

高能核-核弹性散射研究

尹怡春 谭振强 陈可中
(广西大学)

摘 要

本文在高能量下,用核-核弹性散射 Glauber 振幅全展开的一种简便计算方法和硬球近似方法同时计算了 α - α 弹性散射的微分截面. 结果是令人满意的.

一、引 言

核-核碰撞的 Glauber 多次散射理论^[1,2],在解释实验现象的主要特点上,取得了相当的成功^[3,4],说明它抓住了散射的主要特征. 但随着粒子数的增加,核多体间的散射振幅的计算相当冗繁. 因此,人们实际的计算通常是做进一步的近似.

为了在尽可能少的假设前提下,能从高能散射中得到更多的核物理信息,本文第二节在熟知的假定下给出核-核散射 Glauber 多次散射理论全展开的一种简便方法,首先将繁多的积分项分为同类项,然后把每一多次散射项积分运算改写成简单的代数运算. 为了能在散射振幅中较好地反映核结构的性质,对原子核的波函数,我们取双高斯型密度乘积的形式^[3].

针对核多体的困难,对 Glauber 振幅的计算常做更多的近似. 在近似计算中,有一个称为“硬球近似”^[5-8]的方法常被人们采用,有人研究过它对 Glauber 全展开的近似程度^[9]. 在第三节中我们给出在密度函数采用双高斯形式时,核-核弹性散射的硬球近似微分截面公式. 第四节利用两种方法具体计算了 α - α 弹性散射微分截面,计算结果与实验进行了比较,最后作一些讨论.

二、Glauber 散射振幅的全展开

高能量下原子核 A 和 B 散射,完全的 Glauber 散射振幅是:

$$F_{AB}(\mathbf{q}) = \frac{iK}{2\pi} \Theta(q) \int d^2b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \left\langle j \left| \left\{ 1 - \prod_{i=1}^A \prod_{j=1}^B [1 - \Gamma_{ij}(\mathbf{b} + \mathbf{s}_i - \mathbf{s}'_j)] \right\} \right| i \right\rangle, \quad (1)$$

K 是入射核的动量; \mathbf{q} 为动量转移; \mathbf{b} 是碰撞参数; \mathbf{s}_i 和 \mathbf{s}'_j 分别是 A 中第 i 个核子和 B

中第 j 个核子内部坐标在垂直于入射方向的平面上的投影; $A+B$ 系统初态和末态分别用 $|i\rangle$ 和 $|f\rangle$ 表示; $\Theta(q)$ 是质心修正因子^[2]; $\Gamma_{ij}(\mathbf{b})$ 为两核子间散射的剖面函数, 由核子-核子散射振幅决定:

$$\Gamma_{ij}(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi i K_N} \int d^2q e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} f(q), \quad (2)$$

K_N 为入射核子的动量. 在忽略核子-核子间自旋和同位旋相互作用时, 核子-核子散射振幅 $f(q)$ 可取为^[3]:

$$f(q) = \frac{K_N \sigma}{4\pi} (i + \rho) e^{-\beta^2 q^2/2}, \quad (3)$$

σ 为核子-核子碰撞总截面, ρ 为实虚比, β^2 为斜率参数.

将(3)式代入(2)式得到:

$$\Gamma_{ij}(\mathbf{b} + \mathbf{s}_i - \mathbf{s}'_j) = g e^{-(\mathbf{b} + \mathbf{s}_i - \mathbf{s}'_j)^2/2\beta^2}, \quad (4)$$

其中

$$g = \frac{\sigma}{4\pi\beta^2} (1 - i\rho).$$

对于弹性散射, 我们做近似, 设体系波函数取如下形式:

$$|\psi_A \psi_B\rangle^2 = \prod_{i=1}^A \rho_A(\mathbf{r}_i) \prod_{j=1}^B \rho_B(\mathbf{r}'_j), \quad (5)$$

式中 $\rho_A(\mathbf{r}_i)$ 和 $\rho_B(\mathbf{r}'_j)$ 分别是原子核 A 和 B 的核子密度, 我们采用双高斯形式^[3,10-12]:

$$\rho_A(\mathbf{r}) = \frac{\alpha_{A_1}^3 \alpha_{A_2}^3}{(\alpha_{A_1}^3 - D_A \alpha_{A_1}^3) \pi^{3/2}} (e^{-\alpha_{A_1}^2 r^2} - D_A e^{-\alpha_{A_2}^2 r^2}), \quad (6)$$

$$\rho_B(\mathbf{r}') = \frac{\alpha_{B_1}^3 \alpha_{B_2}^3}{(\alpha_{B_1}^3 - D_B \alpha_{B_1}^3) \pi^{3/2}} (e^{-\alpha_{B_1}^2 r'^2} - D_B e^{-\alpha_{B_2}^2 r'^2}). \quad (7)$$

将(4)-(7)式代入(1)式, 即得到 Glauber 振幅公式 $F_{AB}(\mathbf{q})$.

考虑弹性散射. (1)式矩阵元为:

$$\begin{aligned} & \left\langle \psi_A \psi_B \left| 1 - \prod_{i=1}^A \prod_{j=1}^B [1 - \Gamma_{ij}(\mathbf{b} + \mathbf{s}_i - \mathbf{s}'_j)] \right| \psi_A \psi_B \right\rangle \\ & = \langle \psi_A \psi_B | (\Gamma_{11} + \Gamma_{12} + \cdots + \Gamma_{AB}) - (\Gamma_{11}\Gamma_{12} + \cdots) + 3 - \Gamma \text{项} \\ & \quad + \cdots + (A \times B - \Gamma \text{项}) | \psi_A \psi_B \rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

首先将(8)式分出具有相同积分值的类. (8)式的一般项可写成:

$$-(-1)^\tau \left\langle \psi_A \psi_B \left| \prod_{i=1}^A \prod_{j=1}^B (\Gamma_{ij})^{\Delta_{ij}} \right| \psi_A \psi_B \right\rangle, \quad (9)$$

其中

$$\Delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{当(9)式中出现 } \Gamma_{ij} \\ 0 & \text{当(9)式中不出现 } \Gamma_{ij}, \end{cases} \quad (10)$$

$$\tau = \sum_i \sum_j \Delta_{ij}. \quad (11)$$

我们用一元素为 Δ_{ij} 的 A 行 B 列的 $(0, 1)$ 矩阵(为方便称它为 Δ -矩阵)来和(9)式

对应。(11)式的 γ 称为 Δ -矩阵的 ε 和。以 Δ -矩阵的第 i 行(列)矩阵元之和作为第 i 个分量的向量称为行(列)和向量。如果一个 Δ -矩阵的行、列和向量都是单调非增的, 就称它为正规 Δ -矩阵。容易看出, 如果两个 Δ -矩阵可以通过行或(和)列的置换互相导出, 则它们对应的项的积分值是相同的, 这样的 Δ -矩阵称为互为置换等价的。所有置换等价的 Δ -矩阵构成一个置换等价类, 它们对应的项中, 只需计算一个代表项。我们取其中一个正规 Δ -矩阵作为代表, 表为 $\Delta(\gamma, \lambda^r)$, 这个类含的 Δ -矩阵数表为 $T(\gamma, \lambda^r)$, 其中 γ 为 ε 和, λ^r 为对具有同一 γ 值的不同类的编号。下面找出这些类及计算每类的项数目。设 $A = m, B = n$ 。全部可能的 $2^{m \times n}$ 个 Δ -矩阵构成集合 $M_{m \times n}$, 在 $M_{m \times n}$ 上引进群 G , G 为对 Δ -矩阵的行进行置换操作的群 S_m 和对列进行置换操作的群 S_n 的直积: $G = S_m \otimes S_n$, 那么含 Δ 的置换等价类就是 $M_{m \times n}$ 的一个子集 $O_\Delta = \{g\Delta | g \in G\}$ 。可以证明^[13], O_Δ 的元素数 $|O_\Delta|$ 为:

$$|O_\Delta| = |G|/|G_\Delta|, \quad (12)$$

其中 G_Δ 为 G 关于 Δ 的稳定子群, 即 $\{g | g\Delta = \Delta, g \in G\}$, 而 $|G_\Delta|$ 、 $|G|$ 分别为 G_Δ 、 G 的阶。当 m 、 n 不太大时, 可用图形方法逐个写出各类的代表元, 具体作法是, 把 Δ -矩阵中的“1”用一个方格表示, Δ -矩阵便对应于一个方格图, 方格总数为 γ 。对于一个给定的 γ 值, 先将方格按从上到下从左到右排好, 得一个正规 Δ -矩阵, 再从这个 Δ -矩阵出发, 把上行中的方格以各种可能的方式移至下行去, 得出所有可能的、独立的(不能在 G 的作用下互相导出的)正规 Δ -矩阵, 它们便是这一 γ 值的全部置换等价类的代表元。总的置换等价类的数目 K 由 Burnside 引理给出^[13,15]:

$$K = \frac{1}{|G|} \sum_{g \in G} Z(g), \quad (13)$$

其中 $Z(g)$ 为 $M_{m \times n}$ 关于 g 的不变子集 $\{\Delta | g\Delta = \Delta, \Delta \in M_{m \times n}\}$ 的元素数。用以上方法可以较为容易而又严格地把展开项分类。

对一般项(9)式的计算, 我们得到:

$$(-1)^r \langle \psi_A \psi_B | \prod_{i=1}^A \prod_{j=1}^B (\Gamma_{ij})^{\Delta_{ij}} | \psi_A \psi_B \rangle = (-g)^r \sum_{n_1=0}^1 \cdots \sum_{n_A=0}^1 \sum_{l_1=0}^1 \cdots \sum_{l_B=0}^1 c_A(n_1, \cdots, n_A) c_B(l_1, \cdots, l_B) \cdot f_{(\Delta, n_i, l_j)}(b_x) \cdot f_{(\Delta, n_i, l_j)}(b_y), \quad (14)$$

其中

$$\begin{aligned} f_{(\Delta, n_i, l_j)}(b_x) &= \prod_{i=1}^A [4\pi\beta^4 T_i(n_i)]^{\frac{1}{2}} \int du_1 du_2 \cdots du_B \exp \left\{ - \sum_{j=1}^B a_{ij}(B) u_j^2 \right. \\ &\quad \left. + \sum_{j=1}^{B-1} \sum_{k=j+1}^B a_{jk}(B) u_j u_k - b_x \sum_{j=1}^B c_j(B) u_j \right\} \cdot \exp(-b_x^2 a_0), \\ c_A(n_1, \cdots, n_A) &= \left[\frac{\alpha_{A_1}^2 \alpha_{A_2}^3}{(\alpha_{A_2}^3 - D_A \alpha_{A_1}^3) \pi} \right]^{A - \sum_{i=1}^A n_i} \cdot \left[-D_A \frac{\alpha_{A_1}^3 \alpha_{A_2}^2}{(\alpha_{A_2}^3 - D_A \alpha_{A_1}^3) \pi} \right]^{\sum_{i=1}^A n_i}, \\ c_B(l_1, \cdots, l_B) &= \left[\frac{\alpha_{B_1}^2 \alpha_{B_2}^3}{(\alpha_{B_2}^3 - D_B \alpha_{B_1}^3) \pi} \right]^{B - \sum_{j=1}^B l_j} \cdot \left[-D_B \frac{\alpha_{B_1}^3 \alpha_{B_2}^2}{(\alpha_{B_2}^3 - D_B \alpha_{B_1}^3) \pi} \right]^{\sum_{j=1}^B l_j}, \end{aligned}$$

$$a_{ji}(B) = b_B^2(l_j) + \frac{\sigma_j}{2\beta^2} - \sum_{i=1}^A T_i(n_i) \Delta_{ij}; \quad a_{jk}(B) = \sum_{i=1}^A 2T_i(n_i) \Delta_{ij} \Delta_{ik},$$

$$c_j(B) = 2b_B^2(l_j); \quad a_0 = \sum_{j=1}^B b_B^2(l_j),$$

$$\rho_i = \sum_{j=1}^B \Delta_{ij}; \quad \sigma_j = \sum_{i=1}^A \Delta_{ij},$$

$$T_i(n_i) = 1/(2\beta^2[2\beta^2 b_A^2(n_i) + \rho_i]),$$

$$b_A^2(n_i) = \alpha_{A_1}^{2(1-n_i)} \alpha_{A_2}^{2n_i}; \quad b_B^2(l_j) = \alpha_{B_1}^{2(1-l_j)} \alpha_{B_2}^{2l_j}.$$

设

$$I(B) = \int du_1 \cdots du_B \exp \left\{ - \sum_{j=1}^B a_{jj}(B) u_j^2 \right. \\ \left. + \sum_{j=1}^{B-1} \sum_{k=j+1}^B a_{jk}(B) u_j u_k - \sum_{j=1}^B b_x c_j(B) u_j \right\}, \quad (15)$$

由(15)式,得到递推关系:

$$\left. \begin{aligned} I(B) &= \left[\frac{\pi}{a_{BB}(B)} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left\{ b_x^2 \cdot \frac{c_B^2(B)}{4a_{BB}(B)} \right\} I(B-1), \\ a_{jk}(B-1) &= a_{jk}(B) + \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{4} \delta_{jk} \right) a_{jB}(B) a_{kB}(B) / a_{BB}(B), \\ c_j(B-1) &= c_j(B) + a_{jB}(B) c_B(B) / 2a_{BB}(B), \\ I(1) &= \left[\frac{\pi}{a_{11}(1)} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left\{ b_x^2 \cdot \frac{c_1^2(1)}{4a_{11}(1)} \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

将(15)、(16)式代入(14)式,进而代入(1)式,并考虑同值项的数目,得到 Glauber 振幅全展开公式:

$$F_{AB}(q) = -ik\Theta(q) \sum_{\gamma=1}^{A \times B} \sum_{\lambda^r} \sum_{n_1=0}^1 \cdots \sum_{n_A=0}^1 \sum_{l_1=0}^1 \cdots \sum_{l_B=0}^1 (-g)^\gamma. \\ T(\gamma, \lambda^r) c_A(n_1, \cdots, n_A) \cdot c_B(l_1, \cdots, l_B). \\ \frac{A\{\Delta(\gamma, \lambda^r), n_i, l_j\}}{2S\{\Delta(\gamma, \lambda^r), n_i, l_j\}} \cdot \exp \left\{ - \frac{q^2}{4S\{\Delta(\gamma, \lambda^r), n_i, l_j\}} \right\}, \quad (17)$$

其中

$$A\{\Delta, n_i, l_j\} = \prod_{i=1}^A [4\pi\beta^4 T_i(n_i)] \prod_{l=1}^B \left[\frac{\pi}{a_{ll}(l)} \right],$$

$$S\{\Delta, n_i, l_j\} = a_0 - \sum_{l=1}^B \frac{c_l^2(l)}{4a_{ll}(l)}.$$

三、硬球近似散射振幅

计算(1)式时,如果认为在多重散射过程中,炮弹始终处在基态,即所谓“硬球近似”,这时从(1)式得到计算相对简单些的公式:

$$F_{AB}^R(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \Theta(q) \int d^2b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \left\langle \psi_B \left| 1 - \prod_{j=1}^B \left\{ \left\langle \psi_A \left| \prod_{i=1}^A (1 - \Gamma_{ij}) \right| \psi_A \right\rangle \right\} \right| \psi_B \right\rangle. \quad (18)$$

利用(4)–(7)式可求得:

$$\left\langle \psi_A \left| \prod_{i=1}^A (1 - \Gamma_{ij}) \right| \psi_A \right\rangle = \sum_{p_j=0}^A \sum_{q_j=0}^{A-p_j} \frac{A!}{(A-p_j-q_j)! p_j! q_j!} \cdot (-1)^{A-p_j} \cdot V_{A_1}^{q_j} V_{A_2}^{A-p_j-q_j} \cdot \exp\{-[t_{A_1}^2 q_j + (A-p_j-q_j)t_{A_2}^2](\mathbf{s}_j - \mathbf{b})^2\}, \quad (19)$$

其中

$$V_{AK} = \frac{2\pi\beta^2}{2\alpha_{AK}^2\beta^2 + 1} \cdot c_{AK} \cdot g; \quad t_{AK}^2 = \frac{\alpha_{AK}^2}{2\alpha_{AK}^2\beta^2 + 1}; \quad K = 1, 2 \quad (20)$$

而

$$c_{A_1} = \frac{\alpha_{A_1}^2 \alpha_{A_2}^3}{(\alpha_{A_2}^3 - D_A \alpha_{A_1}^3) \pi}; \quad c_{A_2} = - \frac{D_A \alpha_{A_1}^3 \alpha_{A_2}^2}{(\alpha_{A_2}^3 - D_A \alpha_{A_1}^3) \pi}. \quad (21)$$

利用(19)式, 得到:

$$\begin{aligned} r_{AB}^R(\mathbf{b}) &= \left\langle \psi_B \left| 1 - \prod_{j=1}^B \left\{ \left\langle \psi_A \left| \prod_{i=1}^A (1 - \Gamma_{ij}) \right| \psi_A \right\rangle \right\} \right| \psi_B \right\rangle \\ &= - \sum_{p_1=0}^A \sum_{q_1=0}^{A-p_1} \sum_{l_1=1}^2 \cdots \sum_{p_B=0}^A \sum_{q_B=0}^{A-p_B} \sum_{l_B=1}^2 G(p_1, q_1, l_1) \cdots G(p_B, q_B, l_B) \cdot \\ &\quad \exp\left\{-\left[\sum_{j=1}^B H(p_j, q_j, l_j)\right] b^2\right\}, \end{aligned} \quad (22)$$

其中

$$\begin{aligned} G(p_j, q_j, l_j) &= c_{Bl_j} (-1)^{A-p_j} \cdot \frac{A!}{p_j! q_j! (A-p_j-q_j)!} \\ &\quad \cdot \frac{\pi}{\alpha_{Bl_j}^2 + q_j t_{A_1}^2 + (A-p_j-q_j)t_{A_2}^2} \cdot V_{A_1}^{q_j} V_{A_2}^{A-p_j-q_j}, \\ H(p_j, q_j, l_j) &= \frac{\alpha_{Bl_j}^2 [q_j t_{A_1}^2 + (A-p_j-q_j)t_{A_2}^2]}{\alpha_{Bl_j}^2 + q_j t_{A_1}^2 + (A-p_j-q_j)t_{A_2}^2}, \end{aligned} \quad (23)$$

而

$$c_{B_1} = \frac{\alpha_{B_1}^2 \alpha_{B_2}^3}{(\alpha_{B_2}^3 - D_B \alpha_{B_1}^3) \pi}; \quad c_{B_2} = - \frac{D_B \alpha_{B_1}^3 \alpha_{B_2}^2}{(\alpha_{B_2}^3 - D_B \alpha_{B_1}^3) \pi}. \quad (24)$$

将(22)式代入(18)式, 求得硬球近似弹性散射振幅 $F_{AB}^R(\mathbf{q})$:

$$\begin{aligned} F_{AB}^R(\mathbf{q}) &= - \frac{ik}{2} \Theta(q) \sum_{p_1=0}^A \sum_{q_1=0}^{A-p_1} \sum_{l_1=1}^2 \cdots \sum_{p_B=0}^A \sum_{q_B=0}^{A-p_B} \sum_{l_B=1}^2 \frac{\left[\prod_{j=1}^B G(p_j, q_j, l_j) \right]}{\left[\sum_{j=1}^B H(p_j, q_j, l_j) \right]} \\ &\quad \cdot \exp\left\{-\frac{q^2}{4 \sum_{j=1}^B H(p_j, q_j, l_j)}\right\}. \end{aligned} \quad (25)$$

四、计算结果和讨论

利用 Glauber 散射振幅全展开公式(17)和硬球近似公式(25),我们计算了入射动量为 $5.07\text{GeV}/c$ 的 α - α 弹性散射微分截面。计算时各参数取值如下^[11]: $D = 0.48$, $\alpha_1^2 = 0.56\text{fm}^{-2}$, $\alpha_2^2 = 5.0\text{fm}^{-2}$, $\beta^2 = 2.75(\text{GeV}/c)^{-2}$, $\sigma = 39.5\text{mb}$, $\rho = -0.35$ 。

计算结果如图1所示。从图中看出,无论全展开或硬球近似,理论曲线均能较好地符

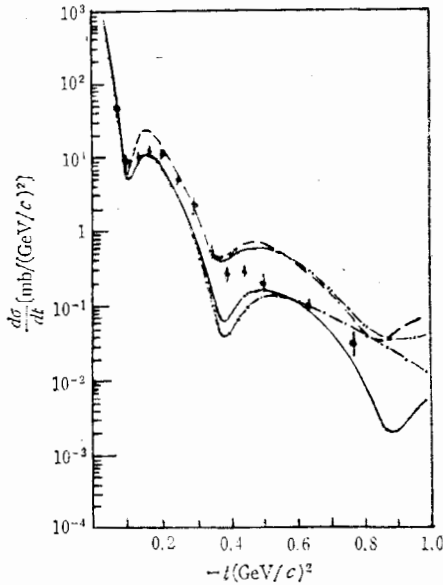


图1 α - α 弹性散射微分截面

— 双高斯全展开;
 -·-·- 单高斯全展开;
 --- 双高斯硬球近似;
 -·-·- 单高斯硬球近似;
 ◆ 实验点

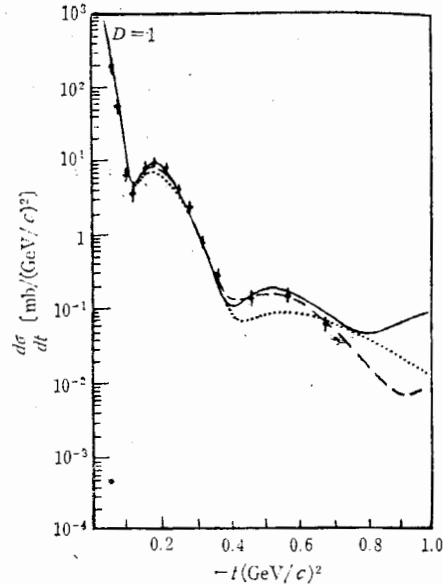


图2 密度参数对散射截面的影响

— $D = 1$;
 --- $D = 0.48$;
 $D = 0$
 ◆ 实验点

合实验结果^[14]。图中我们同时作出密度函数单高斯形式的曲线 ($D = 0, \alpha_1^2 = 0.533\text{fm}^{-2}$)。从图中看出,对 α - α 弹性散射,密度函数 ρ 的单高斯形式已能将实验结果的主要特征反映出来,而更多地反映核结构性质的双高斯形式则更充分、细致地描述核-核散射的特点。

为了说明密度参数的影响,我们计算了 α 粒子入射动量为 $4.32\text{GeV}/c$ 时不同密度参数^[10-12]的微分截面,所取的参数, $D = 1$ 时, $\alpha_1^2 = 0.6\text{fm}^{-2}$, $\alpha_2^2 = 4.2\text{fm}^{-2}$; $D = 0.48$ 时, $\alpha_1^2 = 0.56\text{fm}^{-2}$, $\alpha_2^2 = 5.0\text{fm}^{-2}$; $D = 0$ 时, $\alpha_1^2 = 0.533\text{fm}^{-2}$ ($\beta^2 = 1.7(\text{GeV}/c)^{-2}$, $\sigma = 32.25\text{mb}$, $\rho = 0.43$)。结果如图2所示。从图中看出,双高斯型密度函数能更细致地给出实验结果^[14]。

硬球近似的计算结果对实验的符合,与 Glauber 全展开类似,说明 Glauber 方法应用到核-核散射是成功的,同时也说明硬球近似是 Glauber 公式的一个好的近似。

为了进一步探讨硬球近似对 Glauber 全展开的近似程度,我们研究了密度函数取单

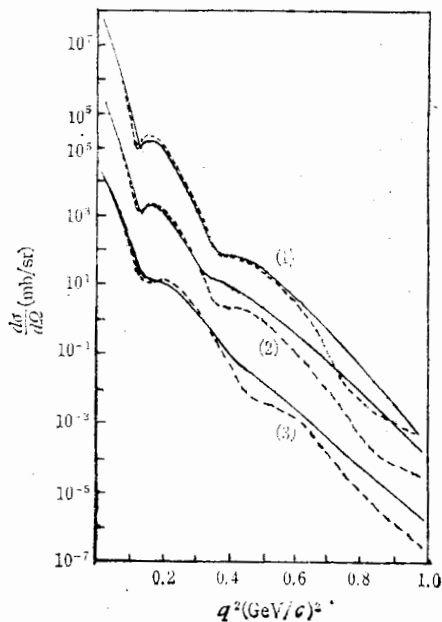


图 3 4+4 散射截面随入射能量的变化
(实线表示全展开,虚线表示硬球近似)

- (1) $T = 23.1 \text{ GeV}$, $\sigma = 39 \text{ mb}$, $\rho = -0.2$,
 $\alpha_1^2 = 0.53 \text{ fm}^{-2}$, $\beta^2 = 12.2 (\text{GeV}/c)^{-2}$
- (2) $T = 1.0 \text{ GeV}$, $\sigma = 44 \text{ mb}$, $\rho = -0.275$,
 $\alpha_1^2 = 0.53 \text{ fm}^{-2}$, $\beta^2 = 5.45 (\text{GeV}/c)^{-2}$
- (3) $T = 0.35 \text{ GeV}$, $\sigma = 28 \text{ mb}$, $\rho = 0.35$,
 $\alpha_1^2 = 0.53 \text{ fm}^{-2}$, $\beta^2 = 1.2 (\text{GeV}/c)^{-2}$.

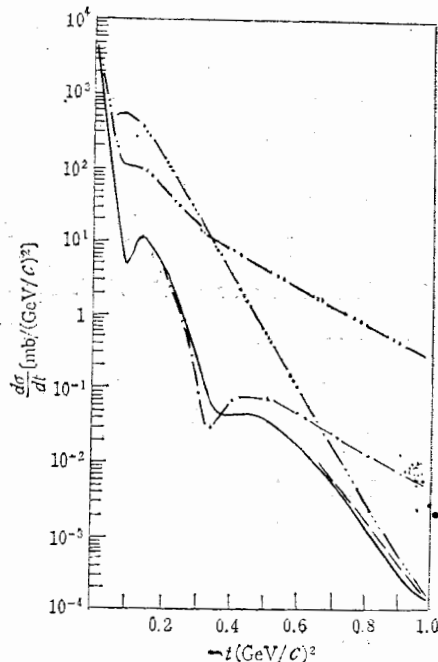


图 4 全展开公式的收敛性

- 至 16 Γ 项
 ---至 10 Γ 项
 -·-·-至 8 Γ 项
 ·····至 4 Γ 项
 - - - - -至 2 Γ 项

高斯形式时,入射核子的动能 T 的变化对两种方法散射截面的影响,基本参数 σ 、 ρ 、 β^2 取符合实际情况的数值。图 3 是省去共同因子 $\Theta(q)$ 后的计算结果。从图中看出,在能量相当大变化范围内,两种解的差别是不大的。

我们还研究了 (17) 式的收敛性。计算时采用文献 [2] 的参数 ($D = 0$, $\alpha_1^2 = 0.533 \text{ fm}^{-2}$, $\beta^2 = 10 (\text{GeV}/c)^{-2}$, $\sigma = 41 \text{ mb}$, $\rho = -0.33$)。图 4 给出了只计算到二次 (对应于二个 Γ_{ij} 因子的项,以下同)、四次、八次、十次和全部十六次碰撞项的计算结果。结果表明,对于 α - α 弹性散射,十次以上碰撞项的贡献已经很小。

由上面的计算和结果,我们得出:

(1) 当密度函数取双高斯形式, N - N 振幅取 (3) 形式时,我们用一种较简单的方法计算了 Glauber 多重散射全展开振幅,这方法易于推广到希望对密度函数作更多改进的多高斯形式。这是有实际意义的。

(2) 用硬球近似方法来处理核-核散射是可行的,它是 Glauber 全展开的一个好的近似。

作者感谢侯德彭、吴宗恩同志的指导和俞曙霞、黄国勋同志的建议,感谢高能物理研究所高能核组同志们的有益讨论和帮助。

参 考 文 献

- [1] V. Franco, *Phys. Rev.*, 175(1968), 1376.
- [2] W. Czyz and L. C. Maximon, *Ann. Phys.*, 52 (1969), 59.
- [3] R. H. Bassel and C. Wilkin, *Phys. Rev.*, 174(1968), 1179.
- [4] J. Saudinos and C. Wilkin, *Ann. Rev. Nucl. Sic.*, 24(1974), 341.
- [5] G. K. Varma, *Nucl. Phys.*, A294(1978), 465.
- [6] 李杨国等, 原子核物理, 3(1981), 213.
- [7] R. D. Viollier and E. Turttschi, *Ann. Phys.*, 124(1980), 290.
- [8] G. D. Alkhozov et al., *Nucl. Phys.*, A280(1977), 365. A274(1976), 443.
- [9] 谭振强等, 高能物理与核物理, 4(1983), 481.
- [10] Li Yang-guo and Shui-yin Lo, preprint, UM-P-82/58.
- [11] J. R. Auger et al., *Nucl. Phys.*, A262(1976), 372.
- [12] T. T. Chou, *Phys. Rev.*, 168(1968), 1594.
- [13] Wielandt, H. Finit Permutation Groups, Academic Press Inc (London), 1964.
- [14] F. L. Fabbri et al., *Nucl. Phys.*, A338(1980), 421.
- [15] Yu Shu-xia, Lecture notes.

HIGH ENERGY NUCLEUS-NUCLEUS ELASTIC SCATTERING

YIN YI-CHUN TAN ZHEN-QIANG CHEN KE-ZHONG
(Guangxi University)

ABSTRACT

We calculate the differential cross section of α - α elastic scattering with the complete expansion formula of the Glauber amplitude of high energy nucleus-nucleus elastic scattering and the rigid projectile approximation. The results are satisfactory.