} \mathbf{k}' \times \mathbf{k}. \quad (7b)$$

其中(7a)式就是所谓的考虑核子反冲的“Angle transform”效应.

(3) 若再考虑核子的费米运动, 即 $\mathbf{p}_N = \mathbf{p}_f$, 则

$$\mathbf{k}_{\text{cm}} = \frac{1}{p_1} \mathbf{k} - \frac{\epsilon}{p_1} \mathbf{p}_f, \quad \mathbf{k}'_{\text{cm}} = \mathbf{k}' - \frac{\epsilon}{p_1} \mathbf{k} - \frac{\epsilon}{p_1} \mathbf{p}_f, \quad (8a)$$

$$\mathbf{k}'_{\text{cm}} \cdot \mathbf{k}_{\text{cm}} = \frac{1}{p_1} \mathbf{k}' \cdot \mathbf{k} + \frac{\epsilon k^2}{p_1^2} \left(\frac{p_f^2}{k^2} - 1 \right) - \frac{\epsilon}{p_1} \mathbf{p}_f \cdot (\mathbf{k}' + \mathbf{k}), \quad (8a)$$

$$\mathbf{k}'_{\text{cm}} \times \mathbf{k}_{\text{cm}} = \frac{1}{p_1} \mathbf{k}' \times \mathbf{k} + \frac{\epsilon}{p_1} (\mathbf{k} - \mathbf{k}') \times \mathbf{p}_f. \quad (8b)$$

此时, 洛伦兹不变总能量平方 s 也有相应的变化:

$$s = (m_\pi + M_N)^2 + 2M_N \left(T_\pi + \epsilon T_f - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}_f}{M_N} \right), \quad (9)$$

其中 T_f 为核子 N 的费米运动动能. 在忽略费米运动时, s 的值为:

$$s_0 = (m_\pi + M_N)^2 + 2M_N T_\pi. \quad (10)$$

由于 \mathbf{p}_f 的方向是随机分布的, 我们近似地将(8)、(9)式中的 \mathbf{p}_f 线性项取其平均值为 0, 则

$$\mathbf{k}'_{\text{cm}} \cdot \mathbf{k}_{\text{cm}} = \frac{1}{p_1} \mathbf{k}' \cdot \mathbf{k} + \frac{\epsilon k^2}{p_1^2} \left(\frac{p_f^2}{k^2} - 1 \right), \quad (11a)$$

$$\mathbf{k}'_{\text{cm}} \times \mathbf{k}_{\text{cm}} = \frac{1}{p_1} \mathbf{k}' \times \mathbf{k}, \quad (11b)$$

$$s = (m_\pi + M_N)^2 + 2M_N (T_\pi + \epsilon T_f). \quad (12)$$

对于以上三种对 \mathbf{p}_N 、 \mathbf{p}'_N 的不同处理, 由(1)、(3)、(4)式, 可求得在 π 介子入射动能(实验室系)为 T_π 时, 相应的三种不同的 λ_{s1} 、 λ_{p1} 和 $\lambda_{\sigma 1}$ 的计算公式, 其结果列表 1. 其中 s_0 、 s 、 k_{cm} 分别由(10)、(12)、(2)式定出.

由以上公式求得 π -A 质心系中的 π N 单电荷交换振幅后, 我们便可以通过固定散射中心的二次散射理论计算 ^{14}C 的 DIAS DCX 反应振幅了. 通常, 这个振幅被表示成对一个 DCX 算子求矩阵元的形式:

表 1

处理方式	λ_{r_1}	λ_{p_1}	λ_{σ_1}
(1)	$P_1 \lambda_{r_1}^{cm}(s_0) \frac{k_{cm}^2}{k^2}$	$\frac{1}{P_1} \lambda_{p_1}^{cm}(s_0)$	$\frac{1}{P_1} \lambda_{\sigma_1}^{cm}(s_0)$
(2)	$P_1 \lambda_{r_1}^{cm}(s_0) \frac{k_{cm}^2}{k^2} - \frac{\epsilon}{P_1} \lambda_{p_1}^{cm}(s_0)$	$\lambda_{p_1}^{cm}(s_0)$	$\lambda_{\sigma_1}^{cm}(s_0)$
(3)	$P_1 \lambda_{r_1}^{cm}(s) \frac{k_{cm}^2}{k^2} - \frac{\epsilon}{P_1} \left(1 - \frac{P_1}{k^2}\right) \lambda_{p_1}^{cm}(s)$	$\lambda_{p_1}^{cm}(s)$	$\lambda_{\sigma_1}^{cm}(s)$

$$F_{DCX}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = \langle \pi^-, {}^{14}O | \hat{F}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) | \pi^+, {}^{14}C \rangle, \quad (13)$$

其中 $\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i$ 为 DCX 反应前后 π 介子的动量, $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 为两个价核子的坐标.

在平面波冲量近似 (PWIA) 下, DCX 算子 \hat{F} 由下式给出:

$$\begin{aligned} \hat{F}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & -\frac{1}{2\pi^2} \int d^3p [F_1(\mathbf{k}_f, \mathbf{p})G(\mathbf{p})F_2(\mathbf{p}, \mathbf{k}_i) \\ & + F_2(\mathbf{k}_f, \mathbf{p})G(\mathbf{p})F_1(\mathbf{p}, \mathbf{k}_i)] \Gamma(r) \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $\Gamma(r)$ 是考虑到两核子不能无限靠近而引入的核子对关联函数, $r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$,

$$F_i(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}') \cdot \mathbf{r}_i} \frac{v(\mathbf{k}')v(\mathbf{k})}{v^2(k_0)} \cdot f_i(\mathbf{k}', \mathbf{k}), \quad (15)$$

$$G(\mathbf{p}) = (k_0^2 - p^2 + i\eta)^{-1}, \quad (16)$$

$$v(\mathbf{k}) = (1 + \hbar^2/\beta^2)^{-1}. \quad (17)$$

$v(\mathbf{k})$ 是考虑到 DCX 反应中 πN 振幅的 off-shell 行为而引入的形状因子, 本文取形状因子参数 $\beta = 4.82 \text{ fm}^{-1}$, k_0 是 π 介子的 on-shell 动量.

至于扭曲波冲量近似 (DWIA), 我们采用与 [10, 13] 同样的处理, 考虑了初末态 π 介子波函数的扭曲和光学位对中间 π^0 介子传播子的影响. 具体公式就不再赘述了.

三、计算结果及讨论

本文对 ${}^{14}\text{C}$ 核的 DIAS DCX 反应在 $0 \sim 300 \text{ MeV}$ 能区的 0° 激发函数进行了具体计算. 采用了与文献 [3—5] 相同的基态波函数:

$$|{}^{14}\text{C}(g \cdot s.)\rangle = 0.404 |(0P_{3/2})^{-200}\rangle + 0.915 |(0P_{1/2})^{-200}\rangle,$$

其中谐振子参数取为 $b = 1.73 \text{ fm}$. 对关联函数我们取为 $\Gamma(r) = 1 - j_0(q_c r)$, $q_c = 3.953 \text{ fm}^{-1}$, 这是与文献 [5] 相同的, 是用 G 矩阵方法由 Reid 势导出的 [14].

首先, 我们在 PWIA 框架下, 考察了核子反冲效应和费米运动效应对传统机制贡献的影响. 图 1 给出了 PWIA 的计算结果, 其中虚线、点划线、实线依次对应于上节中对 πN 振幅的三种不同的处理方式 (1)、(2)、(3). 可以看到: 引入核子反冲效应对 πN 振幅的修正后, 的确使低能 50 MeV 附近的 0° 微分截面增加了一倍左右, 但进一步引入费米运动效应后, 两个效应在 50 MeV 附近几乎完全抵消. 将实线与点划线比较, 可知: 费米运动效应在 $0 \sim 70 \text{ MeV}$ 能区内, 使 DCX 传统机制的贡献减小; 在 $70 \sim 200 \text{ MeV}$ 的

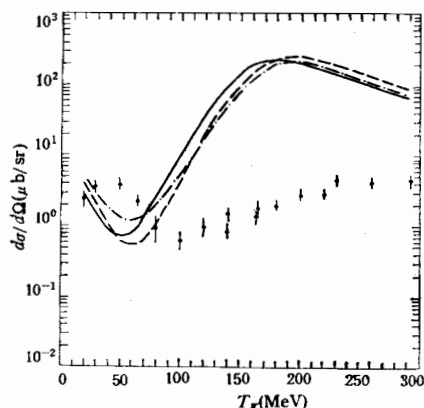


图1 ^{14}C DIAS DCX 0° 激发函数 (PWIA 计算结果).

虚线: 不考虑核子反冲效应和费米运动效应; 点划线: 考虑核子反冲效应但不考虑费米运动效应; 实线: 同时考虑以上两个效应.

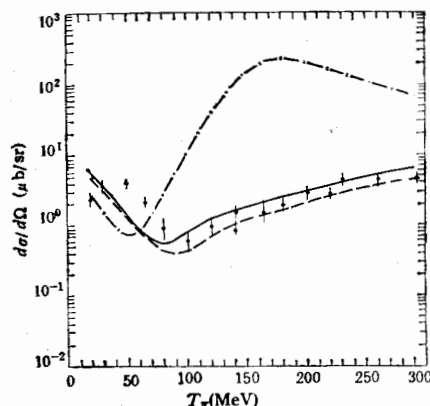


图2 ^{14}C DIAS DCX 0° 激发函数。(考虑了核子的费米运动和反冲效应)

点划线: PWIA, 与图1实线相同; 实线: DWIA, $\Gamma(r) = 1 - j_0(q,r)$; 虚线: DWIA, $\Gamma(r) = [1 - (1 - ar^2)e^{-br^2}]^2$.

能区内,使之增加;在高于 200 MeV 的能区,使之略微减小。

为了更好地与实验数据进行比较,必须考虑原子核对 π 介子扭曲效应的影响。图2中的实线给出了在扭曲波冲量近似 (DWIA) 下的计算结果。与 PWIA 计算结果(点划线)相比, π 介子的扭曲效应使 60 MeV 以下能区的 0° 微分截面增大,而使 60 MeV 以上能区的 0° 微分截面减小。图2中虚线是采用唯象短程对关联函数^[2] $\Gamma(r) = [1 - (1 - ar^2)e^{-br^2}]^2$, $a = 0.68 \text{ fm}^{-2}$, $b = 1.1 \text{ fm}^{-2}$ 的 DWIA 计算结果。这种唯象对关联函数与前面采用的由 G -矩阵导出的对关联函数相比,短程截断得更多一些。由于 π 介子在核中的平均自由程在共振区要比在低能区短得多,因此, DCX 反应在共振区对短程截断函数更敏感一些。图2中给出的计算结果(实线和虚线)证实了这一点。短程对关联函数还有一些其它取法,但基本上是处于上述两种之间。由图2给出的两种 DWIA 计算结果表明,在考虑了核子费米运动对 πN 振幅的影响之后, DCX 传统机制的计算值能够很好地符合 ^{14}C 核 DIAS DCX 反应在 100~300 MeV 能区的 0° 激发函数,但在低能 50 MeV 附近,要比实验值低一个 2~3 的因子。

以上研究表明,在 π -核 DCX 传统机制计算中,对于 πN 单电荷交换振幅,只考虑核子反冲效应而忽略费米运动效应是不适当的。在 50 MeV 附近,这两个因素对 DIAS DCX 反应的影响恰巧相互抵消。同时考虑了这两个因素后,传统机制的 DWIA 计算能够很好地符合 ^{14}C 核 DIAS DCX 反应在 100 MeV 以上能区的激发函数,但不能完全解释低能 50 MeV 附近的反常行为,因而,有必要引入新的机制。

参 考 文 献

- [1] Proceeding of the LAMPF Workshop on Pion Double Charge Exchange, LA-10550-C (1985).
 [2] K. K. Seth, *Nucl. Phys.*, **A478**(1988), 591c.

- [3] W. B. Gibbs et al., in Ref. [1], p. 90.
[4] M. Bleszynski and R. J. Glauber, *Phys. Rev.*, **C36**(1987), 681.
[5] E. R. Siciliano, M. B. Johnson and H. Sarafian, Preprint LA-UR-89-3302, to be published in *Ann. Phys.* (July 1990).
[6] G. A. Miller, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2008.
[7] H. C. Chiang and B. S. Zou, *Nucl. Phys.*, **A496**(1989), 739.
[8] a) C. R. Ching, T. H. Ho, B. S. Zou and M. B. Johnson, *Commun. Theor. Phys.* **11**(1989) 171; b) C. R. Ching, T. H. Ho and B. S. Zou, *Nucl. Phys.*, A (to be published).
[9] N. Auerbach et al., *Phys. Rev.*, **C38**(1988), 1277.
[10] 潘玲君、姜焕清、邹冰松,《高能物理与核物理》**14**(1990),1014.
[11] G. Rowe, M. Salomon and R. H. Laudau, *Phys. Rev.*, **C18**(1978), 584.
[12] G. A. Miller and J. E. Spencer, *Ann. Phys.*, **100**(1976), 562.
[13] A. Wirzba et al., *Phys. Rev.*, **C40**(1989), 2745.
[14] G. E. Brown et al., *Nucl. Phys.*, **A286**(1977), 191.

Nuclear Fermi Motion Effect on Pion Double Charge Exchange

QING CHENGRUI HE ZHUOXIU ZOU BINGSONG

(*Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica, Beijing 100080*)

JIANG HUANQING

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039*)

ABSTRACT

The influence of nuclear Fermi motion on the conventional mechanism of pion double charge exchange (DCX) is examined. Concrete calculations of the 0° excitation function over the energy region 0—300 MeV are performed for the double isobaric analog DCX transition on ^{14}C . The calculated results coincide very well with the experimental data for the energies above 100 MeV, but are about a factor of 2—3 smaller than the experimental data around 50 MeV. It indicates that the pure conventional mechanism seems incapable to fully explain the anomalous behavior of the low energy DCX, and some new mechanisms are needed.