第8卷 第4期 高能物理与核物理 Vol. 8, No. 4
1984年7月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS July, 1984

非弹性道对高能质子-核弹性散射的影响

刘 渊 李扬国
（中国科学院高能物理研究所）

摘 要

关联核模型很好地描写了大角度处高能强子-核散射．但在许多工作中，忽略了和关联一样重要的非弹性道效应．本文中，在强子-核弹性散射过程中，我们计入了两次非弹性过程并导出了一简单公式．具体计算了1GeV $P + C^{12}$ 的弹性散射．结果表明：非弹性效应在所观察的角度对定量结果的影响是很小的．

一、前 言

多次散射的 Glauber 理论对高能强子-核碰撞的主要特点，给予了很好的描述和解释．对于弹性散射，通常认为强子和核碰撞时，靶核始终处在基态，不会到达不同的核中间态，即所有碰撞过程都是弹性的．随着实验资料不断地增加和精确化，弹性散射微分截面的理论值，当动量传递增大时，它与实验值的偏离增大，且比实验值小．为了消除这种偏离，使用了关联核模型，虽然偏离有所减小，符合程度有所改善，但如[1]中所指出的那样，在这些处理中，还忽略了与关联效应具有同等重要性的非弹性道对弹性散射的影响（有时也称之为耗散效应或非弹性阴影效应）．

强子-核碰撞是一个复杂的多体过程．实验直接将核的初态和末态联系起来，在碰撞过程中，非弹道激发对弹性散射有多大的贡献，这要通过具体的处理及和实验的比较，才能有更进一步的了解．为此，在本文中，具体处理了非弹性道对弹性散射的影响．在多次碰撞过程中，我们只考虑靶核被激发然后再退激发到基态的二次非弹性过程，对于更多次的非弹性过程，暂不去讨论它，在第二节中，推广非弹性散射中有效数的概念，导出了非弹性散射对弹性散射影响的表示式．在第三节中，具体计算了 1GeV 的质子在 C^{12} 上的弹性散射的微分截面并与实验资料进行了比较．在所观测的动量传递范围内，在二次非弹性散射近似下，非弹性道对弹性散射有一定的影响，但对小角度散射的影响不重要．

二、理 论 公 式

在忽略核子-核子间的自旋和同位旋相互作用后，根据 Glauber 理论，这时核子-核弹

本文 1983 年 7 月 28 日收到．

性散射振幅为[2]：

$$F_{0,0}(q)=\frac{ik}{2\pi}\int d^2 b e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}\langle 0|\Gamma(b,\boldsymbol{s}_1,\boldsymbol{s}_2,\cdots,\boldsymbol{s}_A)|0\rangle \tag{1}$$

多体剖面函数

$$\Gamma(\boldsymbol{b},\boldsymbol{s}_1,\boldsymbol{s}_2,\cdots,\boldsymbol{s}_A)=1-\prod_{j=1}^{A}[1-\gamma_j(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j)] \tag{2}$$

其中

$$\gamma_j(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j)=\frac{1}{2\pi ik}\int d^2 q e^{-i\boldsymbol{q}\cdot(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j)}f(q) \tag{3}$$

$$f(q)=\frac{k\sigma(i+\rho)}{4\pi}e^{-\frac{1}{2}\beta q^2} \tag{4}$$

$\gamma_j(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{s}_j)$ 为二体剖面函数，k 为质心系中的人射动量．将(2)代入(1)，其中核矩阵元可展成：

$$\langle 0|\Gamma(\boldsymbol{b},\boldsymbol{s}_1,\cdots,\boldsymbol{s}_A)|0\rangle=\sum_j\langle 0|\gamma_j|0\rangle-\sum_{i>j}\langle 0|\gamma_i\gamma_j|0\rangle$$
$$+\sum_{i>j>k}\langle 0|\gamma_i\gamma_j\gamma_k|0\rangle-\cdots \tag{5}$$

在多次散射过程中，当进一步考虑中间过程的虚激发和退激发过程时，则 (5) 式可写成：

$$\langle 0|\Gamma(\boldsymbol{b},\boldsymbol{s}_1,\cdots,\boldsymbol{s}_A)|0\rangle=\sum\langle 0|\gamma_i|0\rangle$$
$$-\sum_{\substack{n\\ i>j}}\langle 0|\gamma_i|n\rangle\langle n|\gamma_j|0\rangle-\sum_{m,n}\sum_{i>j>k}\langle 0|\gamma_i|m\rangle$$
$$\cdot\langle m|\gamma_j|n\rangle\langle n|\gamma_k|0\rangle-\cdots \tag{6}$$

这里 $|m\rangle$，$|n\rangle$ 是核态 $|\alpha JM\rangle$ 的简写．(6) 式是在弹性散射中，考虑到核激发到各种可能激发态最后又回到基态的多次碰撞表示式． 这是一个很复杂的表示式． 为了说明问题，我们只讨论最重要的二次非弹性过程的影响．暂不讨论更高次的过程．并假设：

$$\begin{aligned}\langle m|\gamma_j|0\rangle&=\langle m|\gamma|0\rangle=G_{m,0}(b)\\ \langle 0|\gamma_j|0\rangle&=\langle 0|\gamma|0\rangle=G_{0,0}(b)\end{aligned} \tag{7}$$

$G_{m,0}(b)$ 和 $G_{0,0}(b)$ 是 $\boldsymbol{b}$ 表象中二体散射矩阵元． 它们与非弹性跃迁形状因子 $S_{JM,0}(q)$ 及基态形状因子的关系分别为：

$$G_{JM,0}(b)=\frac{1}{2\pi ik}\int d^2 q e^{-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}f(q)S_{JM,0}(q) \tag{8}$$

而

$$\begin{aligned}S_{JM,0}(\boldsymbol{q})&=\frac{1}{A}\sum_j\int\phi_{JM}^{*}e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{s}_j}\phi_0\prod_K d\boldsymbol{\gamma}_K\\ &=\left(\frac{4\pi}{2J+1}\right)^{1/2}S_J(q)Y_{JM}^{*}(\hat{q})\end{aligned} \tag{9}$$

$S_J(q)$ 称为约化跃迁形状因子．而

$$G_{0,0}(b)=\frac{1}{2\pi ik}\int d^2 q e^{-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}f(q)S_0(q) \tag{10}$$

$$S_0(q)=\frac{1}{A}\sum_j\int|\phi_0|^2 e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{s}_j}\prod_K d\boldsymbol{\gamma}_K \tag{11}$$

由(8)、(10)两式可见,式(6)就是把核多体问题用一体矩阵元来表示,在计算一体矩阵之时,用平均值来代.这一近似是合理的.利用式(7),在两次非弹性近似下,式(6)可写成:

$$\begin{aligned}\langle 0|\Gamma(\boldsymbol{b},\boldsymbol{s}_1,\cdots,\boldsymbol{s}_A)|0\rangle &= 1-[1-G_{0,0}(b)]^A\\ &-K\frac{A(A-1)}{2}\sum_{JM}{}'G_{JM,0}(b)G_{0,JM}(b)[1-G_{0,0}(b)]^{A-2}\end{aligned} \tag{12}$$

上式中 $\sum'$ 表示除基态外所对有态的 J、M 进行求和. 在式中还引入了有效数 K,它表示由式(6)导出式(12)时所忽略的某些核结构效应.例如核态耦合、反对称化等所引起的效应.最后,核子-核弹性散射振幅可写成:

$$\begin{aligned}F_{0,0}(q)=ik\int bJ_0(qb)\Big\{&1-[1-G_{0,0}(b)]^A-K\frac{A(A-1)}{2}\\ &\cdot\sum_{JM}{}'G_{JM,0}(b)G_{0,JM}(b)[1-G_{0,0}(b)]^{A-2}\Big\}db\end{aligned} \tag{13}$$

弹性散射微分截面:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=|F_{0,0}(q)|^2 \tag{14}$$

(13)式就是在计入非弹道对弹性散射影响后的弹性散射振幅公式.由上式不难看出,当 $K=0$ 时,就是通常计算弹性散射振幅的方法,当 $K\neq 0$ 时,就自动计入非弹性道对弹性道的影响.而当 $K=1$ 时,其影响最强.

三、结果和讨论

为了说明非弹性道对弹性散射的影响,我们对 1.04GeV 质子在 C^{12} 上的弹性散射进行了具体计算.一般言,低位激发态对弹性道有较重要贡献.对于 C^{12} 的低位激发态,其约化非弹性形状因子 $S_J(q)$ 可以取[3]

$$S_J(q)=B_Jq^{n_J}(1-C_Jq^2)e^{-\alpha_Jq^2} \tag{15}$$

式中 B_J, C_J, α_J 及 n_J 均为常数,具体数值见下表.

将(15)式代入(8)式,且当 $J+M=$ 偶数时,$G_{JM,0}(b)$ 不为零,

$$\begin{aligned}G_{JM,0}(b)=&(-1)^Me^{-iM\varphi}B_JB'_{JM}\frac{\sigma(1-i\rho)}{8\pi}\frac{\left(\frac{J+M}{2}\right)!}{(2M)!!\left(\alpha_J+\frac{\beta}{2}\right)^{\frac{J+M+2}{2}}}\\ &\cdot b^M\exp\left[-\frac{b^2}{4\left(\alpha_J+\frac{1}{2}\beta\right)}\right]\Big\{{}_1F_1\left(\frac{M-J}{2},M+1,\frac{b^2}{4\left(\alpha_J+\frac{\beta}{2}\right)}\right)\\ &-C_J\frac{J+M+2}{2\left(\alpha_J+\frac{1}{2}\beta\right)}{}_1F_1\left(\frac{M-J-2}{2},M+1,\frac{b^2}{4\left(\alpha_J+\frac{\beta}{2}\right)}\right)\Big\}\end{aligned} \tag{16}$$

当 $J+M=$ 奇数时，

$$G_{JM,0}(b)=0.$$

式中

$$B'_{JM}=(-1)^{\frac{J+M}{2}}\frac{[(J+M)!(J-M)!]^{1/2}}{(J+M)!!(J-M)!!} \tag{17}$$

${}_1F_1(\alpha,\beta,\gamma)$ 为合流超比函数，

$${}_1F_1(\alpha,\beta,\gamma)=1+\frac{\alpha}{\beta}\frac{\gamma}{1!}+\frac{\alpha(\alpha+1)}{\beta(\beta+1)}\frac{\gamma^2}{2!}+\cdots \tag{18}$$

对 $G_{0,JM}(b)$ 有类似的表达式．在具体计算中，取了最低的几个激发态(见下表)进行了求和，核子-核子散射振幅中的参数分别为：$\sigma=44\text{mb}$，$\rho=0.275$，$\beta=0.212\text{fm}^2$. 利用这些数值，由(13)式，分别取 $K=1$ 和 $K=0$ 进行了计算．计算结果如图所示．由图不难看出，在计入部分非弹性道的影响后，弹性散射的角分布没有产生本质改变，只是定量上发生微小变化，在小角度内，它的影响并不重要．

表　B_J, C_J, α_J 及 n_J 的值

$I^\pi(E)$	n_J	B_J/fm^{n_J}	C_J/fm^2	α_J/fm^2
$0^+(0)$	0	1.00	0.290	0.681
$2^+(4.44)$	2	0.240	0.130	0.574
$0^+(7.66)$	2	0.167	0	0.954
$3^-(9.64)$	3	0.134	0	0.714

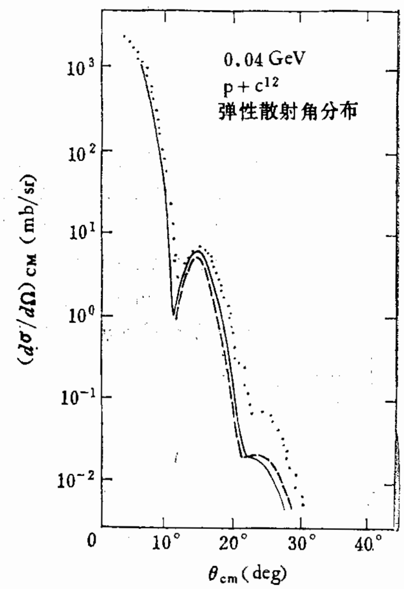

图 1　· 实验；
——$K=1$；　---$K=0$

参　考　文　献

[1] I. Ahmad, *Nucl. Phys.*, **A247** (1975), 415.
[2] R. J. Glauber, *Lectures in theor. phys.*, **Vol 1** (1959), 315.
[3] Wilkin, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **24** (1974), 341.

THE EFFECTS OF INELASTIC CHANNEL TO THE PROTON-NUCLEUS ELASTIC SCATTERING AT HIGH ENERGIES

LIU YUAN LI YANG-GUO
(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The correlated nuclear model can describe high energy hadron-nucleus scattering at large angles very well. But in many papers, the inelastic effects which may be as important as correlations are neglected. In this paper, we include double inelastic processes in hadron-nucleus elastic scattering and obtaln a simple formulae for this scattering. We also calculate 1GeV proton-C^{12} elastic scattering differential cross sections. The results show that the inelastic effects are not important quantitatively for small angles.