

强子-强子核相互作用参数化模型 在超高能宇宙线研究中的应用

范晓龄 张春生

(中国科学院高能物理研究所,北京 100039)

摘 要

在混合初级宇宙线成分的假定下,用参数化模型描述强子-强子相互作用过程,模拟超高能宇宙线粒子在大气中的行为,并将模拟计算结果同高山乳胶室的实验数据进行了细致的比较与讨论。同时详细讨论了碎裂区次级粒子平均横动量取值对模拟计算结果的影响。

一、引 言

对 ISR 和 SppS 非弹过程赭快度分布的实验数据进行最佳参数拟合直至其最高能量 $\sqrt{s} = 900\text{GeV}$,假定次级粒子多重数分布近似遵循 KNO Scaling,横动量近似遵循指数分布,我们构造了一个适合于分析乳胶室实验结果的强子-强子核相互作用参数化模型。该模型能以较高的精度描写加速器能区强子相互作用的平均行为,同时它作为遍举过程的 Monte Carlo 强子产生器,具有计算过程简单、速度快、节省机时等特点。参数化模型的详细描述参阅文献[1]。

乳胶室实验所接收到的是来自大气中多次核作用的次级粒子,图像复杂,一般通过实验数据与 Monte Carlo 模拟计算结果的比较来研究高能宇宙线粒子在大气中的行为。将参数化模型应用于超高能宇宙线粒子在大气中行为的模拟计算,并与高山乳胶室的实验数据进行细致的比较,这对于检验参数化模型在超高能区的适用性,对于超高能核作用规律和初级宇宙线成分的研究都是有意义的。

在 UA7 实验之前,SppS 能区加速器实验只给出了中心区次级粒子平均横动量 $\langle p_t \rangle$ 随能量增长而上升的结果,在碎裂区由于实验数据的缺乏, $\langle p_t \rangle$ 的变化则不清楚。在超高能模拟计算中, $\langle p_t \rangle$ 的取值一般为:中心区 $\langle p_t \rangle$ 随能量的增长而上升,碎裂区 $\langle p_t \rangle$ 则取常数值^[2](一般为 $0.3-0.4\text{GeV}/c$)。UA7 的最新实验结果表明,次级粒子的 $\langle p_t \rangle$ 在碎裂区是迅速下降的^[3]。碎裂区是对乳胶室实验灵敏的区域,UA7 这一新的实验结果将会给模拟计算结果带来怎样的变化?为讨论碎裂区次级粒子 $\langle p_t \rangle$ 取值对模拟计算结果的影响,本文对强子多重产生过程次级粒子平均横动量 $\langle p_t \rangle$ 取值考虑如下两种情形: 1) 碎裂区 $\langle p_t \rangle$

取 UA7 的实验结果,中心区 $\langle p_i \rangle$ 随能量的增长而上升,如文献[1]中所述,标记为 $\langle p_i \rangle = \text{UA7}$ 。2)不考虑 $\langle p_i \rangle$ 在碎裂区的下降,即在全快度区域内次级粒子 $\langle p_i \rangle$ 按中心区规律随能量的增长而上升,标记为 $\langle p_i \rangle = \text{PTE}$ 。

二、初级宇宙线粒子化学成分和能谱

Grigorov 等^[9]利用卫星实验直接测量了 $10^{12} - 10^{15} \text{eV}$ 能区初级宇宙线粒子总积分能谱,结果表明总谱很好地符合指数为 1.65 的单幂谱。高于 10^{15}eV 能区,直接的实验测量十分困难,目前只有 Akeno^[9], Yakutsk 和 Tien-Shan 等几家广延大气簇射阵列给出的间接数据。结果显示,在 $5 \times 10^{15} - 10^{18} \text{eV}$ 能区,总积分谱的幂指数变为 2.1,即在 $(3-5) \times 10^{15} \text{eV}$ 附近,总积分谱逐渐拐折,这种现象称为“Knee”。拐折的原因目前还不太清楚。

单一粒子能谱的直接测量数据更少,目前对质子^[6-8],氦核, CNO 核,铁核以及其它重核^[6,9]等的直接测量均在 10^{13}eV 以下能区。究竟各粒子谱如何拐折,在什么能量拐折,才能造成总能谱在 $4 \times 10^{15} \text{eV}$ 附近拐折,以及拐折前后各种粒子成分所占的比例等,这是急待解决的问题,也是高山乳胶室实验的重要研究对象之一。对它的深入研究将会大大丰富人们对宇宙线的起源、加速、传播等过程的了解。

本工作将初级宇宙线的化学成分粗略地分为七类核:质子(p),氦核(He),碳氮氧核(CNO),轻重核(LH),中重核(MH),甚重核(VH)以及铁核(Fe),它们的平均原子序数 Z 分别为 1,2,7,12,17,23,26。各种粒子的微分能谱用下式表示:

$$\frac{dN}{dE} = A \cdot E^{-r} \quad (\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1} / \text{nucleus})$$

设质子能谱的拐折能量为 E_b ,其他原子核的拐折能量为 $Z \cdot E_b$ (刚度切割模型)。拐折前各粒子谱的 A, r 值取低能端实验的直接测量值^[6,9],如表 1 所示。拐折后各种核成分

表 1 初级宇宙线中各种粒子能谱拐折前的能谱参数

Nucleus	p	He	CNO	LH	MH	VH	Fe
$\langle Z \rangle$	1	2	7	12	17	23	26
A	1.92	0.781	0.507	0.51	0.0076	0.013	0.185
r	2.75	2.75	2.70	2.70	2.47	2.52	2.50

表 2 初级宇宙线中各种化学成分所占份额

能 量	种 类							
	份 额 (%)	p	He	CNO	LH	MH	VH	Fe
10^{14}eV		29	12	15	13	2.6	3.4	25
10^{15}eV		15	8	16	14	4.4	3.6	39
10^{16}eV		10	5	12	11	5.3	5.7	51

的谱指数均取为 3. 把 E_b 当做可调参量, 用最小二乘法拟合 Grigorov 等^[9]及 Akeno^[10]关于原初宇宙线粒子总谱数据, 得到最佳估计值 $E_b \approx 150 \text{TeV}$. 表 2 给出了 $10^{14} - 10^{16} \text{eV}$ 能区各种核成分所占的份额.

三、高能宇宙线粒子在大气中行为的描述

不同核与空气核碰撞的平均自由程 λ_i 依赖于入射核的质量 A_i , 取如下经验公式^[10]:

$$\lambda_i = 80 A_i^{-0.44} \text{ (g/cm}^2\text{)}.$$

较重的核在一次碰撞中碎裂为一个或一个以上较轻的核与一些核子 (其中一部分与空气核子发生非弹性作用产生 π , 而另一部分则不发生作用), 较轻的核在下一次碰撞中又碎裂为更轻的核. 核子与空气核非弹性相互作用截面随能量的增加而稍有上升, $\sigma_{in} \propto \left(\frac{E_0}{1 \text{TeV}}\right)^\delta$, $\delta = 0.06$ ^[11]. 加速器的实验结果表明^[12,13], 强子-核碰撞与强子-强子碰撞的区别主要在中心区, 而在碎裂区的差别很小. 将加速器的实验结果应用于超高能区, 由于乳胶室记录的次级粒子绝大部分来自碎裂区, 可用强子-强子碰撞来代替强子-空气核碰撞过程. 考虑到强子-核碰撞比强子-强子碰撞在中心区多出的次级粒子所带走的能量, 取强子-核碰撞过程的非弹性系数为强子-强子碰撞过程的 1.2 倍^[14]. 强子-强子碰撞过程用参数化模型处理. 我们将上述处理方法标记为 MPI 模型 (Mixed Primary Composition, Parametrization, Increasing Cross Section).

四、比较与讨论

1. 碎裂区次级粒子 $\langle p_t \rangle$ 取值对参数化模型的影响

在参数化模型中, 取 $\langle p_t \rangle = \text{PTE}$, 对加速器非弹性过程赭快度分布实验数据进行重新拟合, 使得赭快度保持不变, 此时次级粒子 Feynman 变量 x 的分布如图 1 所示. 可以看到, $\langle p_t \rangle = \text{PTE}$ 时 x 分布较 $\langle p_t \rangle = \text{UA7}$ 在大 x 值时偏高, 碎裂区粒子增加. 这是因为赭快度分布保持不变, 即次级粒子在质心系中的发射角不变, 次级粒子横动量增大导致其纵动量增大, 因而 x 值增加.

碎裂区次级粒子平均横动量增大, 导致次级粒子的能量增大, 核作用的平均非弹性系数增加.

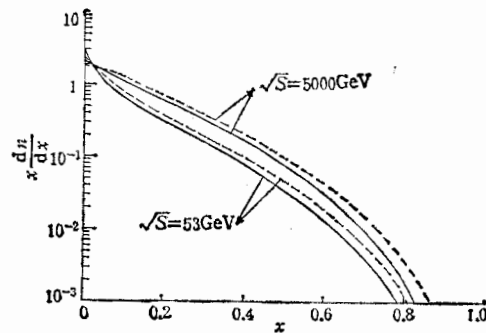


图 1 碎裂区次级粒子 $\langle p_t \rangle$ 取值对 x 分布的影响
实线为 $\langle p_t \rangle = \text{UA7}$, 虚线为 $\langle p_t \rangle = \text{PTE}$

2. γ 族事例的流强

γ 族事例的流强是一个对初级宇宙线成分和强子多重产生模型灵敏的参量, 因此将

MPI 模型所给出的 γ 族事例的流强与实验数据进行比较, 是对 MPI 模型最基本的检验. 图 2 给出了甘巴拉山(海拔 5500 米) $\Sigma E_\gamma \geq 200 \text{ TeV}$ γ 族事例的流强. 可以看到, $\langle p_i \rangle = \text{UA7}$ 时 MPI 模型与实验点吻合得很好, 而 $\langle p_i \rangle = \text{PTE}$ 时 MPI 模型较实验点偏低. 这是由于 $\langle p_i \rangle = \text{PTE}$ 时强子-强子相互作用的平均非弹性系数较 $\langle p_i \rangle = \text{UA7}$ 大, 初级宇宙线粒子及其次级粒子在大气中的传播效率低, 族事例的流强下降.

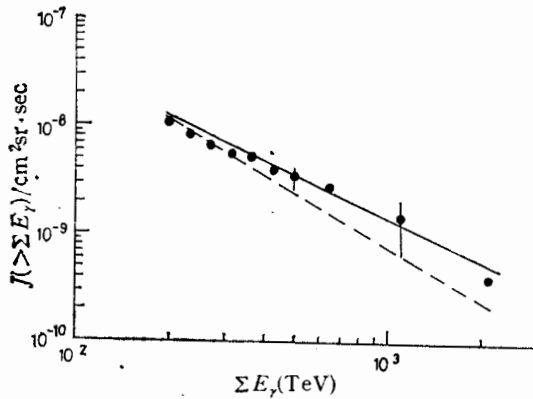


图 2 5500 米高度 $\Sigma E_\gamma \geq 200 \text{ TeV}$ γ 族事例的流强

“●”表示实验点, 实线表示 MPI ($\langle p_i \rangle = \text{UA7}$), 虚线表示 MPI ($\langle p_i \rangle = \text{PTE}$)

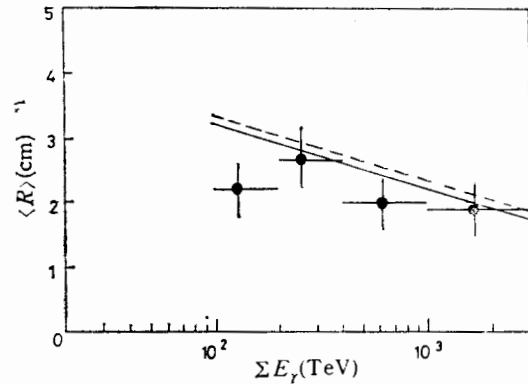


图 3 $\Sigma E_\gamma \geq 100 \text{ TeV}$ γ 族事例的 $\langle R \rangle$ 分布

“●”表示实验点, 实线表示 MPI ($\langle p_i \rangle = \text{UA7}$), 虚线表示 MPI ($\langle p_i \rangle = \text{PTE}$)

3. γ 族事例的 $\langle R \rangle$ 和 $\langle ER \rangle$ 分布

乳胶室实验中讨论得最多的是族事例的 $\langle R \rangle$ 和 $\langle ER \rangle$ 分布, 即族事例的横向扩展特征, 它们直接反映了超高能核作用中次级粒子横动量、多重数及动量分布等. 图 3、图 4 分别给出了甘巴拉山高度 $\Sigma E_\gamma \geq 100 \text{ TeV}$ γ 族事例的 $\langle R \rangle$ 和 $\langle ER \rangle$ 分布. 从图中可以看到, $\langle p_i \rangle = \text{PTE}$ 时 MPI 模型所给出的 $\langle R \rangle$ 和 $\langle ER \rangle$ 值较 $\langle p_i \rangle = \text{UA7}$ 时稍有偏高.

将乳胶室所记录的次级粒子分为 A、B 两类, A 类次级粒子的每一位祖先均来自碎裂

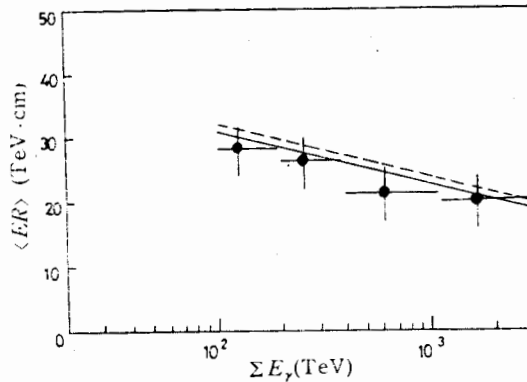


图 4 $\Sigma E_\gamma \geq 100 \text{ TeV}$ γ 族事例的 $\langle ER \rangle$ 分布

“●”表示实验点, 实线表示 MPI ($\langle p_i \rangle = \text{UA7}$), 虚线表示 MPI ($\langle p_i \rangle = \text{PTE}$)

区,其余则归于 B 类. MPI 模型给出的 A 类次级粒子所占份额如表 3 所示. 可以看到, 乳胶室所记录的次级粒子绝大部分来自碎裂区, 随着能量的上升碎裂区的次级粒子份额下降.

表 3 族事例中 A 类次级粒子所占份额

$\sum E_r(\text{TeV})$	30—50	50—100	100—200	200—500	500—1000
份额(%)	95.9	93.3	90.5	87.3	81.1

$\langle p_t \rangle = \text{PTE}$ 时族事例的 $\langle R \rangle$ 和 $\langle ER \rangle$ 值较 $\langle p_t \rangle = \text{UA7}$ 时偏高, 是来自碎裂区粒子的贡献. 一般说来, 中心区次级粒子分布在族事例的外围, 而碎裂区次级粒子则集中于族事例的中心. 为了具体地了解碎裂区次级粒子平均横动量 $\langle p_t \rangle$ 取值对族事例 $\langle R \rangle$ 和 $\langle ER \rangle$ 分布的影响, 以事例的能量中心为圆心, 以不同的半径 r 做圆, 计算圆内次级粒子的 $\langle R \rangle$ 和 $\langle ER \rangle$. 图 5 给出了 $\sum E_r \geq 100 \text{TeV}$ γ 族事例不同半径圆内次级粒子的 $\langle R \rangle$ 和 $\langle ER \rangle$ 分布. 可以看到, 在小半径范围内, $\langle p_t \rangle = \text{PTE}$ 时的 $\langle R \rangle$ 和 $\langle ER \rangle$ 较 $\langle p_t \rangle = \text{UA7}$ 的偏高较明显, 随着圆半径的增大, 偏高逐渐减小. 这说明当核作用中次级粒子的横快度分布确定之后, 碎裂区次级粒子 $\langle p_t \rangle$ 取值对族事例能量中心附近次级粒子的 $\langle R \rangle$ 及 $\langle ER \rangle$ 有一定影响, 而对整个族事例的 $\langle R \rangle$ 及 $\langle ER \rangle$ 影响较小.

4. 族事例集团数目 N_c 分布

乳胶室实验所观测到的集团现象, 是指族事例中的次级粒子集中于几个不同的区域内, 形成若干个分立的集团. 乳胶室实验能准确地记录族事例中次级粒子之间的相对位置, 这对于集团现象的研究是十分有利的.

一般来说, 族事例中的集团为核作用中高能次级粒子在大气中级联过程的产物, 而集团之间的分离程度则与高能次级粒子的横快度(即次级粒子在质心系的发射角)等是密切相关的, 因此, 对族事例进行集团化处理(具体方法参阅文献[11]), 力求还原出原初核作用的特征, 这对于超高能核作用机制的研究是很有意义的. 图 6 给出了富士山高度(海拔 3800 米) $\sum E_r \geq 100 \text{TeV}$ γ 族事例集团数目 N_c 分布. 可以看到, MPI 模型所给出的小 N_c 事例所占份额较实验点偏高, 大 N_c 事例所占份额较实验点偏低. 如在参数化模型中考虑大横动量粒子产生过程(可由 QCD 部分子硬散射来描述^[12]), 预期 MPI 模型的计算结果会有所改进.

5. 多心族事例心数目的分布

图 7 按富士山曝光量 $1000 \text{m}^2 \cdot \text{yr}$, 甘巴拉山曝光量 $420 \text{m}^2 \cdot \text{yr}$ 的比例给出了多心 γ

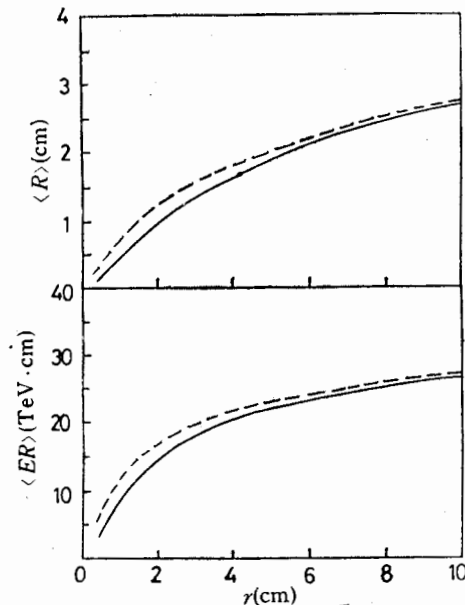


图 5 $\sum E_r \geq 100 \text{TeV}$ γ 族事例不同半径圆内的 $\langle R \rangle$ 及 $\langle ER \rangle$ 分布

实线表示 MPI($\langle p_t \rangle = \text{UA7}$), 虚线表示 MPI($\langle p_t \rangle = \text{PTE}$)

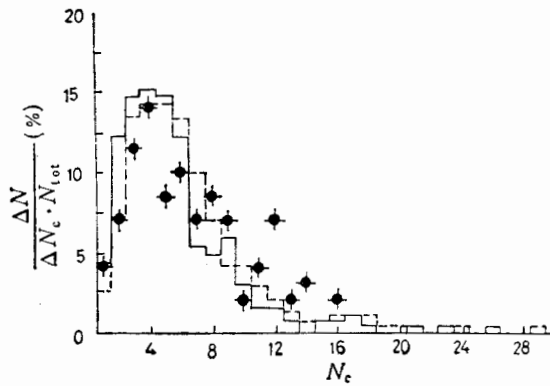


图6 $\sum E_r \geq 100 \text{ TeV}$ r 族事例 N_c 分布
“ \blacklozenge ”表示实验点,实线表示 $\text{MPI}(\langle p_t \rangle = \text{UA7})$,
虚线表示 $\text{MPI}(\langle p_t \rangle = \text{PTE})$

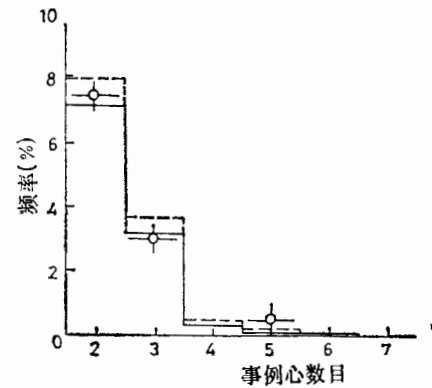


图7 多心族事例心数目的分布
“ \blacklozenge ”表示实验点,实线表示 $\text{MPI}(\langle p_t \rangle = \text{UA7})$,
虚线表示 $\text{MPI}(\langle p_t \rangle = \text{PTE})$.

族事例心数目的分布(多心事例的定义参阅文献[11])。多心事例出现频率的实验值为12%, $\langle p_t \rangle = \text{UA7}$ 时 MPI 模型给出的模拟计算值为11.6%, $\langle p_t \rangle = \text{PTE}$ 时为13.2%,可见碎裂区 $\langle p_t \rangle$ 的下降使得多心族事例出现的频率略有减小。这是由于当核作用中次级粒子的赝快度分布确定之后,次级粒子横动量减小,导致其能量减小,高能量次级粒子数目减少,产生集团的几率减小,因而多心族事例出现的频率下降。

6. 双心事例 x_{12} 分布

由于双心事例出现的频率较三心、四心等多心事例高,实验上所观测到的双心事例具有一定的统计量,因此在对多心事例进行分析中,讨论得最多的是双心事例。对双心事例, $x_{12} = \sqrt{E_1 E_2} R_{12}$, 图8给出了 $\sum E_r \geq 100 \text{ TeV}$ 双心事例 x_{12} 的分布。由图可见, MPI 模型所给出的模拟计算结果与实验点基本相符。

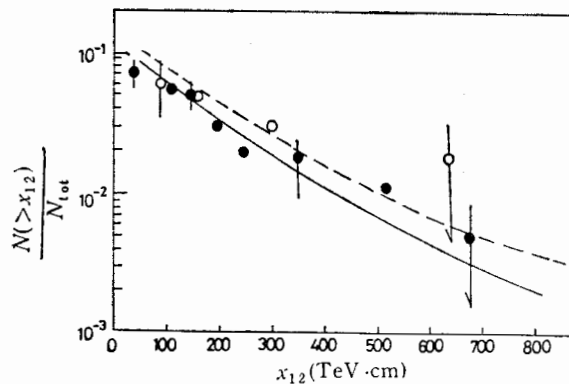


图8 双心事例 x_{12} 分布
“ \circ ”为甘巴拉山实验点,“ \bullet ”为富士山实验点,实线表示 $\text{MPI}(\langle p_t \rangle = \text{UA7})$,
虚线表示 $\text{MPI}(\langle p_t \rangle = \text{PTE})$

族事例中的多心结构现象,往往使人们自然地联想到超高能相互作用中大 p_t jet 的产生。Dunaevsky^[6] 在 QCD 理论的框架下,将大 p_t jet 产生引入模拟计算,考虑它对双心事例的贡献。结果表明,普通核作用机制(不包含大 p_t jet 产生过程)不能解释实验上获得的 $x_{12} \geq 700 \text{TeV} \cdot \text{cm}$ 双心事例,而在核作用模型中引入由 QCD 描写的大 p_t jet 产生过程后,模拟计算可以很好地解释实验上所观测到的全部双心事例,由此认为大 x_{12} 值双心事例,即两团的能量很高且彼此又分离较远的双心事例来自大 p_t jet 的贡献。

MPI 模型没有引人大 p_t jet 产生过程,但仍能较好地解释双心事例的实验数据,表明大 p_t jet 不是产生大 x_{12} 值双心事例的主要原因,与 Dunaevsky 的结论矛盾。我们认为,乳胶室所记录的次级粒子绝大部分来自碎裂区,而来自大 p_t jet 过程的次级粒子一般产生在中心区,乳胶室实验很难记录到。同时由于 jet 现象伴随着高多重数过程,次级粒子的能量较低,难以形成高能量的集团,因此大 p_t jet 过程对多心结构现象的贡献较小。

7. 再生族事例 $\langle n' \rangle - \langle R \rangle$ 对应关系

一般来讲,族事例中的高能次级粒子在大气中经历的核作用次数少,较低能次级粒子携带着更多的初级宇宙线粒子及核作用特征的信息,因此去掉族事例中的低能粒子,对由高能粒子组成的族事例(称为再生族,具体方法参阅文献[11])进行分析是有意义的。

再生族事例的平均次级粒子多重数 $\langle n' \rangle$ 和次级粒子的平均扩展 $\langle R \rangle$ 与核作用中次级粒子多重数分布,次级粒子速度分布及初级宇宙线成分等是密切相关的。图 9 给出了富士山高度 $100 \text{TeV} \leq \sum E_r \leq 1000 \text{TeV}$, 集团数目 $N_c \leq 5$ 的再生族事例 $\langle n' \rangle - \langle R \rangle$ 对应关系,可以看到, MPI 模型在 $\langle p_t \rangle = \text{UA7}$ 时较接近于实验值,而在 $\langle p_t \rangle = \text{PTE}$ 时偏离实验值稍远。

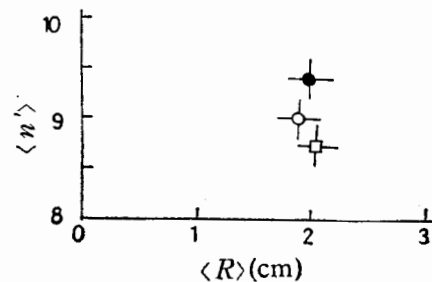


图 9 再生族事例的 $\langle n' \rangle - \langle R \rangle$ 对应关系
“+”为实验点,“◇”为 MPI($\langle p_t \rangle = \text{UA7}$),
“□”为 MPI($\langle p_t \rangle = \text{PTE}$).

五、结 束 语

参数化模型能以较高的精度描写加速器能区非弹性过程强子相互作用的平均行为,是加速器能区部分强子相互作用经验规律的总结。参数化模型为碎裂区准 Feynman Scaling 模型,将它外推到超高能区,在混合初级宇宙线成分的假定下,应用于超高能宇宙线粒子在大气中行为的 Monte Carlo 模拟计算,并与高山乳胶室的实验数据进行了细致的比较。MPI 模型能很好地描述高山乳胶室的实验结果,这表明“ln S 物理”在超高能区仍能有效地描述强子相互作用的平均行为。本工作支持了碎裂区 Feynman Scaling 近似成立及混合初级宇宙线化学成分的观点。

参数化模型中充分考虑了 UA7 实验的最新结果。UA7 实验的快度区间为 $5 < Y < 7$, 乳胶室能对来自核作用的该快度区间内次级粒子进行有效的记录。在将参数化模型应

用于超高能宇宙线粒子在大气中行为的 Monte Carlo 计算的同时,本文细致地讨论了碎裂区次级粒子平均横动量下降对乳胶室实验模拟计算结果的影响。结果表明,在次级粒子的赝快度分布确定之后,碎裂区次级粒子 $\langle p_t \rangle$ 的下降对模拟计算结果的影响较小,由它所带来的模拟计算中各种分布的变化在目前乳胶室实验的误差范围内很难分辨出来。

在本文完成期间,作者同任敬儒老师,丁林境老师,况浩怀老师进行了多次有益的讨论,高能物理研究所宇宙线室模拟组提供了部分模拟程序,在此深表谢意。

参 考 文 献

- [1] 范晓龄,张春生,高能物理与核物理,16(1992).
- [2] China-Japan Collaboration, Proceedings of International Symposium on Cosmic Ray Superhigh Interactions, Beijing, (1986) 3—24.
- [3] M. Haguenaer et al., 21th ICRC, Australia, Vol. 8 (1990), 209.
- [4] N. L. Grigorov et al., 12th ICRC, Vol. 5 (1971), 1746.
- [5] M. Nagano, *J. Phys.*, **G10** (1984), 1295.
- [6] M. Simon et al., *Ap. J.*, Vol. **239** (1980), 712.
- [7] M. G. Ryan et al., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. **28** (1972), 985.
- [8] T. H. Burnett et al., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. **51** (1983), 1010. 19th ICRC, Vol. 2 (1985), 48.
- [9] J. M. Grunsfeld et al., *Ap. J.*, Vol. **327** (1988), 31.
- [10] 丁林境等,高能物理与核物理,7(1983),129.
- [11] J. R. Ren et al., *Phys. Rev.*, **D38** (1988), 1404.
- [12] J. E. Elias et al., *Phys. Rev.*, **D22** (1980), 13.
- [13] F. Fumuro et al., *Nucl. Phys.*, **B152** (1979), 376.
- [14] L. K. Ding et al., Proceedings of International Symposium on Cosmic Ray Superhigh Interactions, Beijing, (1986) 3—49.
- [15] Q. Q. Zhu et al., Proceedings of International Symposium on Cosmic Ray Superhigh Interactions, Beijing, (1986) 7—1.
- [16] A. M. Dunaevsky et al., 18th ICRC, Vol. 5 (1983), 449.

Application of Hadron-Hadron Nuclear Interaction Parametrization Model in the Study of Superhigh Energy Cosmic Rays

FAN XIAOLING ZHANG CHUNSHENG

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039)

ABSTRACT

Under the assumption of mixed primary cosmic ray composition and using a hadron-hadron interaction parametrization model to describe hadron-hadron nuclear interaction, the behavior of superhigh energy cosmic ray particles in the atmosphere is simulated, and the simulated results are compared with experimental data of Mt. emulsion chamber in details. The influences from the mean transverse momentum value of secondary particles in fragmentation region on simulated results are discussed also in details.