

重离子碰撞与核内夸克分布

潘际才 彭宏安 刘连寿

(华中师范学院) (北京大学) (华中师范学院)

摘 要

在假定核内存在多夸克态的前提下, 利用二分量福克-普朗克方程来研究重离子碰撞, 对 $C + C$, $Ne + NaF$, $Ar + KCl$ 在入射能量为 400, 800, 2100 MeV/N 时作了计算, 计算结果与实验符合得较好。

一、导 言

在研究重离子碰撞的过程中, 已经提出了很多模型。一个极端是一次碰出 (knock-out) 模型^[1], 该模型认为每个核子只经历一次碰撞。另一个极端是火球模型^[2], 这实际上是无穷多次碰撞模型。认为两个重离子碰在一起形成一个达到热平衡的火球。然而, 这两个极端都不能很好地解释已有实验。

重离子碰撞实际上是一个多次碰撞过程。Pirner 和 Schürmann^[3] 利用福克-普朗克方程(以后简称 F-P 方程)来研究多次碰撞过程, 结果大体上与实验相符。然而, 在接近质心系 90° 的区域 Pirner 和 Schürmann 的计算结果下降太快, 无法解释超出自由核子-核子碰撞的运动学极限的反常大横动量^[4]。由于在质心系 90° 方向核的性质表现最突出, 因而有必要对这一区域进行更细致的研究。

Jaffe^[5], Carlson^[6] 等为了解释 EMC 效应^[7]提出核内存在多夸克态的模型。刘连寿, 白希祥, 彭宏安^[4]将核内存在多夸克态这一模型用于重离子碰撞, 对质心系 90° 方向的不变微分截面作了初步计算, 结果与实验符合得较好。但是, 在那篇文章中主要是从运动学限制方面进行讨论, 所作的计算过分简化。

本文是在假定核内存在多夸克态的前提之下, 利用输运理论 (F-P 方程)来具体计算重离子碰撞过程。

下面先将 Pirner 和 Schürmann 的计算方法推广应用于核内存在多夸克态的情况, 然后将计算结果与实验进行比较并作简单的讨论。

二、二分量 F-P 方程及其求解

我们先简要地说明 Pirner 和 Schürmann^[3] 的计算要点。Pirner 和 Schürmann 在利

用 F-P 方程研究重离子碰撞时,从核内任挑一个核子作为研究对象(称为试验粒子),分析在碰撞过程中它的动量分布是如何演化的.在具体计算中,将第一次碰撞作为求解 F-P 方程的初始条件,在考虑其它核子对被研究核子的影响时,作了热平衡近似.这样,被研究的核子以后的运动规律就与布朗粒子相似.利用 F-P 方程求出 n 次碰撞的分布函数之后,采用 Glauber 理论^[3]给出的几何权重因子将微分截面算出来,然后与实验进行比较.

下面将这种计算方法直接推广到核内存在多夸克态的情况.

假定核内存在多夸克态,如 3 夸克态, 6 夸克态, 9 夸克态……(记为 3 q 态, 6 q 态, 9 q 态……). 但 9 夸克态以及数目更大的多夸克态存在的几率很小,可以略去. 主要是 3 q 态和 6 q 态^[4,6],它们的几率分别记为 ρ_3 和 ρ_6 , 其中 $\rho_3 = N_3/A_{36}$, $\rho_6 = N_6/A_{36}$; N_3 和 N_6 分别是核内 3 q 态和 6 q 态的数目, $A_{36} = N_3 + N_6$. 在我们的计算中取 $\rho_3 = 0.7$, $\rho_6 = 0.3$ ^[4], 不考虑更多的夸克态.

在我们所讨论的能量范围之内(1GeV 左右) 3 q 态和 6 q 态是碰撞基元. 现在被研究的粒子可以是 3 q 态,也可以是 6 q 态. 第一次碰撞的微分截面^[3]为:

$$\frac{d\sigma_i}{dt} \propto e^{t_i/r^2} \quad i = 3, 6$$

其中: $\frac{d\sigma_3}{dt}$, $\frac{d\sigma_6}{dt}$ 分别表示被研究粒子为 3 q 态和 6 q 态的微分截面. Γ^2 为常数,实验给出 $\Gamma^2 = 0.24(\text{GeV}/c)^2$, t_i 为四动量转移平方:

$$\begin{aligned} t_i &= (P_i - P'_i)^2 \\ &= -P_{\perp i}^2 - m_i^2 \left(Y_i - \frac{1}{2} Y_0 \right)^2 \\ &= -m_i^2 \left(Y_{\perp i}^2 + \left(y_i - \frac{1}{2} Y_0 \right)^2 \right) \end{aligned} \quad (2.1)$$

其中: P_{\perp} 为横动量, Y 为快度, $Y_{\perp} = P_{\perp}/m$ 称为横向快度. m_3, m_6 分别为 3 q 态和 6 q 态的质量.

由于能量守恒, $Y_{\perp i}$ 与 Y_i 之间满足一定的约束条件,

$$\begin{aligned} S_{ij}^{ij} &= (P_i + P_j)^2 = m_i^2 + m_j^2 + 2m_i m_j \cosh Y_0 \\ S_{ij}^{ij} &= (P'_i + P'_j)^2 = m_i^2 + m_j^2 + 2m_{\perp i} m_{\perp j} \cosh (Y_i + Y_j) + 2m_i^2 Y_{\perp i}^2 \end{aligned}$$

其中: $i, j = 3, 6$, i 表示被研究粒子, j 表示被碰撞粒子, $m_{\perp i} = \sqrt{m_i^2 + P_{\perp i}^2}$. 由于能量守恒 ($S_{ij}^{ij} = S_{ij}^{ij}$) 得到

$$m_i^2 + m_j^2 + 2m_i m_j \cosh Y_0 = m_i^2 + m_j^2 + 2m_{\perp i} m_{\perp j} \cosh (Y_i + Y_j) + 2m_i^2 Y_{\perp i}^2 \quad (2.2)$$

由此方程确定 $Y_{\perp i}$ 和 Y_i 之间的关系. 显然,它与两个参与碰撞的夸克态的质量都有关,近似地得到:

$$\frac{4(m_i m_j)^2}{(m_i + m_j)^2} \sinh^2 \frac{1}{2} Y_0 = m_i^2 y_i^2 + m_j^2 y_{\perp i}^2 \quad (2.2')$$

定义三维快度矢量 \mathbf{u} 为:

1) 这里已假定 3 q 态和 6 q 态的第一次碰撞都具有衍射性质,衍射峰的宽度大致相同.

$$\mathbf{u} \equiv (Y, \mathbf{Y}_\perp) = (Y, \mathbf{P}_\perp/m)$$

得到如下的初始条件:

对于 3q 态

$$F_3(\mathbf{u}) = \rho_3 N_3 f_3(\mathbf{u}), \quad (2.3)$$

对于 6q 态

$$F_6(\mathbf{u}) = \rho_6 N_6 f_6(\mathbf{u}), \quad (2.3')$$

其中: N_3, N_6 为归一化常数;

$$f_3(\mathbf{u}) = [\rho_3 \delta(Y - \bar{Y}_{35}) + \rho_6 \delta(y - \bar{Y}_{36})] e^{-m_3^2(y_\perp^2 + (y - \frac{1}{2}y_0)^2)/r^2}, \quad (2.4)$$

$$f_6(\mathbf{u}) = [\rho_3 \delta(Y - \bar{Y}_{63}) + \rho_6 \delta(Y - \bar{Y}_{66})] e^{-m_6^2(y_\perp^2 + (y - \frac{1}{2}y_0)^2)/r^2}, \quad (2.4')$$

$\bar{Y}_{ij} = \bar{Y}_{ij}(Y_{\perp i}) \equiv Y_i(Y_{\perp i}, m_i, m_j)$ 由式(2.2)或近似地由(2.2')解出.

式(2.3)、(2.3')就是推广到核内存在 3q 态和 6q 态时的初始条件.

下面再讨论包含 3q 态和 6q 态的二分量 F-P 方程组.

将一维跃迁几率^[3]

$$W^{\delta n}(\mathbf{u}, \xi) = (4\pi D \delta n)^{-3/2} e^{-(\xi + \beta \mathbf{u} \delta n)^2 / 4 D \delta n} \quad (2.5)$$

推广为 2×2 跃迁矩阵.

其矩阵元 $W_{ij}^{\delta n}(\mathbf{u}, \xi)$ ($i = 3, 6$) 为:

$$W_{ij}^{\delta n}(\mathbf{u}, \xi) \propto (4\pi D_{ij} \delta n)^{-3/2} e^{-(\xi + \beta_{ij} \mathbf{u} \delta n)^2 / 4 D_{ij} \delta n} \quad (2.5')$$

D_{ij} 和 β_{ij} 分别是推广的扩散系数和摩擦系数.

设 $P_n^i(\mathbf{u})$ 是 i 夸克态 ($i = 3, 6$) n 次碰撞后的分布函数, 则有:

$$P_{n+\delta n}^i(\mathbf{u}) = \sum_{j=3,6} \int W_{ij}^{\delta n}(\mathbf{u} - \xi, \xi) P_n^j(\mathbf{u} - \xi) d^3 \xi \quad (2.6)$$

在 δn 很小时展开, 得到二分量的主方程:

$$\frac{\partial P_n^i(\mathbf{u})}{\partial n} = \sum_{j=3,6} \int d^3 \xi \{ W_{ij}(\mathbf{u} - \xi, \xi) P_n^j(\mathbf{u} - \xi) - W_{ij}(\mathbf{u}, \xi) P_n^i(\mathbf{u}) \} \quad (2.7)$$

其中 $W_{ij}(\mathbf{u}, \xi)$ 是一次碰撞的跃迁几率.

令

$$W_{ij}(\mathbf{u}, \xi) = a_{ij} \omega_{ij}(\mathbf{u}, \xi) \quad (2.8)$$

其中

$$\omega_{ij}(\mathbf{u}, \xi) = (4\pi D_{ij})^{-3/2} e^{-(\xi + \beta_{ij} \mathbf{u})^2 / 4 D_{ij}}$$

是归一化的. a_{ij} 是经过一次碰撞由 i 夸克态跃迁到 j 夸克态的几率.

在 ξ 小时, 将方程(2.7)展开到 ξ 的二次方项, 得到二分量的 F-P 方程组:

$$\frac{\partial P_n^i(\mathbf{u})}{\partial n} = \sum_{j=3,6} (a_{ij} - \delta_{ij}) P_n^j(\mathbf{u}) + \sum_{j=3,6} a_{ij} (\beta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{u} + D_{ij} \nabla^2) P_n^i(\mathbf{u}) \quad (2.9)$$

一般说来, β_{ij} 和 D_{ij} 与 i, j 有关, 方程(2.9)是耦合的二阶偏微分方程组. 为了便于求解, 近似地认为 β_{ij} 和 D_{ij} 与 i, j 无关, 而只与 3 夸克态和 6 夸克态的某种总体特征相联系. 具体地说, 将扩散系数 D 与衍射常数 r^2 和被研究粒子的质量 m 的关系^[3]

$$D = r^2 / 4m^2$$

推广为

$$D_{ij} = D = r^2/4\mu^2 \quad (2.10)$$

其中 μ 为平均质量¹⁾

$$\mu = \rho_3 m_3 + \rho_6 m_6 \quad (2.11)$$

爱因斯坦关系推广为

$$\beta_{ij} = \beta = \frac{\mu \cdot \dot{D}}{kT} \quad (2.12)$$

且温度 kT 由下式确定

$$\rho_3 m_3 \cosh \frac{1}{2} y_0 + \rho_6 m_6 \cosh \frac{1}{2} Y_0 = \frac{3}{2} kT + \rho_3 m_3 + \rho_6 m_6 \quad (2.13)$$

在写出此式时已假定碰撞前后 3 夸克态和 6 夸克态的几率是相同的。

由式(2.10)–(2.13)决定了 D_{ij} 和 β_{ij} 。剩下的四个参数 a_{ij} 满足如下三个关系。

由于

$$\sum_{j=3,6} \int d^3\xi W_{ij}(\mathbf{u}, \xi) = 1$$

由式(2.8)得到 a_{ij} 满足的两个关系

$$\sum_{j=3,6} a_{ij} = 1 \quad (i = 3, 6) \quad (2.14)$$

当 $n \rightarrow \infty$ 时,

$$\int d^3u P_n^i(\mathbf{u}) \rightarrow \rho^i \quad (2.15)$$

由(2.6)式得到

$$P_\infty^i(\mathbf{u}) = \sum_j a_{ij} P_n^j(\mathbf{u}) \quad (i = 3, 6) \quad (2.16)$$

由(2.14), (2.15)和(2.16)得到 a_{ij} 之间的第三个关系

$$a_{63}/a_{36} = \rho_6/\rho_3 \quad (2.17)$$

因而为了确定 a_{ij} , 只需引入一个参数 α 。

$$a_{36} - a_{63} = \alpha \quad (2.18)$$

它等于由 3 夸克态 (6 夸克态) 经过一次碰撞跃迁到 6 夸克态 (3 夸克态) 的几率之差。 α 是我们模型中的一个自由参数, 由于 $\rho_6 < \rho_3$, 所以 $0 < a_{63} < a_{36} < 1$, 因而 α 只能取 0 与 1 之间的值。实际计算表明 α 的值对计算结果影响很小。由(2.14), (2.17)和(2.18)求得

$$a \equiv \begin{pmatrix} a_{33} & a_{36} \\ a_{63} & a_{66} \end{pmatrix} = \frac{1}{\rho_3 - \rho_6} \begin{pmatrix} \rho_3 - \rho_6 - \alpha\rho_6 & \alpha\rho_3 \\ \alpha\rho_6 & \rho_3 - \rho_6 - \alpha\rho_3 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

最后得到了包含 $3q$ 态和 $6q$ 态的二分量 F-P 方程组和相应的初始条件

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial n} \begin{pmatrix} P_n^3 \\ P_n^6 \end{pmatrix} = \frac{\alpha}{\rho_3 - \rho_6} \begin{pmatrix} -\rho_6 & \rho_3 \\ \rho_6 & -\rho_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_n^3 \\ P_n^6 \end{pmatrix} \\ + \frac{1}{\rho_3 - \rho_6} \begin{pmatrix} \rho_3 - \rho_6 - \alpha\rho_6 & \alpha\rho_3 \\ \alpha\rho_6 & \rho_3 - \rho_6 - \alpha\rho_3 \end{pmatrix} (\beta \nabla \cdot \mathbf{u} + D \nabla^2) \begin{pmatrix} P_n^3 \\ P_n^6 \end{pmatrix} \end{cases} \quad (2.20)$$

1) 我们曾对 μ 取不同值作了计算, 发现结果对 μ 的值并不敏感。

$$\begin{pmatrix} P_1^3 \\ P_1^6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_3 \\ F_6 \end{pmatrix}$$

求解这样一个初值问题并不困难, 因为二个系数矩阵可以同时对角化. 将它们对角化, 求得变换矩阵 u 为:

$$u = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \rho_6/\rho_3 & -1 \end{pmatrix}, \quad u^{-1} = \rho_3 \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \rho_6/\rho_3 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

新的二维矢量记为 $\begin{pmatrix} P_n^1 \\ P_n^2 \end{pmatrix}$

$$\begin{pmatrix} P_n^1 \\ P_n^2 \end{pmatrix} = u^{-1} \begin{pmatrix} P_n^3 \\ P_n^6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_3 P_n^3 + \rho_3 P_n^6 \\ \rho_6 P_n^3 - \rho_3 P_n^6 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

于是(2.20)变为:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial n} \begin{pmatrix} P_n^1 \\ P_n^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_n^1 \\ P_n^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1-A \end{pmatrix} (\beta \nabla - \mathbf{u} + D \nabla^2) \begin{pmatrix} P_n^1 \\ P_n^2 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \bar{P}_1^1 \\ \bar{P}_1^2 \end{pmatrix} = u^{-1} \begin{pmatrix} P_1^3 \\ P_1^6 \end{pmatrix} \end{cases} \quad (2.23)$$

其中

$$A = \alpha/(\rho_3 - \rho_6) \quad (2.24)$$

方程组已被分离开了. 利用已知的格林函数求得:

$$\begin{cases} P_{\tilde{n}}^1(\mathbf{u}) = N_1 \int d^3 u' \bar{P}_1^1(\mathbf{u}') e^{-(\mathbf{u}-\mathbf{u}'e^{-\beta_1})^2/\sigma_{Y1}^2} \\ P_{\tilde{n}}^2(\mathbf{u}) = N_2 e^{-A\tilde{n}} \int d^3 u' \bar{P}_1^2(\mathbf{u}') e^{-(\mathbf{u}-\mathbf{u}'e^{-\beta_2\tilde{n}})^2/\sigma_{Y_2}^2} \end{cases} \quad (2.25)$$

其中

$$\tilde{n} = n - 1 = 0, 1, 2, \dots$$

$$\beta_1 = \beta, \quad \beta_2 = (1 - A)\beta \quad (2.26)$$

$$\sigma_{Y_i}^2 = 2 \frac{kT}{\mu} (1 - e^{-2\beta_i \tilde{n}}) \quad (2.27)$$

$$N_i = (\pi \sigma_{Y_i}^2)^{-3/2} \quad (i = 1, 2)$$

于是求得 $3q$ 态和 $6q$ 态在 n 次碰撞之后的分布函数为:

$$\begin{pmatrix} P_n^3(\mathbf{u}) \\ P_n^6(\mathbf{u}) \end{pmatrix} = u \begin{pmatrix} P_n^1(\mathbf{u}) \\ P_n^2(\mathbf{u}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_n^1(\mathbf{u}) + P_n^2(\mathbf{u}) \\ \rho_6/\rho_3 P_n^1(\mathbf{u}) - P_n^2(\mathbf{u}) \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

以上没有考虑核内的费米运动, 考虑费米运动的一种方式是将初始分布函数中的 δ 函数换为高斯型的费米涂抹函数 (Fermi-Smearing function)^[3], 然而, 在方程 (2.25) 中求分布函数时, 由于费米涂抹函数的宽度 $\sigma_F^2 (\approx 0.025 - 0.03)$ 远小于 $\sigma_{Y_i}^2 (0.2 \sim 0.3)$ 因而用 δ 函数来近似代替费米涂抹因子, 对计算结果影响很小.

三、结果与讨论

实验观察到的是质子 (p) 和氘 (d) 等, 为和实验进行比较, 作如下的唯象考虑.

按照我们的模型,在核内既有3夸克态又有6夸克态,在多次碰撞过程中它们之间相互转化(由F-P方程描写).但在飞出原子核形成末态粒子时,6夸克态不能以原有形式存在.我们假定具有与d相同同位旋($I=0$)的6q态的末态以几率C静止衰变成d核.其它的则静止衰变成一对核子.当然,还可能存在3q态和3q态复合成d,或3q态和6q态复合成 ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$,或9q态衰变成3个核子等可能性.这些可能性暂时都不予考虑.

当质子数和中子数相同时,易于算出6q态具有同位旋为 $I=0$ (d的同位旋)的几率为 $1/4$,于是6q态衰变成d的几率为 $\frac{1}{4}C$,衰变成核子对的几率为 $1 - \frac{1}{4}C$.

这样就求得核子(N)和氘(d)的分布函数为:

$$P_{n,N}(\mathbf{u}) = P_n^3(\mathbf{u}) + 2\left(1 - \frac{1}{4}C\right)P_n^6(\mathbf{u}) \equiv P_{n,N}(Y, \mathbf{Y}_\perp) \quad (3.1)$$

$$P_{n,d}(\mathbf{u}) = \frac{1}{4} \cdot C \cdot P_n^6(\mathbf{u}) \equiv P_{n,d}(Y, \mathbf{Y}_\perp) \quad (3.2)$$

不变微分截面是^[3]

$$\frac{d\sigma_i}{dYd^2P_\perp} = g_i \left[A_p \sum_{n=1} \sigma_n^T P_{n,i}^p(Y, \mathbf{P}_\perp) + A_T \sum_{n=1} \sigma_n^p P_{n,i}^T(Y, \mathbf{P}_\perp) \right] \quad (3.3)$$

其中

$i = p, d$; $g_p = \frac{1}{2}$, $g_d = 1$; A_p, A_T 分别为入射核和靶核中3q态和6q态的总数.
 σ_n^T, σ_n^p 分别是靶核和入射核的几何权重因子,它们由Glauber理论^[8]算出.

对于等质量核碰撞,有如下关系:

$$\sigma_n^T = \sigma_n^p \equiv \sigma_n \quad (3.4)$$

$$A_p = A_T \equiv A_{36} \quad (3.5)$$

$$P_{n,i}^T(Y, \mathbf{P}_\perp) = P_{n,i}^p(-Y, \mathbf{P}_\perp) \quad (3.6)$$

于是式(3.3)简化为:

$$\frac{d\sigma_p}{dYd^2P_\perp} = g_p A_{36} \sum_{n=1} \sigma_n [P_{n,N}(Y, \mathbf{P}_\perp) + P_{n,N}(-Y, \mathbf{P}_\perp)] \quad (3.7)$$

$$\frac{d\sigma_d}{dYd^2P_\perp} = g_d A_{36} \sum_{n=1} \sigma_n [P_{n,d}(Y, \mathbf{P}_\perp) + P_{n,d}(-Y, \mathbf{P}_\perp)] \quad (3.8)$$

利用此二式,就可将计算的P谱和d谱与实验进行比较.由于在求 $P_n^1(\mathbf{u})$ 和 $P_n^2(\mathbf{u})$ 时需要作二重积分(本来是三重积分,由于初始条件中含有 δ 函数,故实际上只是二重积分),而被积函数较复杂,因此要用计算机作数值积分.

在实际计算中,我们取 $m_3 = m_p = 0.938\text{GeV}$, $m_6 = 2m_3 = 1.876\text{GeV}$, $\rho_3 = 0.7$, $\rho_6 = 0.3^{[4]}$, $\alpha = 0.1$, $C = 0.2$, C+C, Ne+NaF的几何权重因子取自文献[3], Ar+KCl取自文献[9].

我们具体地计算了入射能重为800MeV/N时, C+C, Ne+NaF和Ar+KCl的质子谱和C+C的氘谱,以及Ne+NaF入射能量为400MeV/N, 800MeV/N和2100MeV/N的质子谱.

在图1,图2和图3中,分别画出了 $Y-P_T/m_p$ 平面上C+C, Ne+NaF和Ar+

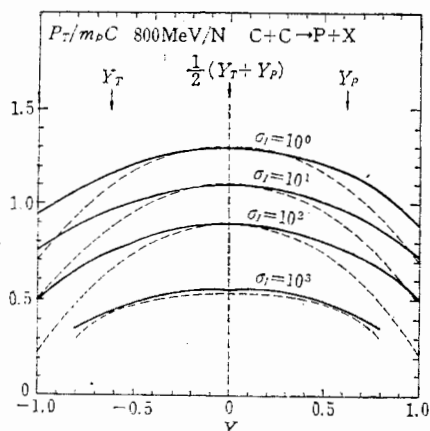


图 1 800MeV/N, $C + C \rightarrow P + X$ 在 $Y = P_T/m$ 平面上的等不变微分截面 (σ_I) 图
实线: 计算值, 虚线: 实验值

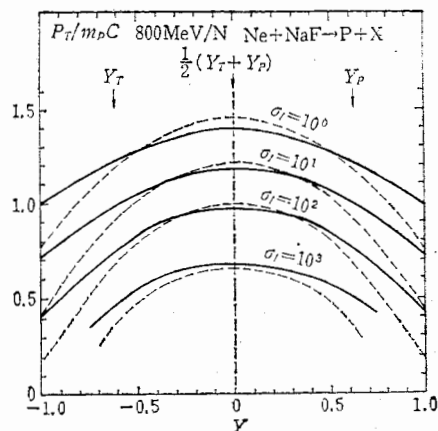


图 2 800MeV/N, $Ne + NaF \rightarrow P + X$ 在 $Y = P_T/m$ 平面上的等不变微分截面 (σ_I) 图
实线: 计算值, 虚线: 实验值

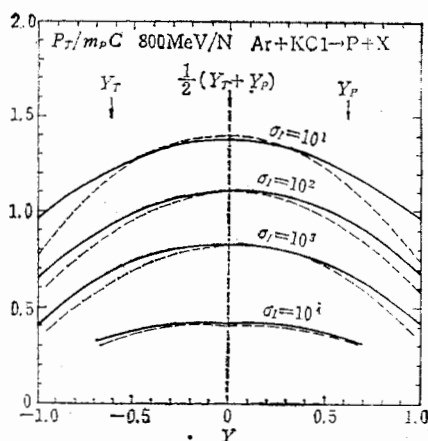


图 3 800MeV/N, $Ar + KCl \rightarrow P + X$ 在 $Y = P_T/m$ 平面上的等不变微分截面 (σ_I) 图
实线: 计算值, 虚线: 实验值

KCl 的等 σ_I 线¹⁾(等不变微分截面线)。由图中可以看出,在 $Y = 0$ 附近(即质心系 90° 附近)算出的结果与实验符合得很好。这一部分正是我们所关心的部分,我们的计算结果与 Pirner 和 Schürmann 的结果相比,有了明显的改善。但在 Y 较大时计算结果偏大,其主要原因可能是没有考虑介子和 3H , 3He 等的产生。

特别有意义的是,计算结果很好地解释了反常大横动量。在图 4 中画出了入射能量为 800MeV/N, 不同重离子碰撞 ($C + C$, $Ne + NaF$, $Ar + KCl$) 的横动能分布。图 5 画出了 $Ne + NaF$, 在入射能量分别为 400MeV/N, 800MeV/N 和 2100MeV/N 时的横动能分布。除了 $Ne + NaF$ 入射能量为 400MeV/N 之外,其它的计算结果与实验符合得相当

1) 图 1—图 5 中的实验数据取自文献 [10], 图 6, 图 7 取自文献 [11]。

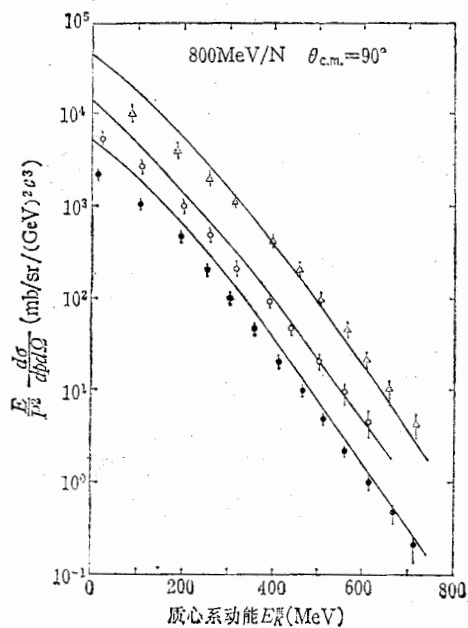


图4 质心系 90° , $800\text{MeV}/N$, $C+C$, $Ne+NaF$ 和 $Ar+KCl$ 单举质子谱
 \circ $Ne+NaF \rightarrow P+X$; \bullet $C+C \rightarrow P+X$;
 \triangle $Ar+KCl \rightarrow P+X$

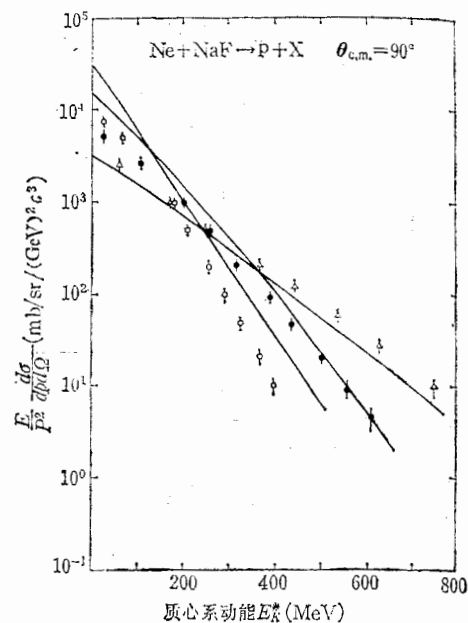


图5 质心系 90° , $Ne+NaF$ 在入射能量分别为 $400\text{MeV}/N$, $800\text{MeV}/N$ 和 $2100\text{MeV}/N$ 时的单举质子谱。
 \circ $E_{lab} = 0.4\text{GeV}/N$; \bullet $E_{lab} = 0.8\text{GeV}/N$;
 \triangle $E_{lab} = 2.1\text{GeV}/N$

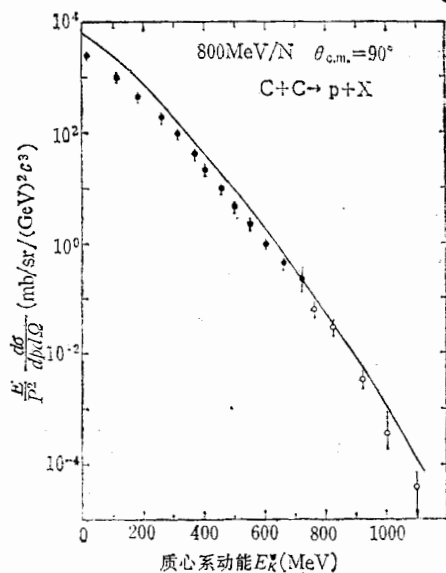


图6 质心系 90° , $800\text{MeV}/N$, $C+C$ 单举质子谱。圆圈为白希祥等所做的实验点

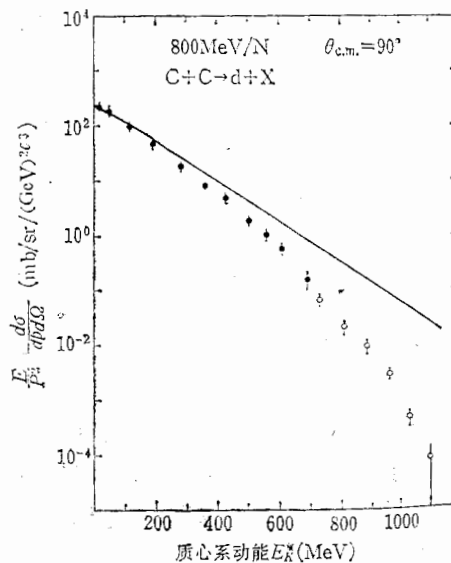


图7 质心系 90° , $800\text{MeV}/N$, $C+C$ 单举氘核谱。圆圈为白希祥等所做的实验点

好. 在入射能量为 $400\text{MeV}/N$ 时, 偏差较大是由于这一能量过低, 入射粒子德布洛意波长长, 因而在计算中所用的基元碰撞不相干的假定不成立. 最近, 白希祥^[4]等在入射能量为 $800\text{MeV}/N$ 的 $C+C$ 碰撞中, 在质心系 90° 方向观察到了 1100MeV 的质子. 这一能量远远超过了自由核子碰撞的运动学极限, 这就是“反常大横动量”. 在图 6 中将计算结果和他们的实验点进行了比较, 结果符合得相当好.

在图 7 中, 将计算的氘谱和实验进行了比较, 计算中认为具有氘同位旋的 $6q$ 态以 20% 的几率 ($c = 0.2$) 衰变成氘. 在横动量较小时符合得较好, 而横动量较大时显著地偏大. 其原因是没有考虑 ^3H 和 ^3He , 因为当横动量较大时, ^3H 和 ^3He 的产量比 d 的产量还要大, 所以不能忽略.

总之, 对不同的核 ($C+C$, $\text{Ne}+\text{NaF}$, $\text{Ar}+\text{KCl}$) 和不同的入射能量 ($400\text{MeV}/N$, $800\text{MeV}/N$, $2100\text{MeV}/N$) 所作的计算, 都能较好地符合实验结果. 在整个计算中只引入了一个参数 α , 而计算结果对 α 的值并不敏感. 这表明, 假定核内存在多夸克态能够比较好地解释中心区 ($Y=0$ 附近) 的实验现象.

参 考 文 献

- [1] Steven E. Koonin, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 680.
- [2] G. D. Westfall et al., *Phys. Rev. Lett.*, **37** (1976), 1202.
- [3] H. J. Pirner and B. Schürmann, *Nucl. Phys.*, **A316** (1979), 461.
- [4] 刘连寿, 白希祥, 彭宏安, 高能物理与核物理, **9**(1985), 244.
- [5] R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 228.
- [6] C. E. Carlson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **51** (1983), 261.
- [7] J. J. Aubert et al., (European Muon Collaboration), *Phys. Lett.*, **105B** (1981), 315—322.
- [8] R. J. Glauber and G. Mattia, *Nucl. Phys.*, **B21** (1970), 135.
- [9] J. Knoll et al., *Nucl. Phys.*, **A324** (1979), 445.
- [10] S. Nagamiya et al., *Phys. Rev.*, **C24** (1981), 971.
- [11] X. Bai et al., Production of Light fragments with high Pt at cm 90 degree in $800\text{ MeV}/\text{nucleon}$ $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ collisions, (待发表).

HEAVY ION COLLISIONS AND QUARK DISTRIBUTION IN NUCLEI

PAN JI-CAI PENG HONG-AN

(Hua-Zhong Normal University) (Beijing University)

LIU LIAN-SHOU

(Hua-Zhong Normal University)

ABSTRACT

The heavy-ion collisions are studied by means of two-component Fokker-Planck equations on the assumption that there exist multi-quark states in nuclei. Inclusive cross section for the production of p is calculated in heavy-ion collisions of $C+C$, $\text{Ne}+\text{NaF}$ and $\text{Ar}+\text{KCl}$ at $800\text{ MeV}/N$; $\text{Ne}+\text{NaF}$ at $400\text{ MeV}/N$, $800\text{ MeV}/N$ and $2100\text{ MeV}/N$. A satisfactory agreement with the experimental data near c.m. 90° is obtained. The production of d in the collision of $C+C$ at $800\text{ MeV}/N$ is also discussed.