

反质子与原子核的非弹性碰撞*

李扬国

(汕头大学, 广东)

摘 要

在扭曲波冲量近似的框架下, 本文讨论了 $A(\bar{p}, \bar{p}')A^*$ 非弹性碰撞. 并具体地计算了能量为 46.8 MeV 和 179.7 MeV 的 $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$ 的 2^+ , 3^- 态微分截面. 用严格的分波法处理扭曲波. 计算表明, 在低能区, 反质子非弹性过程用 DWIA 是一个好的近似. 同时, 讨论了束缚态行为的重要性. 由于反质子受核的强吸收原因, 要求具有准确的核外束缚态波函数.

一、引 言

反质子与物质, 例如与原子核相互作用的研究, 近年才提到日程. 由于获得反质子的束流, 这方面的研究才受重视. 西欧核子研究中心 (CERN) 的反质子贮存环装置 LEAR 获得一批低能区与几百 MeV 能区的反质子与核的散射实验结果^[1,2]之后, 改建该装置, 希望获得更新的束流来扩大此领域的研究. 日本 KEK 的反质子次级束流, 也在上述能区中进行与核相互碰撞的实验. 反质子与原子核的弹性散射或非弹性散射, 和质子相同能量下的核散射比较^[3], 都发现有明显的不同. 主要表现呈强烈的绕射花纹, 且随核的增大, 能量的增高越来越明显. 这表明反质子与核的碰撞存在更多的开放道. 将会有新的问题等待人们探索.

人们都知道, 反质子与质子碰撞可以发生湮没现象^[4]. 因此导致反质子与核的相互作用是强吸收型^[5]. 理论上对反质子弹性道的分析表明反质子与核的光学势有很强的虚部. 不论唯象方面或是微观方面都发现可用强吸收的光学势来描述. 由于低能区反质子与核的非弹性散射的衍射花纹与中能区的质子与核的非弹性散射的花纹极其相似, 表明多次碰撞对于反质子与核的碰撞是重要的. 如用扭曲波的方法来讨论反质子的非弹性过程, 用扭曲波冲量近似 (DWIA) 相信是可取的. 本文便是在这方面的一个尝试. 我们已经对反质子与核的光学势有了定量的了解^[6]. 在这个基础上用 DWIA 方法来讨论 $A(\bar{p}, \bar{p}')A^*$ 过程, 便可排除了相互作用的人为性. 这样, 可以在无须引入自由参数情况下来讨论反质子与核的非弹性过程. 本文的目的便是在强吸收光学势下用 DWIA 来讨论反质子与核的非弹性过程. 看看这个机制是否适合反质子碰撞的研究. 在第2节中, 在

* 国家自然科学基金资助课题.
本文 1988 年 4 月 22 日收到.

DWIA 框架下给出 $A(\bar{p}, \bar{p}')A^*$ 反应的 T 矩阵元。第三节对 ^{12}C 的实验结果作理论计算及分析。最后是讨论。

二、 $A(\bar{p}, \bar{p}')A^*$ 碰撞的 DWIA 近似

为了写出 $A(\bar{p}, \bar{p}')A^*$ 碰撞的 DWIA 公式, 靶核 A 基态的波函数记为 $|\psi_{J_i M_i}(A)\rangle$, 其激发态波函数写为 $|\psi_{J_f M_f}(A)\rangle$. 其中 $J_i M_i$ 和 $J_f M_f$ 分别为原子核的基态和激发态的总角动量及其分量. 反质子 \bar{p} 在光学势作用下的扭曲波函数为 $\chi^{(+)}(\mathbf{k}_{\bar{p}}, \mathbf{r})$, 和 $\chi^{(-)}(\mathbf{k}'_{\bar{p}}, \mathbf{r})$. 其中 $\mathbf{k}_{\bar{p}}, \mathbf{k}'_{\bar{p}}$ 为相应的动量. 在扭曲波冲量近似下 $A(\bar{p}, \bar{p}')A^*$ 碰撞的 T 矩阵元可写为:

$$\langle \mathbf{k}'_{\bar{p}}, f | T | i, \mathbf{k}_{\bar{p}} \rangle = \langle \chi^{(-)} \psi_{J_f M_f}(A) | S | \psi_{J_i M_i}(A) \chi^{(+)} \rangle \quad (1)$$

算符 S 是描述反质子 \bar{p} 与核中的核子 $\bar{p} + N \rightarrow \bar{p} + N$ 的基本相互作用. 在冲量近似下, 它可写为

$$S = \sum_{j=1}^A t_{\bar{p}}(j) \quad (2)$$

其中 $t_{\bar{p}}(j)$ 是第 j 个核子与反质子 \bar{p} 的碰撞矩阵. 那么未极化的反质子非弹性散射公式可表为:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{f,i} = \frac{1}{(2\pi\hbar^2 c^2)^2} \frac{k'_{\bar{p}} E_p E'_p E_A E'_A}{k_{\bar{p}} E^2} \sum_{f,i} |T|^2 \quad (3)$$

其中 E_p, E'_p, E_A, E'_A 分别为反质子初、末态及靶核、剩余核的总能. E 为体系的总能量. 运用多体方法的技巧, 总可以在核波函数中抽出一个核子来, 即写为:

$$\begin{aligned} \Psi_{J_i M_i}(A) &= \sum_{J,j} B_{J,j} \mathcal{A}(\varphi_j(1) \varphi_J(A-1))_{J_i M_i} \\ \Psi_{J_f M_f}(A) &= \sum_{J',j'} B_{J',j'} \mathcal{A}(\varphi_{j'}(1) \varphi_{J'}(A-1))_{J_f M_f} \end{aligned} \quad (4)$$

\mathcal{A} 为反对称化算符. 这样 T 矩阵元可以写为:

$$\langle \mathbf{k}'_{\bar{p}} f | T | i \mathbf{k}_{\bar{p}} \rangle = \langle \mathbf{k}'_{\bar{p}} | t_{\bar{p}N} | \mathbf{k}_{\bar{p}} \rangle F_{f,i}(\theta) \quad (5)$$

$$F_{f,i}(\theta) = \sum_{\substack{J_j J'_j \\ m m'}} B_{J_j} B_{J'_j} I_{m m'}^{j j'}(\theta) C_{j m J M}^{J_i M_i} C_{j' m' J M}^{J_f M_f} \quad (6)$$

$$I_{m m'}^{j j'}(\theta) = \int d^3 r \chi^{(-)*}(\mathbf{k}'_{\bar{p}}, \mathbf{r}) \varphi_{j' m'}^*(\mathbf{r}) \varphi_{j m}(\mathbf{r}) \chi^{(+)}(\mathbf{k}_{\bar{p}}, \mathbf{r})$$

θ 是 $\mathbf{k}_{\bar{p}}$ 与 $\mathbf{k}'_{\bar{p}}$ 之间的夹角. $\varphi_{j m}(\mathbf{r}), \varphi_{j' m'}(\mathbf{r})$ 分别为非弹性碰撞过程中, 靶核受激核子的初态及末态束缚态波函数. $|B_{J_j}|^2$ 和 $|B_{J'_j}|^2$ 分别为在核 A 中发现核子在 j 态或 j' 态上的几率. $\langle \mathbf{k}'_{\bar{p}} | t_{\bar{p}N} | \mathbf{k}_{\bar{p}} \rangle$ 是在 \bar{p} -核质心系中二体 t 矩阵元. 它与 \bar{p} - N 两体质心系中二体自由的 t 矩阵元 $\langle \mathbf{k}'_{\bar{p}N} | t_{\bar{p}N} | \mathbf{k}_{\bar{p}N} \rangle$ 的关系为:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{k}'_{\bar{p}} | t_{\bar{p}N} | \mathbf{k}_{\bar{p}} \rangle &= \gamma \langle \mathbf{k}_{\bar{p}N} | t_{\bar{p}N} | \mathbf{k}_{\bar{p}N} \rangle \\ \gamma &= \left(\frac{E_p(k_{\bar{p}N}) E_p(k'_{\bar{p}N}) E_N(k_{\bar{p}N}) E_N(k'_{\bar{p}N})}{E_p E'_p E_A(k_i/A) E_A(k_f/A)} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (7)$$

$E_i(k_{\bar{p}N})$ ($i = \bar{p}$ 或 N) 分别为对应于 i 粒子动量为 $k_{\bar{p}N}$ 时的两体系统的总能量. 反质子与核子的自由两体微分截面可以表示为:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}N \rightarrow \bar{p}N} = \frac{1}{(2\pi\hbar^2c^2)^2} \frac{k'_{\bar{p}N} E_{\bar{p}}(k_{\bar{p}N}) E_{\bar{p}}(k'_{\bar{p}N}) E_N(k_{\bar{p}N}) E_N(k'_{\bar{p}N})}{k_{\bar{p}N} E'^2} \cdot |\langle k'_{\bar{p}N} | t_{\bar{p}N} | k_{\bar{p}N} \rangle|^2 \quad (8)$$

其中 E' 为两体系的总能量. 把上面这些结果代入(3)式, 最后 $A(\bar{p}, \bar{p}')A^*$ 微分截面写为:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i} = \frac{k'_{\bar{p}} k_{\bar{p}N}}{k_{\bar{p}} k'_{\bar{p}N}} \left(\frac{AE'}{E}\right)^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\bar{p}N \rightarrow \bar{p}N} \sum_{f,i} |F_{f,i}(\theta)|^2 \quad (9)$$

其中 $k_{\bar{p}}$, $k'_{\bar{p}}$, 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. 进一步约化 $F_{f,i}(\theta)$, 要求得反质子扭曲波波函数. 若反质子在中心势光学位 $V_{opt}(r)$ 作用下, 则它的各个分波满足如下方程

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} - \frac{2m_{\bar{p}}(V_{opt}(r) + V_c(r))}{\hbar^2}\right) r\chi_L(kr) = 0 \quad (10)$$

其中 $V_c(r)$ 为反质子与核的库仑相互作用. 这样扭曲波波函数可展为:

$$\chi_{\mu}^{(+)}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) = \sum_L i^L \sqrt{4\pi} \hat{L} Y_{L0}(\hat{r}) \chi_L(kr) \chi_{\frac{1}{2}\mu}$$

$$\chi_{\mu}^{(-)}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) = 4\pi \sum_{LM} i^L Y_{LM}^*(\hat{k}) Y_{LM}(\hat{r}) \chi_L(kr) \chi_{\frac{1}{2}\mu} \quad (11)$$

上式的展开中, 取反质子入射方向为 z 轴. 把(11)代入(6)式, 对角度积分并整理之得

$$\sum_{f,i} |F_{f,i}(\theta)|^2 = \frac{(2J_f + 1)}{(2J_i + 1)} \sum_{J,\lambda,\nu} \frac{\left| \sum_{i,j'} B_{ji} B_{j'i'} F^{(\lambda\nu)}(\theta) Q_{\lambda} \right|^2}{(2\lambda + 1)} \quad (12)$$

其中 $F^{(\lambda\nu)}(\theta) = \sum_{L,L'} i^{L-L'} (4\pi) \hat{L}' \hat{\lambda} C_{L'0-\nu\lambda\nu}^{L0} C_{L'0\lambda 0}^{L0} Y_{L'}^{-\lambda*}(\hat{k}) I_{LL'}(l'j', lj)$

$$I_{LL'}(l'j'l'j') = \int \chi_{L'}^{(-)*}(\mathbf{k}'_p r) \varphi_{l'j'}^*(r) \varphi_{lj}(r) \chi_L^{(+)}(\mathbf{k}_p r) r^2 dr \quad (13)$$

$$Q_{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \hat{\lambda} \hat{j} \hat{j}' (-1)^{l+j-\frac{1}{2}-l} C_{l0\lambda 0}^{l'0} W\left(lj'l'; \frac{1}{2}\lambda\right) W(Jijj'; J\lambda)$$

式中 $i \equiv \sqrt{2l+1}$, L, L' 为扭曲波分波数值, l, j 和 $l'j'$ 是非弹性碰撞过程中受激发粒子的初、末态角动量, J 为靶核受激时, 核芯所可能的总角动量. λ 满足:

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq J_i + J_f$$

同时还满足

$$|l - l'| \leq \lambda \leq l + l' \quad (14)$$

$$|j - j'| \leq \lambda \leq j + j'$$

如果我们讨论的靶核是偶-偶核, $J_i = 0$ 这时 λ 只有一个值即 $\lambda = J_f$. Q_{λ} 是核处于初态和末态时, 非弹性过程的约化矩阵元. 而角度的依赖, 以及相应核子的跃迁密度分布则包含在 $F^{(\lambda\nu)}(\theta)$ 因子中. 将严格的求解(10)式方程以及用不同的核子分布函数来计算

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{f,i}$ 和分析 $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$ 的实验结果.

三、 $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$ 微分截面的计算分析

实验上以 ^{12}C 作靶在能量为 46.8MeV 和 179.7MeV 下测量了到达 $2^+(4.4\text{MeV})$ 和 $3^-(9.6\text{MeV})$ 态的非弹性散射微分截面^[1]。这里用上节讨论的公式计算了这些微分截面。在计算过程中,有必要先就 \bar{p} -核扭曲波光学势、 $\bar{p}\text{N}$ 基本过程和 ^{12}C 核态先作一点讨论。

首先是 \bar{p} 核的扭曲波光学势要求能够符合相同能量下的弹性散射的角分布。对此,我们已有所研究^[6]。 \bar{p} -核的光学势是一个强吸收型。这里就是用文献[6]中所获得的光学势来进一步作非弹性散射微分截面的计算。其次对于 $\bar{p}\text{N}$ 两体散射振幅的选择。由于现在是分析前半球的非弹性微分截面。因此近似地由它的朝前振幅所决定

$$f_{\bar{p}\text{N}} \simeq \frac{ik\sigma_{\bar{p}\text{N}}(1 - i\varepsilon)}{4\pi} \quad (15)$$

其中 $\sigma_{\bar{p}\text{N}}$ 为反质子-核子系统的总截面。 ε 为振幅的实、虚比值。在这里取反质子-中子和反质子-质子总截面的平均值。对于 46.8MeV $\sigma_{\bar{p}\text{N}} = 210\text{mb}$, 而对于 179.7MeV $\sigma_{\bar{p}\text{N}} \simeq 145\text{mb}$ ^[7]。由于反质子与核子碰撞出现了很强烈的湮没现象,因此 $|\varepsilon|$ 很小^[7]。在作初步非弹性过程的计算中暂略去 ε 的贡献。这样选择之后,对于反质子的入射道,出射道,以及它与核子的相互作用已没有自由参数可选择。最后,影响微分截面的最后结果还依赖于核结构的特点。 ^{12}C 的基态及其低激发态,如 2^+ , 3^- 态,是一组典型的能级。从分析一些强子与核碰撞的行为来看,核能态波函数的组态结构比起描述核子运动行为的波函数本身要次要得多^[8]。因此,对 ^{12}C 的结构,取简单的 $i-j$ 耦合波函数。即 ^{12}C 的基态填满 $1P_{3/2}$ 壳层,而 2^+ 态为 $-1P_{3/2}$ 核子激发到 $1P_{1/2}$ 壳。 3^- 态为 $-1P_{3/2}$ 核子激发到 $d_{5/2}$ 壳。至少可以说对基态及 2^+ , 3^- 态,这个组态是主要的。而这样组态下波函数的行为我们用两种不同的结果。一是单核子的波函数取惯用的简谐振子波函数。这里只有一个由核半径所决定的参数 α 。另一种是求解在一平均场下束缚态相对应核子的波函数。平均场用 Saxon-Woods 型。它的深度要求解得 ^{12}C 的基态, 2^+ , 3^- 态符合相对应能态的结合能,即 0^+ 态 ($B = 10.64\text{MeV}$) 2^+ 态 ($B = 6.2\text{MeV}$) 和 3^- 态 ($B = 1\text{MeV}$)。基于上述的考虑,不论用那一类的核子波函数,都没有任何其他自由的参数。

首先计算 $E_{\bar{p}} = 179.7\text{MeV}$ 时到达 2^+ 态的微分截面。单核子波函数用简谐振子基、光学势参数列于表 1 中。这个结果画于图 1 的虚线中。用相同的光学势,而 $P_{3/2}$, $P_{1/2}$ 的单核子束缚态波函数用严格 Saxon-Woods 型平均场求得的结果也画于图 1 中的实线。比较这两组计算发现,虽然角分布形状大体相近,但绝对值却相差一个半量级。我们对 3^- 态,以及能量为 46.8MeV 情况的计算,都发现用简谐振子基的计算结果弱一个多量级,且与实验的结果不符合。因此,在下面的图中不再画出它的结果。在文献[6]以及他人的文献[2]中都发现,要可以符合反质子弹性散射的光学势,实部可以在一个范围内变化,只要与他相匹配的作用半径作些调节即可。这里取光学势实部两个极端的情况,即最强与最弱,作同样的计算结果也画于图 1 中。可以看到,只要能符合弹性散射的光学势,尽管他们的实部有较大的变化,几乎不影响非弹性散射的结果。只要用 Saxon-Woods 平均场得的束缚态波函数,便能得到与实验接近的结果。

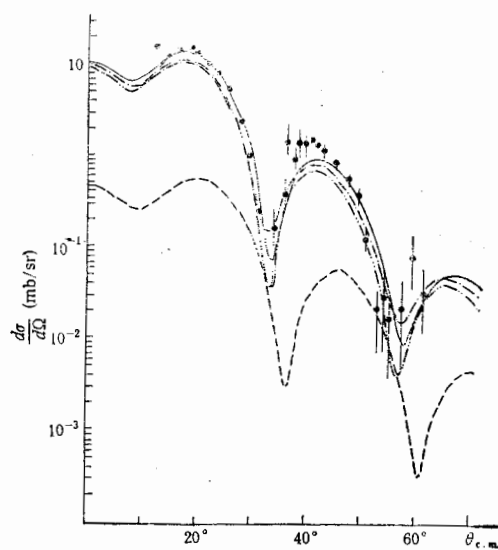


图 1 $E_{\bar{p}} = 179.7 \text{ MeV}$ 的 $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$ (2^+ , 4.4 MeV) 非弹性散射微分截面, 实线是表 1 中 1 组光学势和束缚态由 Saxon-Woods 位解得的结果。虚线为相同光学势和简谐振子基的结果。点划线, 点点划线分别为第 2, 第 3 组光学势和 Saxon-Woods 束缚态的结果。点为实验值。

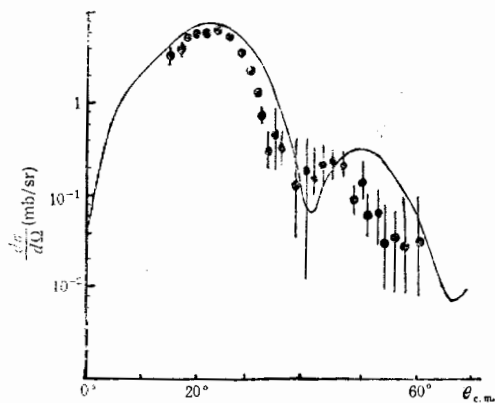


图 2 $E_{\bar{p}} = 179.7 \text{ MeV}$ $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$ (3^- , 9.6 MeV) 非弹性散射微分截面。实线与图 1 实线同样的光学势和 Saxon-Woods 束缚态。点为实验值。

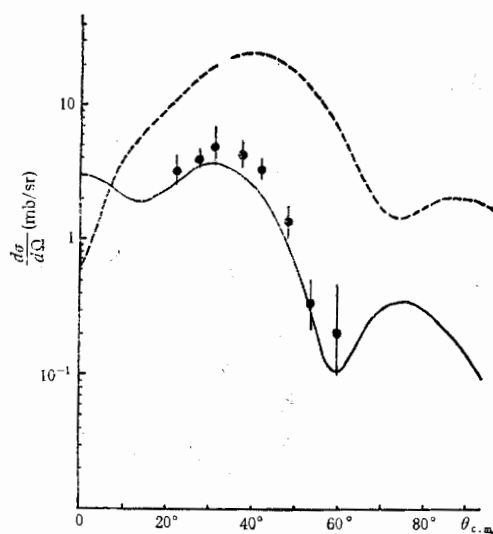


图 3 $E_{\bar{p}} = 46.8 \text{ MeV}$ $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$ (2^+ , 3^- 态) 非弹性散射微分截面。实线为 2^+ 态。虚线为 3^- 态。点为 2^+ 态实验值。计算用表 1 光学势和 Saxon-Woods 束缚态。

$E_{\bar{p}} = 179.7 \text{ MeV}$ 3^- 态的结果画于图 2 中, 这里光学势用与 2^+ 同样 (1 组)。不同的只是由于 $p_{3/2}$ 粒子跃迁到 $d_{5/2}$ 的跃迁形状因子变化。同样看到与实验的结果很符合。图 3 画的是 $E_{\bar{p}} = 46.8 \text{ MeV}$ 的 2^+ 和 3^- 态计算结果。并与 2^+ 态的实验结果比较, 看到符

表1 扭曲波光学势参数

| 反质子能量 (MeV) | V_0 (MeV) | W_0 (MeV) | R_V (fm) | R_W (fm) | a_V (fm) | a_W (fm) | 组 |
|----------------|----------------|----------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---|
| 179.7 | -41. | -217.7 | 2.57 | 2.0 | 0.52 | 0.52 | 1 |
| | -106. | -192.4 | 2.01 | 2.0 | 0.52 | 0.588 | 2 |
| | -20. | -166.5 | 3.06 | 2.26 | 0.52 | 0.533 | 3 |
| 46.8 | -20 | -110. | 2.29 | 2.40 | 0.52 | 0.54 | |

合很好, 3^- 态尚未有实验结果. 对这两个结果用的都是同一组光学势, 见表 1. 而且它们的核子态波函数与 $E_p = 179.7\text{MeV}$ 的计算都是同样, 由 Saxon-Woods 势决定. 即用相同的跃迁形状因子.

上面的计算使用了 DWUCK4^[9] 计算程序. 逐个分波地计算出光学势下的各个分波波函数 $\chi_L(kr)$ 和 Saxon-Woods 位势下的束缚态波函数 $\varphi_{ij}(r)$, 并完成积分 $I_{LL'}(lj'l'j')$. 因此, 在 DWIA 框架下是严格的求解.

四、讨 论

上面的计算, 看到由核子态所给出跃迁形状因子 $\rho_{fi}(r) = \varphi_{i'j'}^*(r)\varphi_{ij}(r)$ 的影响是巨大的. 简谐振子基的结果远远不能给出正确的结果. 这点与反质子光学势是强吸收型关系密切. 从文献[6]的图 6 中看到, 吸收系数 $|S_L|$ 在核中趋于零. 在核边缘处才从 10% 上升至百分之几十. 因此, 反质子扭曲波的贡献主要在核表面以外的区域. 同时从图 4 我们看到用简谐振子基计算 $\rho_{fi}(r)$ 和用 Saxon-Woods 位阱算得的 $\rho_{fi}(r)$ 在核半径里面, 它们几乎重合. 而在核外, 简谐振子基是高斯型下降, 而严格位阱解却缓慢得多. 说明简谐振子的波函数不能反映核中核子运动的核外行为. 且由于急速下降, 致使结果与实验有量级上差别. Dover^[10] 在作 (\bar{p}, \bar{p}) 非弹性散射的分析中, 用的是从 (e, e') 实验中获得形状因子. 他的结果也能大体与实验符合. 这里的计算, 虽用简单壳模型的

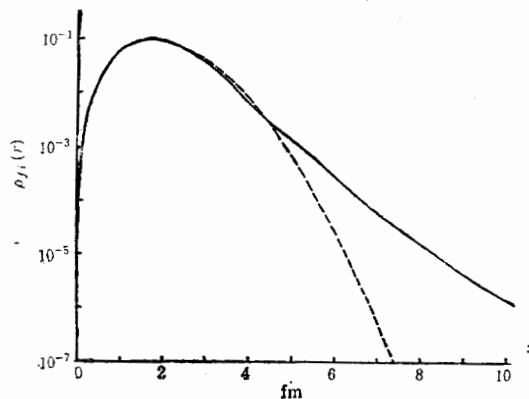


图4 ^{12}C 从基态(0^+)到 2^+ 态的跃迁形状因子. 实线为 Saxon-Woods 位势计算的结果. 虚线为简谐振子波函数的结果.

结果,但与实验上很好符合说明严格计算束缚态所获得的形状因子是符合实际情况。

这里是在 DWIA 框架下得到的结果,因此认为,只要用正确的跃迁形状因子,那么在低能的情况下用 DWIA 来描述反质子的非弹性过程是一个好的近似。反质子与核子的基本相互作用过程,这里取了较为粗糙的近似。相信对它的改进,对大角度处的微分截面将会有改进。

这里只对于正常宇称的激发过程进行讨论。对于自旋打翻的激发态,如 1^+ , 2^- 态等,有必要进一步考虑与自旋依赖有关的因素,如基本过程的自旋依赖关系或扭曲波的自旋依赖关系。那将是多因素的过程。将进一步讨论。

文中计算,使用 P.D. Kunz 教授的 DWUCK4 计算程序,特对他表示谢忱。

参 考 文 献

- [1] D. Garreta et al., *Phys. Lett.*, **135B**(1984), 266, **139B**(1984), 464, **149B**(1984), 64, **151B**(1985), 473.
- [2] S. Janouin, et al., *Nucl. Phys.*, **451A**(1986), 541.
- [3] D. Hasselgren et al., *Nucl. Phys.*, **69**(1965), 81.
- [4] B. Moussallam, *Nucl. Phys.*, **407A**(1983), 413.
E. M. Henley et al., *Phys. Lett.*, **166B**(1986), 274.
- [5] K. I. Kubo, *Phys. Lett.*, **153B**(1985), 195.
J. Lichtenstadt et al., *Phys. Rev.*, **32C**(1985), 1096.
- [6] 李扬国, *高能物理与核物理*, **2**(1989), 148.
- [7] G. Bendiscioli et al., CERN-EP/87-61.
- [8] Li Yang-guo and Chiang Huan-ching, *Nucl. Phys.*, **454A**(1986), 720.
- [9] P. D. Kunz, DWUCK4 Program.
- [10] C. B. Dover et al., *Phys. Lett.*, **143B**(1984), 45.

ANTIPROTON-NUCLEUS INELASTIC COLLISION

LI YANGGUO

(Department of Physics, Shantou University)

ABSTRACT

In the framework of the distorted wave impulse approximation, we discuss the antiproton-nucleus inelastic scattering. Calculations are presented for the $^{12}\text{C}(\bar{p}, \bar{p}')^{12}\text{C}^*$, 2^+ and 3^+ states at antiproton energies of 46.8 and 179.7 MeV. Distorted waves are calculated by exact partial wave calculations. It is shown that the DWIA is quite good for the low energies. The importance of the behaviour of bound state wave function is discussed. Due to the strong absorption of antiproton by nucleus, the use of exact bound state wave function is essential.