

α 粒子的准弹性敲出反应

卢世琪 潘缉智 王如琳 李清润

(中国科学院高能物理所)

摘 要

使用独立 α 粒子模型波函数,在 eikonal 扭曲波冲量近似下,对入射能量为 100MeV 的准弹性敲出反应 $^{12}\text{C}(p, p\alpha)^8\text{Be}$ 进行了计算. 理论结果较好地与实验符合,从而进一步地检验了独立 α 粒子模型的可靠性.

一、引 言

轻核子集团 (d, t, α) 的敲出反应,被认为是能够直接提供关于核内结团现象知识的一个十分有力的研究手段. 借助于某些合理的假设,人们可以直接从这类实验抽出关于结团结构核谱因子的知识^[1,2]. 从另一方面看,这类反应也为描述结团结构的理论模型提供一个直接实验上的检验.

我们在文献 [3] 中提出了一个轻原子核的 α 粒子结构模型. 本文的目的在于通过研究 $(p, p\alpha)$ 反应,进一步检验上述模型的可靠性.

分析准弹性敲出反应的理论方法,一般采用扭曲波冲量近似 (DWIA)^[4]. 这一方法直接依赖于扭曲光学势和被敲出粒子(或粒子集团)在靶核中的波函数. 在本工作中,选择入射能量为 100MeV 的质子在 ^{12}C 核上产生的 α 粒子敲出过程即 $^{12}\text{C}(p, p\alpha)^8\text{Be}$ 作为研究对象^[1]. 我们之所以选择这一实验,是因为(1) P. G. Roos 等人已经对这一实验进行过理论分析,因此对于我们的目的——检验模型波函数,将起到可资对照和比较的作用;(2)所需用的各扭曲光学势是现成的. 此外,为了简单,对扭曲波函数做了 eikonal 近似.

在下一节中将简要地给出 eikonal 扭曲波冲量近似下的公式和独立 α 粒子模型波函数,以及各参数值. 最后一节对得到的结果进行讨论.

二、截面公式与 α 粒子波函数

众所周知, $A(p, p\alpha)B$ 的反应机制主要是直接敲出过程,该反应的三微分截面公式为^[5]

$$\frac{d^3\sigma}{dE_p d\Omega_p d\Omega_\alpha} = (2\pi)^6 \frac{E_0 k_p E_p k_\alpha^2}{\mu^2 k_0}$$

$$\frac{E_\alpha E_{Be}}{[E_{Be}k_\alpha + E_\alpha(k_\alpha + k_p \cos(\theta_p - \theta_\alpha) - k_0 \cos\theta_\alpha)]} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{p\alpha} |I_{ji}|^2 s^2 \quad (1)$$

$$I_{ji} = \int d\vec{r} \chi_{pB}^{(-)*}(\vec{r}) \chi_{\alpha B}^{(-)*}(\vec{r}) \chi_{pA}^{(+)}\left(\frac{2}{3}\vec{r}\right) \varphi_{\alpha B}(\vec{r}) \quad (2)$$

式中 E_0, k_0 为入射质子之总能、动量。

E_p, k_p 为出射质子之总能、动量。

E_α, k_α 为出射 α 粒子之总能、动量。

E_B, k_B 为反冲核 ${}^8\text{Be}$ 之总能、动量。

μ 为质子和 α 粒子之约化质量。

s 为 α 粒子的谱因子。

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{p\alpha}$ 为 p- α 弹性散射微分截面，它是随能量变化很小的量，本工作用常数代入。

(2) 式中之 $\chi_{pA}^{(+)}, \chi_{pB}^{(-)}, \chi_{\alpha B}^{(-)}$ 为相应之扭曲波，本文中采取了 eikonal 近似形式：

$$\left. \begin{aligned} \chi_{pA}^{(+)}\left(\frac{2}{3}\mathbf{r}\right) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{i\mathbf{k}_{pA} \cdot \frac{2}{3}\mathbf{r} - \frac{i}{\hbar v_{p0}} \int_{-\infty}^{\frac{2}{3}z} V_{pA}\left(\frac{2}{3}\mathbf{r}, z'\right) dz'} \\ \chi_{pB}^{(-)}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{i\mathbf{k}_{pB} \cdot \mathbf{r} + \frac{i}{\hbar v_{pB}} \int_{\pi \cos\theta_p + L \sin\theta_p}^{\infty} V_{pB}(b \cos\theta_p - \pi \sin\theta_p, z') dz'} \\ \chi_{\alpha B}^{(-)}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{i\mathbf{k}_{\alpha B} \cdot \mathbf{r} + \frac{i}{\hbar v_{\alpha B}} \int_{\pi \cos\theta_\alpha + b \sin\theta_B}^{\infty} V_{\alpha B}(b \cos\theta_\alpha - \pi \sin\theta_\alpha, z') dz'} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$\mathbf{k}_{pA}, \mathbf{k}_{pB}, \mathbf{k}_{\alpha B}$ 为 pA, pB, 和 αB 之间之相对动量。 $v_0, v_{pB}, v_{\alpha B}$ 为入射质子与 ${}^{12}\text{C}$, 出射质子与 ${}^8\text{Be}$ 和 α 粒子与 ${}^8\text{Be}$ 之相对速度。

取光学位的形式为

$$V^{opt} = -Vf(r, r_0, a) - iWf(r, r'_0, a')$$

$$f(r, r_0, a) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - r_0 A^{1/3}}{a}\right)}$$

参数见表(1)

表(1) 光学位参数 [1]

	V	r_0	a	W	r'_0	a'
p- ${}^{12}\text{C}$	21.2	1.33	.65	6.5	1.46	.44
p- ${}^8\text{Be}$	32.3	1.26	.63	0	—	—
α - ${}^8\text{Be}$	88.9	0.99	.81	4.9	3.01	.58

(2) 式中之 $\varphi_{\alpha B}(\mathbf{r})$ 为 ${}^{12}\text{C}$ 中 α 粒子相对于 ${}^8\text{Be}$ 的波函数。文献[3]给出的 α 粒子的波函数为

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_{1s}(\mathbf{r}) - \varphi_{2s}(\mathbf{r})) \quad (4)$$

$$\varphi_{1s}(\mathbf{r}) = N_{1s} e^{-\frac{1}{2}v^2 r^2}$$

$$\varphi_{2s}(\mathbf{r}) = N_{2s} \left(1 - \frac{2v^2}{3} r^2\right) e^{-\frac{1}{2}v^2 r^2}$$

进行

图中
在固

模型
波函
于核
而本
对于
于实

子 I_j
验上
为 1(
近似
并不
似仍

$\nu = 1 \text{ fm}^{-1} N_{1r}, N_{2r}$ 为归一化系数, $\varphi(\mathbf{r})$ 是 ^{12}C 中之 α 粒子相对于 ^{12}C 质心的波函数. 进行一个简单的坐标变换, 则得到 α 粒子相对于 ^8Be 的波函数为

$$\varphi_{\alpha\text{B}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_{1r}(\mathbf{r}) - \varphi_{2r}(\mathbf{r})). \quad (5)$$

这时谐振子参数变为 $\nu = \frac{2}{3} \text{ fm}^{-1}$

(5) 式中的 \mathbf{r} 代表 α 和 ^8Be 之间的相对坐标.

三、结果与讨论

我们的计算结果如图 1 所示. 图中的计算值和实验值都归一在反冲动量等于零的点. 图中分别给出了平面波的结果和扭曲波的结果. 实验点取自文献[1]. 为了对照和比较, 在同一图上也给出了 P. G. Roos 等人的 PWIA 和 DWIA 的计算结果.

(1) 从图上的两种 PWIA 的结果看, 本文的结果更接近实验. 这反映了独立 α 粒子模型波函数比 P. G. Roos 等人所使用的波函数更接近真实. P. G. Roos 等人所使用的波函数, 是在假定了 α 的束缚位阱为 Woods-Saxon 形式, 而 α 粒子所处的轨道又要旁借于核 Cluster 模型的选择规则来选取. 这样的波函数尚未见到经受过何种实验上的检验. 而本文所使用的独立 α 粒子模型波函数, 是得到电子散射实验的直接检验的[3]. 因而, 对于如 $(p, p\alpha)$ 这一类能直接反映核的 α 粒子结构的反应过程, 本文所使用的模型更接近于实验这一事实, 则是容易理解的.

(2) 在公式(1)中, 如果忽略入射和出射粒子的扭曲效应, 即平面波冲量近似下, 则因子 I_{fi} 简单地归结为 α 粒子在靶核中的动量分布函数. 因此, 在第一级近似的意义下, 实验上所给出的分布直接反映了被敲出粒子原来在靶核中的动量分布. 但是, 在入射质子为 100MeV 的条件下, 扭曲效应还是不可忽略的[1]. 本文中, 对扭曲波函数采取了 eikonal 近似. 应该看到, 在这样的能区使用 eikonal 近似, 可能是不够精确的. 但是, 如果我们并不认真地看待所得结果的定量程度, 而只着眼于扭曲效应的定性的趋势, 则 eikonal 近似仍不失为一个可以利用的简单的工具.

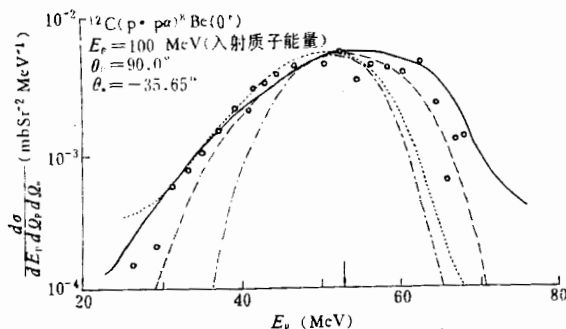


图 1

.....ROOS 的 DWIA, ---- ROOS 的 PWIA, ———— 本文的 PWIA,
—— 本文的 Eikonal 扭曲, ○ 实验点, $E_{p'}$: 出射质子能量.

从图 1 中三微分截面实验和理论相对值的比较可以看出, 扭曲的结果使理论曲线更接近于实验曲线. 在 E_p (散射质子能量) 较小部分, 这是显然的. 在 E_p 较大部分, 由于横动量转移大, Eikonal 扭曲的误差也大, 所以曲线偏离实验点. 但 PWIA 曲线也偏离实验点, 两条曲线偏离程度差不多. 就整条曲线来看, 用 Eikonal 扭曲比用 PWIA 更接近实验. 这一点和 P. G. Roos 等人的精确的扭曲波计算的结果是一致的. 但是不能不看到, 不论是对于本文或是 P. G. Roos 等人的结果, 其定量的精确性都是不能认真看待的. 因为这里面所使用的扭曲光学势, 特别是 α 粒子对 ${}^8\text{Be}$ 的光学势, 是很不精确的. 这一点 P. G. Roos 等人自己也曾指出^[1]. 总之, 我们可以说, 在这一能区, 扭曲效应是不能忽略的. 它使理论更向实验靠近.

参 考 文 献

- [1] P. G. Roos et al., *Phys. Rev.*, C15(1977), 69.
- [2] G. Jacob et al., *Rev. Mod. Phys.*, 38(1966), 121.
- [3] 李清润等, 高能物理与核物理, 5(1981), 531.
- [4] N. S. Chant et al., *Phys. Rev.*, C15(1977), 57.
- [5] M. Jain et al., *Nucl. Phys.*, A153(1970), 49.

α PARTICLE QUASI-ELASTIC KNOCKOUT REACTION

LU SHI-QI PAN JI-ZHI WANG RU-LIN LI QING-RUN

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Using the wave function of the independent α particle model & the eikonal distorted impulse approximation the quasi-elastic knockout reaction ${}^{12}\text{C} (p, p \alpha) {}^8\text{Be}$ at incident energy 100 MeV is calculated. The theoretical results are in good agreement with the experimental data. It shows once more that the independent α particle model is reliable.