

低能区 $\pi^{-14}\text{C}$ 和 $\pi^{-18}\text{O}$ 双电荷交换反应分析

任永健^①

(中国科学院理论物理研究所, 中国农业大学工程基础科学部)

摘 要 应用 Glauber 理论对 $^{14}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{14}\text{O}$ 和 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ DCX 反应在 $T_\pi=50$ MeV 处的微分截面进行计算。核波函数假定由 2 价核子和 3α 核心(对于 ^{14}C)或 4α 核心(对于 ^{18}O)组成。结果表明,理论值与实验值符合得很好。

关键词 双电荷交换反应; Glauber 理论; α 粒子模型

分类号 O 571.425

Analysis of $\pi^{-14}\text{C}$ and $\pi^{-18}\text{O}$ DCX Reaction at Low Energies

Ren Yongjian

(Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica, College of Applied Engineering Sciences, CAU)

Abstract The $\pi^{-14}\text{C}$ and $\pi^{-18}\text{O}$ cross section at 50 MeV is calculated with the Glauber theory. The nuclear wave function is assumed to be constructed by two valence nucleons plus a core of three α -particles (for ^{14}C) or four α -particles (for ^{18}O). A good agreement between theory and experiments is obtained.

Key words DCX reaction; Glauber theory; α -particle model

π -核 DCX 反应在低能区($T_\pi=50$ MeV)出现朝前峰,如 ^{14}C 的 DIAS DCX 朝前截面实验测量值比基于传统机制的一级光学理论计算结果大两三个数量级,这就是所谓 DIAS DCX 反应的低能反常行为^[1]。为了解释这种现象,80 年代,首先由 Miller 提出核内 6 夸克集团模型^[2];此后不久,在考虑了中间为非同位旋相似态的贡献和核子间的短程关联后,传统机制也对个别核的反常行为作了解释。

笔者在 Glauber 理论框架^[3]下,应用独立 α 粒子模型^[4]对 $^{14}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{14}\text{O}$ 和 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ 双电荷交换反应在 $T_\pi=50$ MeV 处的截面进行计算。结果发现,在不考虑核子关联的情况下,也可得到比上述模型更好的结果。

1 理论计算公式

$^{14}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{14}\text{O}$ 的始末态波函数可写为 $|^{14}\text{C}\rangle_i = |2n\rangle |^{12}\text{C}\rangle$, $|^{14}\text{O}\rangle_f = |2p\rangle |^{12}\text{C}\rangle$; $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ 的始末态波函数可写为 $|^{18}\text{O}\rangle_i = |2n\rangle |^{16}\text{O}\rangle$, $|^{18}\text{Ne}\rangle_f = |2p\rangle |^{16}\text{O}\rangle$ 。

对于 ^{14}C 和 ^{14}O , $|2n\rangle$, $|2p\rangle$ 为壳模型下 $1p_{1/2}$ 轨道的谐振子波函数;对于 ^{18}O 和 ^{18}Ne , $|2n\rangle$, $|2p\rangle$ 为壳模型下 $1d_{5/2}$ 轨道的谐振子波函数。 $|^{12}\text{C}\rangle$ 是 ^{14}C (或 ^{14}O)的核心,可视为由 3α 粒子组成; $|^{16}\text{O}\rangle$ 是 ^{18}O (或 ^{18}Ne)的核心,可视为由 4α 粒子组成。独立 α 粒子波函数取自文献[4],谐振子参

收稿日期:1999-01-20

①任永健,北京清华东路 17 号 中国农业大学(东校区)72 信箱,100083

数对 ^{14}C 取 $a=1.0\text{ fm}$,对 ^{18}O 取 $a=1.2\text{ fm}$ 。

由 Glauber 理论,双电荷交换反应散射振幅一般可表示为

$$F_{\text{fi}}(q) = \frac{iK}{2\pi} \int d^2b \exp(iq \cdot b) \left\langle \Psi_f \left| 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma(b - s_j)] \right| \Psi_i \right\rangle \quad (1)$$

式中: K 是入射 π 介子的动量; A 表示散射体个数,对于 ^{14}C , $A=5$ (3个 α 粒子和2个价核子),对于 ^{18}O , $A=6$ (4个 α 粒子和2个价核子); b 为碰撞参数; s_j 为第 j 个散射体的位矢在碰撞参数平面内的投影。 $\Gamma(b)$ 是断面函数,有

$$\Gamma(b) = \frac{1}{2\pi i k} \int d^2b \exp(-iq \cdot b) f_{\pi\pi}(q)$$

式中 $f_{\pi\pi}(q)$ 分别对应 π -N 振幅和 π - α 振幅,对于 π -N 振幅,忽略自旋部分时有 $f_{\pi\text{N}}(K', K) = f_0 + f_1(t \cdot \tau)$ 。式中各符号详细表述参见文献[5]。由文献[6], π - α 振幅可表为

$$f_{\pi\alpha}(q) = f(0) \left(1 - \frac{q^2}{t_1} \right) \left(1 - \frac{q^2}{t_2} \right) \exp \left(-\frac{1}{6} R_k^2 q^2 \right)$$

$$f(0) = \frac{iK_{\pi\alpha}\sigma}{4\pi} (1 - i\rho)$$

将 π -N 振幅和 π - α 振幅代入式(1)可得到双电荷交换反应散射振幅,对于 $^{14}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{14}\text{O}$ 有

$$F(q) = \frac{iKE_c}{2\pi} \sum_{k=0}^3 (-1)^k C_3^k N_o^k \sum_{n=0,2}^{8k+8} D_E(n, k) \Gamma \left(\frac{n}{2} + 1 \right) \cdot$$

$$(2R_k)^{n+2} {}_1F_1 \left(-\frac{n}{2}, 1, R_k^2 q^2 \right) \exp(-R_k^2 q^2)$$

式中

$$E_c = \frac{8}{9K_{\pi\text{N}}^2 a_0^4}, N_o = \frac{f(o)\pi^{3/2}a^3}{2iK_{\pi\alpha}R^2}$$

$$R_k = \left(\frac{k}{R^2} + \frac{8}{a_0^2} \right)^{-1/2} \quad (k=0, 1, 2, 3; a_0=1.596)$$

对于 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ 有

$$F(q) = \frac{iKE_d}{2} \sum_{k=0}^4 (-1)^k C_4^k N_o^k \sum_{n=0,2}^{8k+12} D_H(n, k) \Gamma \left(\frac{n}{2} + 1 \right) \cdot$$

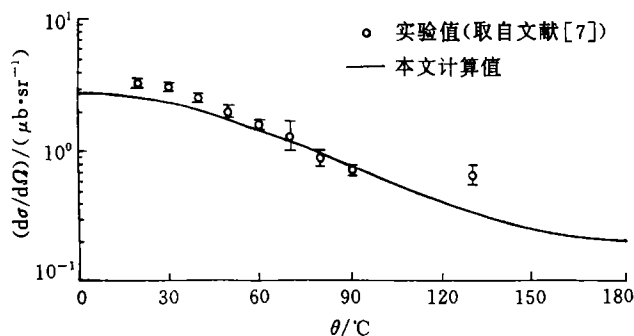
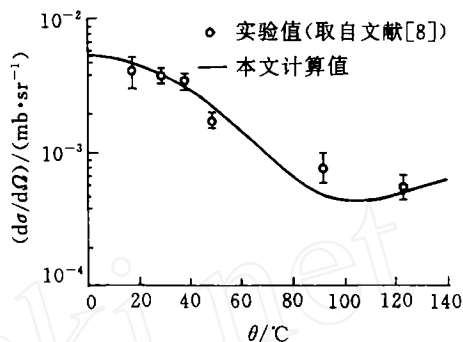
$$(2R_k)^{n+2} {}_1F_1 \left(-\frac{n}{2}, 1, R_k^2 q^2 \right) \exp(-R_k^2 q^2)$$

式中 $E_d=2/(3K_{\pi\text{N}}^2 a_0^4)$;此处 R_k 中 $k=0, 1, 2, 3, 4$ 。

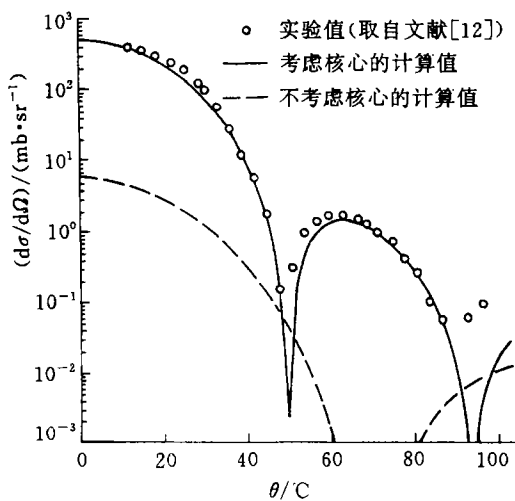
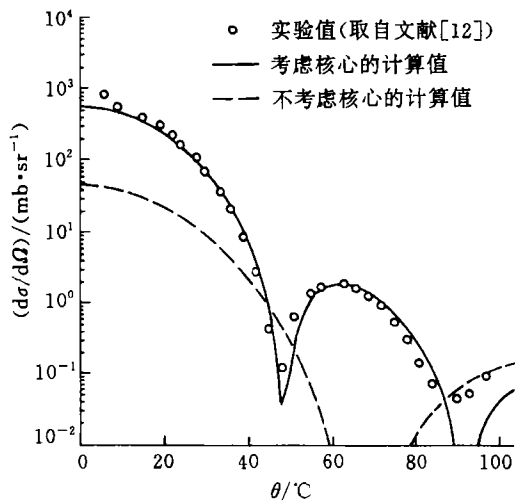
以上各式中 $\Gamma, {}_1F_1$ 分别表示 Γ 函数与合流超比函数,系数 $D_E(n, k), D_H(n, k)$ 见附录。

2 结果及讨论

笔者利用上述公式计算了 $T_\pi=50\text{ MeV}$, $^{14}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{14}\text{O}$ 和 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ DCX 反应微分截面,并与实验结果进行比较,见图1和图2。可以看出,该模型很好给出了50 MeV 下的朝前峰,其结果优于 Miller 等人的结果(参见文献[1]和[2])。该模型简单,计算中不考虑价核子之间的核子关联,且没有自由参数。究其原因,可能是在对核心的处理上,将核心视为 3α 和 4α 粒子是一很好的近似。将 $f_{\pi\alpha}$ 作为 Glauber 理论的输入量,某种程度上自动包含了 π 吸收及核结构效应。

图1 $^{14}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{14}\text{O}$ 微分截面 ($T_\pi = 49.2 \text{ MeV}$)图2 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ 微分截面
($T_\pi = 50 \text{ MeV}$)

为了检验该模型的应用范围,在研究双电荷交换反应低能反常行为前,已用类似方法计算了 $T_\pi = 162 \text{ MeV}$ 下 $\pi^\pm - ^{13}\text{C}$ 弹性散射^[9], $T_\pi = 150, 165 \text{ MeV}$ 的 $\pi - ^{13}\text{C}$ 单电荷交换反应^[10], $\pi - ^{13}\text{C}$ 单电荷交换反应激发函数^[11]等,并计算了 $T_\pi = 180 \text{ MeV}$ 的 $\pi^\pm - ^{13}\text{C}$ 弹性散射(见图3和图4)。以上所有结果与实验符合得很好,且都反映出核心对结果的影响是相当重要的。

图3 $^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{13}\text{C}$ 弹性散射 ($T_\pi = 180 \text{ MeV}$)图4 $^{13}\text{C}(\pi^-, \pi^-)^{13}\text{C}$ 弹性散射 ($T_\pi = 180 \text{ MeV}$)

笔者的计算没有引入核子关联,对 $T_\pi = 50 \text{ MeV}$ 下 ^{14}C 和 ^{18}O DCX 反应的反常行为给出了相当好的结果。由此说明,在应用传统机制解释低能反常行为时,一些文献中提出的核子关联的重要性是值得怀疑的。

参 考 文 献

- 1 Clement H. Pionic charge exchange in nuclei. Prog Part Nucl Phys, 1992, 29: 175
- 2 Miller G A. Six-quark cluster components of nuclear wave functions with the pion-nucleus double-charge-exchange reaction. Phys Rev Lett, 1984, 53: 2008
- 3 Glauber R J. High Energy Collision Theory Lecture in Theor Phys. In: Britin W E, Dunhan L G, ed.

Interscience(Vol 1), New York,1959

- 4 Li Qingrun, Chen Shengzhong, Zhao Enguang. Electron scattering in the independent alpha particle model. High Energy Phys Nucl Phys,1981,5:531
- 5 Ren Yongjian, Mao Guangjun, Liu Xiaoyun, et al. An analysis of pion-¹³C elastic scattering and single charge exchange reaction. Commun Theor Phys,1997,28:125
- 6 Binon F, Duteil P, Gouanere M, et al. Scattering of negative pions on helium. Hucl Phys,1978,A298:499
- 7 Leitch M J, Piasetzky E, Bear H W, et al. Double analog transition ¹⁴C(π^+ , π^-)¹⁴O at 50 MeV. Phys Rev Lett,1985,54:1482
- 8 Altman A, Johnson R R, Wienands U, et al. Observation of the double isobaric analog transition ¹⁸O(π^+ , π^-)¹⁸Ne at 50 MeV. Phys Rev Lett,1985,55:1273
- 9 任永健,黄清波,左淑华,等. α 粒子模型下的 $\pi^\pm$ -¹³C 弹性散射. 中国农业大学学报,1997,2(4):32
- 10 任永健,左淑华. 集团模型与 π -¹³C 单电荷交换反应分析. 中国农业大学学报,1998,3(4):21
- 11 Ren Yongjian, Gu Jianzhong, Lei Yian, et al. $\pi^\pm$ Elastic scattering and excitation function of pion SCX reaction on ¹³C. Chine J Nucl Phys,1997,19(3):142
- 12 Liu L C. Two-nucleon processes in a coupled-channel approach to pion-nucleus single-charge-exchange reactions. Phys Rev C,1981,23(2):814
- 13 李清润,陈生忠,赵恩广. α 粒子模型下的 π -¹²C 散射. 高能物理与核物理,1981,5(6):641
- 14 李清润,陈生忠,赵恩广. α 粒子模型下的 π^- -¹⁶O 弹性散射. 原子核物理,1981,3(4):334

附 录

$$D_E(n,0)=C_1(n) \quad n=0,2,\cdots,8$$

$$D_E(n,1)=D_C(n) \quad n=0,2,\cdots,16$$

$$D_E(n,2)=D'_C(n) \quad n=0,2,\cdots,24$$

$$D_E(n,3)=D''_C(n) \quad n=0,2,\cdots,32$$

$$\sum_{n=0,2}^8 C_1(n)b^n = \left[\sum_{n=0,2}^4 C(n)b^n \right]^2$$

其中 $C(n)$ 参见文献[10]。

$$\sum_{n=0,2}^{16} D_C(n)b^n = \sum_{n=0,2}^8 D(n)b^n \sum_{m=0,2}^8 C_1(m)b^m$$

$$\sum_{n=0,2}^{24} D'_C(n)b^n = \sum_{n=0,2}^{16} D'(n)b^n \sum_{m=0,2}^8 C_1(m)b^m$$

$$\sum_{n=0,2}^{32} D''_C(n)b^n = \sum_{n=0,2}^{24} D''(n)b^n \sum_{m=0,2}^8 C_1(m)b^m$$

$$D_H(n,0)=H(n) \quad n=0,2,\cdots,12$$

$$D_H(n,1)=HD(n) \quad n=0,2,\cdots,20$$

$$D_H(n,2)=HD'(n) \quad n=0,2,\cdots,28$$

$$D_H(n,3)=HD''(n) \quad n=0,2,\cdots,36$$

$$D_H(n,4)=HD'''(n) \quad n=0,2,\cdots,44$$

式中

$$\begin{aligned}
 H(n) &= Q(n) + \frac{1}{25}[M(n) + L(n)] \\
 \begin{cases} I(0) = 6A_1 + 24B_1/a_0^2 \\ I(2) = -56B_1/a_0^4 \\ I(4) = (2A_1 + 40B_1/a_0^2)/a_0^4 \\ I(6) = -8B_1/a_0^8 \end{cases} \\
 \begin{cases} J(0) = -32B_1/a_0^2 \\ J(2) = (8A_1 + 80B_1/a_0^2)/a_0^2 \\ J(4) = (A_1 - 12B_1/a_0^2)/a_0^4 \\ J(6) = -4B_1/a_0^8 \end{cases} \\
 \begin{cases} K(0) = 0 \\ K(2) = -16B_1/a_0^4 \\ K(4) = (A_1 + 20B_1/a_0^2)/a_0^4 \\ K(6) = -4B_1/a_0^8 \end{cases} \\
 \sum_{n=0,2}^{12} L(n)b^n &= \left[\sum_{n=0,2}^6 I(n)b^n \right]^2 \\
 \sum_{n=0,2}^{12} M(n)b^n &= \left[\sum_{n=0,2}^6 J(n)b^n \right]^2 \\
 \sum_{n=0,2}^{12} Q(n)b^n &= \left[\sum_{n=0,2}^6 K(n)b^n \right]^2 \\
 \sum_{n=0,2}^{20} H_D(n)b^n &= \sum_{n=0,2}^{12} H(n)b^n \sum_{m=0,2}^8 D(m)b^m \\
 \sum_{n=0,2}^{28} H'_D(n)b^n &= \sum_{n=0,2}^{12} H(n)b^n \sum_{m=0,2}^{16} D'(m)b^m \\
 \sum_{n=0,2}^{36} H''_D(n)b^n &= \sum_{n=0,2}^{12} H(n)b^n \sum_{m=0,2}^{24} D''(m)b^m \\
 \sum_{n=0,2}^{44} H'''_D(n)b^n &= \sum_{n=0,2}^{12} H(n)b^n \sum_{m=0,2}^{32} D'''(m)b^m
 \end{aligned}$$

其中 $D(n)$, $D'(n)$, $D''(n)$ 参见文献[13]的附录, $D'''(n)$ 参见文献[14]的附录。