

# 中能区反质子与核的非弹性散射\*

李扬国

(汕头大学物理系, 广东 515063)

1992年7月15日收到

## 摘 要

运用多次散射理论的光学势获得反质子的扭曲波. 在扭曲波冲量近似下, 讨论了中能区反质子与原子核的非弹性散射. 考虑了反质子能量从 180MeV 到 1800MeV 这一能区  ${}^A\text{C}(\bar{p}, \bar{p}'){}^A\text{C}^*$ , 的  $2^+, 3^-$  态微分截面. 在这一能区的低能端, ( $E_{\bar{p}} = 180\text{MeV}$ ) DWIA 能够很好的符合实验, 同时, 预示了更高能量可能出现的微分截面的理论结果.

**关键词** 反质子, 非弹性散射, 光学势, 扭曲波冲量近似.

## 1 引 言

反质子与原子核的弹性和非弹性散射, 实验和理论都日益被人们重视<sup>[1-3]</sup>. 从西欧核子研究中心建成高分辨率的反质子贮存环 LEAR 以来, 成功地实现了反质子与核子、原子核的散射. 已出现了一批在能量低于 180MeV 的实验. 由于这一装置的改进, 已有报导, 它的束流能量已提高到 500MeV<sup>[4]</sup>. 西欧中心非正式报导, 这一装置能量的上限是 1.3GeV (动量 2GeV/c). 这样, 反质子在中能区 (几百 MeV 到 GeV) 将会有新的实验现象出现. 在这一能区中, 首先将会在反质子与核子或原子核的散射上出现新的结果. 实验家也很希望在理论上中能区反质子与原子核或核子的散射结果有所预测. 并已开始有这方面的理论报导<sup>[5]</sup>. 我们曾从多次散射理论出发, 利用反质子与核子的基本作用, 导出了中能区反质子与核的光学势, 并讨论了弹性散射可能有的特点<sup>[6]</sup>. 本文, 将在前文 [6] 所获得光学势的基础上, 探讨反质子与原子核的非弹性散射过程. 我们将以扭曲波冲量近似 (DWIA) 的理论框架来处理反质子与核的非弹性散射. 对于反质子的非弹性散射, 我们发现在低能区中 DWIA 也是非常成功<sup>[6]</sup>. 在中能区, 以强作用为探针的非弹性散射, DWIA 获得广泛的成功. 因此, 相信它能够预测中能区反质子非弹性散射的新特点. 需要指出的是, 我们是从二体基本作用获得光学势. 并以这样的光学势解得扭曲波. 同时, 也通过同样的基本二体作用激发核中核子. 因此, 在这样的 DWIA 理论框架下, 在计算非弹性微分截面时, 除了二体  $\bar{p}N$  的基本振幅来自实验测得的结果<sup>[7-9]</sup>, 没有引入

\* 国家自然科学基金资助.

新的输入参数。即没有自由参数, 这样避免了不确定性。非弹性过程是与原子核结构密切相关的。这一点, 我们将以在低能区已有实验结果的  $^{12}\text{C}$  核为例。从获得能够符合实验的跃迁密度  $\rho_{fi}(r)$  去讨论更高能量的结果。本文的目的便是探讨在具有强吸收的反质子光学势作用下, 在 DWIA 框架下, 中能区反质子的非弹性散射会有什么特点。在第二节, 简单地回顾 DWIA。第三节给出对  $^{12}\text{C}$  的一些计算结果, 并与 180MeV 的实验比较。第四节是讨论。

## 2 光学势和 DWIA 方法

在反质子与原子核非弹性散射过程中, DWIA 方法认为反质子在散射前、后是受到原子核引起的光学势所作用。它的行为由这个光学势所确定。在多次散射的理论框架下, 我们导出中心型光学势为<sup>[6]</sup>

$$U^{(\text{Opt})}(r) = V_0 f_V(r) + iW_0 f_W(r), \quad (1)$$

其中

$$V_0 = \hbar v_{\bar{N}} \frac{\sigma_{\bar{N}N}}{2} \rho_0 \varepsilon, \quad (1.1)$$

$$W_0 = \hbar v_{\bar{N}} \frac{\sigma_{\bar{N}N}}{2} \rho_0, \quad (1.2)$$

$$f_j(r) = \frac{1}{1 + e^{(r-R_j)/a_j}}, \quad j = V \text{ 或 } W \quad (1.3)$$

$\sigma_{\bar{N}N}$  是反质子与核子的二体总截面。  $\varepsilon$  为二体振幅的实、虚比值。  $\rho_0$  为平均核子密度。  $v_{\bar{N}}$  是入射反质子的速度  $R_j = r_j A^{1/3}$ ,  $A$  为靶核核子数 DWIA 方法需要求解在此光学势下、反质子扭曲波各个分波的波函数。它满足如下方程。

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

其中  $V_c(r)$  是反质子与核的库仑场。这样, 反质子的扭曲波波函数展开为:

$$\chi^{(\pm)}(kr) = 4\pi \sum_L i^L Y_{LM}^*(\hat{k}) Y_{LM}(\hat{r}) \chi_L^{(\pm)}(kr), \quad (3)$$

在扭曲波冲量近似下, 反质子非弹性散射的  $T$  矩阵为:

$$\langle k'_p, f | T | i, k_p \rangle = \langle \chi^{(-)} \phi_{J_i M_i}(A) | S | \phi_{J_f M_f}(A) \chi^{(+)} \rangle, \quad (4)$$

其中

$$S = \sum_{j=1}^A \tau_p(j),$$

$\tau_p(j)$  是第  $j$  个核子与反质子的碰撞矩阵。  $\phi_{J_i M_i}(A)$ ,  $\phi_{J_f M_f}(A)$  是核的初、末态波函数。它是  $A$  个核子的多体波函数。运用多体方法的技巧, 把其中那个被碰的核子态抽出来。并把  $T$  矩阵约化。最后得:

$$\langle k'_p, f | T | i, k_p \rangle = \langle k'_p | \tau_{\bar{p}N} | k_p \rangle F_{fi}(\theta), \quad (5)$$

其中

$$F_{f,i}(\theta) = \sum_{m,m'} B_{Jj} B_{Jj'} I_{mm'}^{jj'}(\theta) C_{jm}^{j' m'} C_{j'm'}^{j m}, \quad (5.1)$$

$$I_{mm'}^{jj'}(\theta) = \int d^3r X^{(-)*}(\mathbf{k}_{\bar{p}} \cdot \mathbf{r}) \varphi_{j'm'}^*(\mathbf{r}) \varphi_{jm}(\mathbf{r}) X^{(+)}(\mathbf{k}_{\bar{p}} \cdot \mathbf{r}), \quad (5.2)$$

式中  $\varphi_{jm}(\mathbf{r})$ ,  $\varphi_{j'm'}(\mathbf{r})$  是碰撞过程中核中受激核子的初态和末态核子波函数。  $|B_{Jj}|^2$ ,  $|B_{Jj'}|^2$  分别为在总波函数分出  $\varphi_{jm}(\mathbf{r})$  和  $\varphi_{j'm'}(\mathbf{r})$  的几率。  $\theta$  是  $\mathbf{k}_{\bar{p}}$ ,  $\mathbf{k}_{\bar{p}}'$  之间的夹角。  $\langle \mathbf{k}_{\bar{p}}' | t_{\bar{p}N} | \mathbf{k}_{\bar{p}} \rangle$  是在  $\bar{p}$ -核质心系中二体  $t$  矩阵。通过它与  $\bar{p}N$  质心系的  $t$  矩阵的关系, 最后反质子非弹性散射的 DWIA 微分截面可表为:

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

式中  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\bar{p}N \rightarrow \bar{p}N}$  是自由的反质子与核子的微分截面,  $E'$  为两体系的总能量,  $k_{\bar{p}}$ ,  $k_{\bar{p}}'$  和  $k_{\bar{p}N}$ ,  $k_{\bar{p}N}'$  分别为在  $\bar{p}$ -核系和  $\bar{p}$ -N 系中反质子的入射和出射动量。  $E$  是体系的总能量。用光学势解得的扭曲波函数(3)式代入(5.2)式, 不难对角度积分, 并整理后得出

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

其中

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

$$I_{LL'}(l'j', lj) = \int X_{L'}^{(-)*}(\mathbf{k}_{\bar{p}} \cdot \mathbf{r}) \varphi_{l'j'}^*(\mathbf{r}) \varphi_{lj}(\mathbf{r}) X_L^{(+)}(\mathbf{k}_{\bar{p}} \cdot \mathbf{r}) r d\mathbf{r}, \quad (7.2)$$

$$Q_{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \hat{\lambda} \hat{j} \hat{j}' (-1)^{l+j-\frac{1}{2}-j} C_{l 0, \lambda}^{j' 0} W \left( j l j' l'; \frac{1}{2} \lambda \right) W(J_i j j j'; J \lambda), \quad (7.3)$$

式中  $\hat{j} \equiv \sqrt{2j+1}$ ,  $L, L'$  为扭曲波分波数值。上面这些结果看到, 只要知道了反质子与核子的基本过程, 即  $\bar{p}N$  的二体自由散射振幅  $f_{\bar{p}N}$ 。便能够确定反质子扭曲波的光学势。在求得此光学势下各分波的波函数  $X_L^{(\pm)}(\mathbf{k}_{\bar{p}} \cdot \mathbf{r})$  和算出核中核子的能态结构波函数  $\varphi_{ji}(\mathbf{r})$  下, 便完全确定  $F^{(\lambda\nu)}(\theta)$ , 从而最后求得非弹性散射的微分截面。整个过程, 完全由二体作用和引起非弹跃迁的核子状态所确定。

### 3 $^{12}\text{C}$ 核上非弹性散射微分截面的计算结果

选择  $^{12}\text{C}$  核用 DWIA 方法计算反质子的非弹性散射的原因是, 在反质子能量为 179.7 MeV 时已有  $^{12}\text{C}$  核的  $2^+(4.4\text{MeV})$  和  $3^-(9.6\text{MeV})$  态的非弹性散射微分截面的实验数据<sup>[1]</sup>。希望在能符合这些实验基础上的理论结果去预言更高能量下的微分截面。如上节所述, 除了  $\bar{p}N$  二体散射振幅之外, 不必要引入任何其他的输入参数。反质子与核子的二体散射振幅可以表为:

$$f_{\bar{p}N}(q) = \frac{ik\sigma_{\bar{p}N}(1-i\epsilon)}{4\pi} \cdot e^{-\frac{1}{2}\beta^2 q^2}, \quad (8)$$

其中  $\sigma_{\bar{p}N}$ ,  $\epsilon$  和  $\beta$  在下面所计算各能量下, 都已有实验数值<sup>[7-9]</sup>. 在表1中列出各能量下, 它们的数值. 因此(1), (1.1)和(1.2)式中光学势的强度是被确定. 所确定的光学势在各能量下的参数也列于表1中. 这一光学势在  $E_{\bar{p}} = 179.7\text{MeV}$  时能够符合同能量下对  $^{12}\text{C}$  核弹性散射微分截面<sup>[6]</sup>. 因此, 有理由相信在更高能量下, 它能够描述弹性散射的微分截面. 用这一光学势的结果作为 DWIA 扭曲波波函数, 在理论上是自洽的. (6) 式中的两体振幅(即微分截面)同样地取(8)式的结果. 我们所讨论的是前半球或更小处的非弹性微分截面, 因此, 近似地只取它的朝前振幅计算  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}N \rightarrow \bar{p}N}$  值. 其强度仍然由表1的实验值确定.

表1  $^{12}\text{C}$  的反质子光学势和  $\bar{p}N$  二体振幅参数

$E_{\bar{p}}$ MeV	$V_0$ MeV	$W_0$ MeV	$r_V$ fm	$r_W$ fm	$a_V = a_W$ fm	$\sigma_{\bar{p}N}$ (mb)	$\epsilon$
179.7	-35	-135	1.05	1.2	0.54	149	0.2
294.6	-35	-135	1.05	1.2	0.54	132	0.25
508	-35	-135	1.05	1.2	0.54	110	0.22
1070	-20	-135	1.05	1.2	0.54	92	0.14
1833	-10	-135	1.05	1.2	0.54	81	0.04

$^{12}\text{C}$  核的低能态结构, 在 DWIA 框架下主要是考虑经过一次碰撞可以从它的基态激发到它的激发态的那部份组态. 由于  $^{12}\text{C}$  是满壳核, 其基态可以认为是填满  $1P_{3/2}$  壳层. 那么  $2^+(4.4\text{MeV})$  态主要组态是  $(p_{3/2}^{-1}p_{1/2})_{2^+}$ ,  $3^-(6.9\text{MeV})$  态主要组态是  $(p_{3/2}^{-1}d_{5/2})_{3^-}$ . (7.2) 式中的  $\varphi_{ijm}(r)$  波函数, 我们不采用简谐振子基的波函数, 而是真正求解在平均场下相对应的  $nlj$  束缚态的核子波函数. 这个平均场取 Saxon-Woods 型, 其中  $^{12}\text{C}$  核半径取  $R = 2.93\text{fm}$ . 弥散参数  $a = 0.677\text{fm}$ . 平均位阱深度  $V_0 \approx 50-65\text{MeV}$ . 是由各个态的结合能确定. 其中  $^{12}\text{C}$  的基态,  $2^+$ ,  $3^-$  态的结合能分别为  $10.64\text{MeV}$ ,  $6.2\text{MeV}$  和  $1\text{MeV}$ . 因此, (7.2) 式中核子波函数的选取完全没有自由参数.

依据这样考虑, 首先计算  $E_{\bar{p}} = 179.7\text{MeV}$   $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$  到达  $2^+(4.4\text{MeV})$  和  $3^-(9.6\text{MeV})$  态的微分截面. 这些结果画于图 1, 3 中的粗黑线. 实验的数值也同时标出. 从比较看到 DWIA 理论的结果能够很好地描述反质子的非弹性散射. 对于更高的反质子能量下的计算结果, 都分别画于图 1—4 中. 图 1, 2 中到达  $2^+$  态的情况. 取  $E_{\bar{p}} = 232, 565, 1070$  和  $1833\text{MeV}$  是为了可以与文献[5]中同样能量下的计算作比较.

这里的计算是用修改了的 DWUCK4<sup>[10]</sup> 计算程序进行计算的. 从光学势计算各个分波的波函数  $\chi_L(kr)$ . 同时求解 Saxon-Woods 位阱下束缚态波函数  $\varphi_{ij}(r)$  从而求得跃迁形状因子  $\rho_{ijm}(r)$  并完成积分  $I_{LL'}(l'j', lj)$ . 它的分波值  $L$ , 当能量达  $1\text{GeV}$  时, 几乎高达 80 个分波. 最后, 在 DWIA 框架下严格计算  $F^{(k\nu)}(\theta)$ .

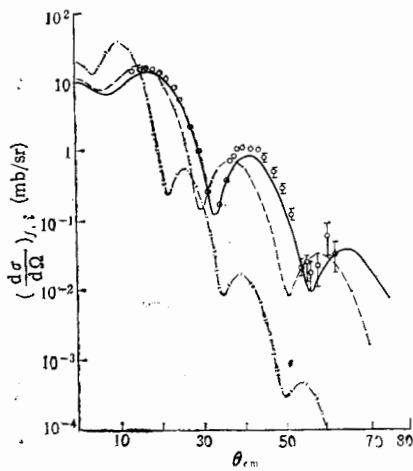


图 1  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*(2^+, 4.4\text{MeV})$   
非弹性散射微分截面理论计算  
—— $E_{\bar{p}} = 179.7\text{MeV}$ , ---- $E_{\bar{p}} = 232\text{MeV}$ ,  
- · - · -  $E_{\bar{p}} = 565\text{MeV}$ . 点为  
 $E_{\bar{p}} = 179.7\text{MeV}$  实验值.

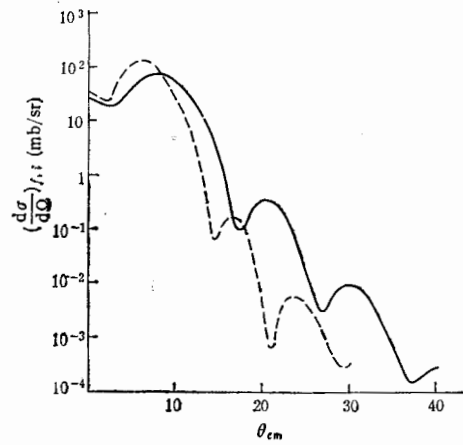


图 2 说明同图 1  
—— $E_{\bar{p}} = 1070\text{MeV}$   
---- $E_{\bar{p}} = 1833\text{MeV}$

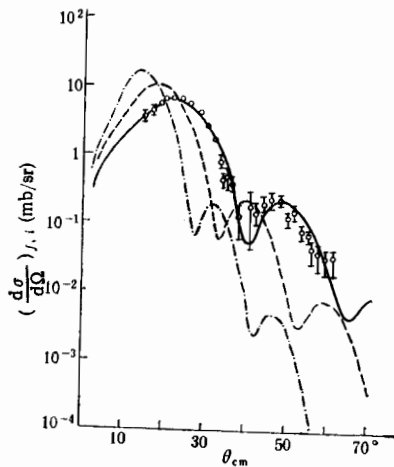


图 3  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*(3^-, 9.6\text{MeV})$   
非弹性散射微分截面理论计算  
—— $E_{\bar{p}} = 179.7\text{MeV}$ , ---- $E_{\bar{p}} = 294.6\text{MeV}$   
- · - · -  $E_{\bar{p}} = 508\text{MeV}$ . 点为  
 $E_{\bar{p}} = 179.7\text{MeV}$  实验值

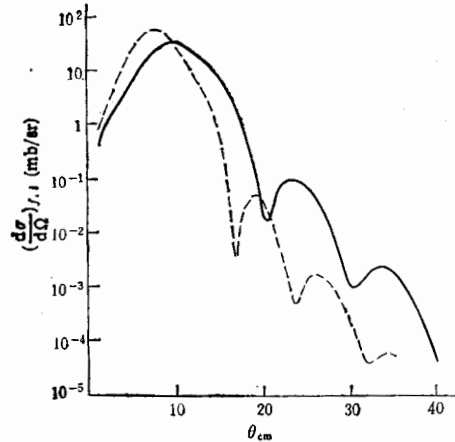


图 4 说明同图 3  
—— $E_{\bar{p}} = 1070\text{MeV}$   
---- $E_{\bar{p}} = 1833\text{MeV}$

## 4 讨 论

通过多次散射,并在冲量近似下获得光学势,同时经过一次的非弹性碰撞在 DWIA 框架下完成在原子核上的非弹性散射。相当于入射反质子与核中的核子发生多次碰撞,其中有一次发生非弹性跃迁的多次碰撞过程。这里只要知道两体碰撞的  $t$  矩阵和相应的

核子态的跃迁密度  $\rho_{f,i}(r) = \varphi_{i'j'}^*(r)\varphi_{ij}(r)$ 。便完全确定非弹性散射的特点。其中除了知道两体碰撞的数据外, 没有引入其它的自由参数。以前曾用唯象的反质子光学势讨论低能区的非弹性散射<sup>[3]</sup>。虽然同样在 DWIA 框架下, 但扭曲波光学势的获得, 这里更接近于微观上的考虑。从  $E_{\bar{p}} = 179.7\text{MeV}$  的计算及与实验比较良好的结果, 使人们可以相信在中能区其他能量下的计算是合理。

在我们的计算中, 坚持核中的核子态  $\varphi_{ij}(r)$  要从位阱中求得。这样所获得的跃迁形状因子  $\rho_{f,i}(r)$  比起用简谐振子基的核子波函数更正确。这个  $\rho_{f,i}(r)$  从核表面到核外比用简谐振子基要强很多<sup>[3]</sup>。同时, 反质子的扭曲波也由于强吸收作用主要发生在核表面以外, 所以  $I_{L,L'}(l', l_j)$  积分主要来自核外部分。使得上面的计算, 比用简谐振子基, 从强度到花纹都有明显的差异。这里的计算之所以能够在  $E_{\bar{p}} = 179.7\text{MeV}$  与实验吻合。与正确地计算核子状态的关系是重大的。中能区其他能量下的微分截面计算是在同一个  $\rho_{f,i}(r)$  中获得。  $E_{\bar{p}} = 179.7\text{MeV}$  的计算能符合测量结果这一事实。相信它所预示的其他各能量下的结果是可信赖的。对于实验家将是有益的启示。

在图 1, 2 中, 到  $2^+$  态的非弹性散射, 这里选取的能量除  $179.7\text{MeV}$  外, 都是最近用 Glauber 多次散射理论有相似的计算<sup>[4]</sup>。这里的计算可与文献[5]的结果比较。发现 DWIA 的计算结果与 Glauber 理论有明显的差别。主要表现在, 虽然衍射花纹的结构是相似的。但在同样的入射反质子能量下, Glauber 理论的计算结果, 峰、谷的位置更密集, 而且随入射能量的升高, 其密集速度更快。以致在高能端, 如  $1\text{GeV}$  以上能区, 其微分截面随角度的增大而下降极其迅速。以致在大于  $20^\circ$  处, 微分截面已是很微弱。我们的结果, 在  $20^\circ - 30^\circ$  微分截面仍在  $10^{-3}\text{mb/sr}$  量级。在目前实验仪器可测量范围之内。在弹性散射, 我们曾指出用光学模型的计算与 Glauber 理论计算上的差异。这里非弹性过程的 DWIA 方法与 Glauber 理论也出现差异。是应值得关注的现象。我们希望有更多的理论工作或直接实验结果来加以检查。诚然, 我们尽可能在可靠的依据下, 获得中能区一些结果。它仍然是初步的。期望不久有新的实验可以比较, 籍的判断理论方法的优、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] S. Janouin et al., *Nucl. Phys.*, **A451**(1986) 541.
- [3] 李扬国, 高能物理与核物理, **13**(1989)433.
- [4] A. Martin et al., *Nucl. Phys.*, **A487**(1988) 567.
- [5] W. H. Ma et al., *Phys. Rev.*, **C44**(1991) 615.
- [6] 李扬国, 高能物理与核物理, **17**(1993)829.
- [7] R. Klapisch et al., *Nucl. Phys.*, **A434**(1985) 222.
- [8] P. Jenni et al., *Nucl. Phys.*, **B94**(1975) 1.
- [9] H. Kaseno et al., *Phys. Lett.*, **B61**(1976) 203; **B68**(1977) 481.
- [10] P. D. Kunz, DWUCK4 Program.

## Antiproton-Nucleus Inelastic Scattering at Intermediate Energies

Li Yangguo

(*Department of Physics, Shantou University, Guangdong, 515063*)

Received on July 15, 1992

### Abstract

The distorted wave of antiproton is obtained by an optical potential derived from the multiple scattering theory. In the framework of the distorted wave impulse approximation, we discuss the antiproton-nucleus inelastic scattering at intermediate energies. The inelastic differential cross sections of  $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}$ ,  $2+$ ,  $3-$  states at antiproton energies from 180 MeV to 1800 MeV are calculated. It is shown that DWIA fitted the experimented data quite well, and theoretical results of inelastic cross sections at higher energies are predicted.

**Key Words** Antiproton, Inelastic scattering, Optical potential, Distorted wave impulse approximation.