

# 反质子与核的电荷交换反应 和非弹性散射\*

李扬国

(汕头大学物理系 广东 515063)

1995-11-27 收稿

## 摘 要

在扭曲波冲量近似下, 讨论了反质子与核的电荷交换反应  $A(\bar{p}, \bar{n})B$  和非弹性散射  $A(\bar{p}, \bar{p}')A$ . 并具体地计算能量为  $E_{\bar{p}}=179.7 \text{ MeV}$  和  $46.8 \text{ MeV}$  下  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{n})^{12}\text{B}$ ,  $^{18}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{18}\text{N}$  和  $^{18}\text{O}(\bar{p}, \bar{p}')^{18}\text{O}^*$  的微分截面. 用严格的分波法处理扭曲波. 非弹性散射的微分截面能符合实验. 同时预示了在这些能量下, 反质子与核发生电荷交换反应可能出现的微分截面理论结果.

**关键词** 反质子, 电荷交换反应, 非弹性散射, 扭曲波冲量近似.

## 1 引 言

在八十年代中期西欧核子研究中心(CERN)建成低能反质子贮存环 LEAR 以来, 反质子与原子核散射的研究, 对弹性散射和非弹性散射进行很有意义的实验<sup>[1]</sup>. 因为 LEAR 具备有强流和高分辨率的特色. 能够分辨原子核散射不同能级的散射道. 因而人们有可能从理论上给与更为精确的探讨和描述. 如从中获得反质子光学势不同于质子光学势的特点, 反质子的光学势是强吸收型. 反质子的核散射具有强烈的多次散射的特征<sup>[2]</sup>. 然而, 反质子与原子核的非弹性散射实验不多, 理论的分析仅仅局限于  $^{12}\text{C}$  核. 实验也极少涉及其他类型的反应过程, 例如本文将讨论的电荷交换反应过程. 注意到近年 LEAR 做了一系列反质子与质子的电荷交换过程  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$  的实验和分析<sup>[3-5]</sup>. 这些对进一步探求反质子与原子核的电荷交换反应  $A(\bar{p}, \bar{n})B$  是很有意义和启发性的. 为此, 在本文中将讨论核反应过程中的反质子电荷交换反应. 由于在原子核反应的研究中, 电荷交换反应和非弹性散射的机制是极相似的. 为此在以前研究非弹性散射的基础上<sup>[6]</sup>, 用扭曲波冲量近似 DWIA 方法来探讨  $A(\bar{p}, \bar{n})B$  反应. 并选取有非弹性散射实验的核作为靶核, 做一些具体计算分析. 同时也比较非弹性散射和电荷交换反应的特点. 在第二节中将描述如何用 DWIA 讨论  $A(\bar{p}, \bar{n})B$  过程. 第三节给出对  $^{12}\text{C}$  和  $^{18}\text{O}$  核的电荷交换

\* 国家自然科学基金资助.

反应和非弹性散射的计算结果. 第四节进行讨论.

## 2 DWIA 近似下的电荷交换反应

首先讨论  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$  反质子与质子碰撞发生电荷交换反应这一基本过程的特点. 近期的很多实验显示  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$  过程在一个相当大的能区间, 动量从 400 MeV/c 至 1 GeV/c, 角分布呈衍射花纹, 与  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$  过程相似, 具有朝前峰,  $\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{0^\circ} \simeq 2-3 \text{ mb/sr}$ , 这个强度只有  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$  过程的 1/10. 理论上, 用巴黎力<sup>[7]</sup>, Dover Richard 力<sup>[8]</sup> 都能很好地描写实验<sup>[3]</sup>. 因此, 用扭曲波冲量近似 DWIA 来描述 A ( $\bar{p}$ ,  $\bar{n}$ )B 过程时,  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n}$  的选取有客观地符合实验的取值. 其次, 入射反质子与出射反中子的扭曲波  $\chi_{\bar{p}}^{(+)}(\mathbf{r})$  和  $\chi_{\bar{n}}^{(-)}(\mathbf{r})$ , 基于电荷对称性, 可以认为来自同一个光学势. 这一光学势在以前的工作中已作了详尽的论述<sup>[2]</sup>. 这里它们之间略有不同之处的是反质子与核还存在吸引的库仑相互作用势, 而反中子则没有这样的电磁相互作用. 在下面的计算中, 库仑势认为电荷在核内均匀分布, 即

$$V_C(r) = \begin{cases} -\frac{Ze^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right) & r \leq R_C, \\ -\frac{Ze^2}{r} & r \geq R_C, \end{cases} \quad (1)$$

$R_C$  是核的库仑半径.  $Z$  为靶核质子数. 入射的反质子和出射的反中子的扭曲波各个分波波函数满足如下方程:

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} + k_{\bar{p}}^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} - \frac{2m_{\bar{p}}(U^{(\text{opt})}(r) + V_C(r))}{\hbar^2} \right) r \chi_L^{(+)}(k_{\bar{p}} r) = 0, \quad (2)$$

和

$$\left( \frac{d^2}{dr^2} + k_{\bar{n}}^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} - \frac{2m_{\bar{n}} U^{(\text{opt})}(r)}{\hbar^2} \right) r \chi_L^{(-)}(k_{\bar{n}} r) = 0. \quad (3)$$

扭曲波  $\chi_{\bar{p}}^{(+)}(\mathbf{k}_{\bar{p}} \cdot \mathbf{r})$  和  $\chi_{\bar{n}}^{(-)}(\mathbf{k}_{\bar{n}} \cdot \mathbf{r})$  对应其各个分波波函数的展开. 按照 DWIA 理论, 反质子与原子核的电荷交换反应的  $T$  矩阵可表为:

$$\langle \mathbf{k}_{\bar{n}}, f | T | i, \mathbf{k}_{\bar{p}} \rangle = \langle \chi_{\bar{n}}^{(-)} \psi_f(A) | S | \psi_i(A) \chi_{\bar{p}}^{(+)} \rangle, \quad (4)$$

其中

$$S = \sum_j^A t_{\bar{p}, \bar{n}}(j), \quad (4.1)$$

$t_{\bar{p}, \bar{n}}(j)$  是反质子与核中第  $j$  个质子碰撞引发电荷交换反应的  $t$  矩阵, 即  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$  过程的  $t$  矩阵.  $\psi_i(A)$  是靶核基态波函数,  $\psi_f(A)$  是末态核的波函数. 用核多体方法, 分出

引发电荷交换反应的核子态, 上面的  $T$  矩阵不难约化为:

$$\langle k_{\bar{n}}, f | T | i, k_{\bar{p}} \rangle = \langle k_{\bar{n}} | t_{\bar{p}\bar{n}} | k_{\bar{p}} \rangle F_{f,i}(\theta), \quad (5)$$

其中

$$F_{f,i}(\theta) = \sum_{\substack{J j j' \\ m m'}} B_{Jj} B_{Jj'} I_{jmj'm'}(\theta) C_{jmJM}^{JM} C_{j'm'JM}^{JM}, \quad (5.1)$$

$$I_{jmj'm'}(\theta) = \int d^3r \chi_{\bar{n}}^{(-)*}(k_{\bar{n}}, r) \varphi_{j'm'}^*(r) \varphi_{jm}(r) \chi_{\bar{p}}^{(+)}(k_{\bar{p}}, r). \quad (5.2)$$

其中  $\varphi_{jm}(r)$ ,  $\varphi_{j'm'}(r)$  是电荷交换过程中初态被碰核中质子和它碰撞后变为末态核中中子的波函数.  $|B_{Jj}|^2$  和  $|B_{Jj'}|^2$  分别为在 A 核中发现质子在  $j$  态上和在 B 核发现中子在  $j'$  态上的几率.  $\langle k_{\bar{n}} | t_{\bar{p}\bar{n}} | k_{\bar{p}} \rangle$  是在  $\bar{p}$ -核质心系中二体电荷交换  $t$  矩阵.  $\theta$  是  $k_{\bar{p}}$  与  $k_{\bar{n}}$  之间的夹角. 经过运算后, DWIA 电荷交换反应  $A(\bar{p}, \bar{n})B$  的微分截面可表为:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{f,i} = \frac{k_{\bar{n}}}{k_{\bar{p}}} \frac{k_{\bar{p}\bar{p}}}{k_{\bar{n}\bar{n}}} \left( \frac{AE'}{E} \right)^2 \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{n}\bar{n}} \sum_{f,i} |F_{f,i}(\theta)|^2, \quad (6)$$

式中  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{n}\bar{n}}$  是两体反质子与质子碰撞电荷交换的微分截面.  $E'$  是两体系的总能.

$E$  为体系总能.  $k_{\bar{p}}$ ,  $k_{\bar{n}}$  和  $k_{\bar{p}\bar{p}}$ ,  $k_{\bar{n}\bar{n}}$  分别为在  $\bar{p}(\bar{n})$ -核系和  $\bar{p}(\bar{n})$ - $p(n)$  系中反质子和反中子的入射出射动量. (2), (3) 式用光学势求解得的扭曲波波函数代入 (5.2) 式, 对角度积分, 整理后得出:

$$\sum_{f,i} |F_{f,i}(\theta)|^2 = \frac{(2J_f+1)}{(2J_i+1)} \cdot \sum_{J, \lambda, \nu} \frac{\sum_{j,j'} B_{Jj'} B_{Jj} F^{(\lambda\nu)}(\theta) Q_{\lambda}}{(2\lambda+1)}, \quad (7)$$

其中

$$F^{(\lambda\nu)}(\theta) = \sum_{L, L'} i^{L-L'} (4\pi)^{\frac{1}{2}} \hat{L}' \hat{\lambda} C_{L'L, 0\lambda 0}^{L0} C_{L', -\nu \lambda \nu}^{L0} Y_L^{-\lambda*}(\hat{k}_{\bar{n}}) I_{LL'}(l', j', lj), \quad (7.1)$$

$$Q_{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \hat{l} \hat{j} \hat{j}' (-1)^{l+j-\frac{1}{2}-j} C_{l0\lambda 0}^{l'0} W\left(jl j' l'; \frac{1}{2} \lambda\right) W(J_i j_i j_i'; J\lambda). \quad (7.2)$$

式中  $\hat{l} \equiv \sqrt{2l+1}$ ,  $L, L'$  为扭曲波分波数值.  $l, j$  和  $l', j'$  是电荷交换反应过程中受激发核子的初、末态角动量. 从上面的式子看到, 若知道两体  $\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{n}\bar{n}$  过程的  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{n}\bar{n}}$

的数值, 反核子的扭曲波光学势和核结构的状态. 则上面讨论的反质子电荷交换反应过程没有其他自由参数. 下面的计算, 反核子的光学势取自以前已研究的结果<sup>[2]</sup>, 它符合同一能量下的弹性散射实验. 并严格地求解 (2), (3) 式方程. 核子的分布波函数也严格

地从平均场中求解获得. 并用实验的  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{n}\bar{n}}$  值代入 (6) 式, 最后算出  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{f,i}$ . 同

时, 也计算同一靶核下的非弹性散射道, 以作比较.

### 3 在 $^{12}\text{C}$ 和 $^{18}\text{O}$ 核上的计算分析

选取 $^{12}\text{C}$ 和 $^{18}\text{O}$ 为靶核讨论 $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 反应过程, 是因为这两个核是稳定核, 而且是唯一地有反质子非弹性散射过程实验的靶核. 我们有可能就两类碰撞进行比较. 这两个核都是偶-偶核, 他们的基态都为 $0^+$ 态. 电荷交换反应的剩余核分别为 $^{12}\text{B}$ 和 $^{18}\text{N}$ . 这些核都是奇-奇核. 虽然他们有较密集的低能态. 但由于光学势只是中心势, 只能有正常宇称态的跃迁反应道. 因此有一部分能态是 $(\bar{p}, \bar{n})$ 过程所禁戒的. 这里只能计算到达 $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{n})^{12}\text{B}$ 的 $2^+(0.9531\text{MeV})$ ,  $1^-(2.621\text{MeV})$ 和 $^{18}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{18}\text{N}$ 的 $1^-$ (基态). (6)式中 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n}$ 取自 R. Birsa 等<sup>[4]</sup>实验的结果. 这里用了朝前散射近似. 分别计算了反质子的能量为 $E_{\bar{p}}=179.7\text{MeV}$ 和 $46.8\text{MeV}$ 的情况. 扭曲波光学势从文献[2]中得到, 它取 Saxon-Woods 型. 从文献[2]表中可以看到 $^{12}\text{C}$ 和 $^{18}\text{O}$ 光学势的参数是一样的. 在表1中列出本文计算取的光学势参数.

表1 反核子光学势参数

$E_{\bar{p}}$ MeV	$V_0$ MeV	$W_0$ MeV	$r_v$ fm	$r_w$ fm	$a_v$ fm	$a_w$ fm
179.7	-35	-135	1.2	1.05	0.54	0.54
46.8	-27	-110	1.1	1.05	0.54	0.52

用这一光学势, 通过求解(2)式和(3)式, 获得反质子和反中子的扭曲波.

对于原子核的结构需要作一点简单的讨论. 靶核 $^{12}\text{C}$ 的基态, 由于它是双满壳核, 被质子、中子填满 $1p_{3/2}$ 壳层. 从能级图<sup>[9]</sup>可以看到 $^{12}\text{B}$ 核在低于 $2.7\text{MeV}$ 的能级只有 $2^+(0.9531\text{MeV})$ 和 $1^-(2.621\text{MeV})$ 是允许的 $(\bar{p}, \bar{n})$ 反应道. 我们分别认为它们主要的组态为 $(p_{3/2}^{-1} p_{1/2})_2$ 和 $(p_{3/2}^{-1} d_{5/2})_{1^-}$ .  $^{18}\text{O}$ 的基态结构认为是 $^{16}\text{O}$ 填满 $p$ 壳, 壳外二个中子处于 $(d_{5/2})_0^2$ 态. 而 $^{18}\text{N}$ 基态( $1^-$ )认为 $^{18}\text{O}$ 的满质子壳内 $p_{1/2}$ 质子跃迁改变电荷为 $s_{1/2}$ 中子而成 $(p_{1/2} s_{1/2})_{1^-}$ 态为主. 基于这样的考虑, 便确定了(5.2)式中的 $\varphi_{jm}(\mathbf{r})$ ,  $\varphi_{j'm'}(\mathbf{r})$ . 同时, 为了获得更精确的计算结果, 象在研究非弹性散射已处理的一样, 对束缚态的核子波函数用平均场严格求解的波函数. 这里的平均场取 Saxon-Woods 型, 核半径取 $r_0=1.28\text{fm}$ , 弥散参数 $a=0.677\text{fm}$ . 平均位阱深度 $V_0 \approx 50-60\text{MeV}$ , 是由各个态的结合能确定. 这样对 $A(\bar{p}, \bar{n})B$ 的微分截面计算, 没有任何自由参数了.

在图1中, 首先计算 $E_{\bar{p}}=179.7\text{MeV}$ ,  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{n})^{12}\text{B}$ 到 $2^+(0.9531\text{MeV})$ 和 $1^-(2.621\text{MeV})$ 的微分截面. 图2是 $E_{\bar{p}}=46.8\text{MeV}$ 到达同样能态的结果. 在图3中, 给出这两个能量下 $^{18}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{18}\text{N}_{g.s.}$ 的微分截面. 同时, 为了与同一靶核的非弹性散射比较, 还计算了 $^{18}\text{O}(\bar{p}, \bar{p}')^{18}\text{O}^*$ 的非弹性散射微分截面.  $^{18}\text{O}$ 的 $2^+$ 态和 $4^+$ 态的主要组态取 $(d_{5/2})_2^2$ 和 $(d_{5/2})_4^2$ . 计算的方法也是 DWIA, 见文献[6].  $^{12}\text{C}$ 核的反质子非弹性散射的理论计算在文献[6]中也有详细的研究. 在图4中画出了对 $^{18}\text{O}$ 的计算结果, 并把 $2^+$ 态的实验值<sup>[10]</sup>

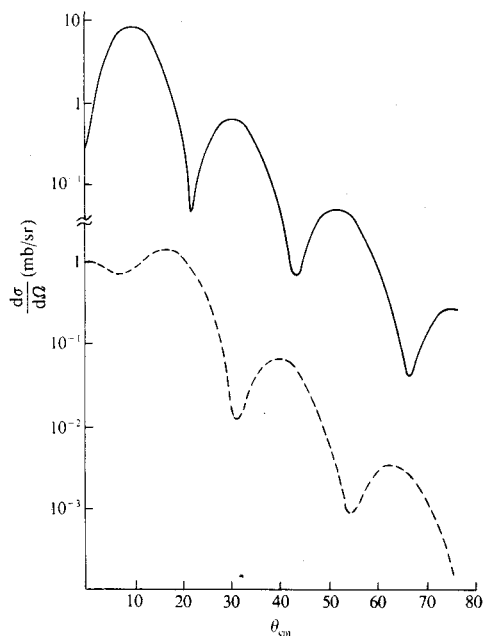


图 1  $E_p=179.7$  MeV,  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{n})^{12}\text{B}$  微分截面理论计算

上面曲线是到  $1^-(2.621\text{MeV})$  态, 下面曲线是到  $2^+(0.9531\text{MeV})$  态.

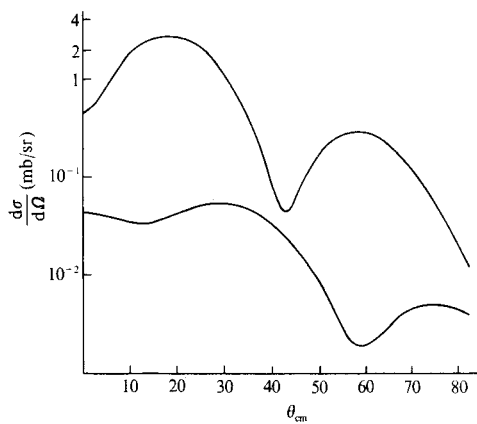


图 2  $E_p=46.8$  MeV

说明同图 1.

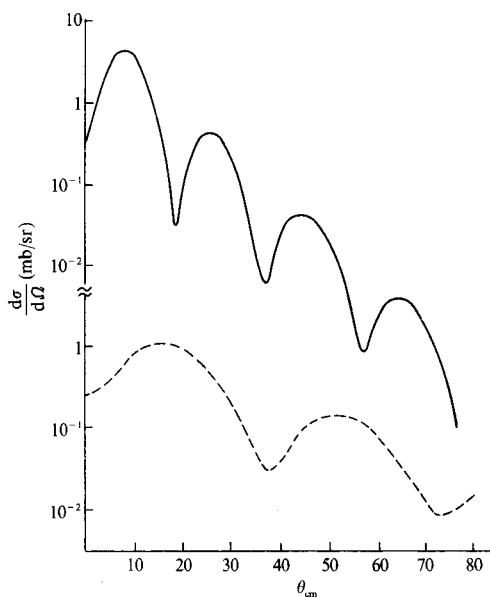


图 3  $^{18}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{18}\text{N}_{g.s.}$  微分截面理论计算

——  $E_p=179.7$  MeV, - - - -  $E_p=46.8$  MeV.

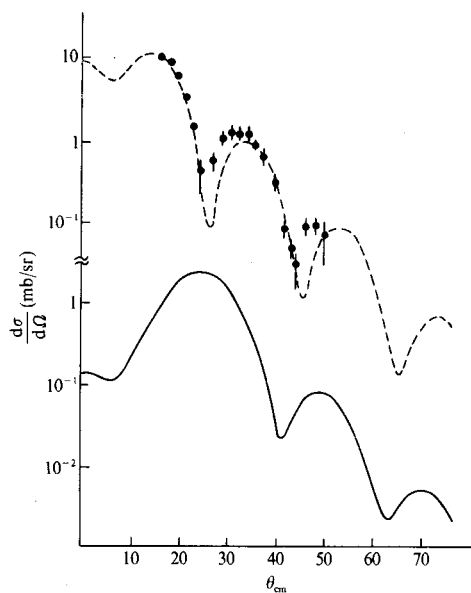


图 4  $E_p=179.7$  MeV  $^{18}\text{O}(\bar{p}, \bar{p}')^{18}\text{O}^*$  微分截面

- - - -  $2^+(1.932\text{MeV})$  理论计算, 点是实验值;

——  $4^+(3.55\text{MeV})$  理论计算.

也附于图中. 看到理论的计算能很好的吻合实验值. 这些表明这里的理论方法是可靠的.

这里使用了 DWUCK4<sup>[11]</sup> 计算程序进行计算. 逐个分波计算出光学势下的  $\chi_L^{\pm}(kr)$  分波波函数和在 Saxon-Woods 势下束缚态波函数  $\varphi_{lj}(r)$ . 完成积分  $I_{LL}(lj l' j')$ , 在 DWIA 框架下进行严格的计算.

## 4 讨 论

在前面文献[6]的工作中, 用 DWIA 方法研究了  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$  的非弹性散射. 获得定量上与实验值很好符合的结果. 这里再次用它计算  $^{18}\text{O}(\bar{p}, \bar{p}')^{18}\text{O}^*$  的非弹性散射微分截面. 并与实验值比较. 从图 4 中看到符合也是令人满意. 这表明 DWIA 方法对反质子非弹性散射在该能量下的讨论是成功的. 在计算中, 严格地用符合弹性散射的扭曲波和真实地计算出核中核子的波函数. 使得理论计算没有任意性和能接近真实性. 因此在这样的理论框架下讨论反质子的电荷交换反应, 相信它所预示的微分截面的理论结果是可信赖的. 对于实验家将是有益的启示.

比较电荷交换反应和非弹性散射的微分截面. 可以看到它们的衍射花纹是极其相似的. 特别比较相同的角动量跃迁  $\Delta L$  下的微分截面, 更是极其相似. 因为从反应机制上, 都认为它们是发生多次碰撞, 只是电荷交换反应有一次碰撞引发了  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$  过程. 从计算的  $A(\bar{p}, \bar{n})B$  微分截面上比较, 见图 1—4 和文献[2], [6] 中的结果, 见到它比弹性道要弱一个多量级; 比非弹性散射也弱约数倍. 这是因为两体碰撞过程的  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$  比之  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$  过程弱所致. 然而  $A(\bar{p}, \bar{n})B$  微分截面的绝对值仍不小, 在小角度处约为  $1 \text{ mb/sr}$  量级. 而在  $40^\circ$  以前其数值也在  $10^{-2} \text{ mb/sr}$  量级以上. 这样的强度对当前实验探测仪器是可测量的范围.

我们尽可能在可靠的依据下, 在没有自由参数供选择的情况下得出反质子在原子核中发生电荷交换反应的微分截面. 但是这些只是初步的结果. 我们相信并期望有电荷交换反应的实验出现, 以之比较, 借以判断这里的理论方法是否合理, 有何优缺点.

## 参 考 文 献

- [1] D. Garreta *et al.*, *Phys. Lett.*, **B135**(1984)266; **B139**(1984)464; **B149**(1984) 64; **B151**(1985) 473.
- [2] 李扬国, 高能物理与核物理, **12**(1988) 501; **17**(1993) 829.
- [3] C. Amsler *et al.*, *Ann. Revs. of Nucl. and Particle Sci.*, **41**(1991) 219.
- [4] F. Bradamane *et al.*, *Phys. Lett.*, **B343**(1995) 427; **B343**(1995) 431.
- [5] R. Birsa *et al.*, *Phys. Lett.*, **B339**(1994) 325; **B246**(1990) 267.
- [6] 李扬国, 高能物理与核物理, **13**(1989)433; **18**(1994)186.
- [7] J. Cote *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982)1319.
- [8] C. B. Dover, J. M. Richard, *Phys. Rev.*, **21C**(1980)1466; **25C**(1982)1952.
- [9] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.*, **A433**(1985)1; **A475**(1987)1.
- [10] M. C. Lemaire *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A456**(1986)557.
- [11] P. D. Kunz, DWUCK4, Program.

## Antiproton – Nucleus Charge Exchange Reaction and Inelastic Scattering

Li Yangguo

(Department of Physics, Shantou University, Guangdong 515063)

Received 27 November 1995

### Abstract

Under the distorted wave impulse approximation, we discuss the antiproton–nucleus charge exchange reaction  $A(\bar{p}, \bar{n})B$  and the inelastic scattering  $A(\bar{p}, \bar{n})A^*$ . Calculations are presented for the differential cross sections of  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{n})^{12}\text{B}$ ,  $^{18}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{18}\text{N}$  and  $^{18}\text{O}(\bar{p}, \bar{n})^{18}\text{O}^*$  at antiproton energies 179.7 MeV and 46.8 MeV. Distorted wave functions are calculated by the exact partial wave method. It is shown that the theoretical inelastic scattering results fit the experimental data quite well. The theoretical results of the differential cross sections for antiproton–nucleus charge exchange reactions are also predicted.

**Key words** antiproton, charge exchange reaction, inelastic scattering, DWIA.