第5卷 第2期 高能物理与核物理 Vol. 5, No. 2
1981 年 3 月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS March, 1981

重离子碰撞中多重散射机制的研究

王如琳 马维兴
(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

我们试图在刚性炮弹近似下,用 Glauber 方法研究高能核-核碰撞过程. 本文具体处理了 1.37 GeV 的 α 粒子和 ^{12}C 的弹性散射,认为 α-^{12}C 的散射是由 α 粒子与靶核 ^{12}C 内的核子-核子多重散射过程. 我们没有引入任何可调参数. 计算的微分截面与实验结果进行了比较,符合是满意的,从而支持了多重散射的机制.

一、引 言

近年来,随着实验技术的发展,高能重离子碰撞的研究引起了人们极大的兴趣,成为核物理研究的一个重要领域. 但是这是一个复杂的多体问题,所以我们先从最简单的弹性散射开始.

在重离子弹性散射的问题中,α 粒子的弹性散射受到了特别的注意,它对核物质的分布十分敏感,是一个有用的核谱工具[1,2]. α 粒子是最简单的复杂核,它的自旋、同位旋都等于零,在它引起的散射过程中,一般可以不考虑自旋、同位旋效应,因此,它是检验 Glauber 方法能否用来研究核-核散射的一个最简单的探针.

实验表明,α 粒子与核弹性散射的角分布具有起伏性的特征. 它可能是核子-核子多重散射过程. 这种机制是可以理解的,因为在高能情况下,波长短,这时无论炮弹或靶核,看到的只是对方的个别核子,因此,复杂的多体问题自然就变成了两体多重散射的结果.

基于上述图象,我们用 Glauber 方法,在刚性炮弹近似下,处理了 1.37 GeV 的 α 粒子与 ^{12}C 的弹性散射. 为了把所有可能的高次散射项的贡献都考虑进来,在推导散射振幅时,我们采用了行列式的方法[3],这为我们讨论散射机制,提供了较为可靠的基础.

二、α-^{12}C 多重散射振幅

在 Glauber 近似下,α-^{12}C 的弹性散射振幅是

$$F(\boldsymbol{q})=\frac{ik}{2\pi}\int d^2b\,e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}\left\langle\psi_\alpha\psi_C\left|1-\prod_{\substack{j\in C\\ k\in\alpha}}[1-\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j+\boldsymbol{s}_k)]\right|\psi_\alpha\psi_C\right\rangle. \quad (1)$$

本文 1979 年 11 月 22 日收到.

式中 $\boldsymbol{q}$ 是动量转移，k 是入射动量，ψ_α，ψ_C 分别是 α 粒子和 ^{12}C 的波函数，$\boldsymbol{s}_j$ 是 ^{12}C 中的第 j 个核子的座标 $\boldsymbol{r}_j$ 在垂直于入射方向的平面上的投影，$\boldsymbol{s}_k$ 是 α 粒子中第 k 个核子在垂直于入射方向的平面上的投影，$\boldsymbol{b}$ 是碰撞参数，$\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j+\boldsymbol{s}_k)$是靶核中第 j 个核子和炮弹中第 k 个核子之间的两体剖面函数．我们选取两体基本振幅 f_{NN} 是对自旋、同位旋平均后的具有参数化的形式，

$$f_{NN}(q)=\frac{ik_N\sigma}{4\pi}(1-i\rho)e^{-\frac{1}{2}\beta^2q^2},\tag{2}$$

因而

$$\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j+\boldsymbol{s}_k)=\frac{(1-i\rho)\sigma}{4\pi\beta^2}e^{-|b-s_j+s_k|^2/2\beta^2}.\tag{3}$$

其中 σ 是核子-核子散射总截面，ρ 是向前振幅的虚实比，β^2 是斜率，k_N 是核子的动量．

散射振幅 (1) 式的严格计算是无法进行的，所以我们采用“刚性炮弹”近似，即在多重散射过程中，认为炮弹始终处于基态，这时 (1) 式变为

$$F(\boldsymbol{q})=\frac{ik}{2\pi}\int d^2be^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}\Big\{1-\langle\psi_C|\prod_{j\in C}\langle\psi_\alpha|\times\prod_{k\in\alpha}[1-\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j+\boldsymbol{s}_k)]|\psi_\alpha\rangle|\psi_C\rangle\Big\}.\tag{4}$$

α 粒子的波函数取为

$$\psi_\alpha=\prod_{k\in\alpha}\left(\frac{4\nu_0^3}{\sqrt{\pi}}\right)^{\frac{1}{2}}e^{-\nu_0^2r_k^2/2},\tag{5}$$

式中 ν_0 是 α 粒子的谐振子参数．

利用 (3) 式和 (5) 式可解析求得

$$\begin{aligned}\langle\psi_\alpha|\prod_{k\in\alpha}[1-\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j+\boldsymbol{s}_k)]|\psi_\alpha\rangle&=1-4\left[\frac{(1-i\rho)\sigma}{2\pi}\beta_0^{-2}\right]e^{-(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j)^2/\beta_0^2}\\&+6\left[\frac{(1-i\rho)\sigma}{2\pi}\beta_0^{-2}\right]^2e^{-2(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j)^2/\beta_0^2}-4\left[\frac{(1-i\rho)\sigma}{2\pi}\beta_0^{-2}\right]^3e^{-3(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j)^2/\beta_0^2}\\&+\left[\frac{(1-i\rho)\sigma}{2\pi}\beta_0^{-2}\right]^4e^{-4(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j)^2/\beta_0^2}.\end{aligned}\tag{6}$$

(6) 式中第二项代表 α 粒子中一个核子与 ^{12}C 中的 12 个核子间全部多重散射．第三项是 α 粒子中两个核子与 ^{12}C 中的 12 个核子间全部多重散射，余类推．其中

$$\beta_0^{-2}=\nu_0^2/(1+2\nu_0^2\beta^2).$$

取 ^{12}C 的基态为壳模型基态，其中子、质子的组态均为 $(1s_{\frac{1}{2}})^2(1p_{\frac{3}{2}})^4$，则反对称化的 ^{12}C 波函数 ψ_C 为 12 行 12 列的行列式

$$\psi_C=\frac{1}{\sqrt{A!}}\|\varphi(\boldsymbol{r}_j)\|.\tag{7}$$

利用 (6) 式、(7) 式得到

$$\langle\psi_C|\prod_{j\in C}\langle\psi_\alpha|\prod_{k\in\alpha}[1-\Gamma(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j+\boldsymbol{s}_k)]|\psi_\alpha\rangle|\psi_C\rangle$$

$$= \left\{ A(00,00) \left[\frac{2}{3} A(10,10) + \frac{1}{3} A(11,11) \right] A(1-1,1-1) \right.$$

$$- \sqrt{\frac{2}{3}} A(10,00) \sqrt{\frac{2}{3}} A(00,10) A(1-1,1-1)$$

$$\left. - \frac{1}{\sqrt{3}} A(1-1,11) \frac{1}{\sqrt{3}} A(11,1-1) A(00,00) \right\}^4$$

$$= R_e + iI_m. \tag{8}$$

其中 $A(LM, L'M')$ 的定义为

$$A(LM, L'M') \equiv \int \varphi^*_{L'M'}(\boldsymbol{r}_j) \langle \psi_\alpha | \prod_{k \in \alpha} [1 - \Gamma(\boldsymbol{b} - \boldsymbol{s}_j + \boldsymbol{s}_k)] | \psi_\alpha \rangle \cdot \varphi_{LM}(\boldsymbol{r}_j) d\boldsymbol{r}_j. \tag{9}$$

$\varphi_{LM}(\boldsymbol{r})$ 是 ^{12}C 的单粒子波函数,它的径向部分是

$$\varphi_{1s}(r) = \left(\frac{4\nu^3}{\sqrt{\pi}} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\nu^2 r^2/2},$$

$$\varphi_{1p}(r) = \left(\frac{8\nu^5}{3\sqrt{\pi}} \right)^{\frac{1}{2}} r e^{-\nu^2 r^2/2}. \tag{10}$$

将 (8) 式代入 (4) 式,则 α-^{12}C 弹性散射振幅为

$$F(\boldsymbol{q}) = ik \int_0^\infty b db J_0(qb) \{1 - (R_e + iI_m)\}. \tag{11}$$

α-^{12}C 的微分截面是

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F(\boldsymbol{q})|^2. \tag{12}$$

由于我们采用了行列式的方法,所以 (12) 式包括了所有可能的多重散射结果.

三、计 算 结 果

(3)式中的参数取为 345 MeV 入射的自由核子-核子散射的参数[4],

$$\sigma = 2.84 \text{ fm}^2,$$
$$\rho = 0.26,$$
$$\beta^2 = 0.045 \text{ fm}^2,$$

α 粒子和 ^{12}C 的谐振子参数分别取为

$$\nu_0^2(^4\text{He}) = 0.5541 \text{ fm}^{-2},$$
$$\nu^2(^{12}\text{C}) = 0.401 \text{ fm}^{-2},$$

这些参数全取自实验.

计算结果及其与实验的比较见图 1.

我们还分别计算了 (6) 式中各项对微分截面的贡献,其结果如图 2.

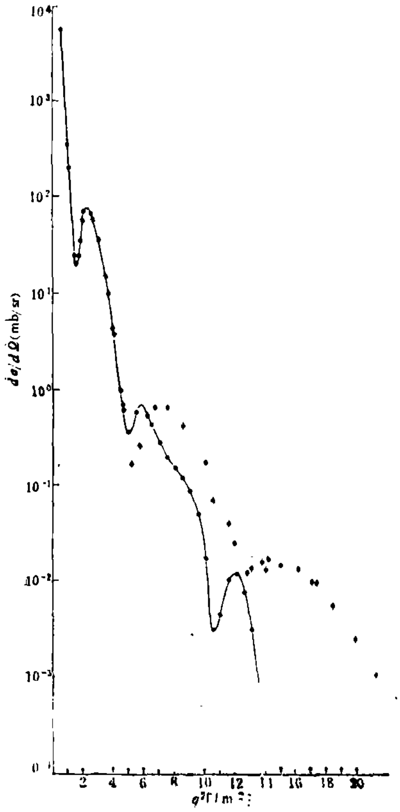

图 1　^{4}He–^{12}C 弹性散射 $T_\alpha^{lab} = 1.37$ GeV

—·— 我们的计算结果

♦ Saclay的实验数据

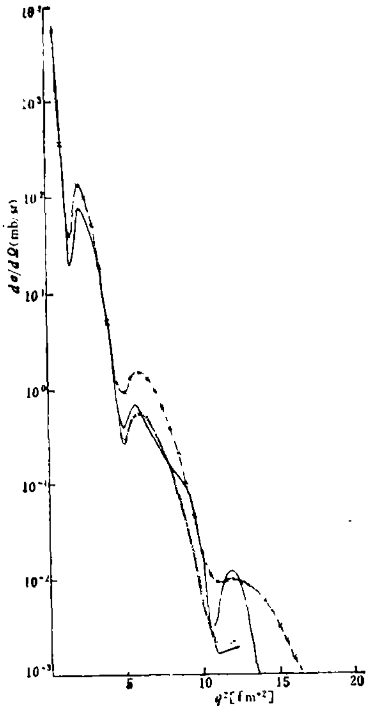

图 2　^{4}He–^{12}C 弹性散射理论结果 $T_\alpha^{lab} = 1.37$GeV

—·— 线是只取 (6) 式中前两项时计算出的微分截面；—··— 线是只取 (6) 式中前三项时计算出的微分截面；…… 线是取 (6) 式中前四项时计算出的微分截面；——线是 (6) 式各项全取时计算出微分截面

四、讨　　论

计算中，我们既没有引用任何可调参数，又没有作任何数值计算的近似，得到了与实验较为符合的结果，特别是在 $q^2 \leqslant 5\ \mathrm{fm}^{-2}$ 范围内，角分布的绝对值及其峰谷位置与实验甚为一致．这就使我们初步认为高能核–核碰撞的机制，可以视为是由核子–核子多重散射的结果，而 Glauber 方法应用到核–核碰撞过程中，至少在 α–^{12}C 的弹性散射是成功的．

对于 $q^2 > 5\ \mathrm{fm}^{-2}$ 的部分，理论与实验的偏离可能是由于核子间的短程关联引起的，我们将在这方面作进一步的讨论．

图 2 表明，α 粒子与 ^{12}C 的散射主要是由 α 粒子中一个核子与 ^{12}C中的十二个核子，和 α 粒子中的两个核子与 ^{12}C 中的十二个核子多重散射的贡献，即 (6) 式中后两项贡献很小．换言之，两核并不太多地相互渗透．这一结果可以使我们有可能处理其它更为复杂的核–核碰撞过程．

参考文献

[1] A. Chaumeaux et al., *Nucl. Phys.*, **A267**(1976), 413.
[2] G. D. Alkhazov et al., *Nucl. Phys.*, **A280**(1977), 365.
[3] C. Wilkin, *Phys. Rev.*, **174**(1970), 1147.
[4] T. S. Baner et al., *Phys. Rev.*, **C19**(1979), 1438.

INVESTIGATION ON MULTIPLE SCATTERING MECHANISM IN HEAVY-IONS COLLISIONS

WANG RU-LIN MA WEI-XING
(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

Based on the "Rigid Projectile" Approximation, we have analyzed the Saclay data on the elastic scattering of alpha ^{12}C. At the energy $T_{\alpha}^{lab}=1.37$ GeV. Using the Glauber's multiple scattering theory, we assume that ^4He-^{12}C scattering is a multiple scattering process between nucleons in projectile ^4He and target nucleus ^{12}C. We don't introduce any free parameter in our calculation. The theoretical differential cross sections are compared with the experimental one. The agreement is satisfactory. It supports strongly the multiple scattering mechanism we have assumed.