

π 核双电荷交换反应*

姜 焕 清¹⁾

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

邹 冰 松

(中国科学院理论物理所, 北京 100080)

摘 要

本文系统地评述了目前 π 核双电荷交换反应的实验及理论研究的状况, 讨论了 π 核双电荷交换反应的可能机制, 对于一些尚未澄清的问题作了分析。

一、引 言

π 核双电荷交换(DCX)反应, 将核中的两个中子(或质子)转变成两个质子(或中子)。这种奇特的反应已经引起了人们的很大兴趣, 大量的人力、物力投入了 DCX 反应的实验及理论研究。然而, 这种反应的截面很小, 实验研究十分困难。近十五年来, 由于“介子工厂”相继地投入运行, 强的 π 介子束流使得系统地进行 DCX 反应的实验研究成为现实。到目前为止, 在一系列原子核上, 用不同能量的 π 介子对 DCX 反应进行了实验研究, 发现了许多新的现象。但是, 对于这些新现象, 多数并未得到透彻的理解。所以, 人们对 DCX 反应的兴趣一直不减, 多次有关 DCX 反应的国际会议的报告, 充分显示了 DCX 反应中丰富的物理内容^[1,2]。

人们对 DCX 反应有如此高的兴趣是基于一个重要的事实, 即 π 介子是同位旋为 1 的介子, 它有三种电荷状态。当带电的 π 介子与原子核发生作用时, 有可能干净地改变原子核的两个单位的电荷, 而使核中核子的自旋及空间状态受到最小程度的改变。具有这种特性的唯一探针曾被建议用于原子核同位旋多重态的研究^[3]。这种有效的改变原子核内电荷的方法已经成为产生远离 β 稳定线的同位素有效手段。

对于 π 核 DCX 反应的兴趣还来自对于 π 核相互作用的认识。 π 介子在核物质中的平均自由程为 $\lambda = 1/\sigma\rho$, 其中 σ 为同位旋状态平均了的 π N 相互作用截面, ρ 为核物质的密度。在(3, 3)共振区, λ 大约为 0.5—1fm。 π 核双电荷交换反应至少要涉及两个核子, 直观地考虑, DCX 反应在共振区对核内两核子在 0.5—1fm 范围内的行为十分敏感, 换句话说, DCX 反应是研究核内两核子短程关联的又一手段。

本文 1991 年 1 月 24 日收到。

* 国家自然科学基金资助。

1) 中国科学院理论物理研究所客座研究人员。

DCX 反应与其他涉及两核子的反应也密切相关。原子核上的双 β 衰变与弱作用过程中轻子数守恒及中微子质量等基本问题相联系。近年来,人们已经开始注意到双 β 衰变与 DCX 反应的关系,相信,任何在一个领域的进度都会对另一领域的发展起到重要作用。

π 核吸收是涉及两个以上核子的另一过程,但是,不像 DCX 反应, π 吸收中,传递到两个核子上的能动量是很大的。尽管如此,它们都对核内两核子的关联提供信息。此外,从传统的双粒子转移反应得到两核子关联的信息,将与 DCX 反应相互补充。

关于 π 核双电荷交换反应的早期工作,Becker 和 Batusov^[4] 已经作了总结,1980 年以前的工作,在 Alster 和 Warszawski^[5] 的文章中也作了概括,Hüfner 关于 π 核相互作用的评论文章^[6] 也对 DCX 反应作了分析。本文将着重讨论近十年来,关于 DCX 反应研究的一些发展。

在第二节,我们将扼要概括目前 DCX 反应的实验概况;第三节将讨论引起 DCX 反应的各种可能的物理机制;第四节将用于对各种处理 DCX 反应的理论方法进行分析、比较。最后,在第五节,我们简单地总结目前我们对 DCX 反应的认识,分析存在的矛盾,并对其未来发展提出一些看法。

二、 π 核 DCX 反应的实验研究

DCX 的实验研究起始于六十年代的中期,由于当时加速器产生的 π 介子束流较弱,加之 DCX 反应的截面又很小,只有 μb 的量级,当时的研究工作都是在极困难的情况下进行的,而且只能是分散的、带有试探性的。七十年代中期,世界上三大介子工厂的建成,为 DCX 反应的实验研究带来了“工业革命”。

概括起来,DCX 实验可以分为三大类:(1)到达原子核的双同位旋相似态的跃迁(DIAS),

$$\pi^+ + A \rightarrow \pi^- + B \text{ (DIAS)}, \quad (2.1)$$

由于初末态原子核具有相同的空间及自旋状态,这种反应的截面相对的较大。(2)到达某一非同位旋相似态(non-DIAS)的跃迁,即

$$\pi^\pm + A \rightarrow \pi^\mp + B \text{ (non-DIAS)}, \quad (2.2)$$

(3)到达任何可能的末态,一般剩余核处于某种连续态。这时,完全的测量已比较困难,实验上往往只观察出射的 π 介子,而对于系统的其余部分不进行观察,这就是所谓的单举反应,

$$\pi^\pm + A \rightarrow \pi^\mp + X. \quad (2.3)$$

从技术上讲,这类实验相对容易,从理论上,它与原子核内核子状态不十分敏感,是研究反应机制的经济手段。下面,我们将分别对上述三类实验的状况作一概括。

2.1 DIAS DCX

利用几十 MeV 到几百 MeV 的 π 介子束流,到目前为止,人们已对 22 个靶核进行了 DIAS DCX 测量,它们是 ^{14}C , ^{18}O , ^{26}Mg , ^{30}Si , ^{34}S , ^{42}Ca , ^{44}Ca , ^{48}Ca , ^{46}Ti , ^{48}Ti , ^{50}Ti , ^{51}V ,

^{52}Cr , ^{54}Fe , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{80}Se , ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{118}Sn , ^{208}Pb 和 ^{209}Bi 。所测量的物理量有如下三个:

(1) 小角度的激发函数

DIAS DCX 实验研究最系统、最全面的是四个同位旋 $T = 1$, $T_z = -1$ 的靶核: ^{14}C , ^{18}O , ^{26}Mg 和 ^{42}Ca 。图 2.1 给出了这四个核在 20—300 MeV 能区的小角度 DCX 激发函数曲线。可以看出,在 200—300 MeV 能区,四条曲线显示出有规律的行为,随着入射能量的增加,小角度微分截面单调上升,不同的曲线随靶核核子数 A 的增加有一个向下的平

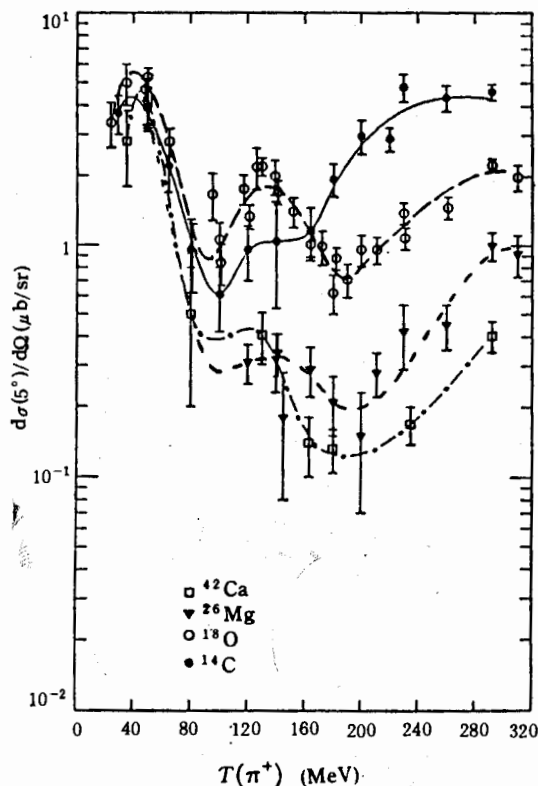


图 2.1 双电荷交换反应到达双同位旋相似态的小角度激发函数

实验数据取自文献[8]

移;在 90—200 MeV 能区,情况较为复杂,似乎均在 130 MeV 附近呈现一个小的峰值。在 20—90 MeV 的低能区,四条曲线的形状类似,均在 50 MeV 左右有一个大小相近的峰,其数值大于共振区的数值。由于在 $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ 反应中,在 50 MeV 处, S 波和 P 波振幅相干相消,微分截面很小^[7]。在 50 MeV 处出现如此大的 DIAS 微分截面,是出乎人们预料的,被称为低能反常行为,引起了人们的很大兴趣^[8]。

对于 $T > 1$ 的核,测量最全面的核是 ^{56}Fe ,其激发曲线与 $T = 1$ 的核类似。

此外,人们正将 DIAS DCX 小角度的激发函数的测量推广到高能区 (300—550 MeV),已对 ^{14}C , ^{18}O , $^{42,44,48}\text{Ca}$ 和 ^{80}Se 进行了一些测量^[9]。

(2) 角分布

角分布的测量对于认识反应机制以及原子核结构的影响有重要意义。对于角分布的

测量,已经进行了很多,比较全面的有 ^{14}C , ^{18}O 和 ^{26}Mg 。图2.2给出了在共振能量下的结果。图中的曲线是光学势理论的计算结果。一个长期未解决的问题是164MeV附近角分布的第一个极小的位置。几乎所有的微观的计算都给出太大的极小位置($\sim 30^\circ$),而实验值大约在 20° 左右。在300MeV附近,理论与实验符合得较好。

按照常规的认识,由于在 0° S波和P波电荷交换 πN 振幅在50MeV是相干相消的,人们曾预言,在50MeV,DCX反应的角分布在小角度要压低。对于 ^{14}C , ^{18}O 和 ^{26}Mg 的测量显示出大小相近的朝前角分布,这种低能“反常”行为是近年来的重要争论的焦点之一。见图2.3。

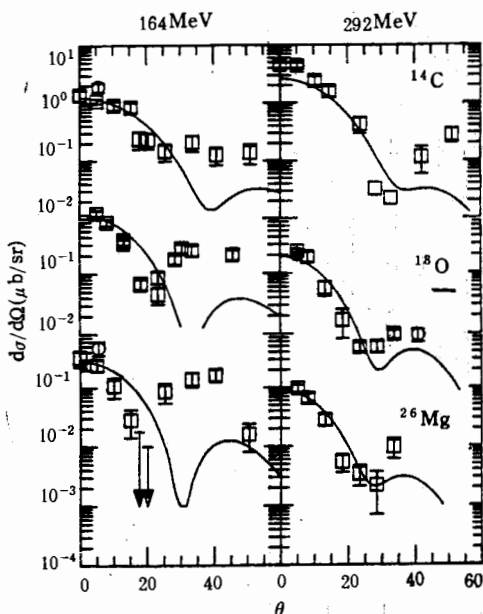


图2.2 164MeV和292MeV的 π^+ 在 ^{14}C , ^{18}O 和 ^{26}Mg 上DCX反应到DIAS的角分布
实验取自文献[10]

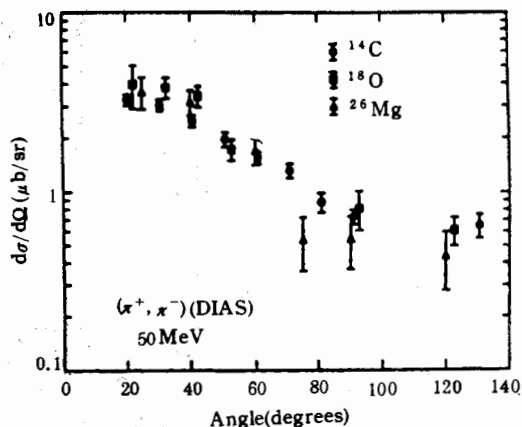


图2.3 50MeV的DCX反应角分布
实验取自文献[11]

(3) 朝前微分截面的 A 依赖

对于DIAS DCX测量的另一个物理量是朝前微分截面与靶核核子数 A 的依赖关系。图2.4中我们给出164,180和292MeV能量下, 5° DCX微分截面随 A 的依赖关系。图中的虚线是 $A^{-10/3}$ 的依赖关系。可以看出,实验与黑盘绕射理论的预言^[12]大致上符合,但存在着一定的偏离。进一步分析表明,如果只考虑 $T=1$ 的靶核,似乎 $A^{-7/3}$ 的依赖关系(如实线所示)更与实验接近。

在低能区,目前在所有的测量中,没有发现DIAS DCX与 A 的明显依赖关系。这表明,核心中的核子没有起到大的作用,对低能DCX反应的主要贡献来自价核子。

2.2 非相似态的跃迁

对于 $T=0$ 的核,质子数与中子数是相等的。特别是对于那些填满了一个大壳或子

壳的核,由于泡利原理的限制,如把核中的中子改变成质子,必然伴随着轨道或自旋的改变,即非相似跃迁。对于这类核上的双电荷交换,除反应机制以外,将对反应前后原子核的波函数很敏感。实验上已对一系列核作了测量,其中最全面的靶核包括 ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S 和 ^{40}Ca 。对于这些 $T = 0$ 核的测量显示了如下的规律性: (i) 在 160 MeV 附近有一个形状几乎相同的共振峰结构(见图 2.5),其峰值的大小与在 $T = 1$ 核上的 DIAS 跃迁相近; (ii) 在 100—300 MeV 能区,角分布呈现规律的衍射花纹(如图 2.6); (iii) 朝前截面近似地与 $A^{-4/3}$ 成正比,如图 2.7。对于较重的 $T > 0$ 的靶核的测量也基本上与上述规律一致,但这些跃迁都仅限于 $0^+ \rightarrow 0^+$ 跃迁。

对于其他类型的非相似跃迁,情况比较复杂,规律性也不那么强,这些跃迁的实验与理论研究都有待于进一步发展。

此外,非相似跃迁的 DCX 反应已经是制造稀有的不稳定丰中子同位素的一个手

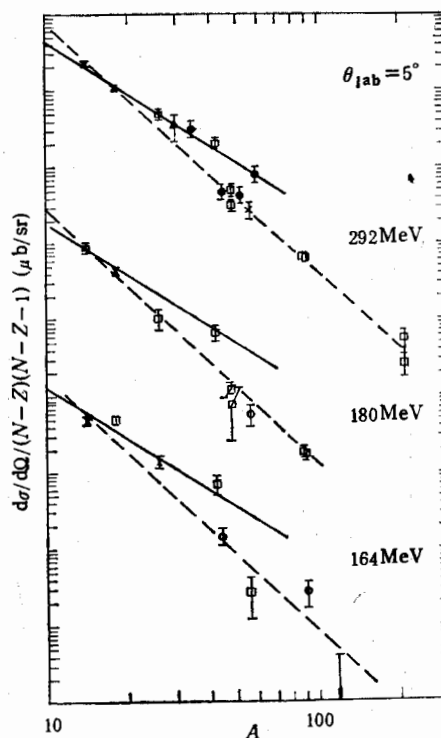


图 2.4 共振能量下, 5° DCX 微分截面随 A 的依赖关系

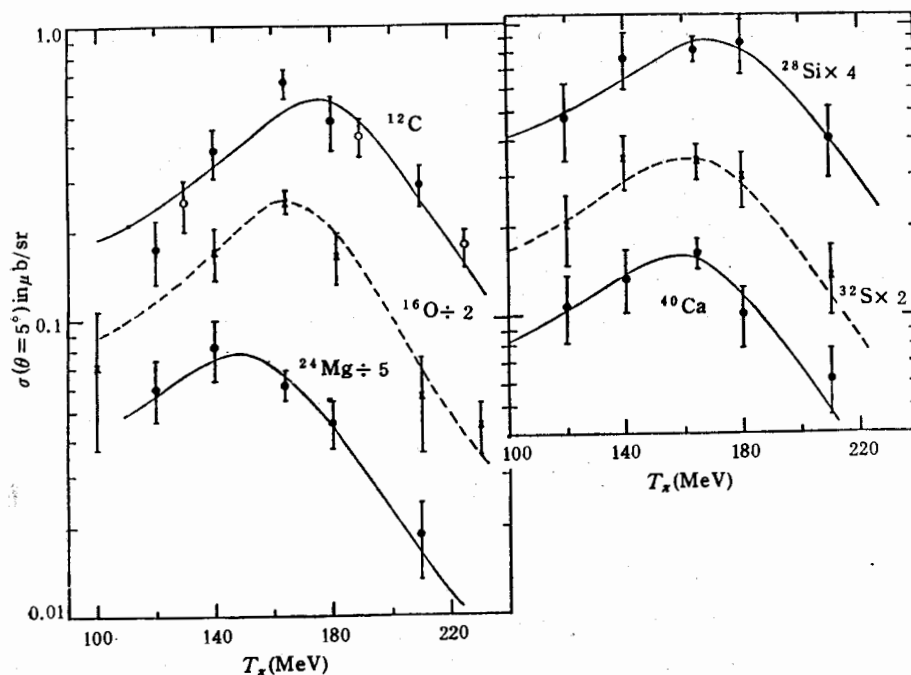


图 2.5 朝前非相似跃迁的激发函数

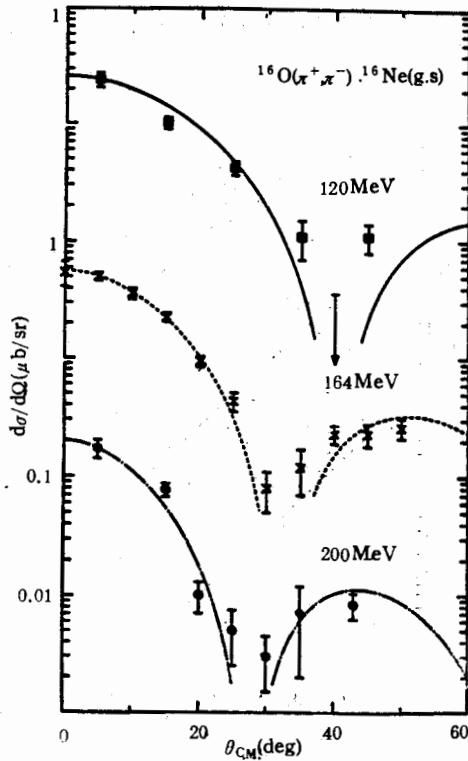


图 2.6 共振区 $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{16}\text{Ne}(\text{g.s.})$ 反应角分布

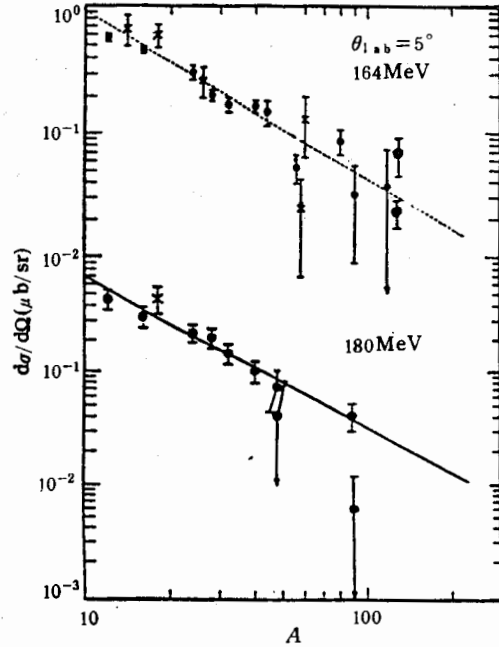


图 2.7 非相似 DCX 反应与靶核质量的依赖关系

段,例如 ^7H , ^9He , ^{14}Be , ^{26}Ne , ^{48}Ar 和 ^{58}Zn ,也测量了丰质子核 ^{12}O , ^{16}Ne , ^{24}Si 和 ^{32}Ar 的质量。这些测量为检验同位旋多重态的激发提供了手段。到达各种巨共振态的 DCX 反应测量,为研究核谱和核的集体运动的性质提供了新的途径。

2.3 单举 DCX 实验

在介子工厂建成以前, DCX 反应的实验仅局限于单举测量,文献[4]对这些测量的动机和结果给出了很好的概括,这里不再赘述。新一代的单举 DCX 测量包括对 ^3He , $^6,^7\text{Li}$, ^9Be , ^{12}C , $^{16,18}\text{O}$, $^{40,44,48}\text{Ca}$, ^{103}Rb 以及 ^{208}Pb 等核的测量,入射 π 介子的能量在 120—270 MeV 范围,测量的量包括单举 DCX 反应总截面以及某些角度的双重微分截面 $d^2\sigma/d\Omega dE$ 。

对于 $d^2\sigma/d\Omega dE$ 的测量,作得比较多的是 ^4He , ^{16}O 和 ^{40}Ca 三个原子核。图 2.8 给出了能量为 240 MeV 的 π^+ 在 ^4He 和 ^{16}O 上发生的 DCX 的双重微分截面,出射角为 25° 。同样能量的 π^- 在这些核上的结果与 π^+ 的结果基本上相同,由于 ^4He 和 ^{16}O 中质子数与中子数相等,这样的实验结果是不难理解的。图中也给出了相空间的计算结果。图 2.8(b) 中的实线是 $\pi^+ + ^{16}\text{O} \rightarrow \pi^- + \text{p} + \text{p} + ^{16}\text{O}$ 的四体相空间分布。可见,它与实验符合得很好。对于 ^4He ,情况比较复杂,图 2.8(a) 中,点划线、实线和虚线分别给出了三体、四体和五体相空间分布。可见,它们均不能给出实验观测到的双峰结构。进一步的研

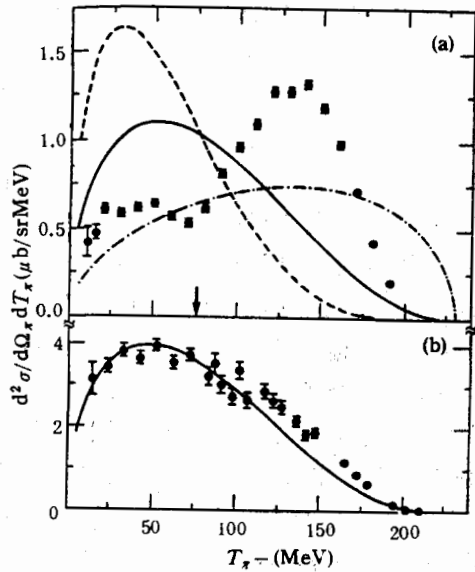


图 2.8 单举 DCX 反应的双重微分截面
(a) ${}^4\text{He}(\pi^+, \pi^-)X$; (b) ${}^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^-)X$;
 $T_\pi = 240 \text{ MeV}$, $\theta_\pi = 25^\circ$

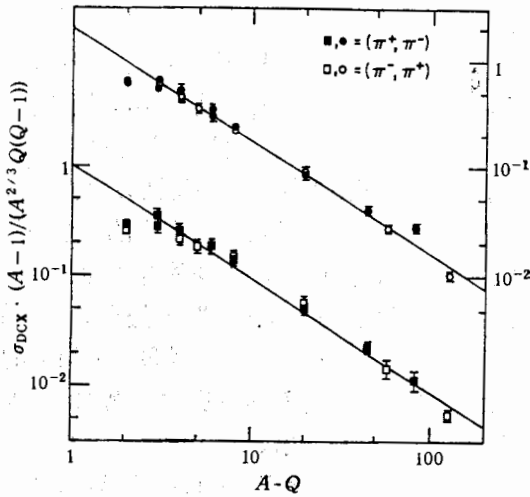


图 2.9 240 MeV 和 180 MeV 的 π 引起的单举 DCX 总截面与靶核核子数 A 的依赖关系^[13]
 \square, \circ 为 (π^-, π^+) 实验,
 \blacksquare 和 \bullet 为 (π^+, π^-) 实验结果

究表明,由于 π - N 单电荷交换 (SCX) 振幅的 P 波性质,传统的 DCX 机制能定性给出 ${}^4\text{He}$ 上双电荷交换的双峰结构。

将双微分截面对出射 π 介子的能量积分,可得出射 π 介子的角分布。实验结果表明,角分布基本上是各向同性,对于轻的核,略微有点朝前峰,而对于较重的核,角分布在朝后方向略有上升。

图 2.9 中,我们给出在共振区单举 DCX 反应总截面随靶核中核子数的变化关系,它们大致上满足如下的关系式:

$$\sigma \propto A^{2/3} Q(Q-1) / (A-Q)(A-1).$$

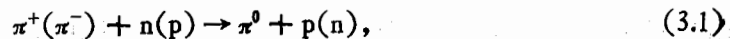
其中 Q 对 (π^+, π^-) 反应和 (π^-, π^+) 反应分别代表靶核中的中子数和质子数。直线是用 $(A-Q)^{-1.04 \pm 0.03}$ 符合的结果。基于两步 SCX 反应,上述关系式是容易理解的。

三、关于双电荷交换机制的讨论

尽管人们期望通过 DCX 反应得到核结构的知识,但人们首先面临的问题是 DCX 反应的机制。研究表明,DCX 反应的机制十分复杂,不同的物理机制对 DCX 都有不同程度的影响。这一节,我们将概括讨论 DCX 反应的各种机制。

3.1 两级级联单电荷交换

在 πN 碰撞中可以发生单电荷交换,即



所以,可以想像,DCX反应是 π 介子在核内通过两步级联的单电荷交换来实现的。但是,由于第一次单电荷交换,原子核中的一个中子(或质子)变成了质子(或中子)。这时,核中的核子可以不改变其自旋——空间状态,即核处于靶核的同位旋相似态(IAS)。但原子核又可以处于任何其他的状态。这个情况可以用图3.1来说明。严格的说,DCX反应的中间态应该包括各种可能的中间态。中间核态为IAS的散射,称为级联二次散射,在这种情况下,中间态存在的介子是 π^0 介子。这种机制可用图3.2(a)表示。对这种两步过程,即使只考虑 π^0 中间态的传播,这种 π^0 完全可以是虚 π 。所以,在每一次 π -N碰撞中发生的单电荷交换可以在能壳上的,也可能是离壳的,人们需要将自由的单电荷交换振幅加以离壳推广。此外,中间的介子也可能是 ρ 介子或其他介子。研究表明,在共振区,级联二次散射机制对DIAS跃迁是十分重要的,而中间 ρ 介子交换的过程也是不可忽略的。此外,核内两核子之间的关联、中间态的 π^0 和初末态的 π 介子在核场中的扭曲等因素都对DCX反应的截面有影响。例如,在50MeV的入射能量, π 介子波函数的扭曲可使DCX截面提高一倍,而在共振区,扭曲效应大大地压低DCX反应的截面。基于这种机制的DWIA分析^[4]表明,尽管仍有许多矛盾,在考虑了各种可能的物理因素的修正以后,两核子机制还是取得了一定的成功。

3.2 介子交换流的贡献

由于核内两核子之间是通过介子交换而发生相互作用的,入射的 π 介子在一关联核子对上的DCX,完全可能通过与核子之间交换的虚 π 介子发生作用而实现,这种机制称为介子交换流的贡献,可以用图3.2(b1)来表示。这种机制首先是Germond和Wilkin^[5]提出的,进一步的研究表明,另一类介子交换流的贡献也必须同时予以考虑,即 π 介子在一个核子上散射而它又与另一个核子发生“瞬时”作用,如图3.2(b2)。Oset等人^[6]的研究表明,在低能区和(3,3)共振以上的能区,这种介子交换流的贡献可以与级联散射的贡献相比。

3.3 双 Δ 产生

在 Δ 共振能区, $\pi N\Delta$ 的耦合很强。入射 π 介子与核内核子作用形成 Δ ,这个 Δ 可以与另一核子发生作用,从而实现DCX,如图3.2(c)所示,从技术上讲,这也是一种介子交换振幅的一部分。在这种机制下, ΔN 相互作用势以及 Δ 在核物质中传播的处理是理论的一个关键。Johnson等^[7]指出, ΔN 之间的 ρ 交换对于这种机制是很重要的。

3.4 π 吸收对于DCX的贡献

π 介子可以被核中的两个或两个以上的核子所吸收形成仅含有核子自由度的中间态,再通过N-N碰撞, π 介子又可以产生出来,从而实现 π 引起的DCX。在一对核子上通过 π 吸收-产生机制实现DCX反应可以用图3.2(d)表示。对于双电荷交换,入射的 π 介子必须在 $T=1$ 的核子对(nn或pp)上被吸收。我们知道,在 $T=1$ 的核子对上的吸收截面是很小的。然而,DCX反应本身也是一种截面十分小的反应,Singhan和Kolton^[8]的平面波玻恩近似估计表明,何祚麻等^[9]利用算子展开法对于这一机制的分析

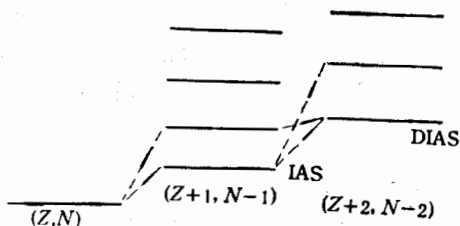
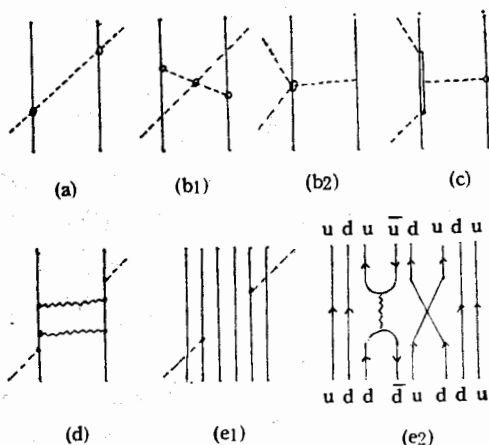
图 3.1 π -核双电荷交换的示意图

图 3.2 (a) DCX 的二次级联散射过程;
 (b) 介子交换流对 DCX 反应的贡献;
 (c) 双 Δ 产生对 DCX 反应的贡献;
 (d) π -核吸收-再发射对 DCX 的贡献;
 (e) 夸克层次下的 DCX 反应

$$\text{Im}f_{\text{DCX}}(E) \leq \frac{K}{4\pi} \sigma(\pi^+ nn \rightarrow np). \quad (3.2)$$

表明,在低能区,这种机制的贡献是重要的。

3.5 DCX 的夸克层次计算

由于 N-N 短程关联对于 DCX 有重要影响, $\pi^+ + n + n \rightarrow \pi^- + p + p$ 反应的中间态可以完全不同于核子和 Δ 加介子的图象。按照夸克模型,核子可以看成三个夸克组成,而 π 介子的最低组态是夸克和反夸克。在两核子相距很近时,核子的内部结构有可能显示出来。这种机制可以用图 3.2(e) 表示。G. Miller^[20] 曾建议, N-N 系统在小距离,可以形成六夸克态,入射 π^+ 可以通过两次作用将两个 d 夸克变成两个 u 夸克,从而将两个中子变成两个质子。他们发现,在低能区,可以给出很大的朝前微分截面。然而,他们的计算对于六夸克口袋的大小十分灵敏。姜焕清和邹冰松^[21] 进一步发展了这种想法,认为,既然考虑核子的内部结构,也应该考虑 π 介子的夸克结构。从夸克层次来看,DCX 反应实质上是将一对 $d\bar{d}$ 变成 $u\bar{u}$, 如图 3.2(e2) 所示。利用符合强子谱的参数,他们发现,从夸克层次可以大致上理解低能 DCX 反应的“反常”增强。然而,这种计算是基于微扰 QCD, 理论的可靠程度有待于进一步澄清。

四、DCX 反应的理论处理方法

在上一节中,我们定性地分析了引起 DCX 反应的各种可能的机制,为了计算实验上所测量的物理量,仍需要发展一些理论框架。由于原子核是一个复杂的多体系统,加之

DCX 反应机制的复杂性,理论上严格处理是困难的,人们不得不突出某些特点,发展了各种不同的近似的处理方法.

4.1 π 核光学势与双同位旋相似跃迁

从能量的角度, π 引起双同位旋相似态的跃迁可以看成“弹性”的,靶核与剩余核的差别仅仅是同位旋第三分量的投影不同.假定 π 和核组成的系统总同位旋是守恒的,即同位旋空间转动的不变性,则可以推广通常所用的 π 核弹性散射光学势以包括弹性以及到达同位旋相似态的单电荷交换与到双同位旋相似态的 DCX.在同位旋空间,这种 π 核光学势可以写成^[22],

$$\hat{U} = u_0 + u_1 \boldsymbol{\phi} \cdot \mathbf{T} + u_2 (\boldsymbol{\phi} \cdot \mathbf{T})^2.$$

其中 u_0, u_1 和 u_2 分别为 π 核光学势的同位旋标量、向量及张量部分. $\boldsymbol{\phi}$ 和 \mathbf{T} 分别为 π 介子和核的同位旋算符.一旦知道了 π 核光学势 U , π 核散射问题就归结为求解一个耦合的 K-G 方程,

$$(-\nabla^2 + \hat{U})\phi = k^2\phi. \quad (4.1)$$

定义系统的总同位旋 $\boldsymbol{\tau} = \mathbf{T} + \boldsymbol{\phi}$, 上述方程可以化为三个退耦合的方程,

$$(-\nabla^2 + U_\tau)\phi_\tau = k^2\phi_\tau, \quad (4.2)$$

其中

$$U_\tau = \langle (T\phi)\tau\tau_z | \hat{U} | (T\phi)\tau\tau_z \rangle. \quad (4.3)$$

ϕ_τ 对应于 τ 道 ($\tau = T - 1, T, T + 1$) 的 π 核系统波函数. 则到达双同位旋相似态的 DCX 反应振幅可以用 τ 道散射振幅而得到,即

$$F^{(-+)} = - \left(\frac{2T+1}{T} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{T+1} \cdot \frac{1}{2T+1} (F_T - F_{T-1} - T(F_{T+1} + F_{T-1} - 2F_T)). \quad (4.4)$$

所以,在这个理论框架下,所有的物理都包括在如何微观地求解 π 核光学势 u_0, u_1 和 u_2 中. 上一节所讨论的所有机制都可以包括到微观的 π 核光学势中.

π 核光学势可以按参与反应的核子数来分级.一级光学势仅包括一次 π -N 作用,即使如此,这种 π -N 作用也不同于自由空间的结果.离壳修正、费米运动以及泡利原理等都应该仔细予以考虑.在一级光学势的近似下,DCX 反应是通过两步单电荷交换而实现的.利用一级近似光学势,可以大致上解释能量大于 Δ_{33} 共振的 DCX 反应的微分截面以及激发函数和共振区 DCX 反应的 A 依赖.但有两个尖锐的矛盾无法解决:一个是 164MeV 的 π^+ 在 ^{16}O 上发生 DCX 到达 $^{16}\text{Ne}_{g.s.}$ 的角分布,第一个极小值的位置远大于实验结果;另一个矛盾是所谓的低能“反常”增强.预计,在那里,短程两核子关联起着重要的作用.

一个可能的根源是高阶光学势的影响.许多人^[23]研究了高阶光学势的贡献,发现,在核子机制下,微观高级光学势的引入虽对结果有所改进,但对于符合实验所要求的同位旋张量部分的大小仍未有透彻的认识.图(4.1)给出了包括二级光学势的一个计算结果.

虽然光学势途径取得了一定的成功,但有一定的局限性.它仅能处理到达双同位旋相似态的 DCX 反应.

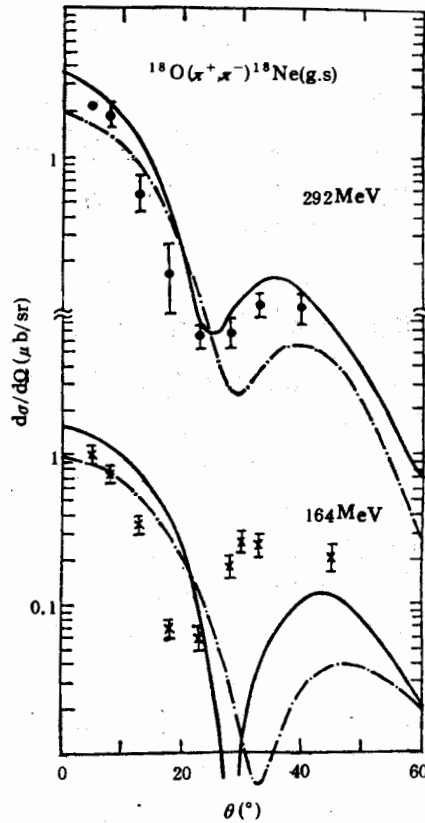


图 4.1 光学势理论对 DCX 反应角分布的一个计算^[24]
点划线,一级光学势;实线,加入二级光学势

4.2 程函近似方法

Glauber 多重散射理论是一种处理高能多重散射的简单可行的理论。60 年代,人们就开始将 Glauber 多重散射理论用于处理 π 核双电荷交换反应^[25],取得了一定的成功。按照这个理论,入射 π 与核的散射可以看成 π 介子与核内核子的独立的多次散射的总和。由于 π N 散射振幅中含有同位旋向量的分量,通过两次 π -N 碰撞可能在核上实现双电荷交换。在 Glauber 理论下,动量为 k 的 π 介子与原子核碰撞,原子核从初态 ψ_i 跃迁到末态 ψ_f 的散射振幅可以写为:

$$F_{fi}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \langle \psi_f | 1 - \Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1 \cdots \mathbf{s}_A) | \psi_i \rangle \quad (4.5)$$

其中

$$\begin{aligned} 1 - \Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{s}_1 \cdots \mathbf{s}_A) = & \sum_i \Gamma_i(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) - \sum_{i < j} \Gamma_i(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) + \cdots \cdots \\ & + (-1)^{A+1} \sum_{i < j < \cdots < A} \Gamma_i(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \cdots \Gamma_A(\mathbf{b} - \mathbf{s}_A). \end{aligned} \quad (4.6)$$

b 为碰撞参数, q 为动量转移, $\Gamma(b)$ 为剖面函数,它与基本 π -N 振幅 f 有如下的关系,

$$\Gamma(b) = \frac{1}{2\pi i k} \int d^2 q e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} f(\mathbf{q}). \quad (4.7)$$

在 $f(\mathbf{q})$ 中,包括同位旋标量及向量两部分,只有同位旋向量部分对于电荷交换起作用.假定取初末态为独立粒子波函数,在光学极限近似下,DCX 振幅可以表示为:

$$F_{\text{DCX}}(q) = \frac{i k}{2\pi} \int d^2 b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \langle \psi_f | \sum_{l < k} \Gamma_{\text{scx}}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_l) \Gamma_{\text{scx}}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_k) | \psi_i \rangle e^{i\chi(\mathbf{b})}, \quad (4.8)$$

其中

$$\chi(\mathbf{b}) = A \int d^3 r_i \rho(r_i) \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i). \quad (4.9)$$

Γ_{scx} 是通过 πN 单电荷交换振幅的富氏变换得到. $\rho(r)$ 为原子核的单粒子密度. 上述公式对于双电荷交换的计算是很简单的. 然而, Glauber 理论是在一定的近似下得到的,即冲量近似、冻结近似和忽略每次基本散射过程中的横向动量转移. Glauber 理论原则上只对高能入射粒子的小角度散射时才比较适合. 所以,利用 Glauber 理论来处理 DCX 反应有其局限性,同时,中间 ρ 交换以及 Δ -N 作用等在共振区也很重要,而在 Glauber 理论框架下,这些新的机制就难以包括.

一种广义的程函理论方法是利用不同的机制求出等效的 DCX 跃迁矩阵元 $\langle f | T_{\text{DCX}} | i \rangle$, 代入公式(4.8), 求出散射振幅. 图(4.2)中,我们给出了在 Glauber 理论下,对 300—1200 MeV 的 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ 的零度激发函数的一个计算^[26]. 其中, s, p, d, f, g, h 分别相应于在 π -N 振幅中考虑 $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ 的分波.

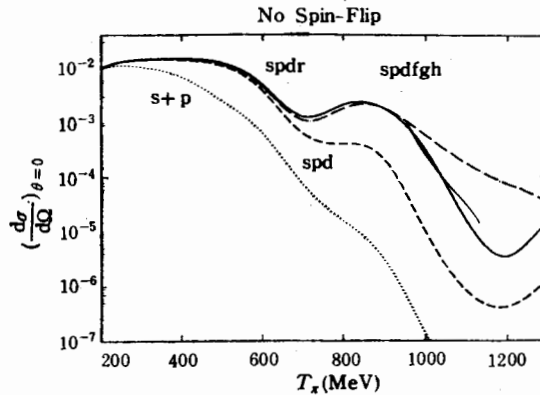


图 4.2 高能 DCX 反应的 Glauber 理论计算^[26]

4.3 DWIA 与耦合道方法

一种比较直接的系统分析相似跃迁与非相似跃迁的方法是扭曲波冲量近似 (DWIA). 不论从什么样的反应机制出发,我们总可以得到动量为 k 的 π 介子在一对关联的核子上发生双电荷交换的跃迁算符,在坐标空间,它可以表示为 $\hat{T}(\mathbf{k}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$. 在 DWIA 的框架下,DCX 反应的振幅可以写为:

$$F \propto \langle \psi_f | \chi_{\pi}^{(-)} | \hat{T} | \chi_{\pi}^{(+)} | \psi_i \rangle, \quad (4.10)$$

其中, ψ_i 和 ψ_f 分别为初末态原子核的波函数, $\chi_{\pi}^{(+)}, \chi_{\pi}^{(-)}$ 分别为入射 π^+ 和出射 π^- 介子相

对于原子核的波函数,它们可以通过求解含有 π 核光学势的克莱因-高登方程而得到。所有的反应机制都包含在跃迁算符 \hat{T} 中。在纯核子的机制下,考虑了核内核子的短程关联、 π -N 作用的有限力程及离壳修正等,我们曾对能量从几十 MeV 到 300MeV 能区的双相似态的跃迁作了系统的分析^[14]。假定 π 核双电荷交换是通过两步单电荷交换实现的,在固定散射中心和封闭近似下, \hat{T} 可以写成:

$$\hat{T} = \int \frac{d^3k''}{(2\pi)^3} [4\pi\hat{f}_i(\mathbf{k}', \mathbf{k}'')] g_\pi(k_0, \mathbf{k}'', \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) [4\pi\hat{f}_j(\bar{\mathbf{k}}'', \bar{\mathbf{k}})], \quad (4.11)$$

其中, g_π 是自由空间 π 的传播子,

$$g_\pi(k_0, \mathbf{k}, \mathbf{r}) = \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{k_0^2 - k^2 + i\eta}. \quad (4.12)$$

在 π -N 振幅中仅考虑 S 波和 P 波的情况下,

$$\hat{f}_i = \hat{f}_i^{(S)} + \hat{f}_i^{(P)}. \quad (4.13)$$

$f^{(S)}$ 和 $f^{(P)}$ 可以取参数化的形式,其参数通过 π -N S 和 P 波的相移给出。为了考虑 π N 作用的有限力程和离壳效应,通过在每一个顶角引入如下的形状因子,对于 S 波和 P 波分别取

$$U_0(k) = \frac{\Lambda_{\pi 0}^2}{\Lambda_{\pi 0}^2 + k^2}, \quad U_1(k) = k \left(\frac{\Lambda_{\pi 1}^2}{\Lambda_{\pi 1}^2 + k^2} \right) \quad (4.14)$$

为了考虑两核子之间的短程关联,通常在 \hat{T} 中引入某些两体关联因子。

在 DWIA 的理论框架下,计算跃迁矩阵元还须知道原子核初末态的波函数。对于轻核,标准的壳模型波函数以及其处理方法是大家普遍采取的。利用母分数系数及角动量的耦合,核 DCX 矩阵元总可以约化为二体矩阵元的线性组合。图 4.3 给出了 DWIA 分析的一个例子。

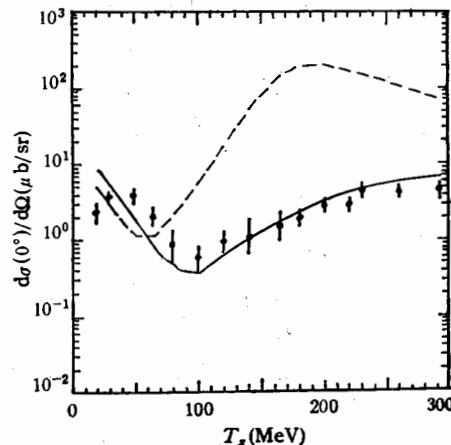


图 4.3 DIAS DCX 反应激发函数的 DWIA 计算^[14]

虚线, PWIA 结果; 实线, DWIA 结果。◆表示实验数据

对于重核以及过渡区的原子核,相互作用玻色子模型已经显示了它的成功。而双电荷交换反应总要改变一对核子的状态,对于核内两核子关联敏感。用相互作用玻色子模型波函数进行计算对于认识 DCX 反应将是有意义的。

与 DWIA 相平行的理论方法应是耦合道的计算^[27]。事实上, DCX 反应可以在一定程度上理解为两步过程。这样,中间态可以是各种可能的核状态, DCX 反应的原子核的末态可以是相似态,也可以是非相似态。一种比较严密的计算应该是在一定组态空间的耦合道方法。DCX 也还可能是多步过程,虽然 π 核光学势引起的扭曲在一定程度上包括了由于 π 核散射、吸收等过程的影响,更严格的计算应考虑非弹性道的耦合。

4.4 Δ -核子空穴门口态模型

在共振区, $\pi N\Delta$ 有很强的耦合。可以认为,入射 π 介子与原子核的相互作用首先是在核中激发一个 Δ 而留下一个核子空穴。这个 Δ 又可以通过与其他核子的作用在核内传播。在半微观地引入了 Δ -N 的相互作用以后,人们用这种 Δ -核子空穴门口态理论处理共振区的 π 核散射取得了相当的成功^[28,29]。在处理 DCX 反应时,人们也试图用这一模型来认识低能“反常”现象以及长期未能解释的共振区 π 介子在 ^{18}O 上 DCX 反应角分布问题^[30]。

在这一模型下, DCX 跃迁算符包括两部分,即级联散射振幅 $T_{\pi q}$ 和一个 Δ -N 相互作用部分 $T_{\Delta N}$,

$$T(E) = T_{\pi q}(E) + T_{\Delta N}(E). \quad (4.15)$$

而

$$\begin{aligned} & \langle f, \mathbf{k}' | T_{\pi q}(E) | i, \mathbf{k} \rangle \\ &= \sum_m \langle f, X_{\mathbf{k}'}^{(-)} | \tau_{\pi N}(E) | m \rangle G_{\pi}(E - E_m) \langle m | \tau_{\pi N} | i, X_{\mathbf{k}}^{(+)} \rangle, \end{aligned} \quad (4.16)$$

$$\tau_{\pi N} = F^+ G_{\Delta N}(E) F + i_{bg}. \quad (4.17)$$

这里, F 是 $\pi N\Delta$ 的耦合,可见 $\tau_{\pi N}$ 既包括了 Δ 的形成与传播(共振部分),也包括了 Δ 形成以外的其他道的贡献(本底部分 i_{bg}), $T_{\Delta N}$ 是图(3.4)的贡献,

$$\langle f, \mathbf{k}' | T_{\Delta N}(E) | i, \mathbf{k} \rangle = \langle f, X_{\mathbf{k}'}^{(-)} | F^+ G_{\Delta N}(E) i_{\Delta N} G_{\Delta N}(E) F | i, X_{\mathbf{k}}^{(+)} \rangle. \quad (4.18)$$

其中 $i_{\Delta N}$ 是 Δ -N 相互作用的 t 矩阵, $G_{\Delta N}$ 是 Δ 在核内的传播子,

$$G_{\Delta N}^{-1} = E - T_{\Delta} - V_{\Delta} - H_N - V_P - V_{SP}, \quad (4.19)$$

这里 T_{Δ} 和 V_{Δ} 是 Δ 在核内的动能和结合能, H_N 是核的单粒子哈密顿量, V_P 是由于泡利禁戒对 Δ 衰变的修正。 V_{SP} 叫做扩展位,它包括一个中心势及 Δ 的自旋-轨道作用势,

$$V_{SP}(E, \mathbf{r}) = V_0(E) \frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho(0)} + 2V_{LS}(E) \mu r^2 e^{-\mu r} \mathbf{L}_{\Delta} \cdot \boldsymbol{\Sigma}_{\Delta}. \quad (4.20)$$

其中 μ 是 ΔN 相互作用的力程参数, ρ 是核的密度函数, \mathbf{L}_{Δ} 和 $\boldsymbol{\Sigma}_{\Delta}$ 是 Δ 的轨道和自旋算符。

Karapiperis 等人^[31]利用上述公式,计算了 50MeV 和 164MeV 的 π^+ 在 ^{18}O , ^{14}C 上 DCX 反应到达 ^{18}Ne 和 ^{14}O 基态的微分截面。在引入了一些可调参数以后,理论上可以较好地给出实验上观察到的低能“反常”微分截面,然而,对于 164MeV 的 π^+ 在 ^{18}O 上的 DCX 反应角分布的极小值的位置仍无法解释。直观地考虑, Δ -核子空穴模型应该更适于共振区,但实际上的结果表明,利用这一模型仍不能全面理解共振区的 DCX 反应,应该考虑其他机制。

五、小 结

本文中我们概述了 DCX 反应的实验及理论研究的发展,概括起来,对 DCX 反应的认识可归纳为如下几点:

1. 到达确定核末态的 DCX 反应截面很小,截面如此小的原因除了它是两步过程以外,更重要的原因是由于 π 吸收和 π 波函数扭曲的结果。
2. Δ 在核内的形成与传播,不仅仅在共振区,即使在低能情况下,也是不能忽略的。
3. 对于到达同位旋相似态和非相似态的 DCX 反应,核的波函数非常重要。特别是核内两核子关联行为可以很大地改变反应截面。
4. 非相似态的核中间态对 DCX 反应的影响是不可忽视的。
5. 在 π 核光学势的途径中,二级光学势的影响是重要的。
6. 两步级联过程是最重要的,在低能和高于共振能量,介子交换流有重要影响,在共振能量,双 Δ 机制(Δ -N 作用)有重要影响。
7. π -N 相互作用的力程及离壳行为,对于 DCX 反应的截面有一定的影响。

总之,DCX 反应是一种相当复杂的反应过程。既有反应机制的问题,也有核结构的问题。因此,对于 DCX 反应的认识不能仅限于一个能量,一个原子核,而应该系统地分析从低能到高能 DCX 反应;既要研究相似跃迁,又要研究非相似跃迁;既要研究轻核,也要观察重核。从实验角度,高于 Δ_{33} 共振能量的 π 引起的 DCX 反应的测量是有意义的。从理论上对各种情况作系统的分析将对于澄清 DCX 反应的机制,从而得到核结构的信息,具有重要的作用。

作者感谢与何祚麻、庆承瑞教授的多次有益的讨论。

参 考 文 献

- [1] Proc. of the LAMPF Workshop on Pion Double Charge Exchange, Edited by H. W. Baer and M. J. Leitch, LA-10550-C. (1985).
- [2] Pion-Nucleus Double Charge Exchange, Edited by W. R. Gibbs and M. J. Leitch, World Sci., 1990.
- [3] A. Deshalit and S. D. Drell, Seminar at Sacley (1962).
- [4] F. Becker and Yu. A. Batusov, *Rev. Nuovo Cim.*, **1**(1971), 309.
- [5] J. Alster and J. Warszawski, *Phys. Reports*, **52**(1979), 87.
- [6] J. Hüfner, *Phys. Reports*, **21**(1979), 1.
- [7] H. W. Baer, in Proc. of Inter. Symp. on Medium Energy Physics, (Beijing, 1987), Edited by H. C. Chiang and L. S. Zheng, p. 300.
- [8] K. K. Seth, *Nucl. Phys.*, **A478**(1988), 591c.
- [9] G. R. Burlison, Ref. 2. p. 79.
- [10] S. J. Greene, C. J. Harvey, P. A. Seidl, R. Gilman, E. R. Siciliano, and M. B. Johnson, *Phys. Rev.*, **C30**(1984), 2003.
- [11] M. J. Leitch et al., *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1985), 1482;
A. Altman et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 1273;
T. Anderl, Ph. D. thesis, "Mass-and Energy-Dependences of (π^+ , π^-) Double Isobaric Analog Transitions at Low Energies", 1987, Univ. at Bonn (unpublished).
- [12] M. B. Johnson and E. R. Siciliano, *Phys. Rev.*, **C27**(1983), 1611.
- [13] J. L. Mathews, in Ref. 2. p. 102.

- [14] Pan Ling-jun, Jiang Huan-qing and Zou Bing-song, *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, **14**(1990), 1014.
[15] J. F. Germond and W. Wilkin, *Lett. Nuovo Cim.*, **13**(1975), 605.
[16] E. Oset, D. Strottman, M. J. Vicente-Vacas and Ma Wei-Hsing, *Nucl. Phys.*, **A408**(1983), 461.
[17] M. B. Johnson, E. R. Siciliano, H. Toki and A. Wirzba, *Phys. Rev. Lett.*, **529**(1984), 593;
E. Oset, M. J. Vicente-Vacas, M. B. Johnson, D. Strottman, H. T. Foltune and R. Gilman, *Nucl. Phys.*, **A483**(1988), 514.
[18] D. S. Koltun and M. K. Singham, *Phys. Rev.*, **C39**(1989), 704.
[19] C. R. Ching, T. H. Ho, B. S. Zou and M. B. Johnson, *Commun. Theor. Phys.*, **11**(1989), 171.
[20] G. A. Miller, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2008.
[21] H. C. Chiang and B. S. Zou, *Nucl. Phys.*, **A496**(1989), 739.
[22] M. B. Johnson et al., *Phys. Rev.*, **C27**(1983), 730.
[23] H. C. Chiang and M. B. Johnson, *Phys. Rev.*, **C32**(1985), 531.
[24] Zou Bingsong and Jiang Huangqing, *High Energy Physics and Nucl. Phys.*, **12**(1988), 627.
[25] Y. Li et al., *Sci. Sin.*, **18**(1975), 38.
[26] E. Oset and D. Strottman, in Ref. 2, p. 397.
[27] L. C. Liu, *Phys. Rev.*, **C27**(1983), 1661.
[28] M. Hirata, *Phys. Rev.*, **C24**(1981), 1604.
[29] F. Lenz, M. Thies and Y. Horikawa, *Ann. Phys.*, **140**(1982), 266.
[30] T. Karapiperis and M. Kobayashi, *Ann. Phys.*, **177**(1982), 1.
[31] T. Karapiperis et al., in Ref. 2, p. 207.

Pion-Nucleus Double Charge Exchange

JIANG HUANQING

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

ZOU BINGSONG

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

ABSTRACT

Present status in theoretical and experimental studies for pion double charge exchange is reviewed in this paper. Various possible mechanisms for pion double charge exchange are discussed and some open problems are addressed.