

# 宇宙线反质子流的蒙特卡洛模拟

丁林垵 朱清棋

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

用蒙特卡洛 (Monte-Carlo) 方法, 模拟了宇宙线强子成分在大气中的传播. 比较 3200m 高度宇宙线反质子流强的计算值和测量值, 以研究高于加速器能区的核作用中  $N\bar{N}$  的产生, 检查原初宇宙线中是否有一定份额的反质子. 计算给出的海平面和高山宇宙线  $p, \pi^\pm, \mu$  能谱与相应的测量值基本相符. 对结果进行了讨论.

## 一、引 言

已经知道, 在 CERN ISR 测量  $\sim 10^{12}$ eV 能区的强子产生截面, 发现  $N\bar{N}$  产生截面随能量增加而上升<sup>[1]</sup>. 在更高的能区 ( $\sim 10^{14}$ — $10^{15}$ eV), 宇宙线广延大气簇射实验测量轴心区强子中性荷电比所得到的结果<sup>[2]</sup>, 也表明  $N\bar{N}$  产生截面随能量增大而上升. 日本-巴西组在乳胶室实验中得到的 Centauro 事例, 可能是超高能作用中产生许多  $N\bar{N}$  对的现象<sup>[3]</sup>. 但是, 到目前为止, 在高于加速器的能区, 实验上还没有给出比较定量的  $N\bar{N}$  产生截面的资料; 另外, 原初宇宙线中是否存在一定份额的反质子, 也还没有明确的实验结论. 因此, 测量大气一定深度反质子的强度<sup>[4]</sup>, 并采用合适的相互作用模型, 模拟宇宙线强子 (包括反核子) 在大气中的传播, 以获得有关反核子的资料, 是有意义的.

已有一些研究者用蒙特卡洛方法模拟了宇宙线强子成分在大气中的传播, 但都没有考虑  $N\bar{N}$  产生的过程. 我们比较了已经作过的一些模拟, 选择恰当的作用参数, 并把加速器高能碰撞实验中产生  $N\bar{N}$  的截面适当地外推到更高的能区<sup>[5]</sup>, 计算到达海拔 3200m 高山的非伴随反质子强度, 用非伴随  $\bar{p}/\pi^-$  比值和实验进行比较. 为了检查所选择的作用参数是否合适, 还计算了海平面、3200m 和 5200m 高度的非伴随  $p, \pi^\pm, \mu$  谱, 以便和更多的实验结果相比较.

## 二、模拟方法

模拟宇宙线强子成分在大气中传播所考虑的基本过程是: 原初宇宙线质子以及次级核子、反核子、 $\pi^\pm$  与空气核的碰撞; 碰撞中  $\pi$  介子及  $N\bar{N}$  的多重产生; 带电粒子在大气中的游离能量损失;  $\pi^\pm$  和  $\mu$  的衰变; 正反核子的湮灭. 忽略碰撞过程中 K 介子的产生, 显

然,这对大气中的反核子成分不会有影响,对 $\pi^\pm, \mu$ 成分的影响也很小。 $\pi^0$ 及其产生的电子、光子不影响大气中的强子成分,不予考虑。

云南高山站的云室磁谱仪实验<sup>[4]</sup>只测量近垂直方向的单根非伴随强子,动量为10—20GeV/c。为与实验条件相一致,我们只考虑自天顶方向入射的原初粒子,它们的能量上限取作 $10^{13}$ eV(计算海平面非伴随强子谱时,原初粒子的能量上限取 $10^{14}$ eV)。考虑到云南高山站的地磁刚度( $\sim 14$ GV),原初粒子的能量下限取作15GeV。

对于非伴随粒子实验的模拟,选择了合适的原初粒子能量上限之后,只需考虑一维纵向传播。对参与作用的每个核子、反核子、 $\pi^\pm, \mu$ 逐个进行跟踪,直到它们到达了观测面或者能量低于触发仪器的阈值为止。

### 三、模型参数的选取

1. 核子与空气核的相互作用平均自由程 $\lambda_N$ 取作 $80 \text{ g/cm}^2$ 。在所研究的能区( $\leq 10^{13}$ — $10^{14}$ eV),核子与空气核的相互作用总截面 $\sigma_T$ 随能量增加而稍有上升。在计算产生 $N\bar{N}$ 的反应道与不产生 $N\bar{N}$ 的反应道的截面比时,取 $\sigma_T = 27.2s^{0.06[6]}$ ,其中 $s$ 是质心系总能量平方(以下同)。

2. 将加速器实验核子-核子碰撞产生 $N\bar{N}$ 的截面外推到更高的能区<sup>[5]</sup>,取值见表1。

表1 核子-核子碰撞中产生 $N\bar{N}$ 的截面( $E_0$ ——入射核子能量,  $\sigma_{N\bar{N}}$ ——产生 $N\bar{N}$ 的截面)

$E_0(\text{GeV})$	$10^1$	$2 \times 10^1$	$5 \times 10^1$	$10^2$	$2 \times 10^2$	$5 \times 10^2$	$10^3$
$\sigma_{N\bar{N}}(\text{mb})$	0.050	0.11	0.53	1.36	2.06	3.17	4.16
$E_0(\text{GeV})$	$2 \times 10^3$	$5 \times 10^3$	$10^4$	$2 \times 10^4$	$5 \times 10^4$	$10^5$	$3 \times 10^5$
$\sigma_{N\bar{N}}(\text{mb})$	5.19	6.69	7.91	9.18	10.9	12.3	14.6

3. 取反核子-空气核的碰撞截面(非湮灭部分)与核子-空气核的碰撞截面相等,而反核子-核子的湮灭截面取作 $\sigma_{ann} = 62.18E_0^{-0.61[7]}$ ,其中 $E_0$ 是实验室系碰撞初能(以下同)。

4.  $\pi^\pm$ 与空气核相互作用平均自由程 $\lambda_{\pi^\pm}$ 取作 $120 \text{ g/cm}^2$ , $\pi^\pm$ -核子的作用总截面以及产生 $N\bar{N}$ 的截面,都取作核子-核子相应截面的 $2/3$ 。

5. 强子与空气核碰撞后产生次级带电粒子的平均多重数 $\bar{n}_c$ 分别取<sup>[8-9]</sup>:

$$(i) \bar{n}_c = 2.16E_0^{1/4}; (ii) \bar{n}_c = -3.8 + 1.88 \ln s + 6.4/\sqrt{s}.$$

$n_c$ 的分布分别取 Poisson 分布和 KNO 分布<sup>[10]</sup>。

在所产生的次级粒子中,除按表1的截面产生一对 $N\bar{N}$ 外,其余全视为 $\pi$ 介子, $\pi^\pm$ 占 $\pi$ 的 $2/3$ 。

取总多重数 $n_s = 1.5n_c$ 。若多重数取样得 $n_s \leq 2$ ,则按弹性散射过程处理。

6. 强子与空气核作用的平均非弹性系数 $\bar{K}$ 取作0.55(当 $E_0 < 100 \text{ GeV}$ )或0.5(当 $E_0 \geq 100 \text{ GeV}$ ), $K$ 的分布分别取0.1至1.0和0.1至0.9的均匀分布。

7. 次级粒子的能量分布,取CKP型分布<sup>[11]</sup>:

$$f(E')dE' = \frac{1}{E'} \exp\left(-\frac{E'}{E'}\right) dE'$$

其中  $E'$ ,  $\bar{E}'$  分别为次级粒子的能量和平均能量。  $N\bar{N}$  产生时, 它们和次级  $\pi$  一样满足同一个产生谱。 这就是说,  $N, \bar{N}$  和  $\pi$  以相同的分布产生在质心系的向前方向和向后方向。

8. 质子在大气中的游离能量损失取作  $1.5 \text{ MeV/g} \cdot \text{cm}^{-2}$  (对  $E < 100 \text{ GeV}$ ) 和  $2 \text{ MeV/g} \cdot \text{cm}^{-2}$  (对  $E \geq 100 \text{ GeV}$ ),  $\pi^\pm, \mu^\pm$  的游离能量损失取  $2 \text{ MeV/g} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。

### 四、原初能谱和成分

原初宇宙线中各种原子核所占的比例会影响大气不同深度的强子能谱。 我们取原初总辐射微分谱<sup>[2]</sup>

$$J(E)dE = 1.62E^{-2.6}dE(\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1}),$$

其中  $E$  的单位是  $\text{GeV}$ 。 在总辐射谱中, 中子所占比例的大小会影响大气不同深度强子的电荷比, 不会影响反核子成分。 为简单起见, 取原初宇宙线粒子全为质子。

### 五、结 果

#### 1. 不同大气深度 $p, \pi^\pm, \mu$ 微分谱

在计算不同大气深度宇宙线粒子微分谱时, 取三种方案 (表 2)。 对每一种方案, 跟踪约 30 万个原初质子。 计算结果表明, 用不同方案所算得的能谱差别不大: 方案 I, II 几乎相同, 方案 III 的能谱稍低, 但与前两个方案相比, 相差不超过 20%。 方案 III 与实验更接近些。 图 1、2、3 是方案 III 给出的海平面、3200m 和 5200m 高山各种粒子的微分谱。

表 2 三种计算方案

方案	$n_c$	$n_c$ 分布
I	$\propto E_0^{-2.6}$	Poisson
II	$\propto \ln s$	KNO
III	$\propto E_0^{-2.6}$	KNO

#### 2. 3200m 高山反质子流强和 $\bar{p}/\pi^-, \bar{p}/p$ 比值

3200m 高山的反质子流强和  $\bar{p}/\pi^-, \bar{p}/p$  比值的计算结果列于表 3。 表中同时列出原初质子取样的数目和模拟计算中记录到的能量  $\geq 10 \text{ GeV}$  的反质子的数目。

表 3 3200m 高度反质子流强和  $\bar{p}/\pi^-, \bar{p}/p$  比值

方案	$I_p(\geq 10 \text{ GeV})$ ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ )	$\bar{p}/\pi^-$ ( $\geq 10 \text{ GeV}$ )	$\bar{p}/\pi^-$ (10—25)GeV	$\bar{p}/p$ ( $\geq 10 \text{ GeV}$ )	原初质子取样数		反质子数 ( $\geq 10 \text{ GeV}$ )
					(15—100)GeV	$\geq 100 \text{ GeV}$	
I	$2.87 \times 10^{-7}$	0.050	0.060	0.0060	213,000	84,000	38
II	$2.91 \times 10^{-7}$	0.060	0.063	0.0072	219,000	82,400	38
III	$2.83 \times 10^{-7}$	0.050	0.064	0.0081	120,000	72,200	32

3. 到达 3200m 高山、动量在 10—25GeV/c 的反质子, 约 2/3 是由能量  $\leq 1500 \text{ GeV}$  的原初质子及其后代产生的。

### 六、讨 论

1. 从图1—3可以看到:

海平面  $p, \mu$  能谱的计算结果与实验相符,  $\pi^\pm$  谱符合得差一些. 在计算中, 还可以对影响  $\pi^\pm$  谱的参量作些细微调整, 但由于  $\pi^\pm$  谱的测量准确度不高, 作很仔细的调整意义不大.

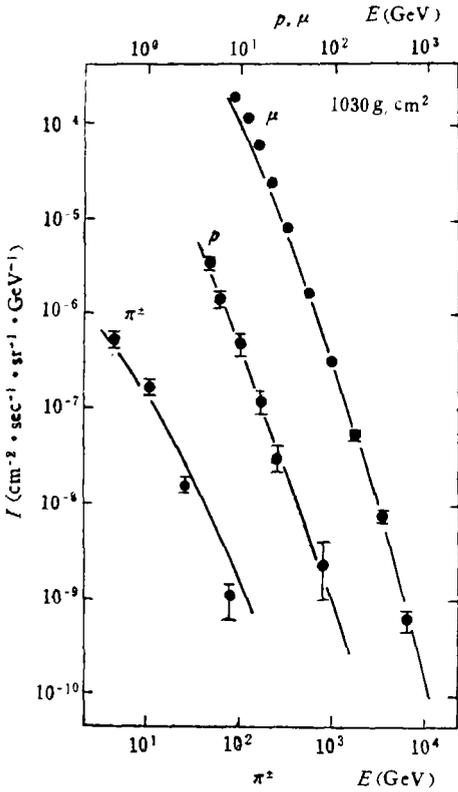


图1 海平面 (1030g/cm<sup>2</sup>) 非伴随  $\mu, p, \pi^\pm$  的微分能谱  
 □——实验值:  $\mu^{[133]}, p^{[143]}, \pi^\pm^{[153]}$   
 光滑曲线——本工作

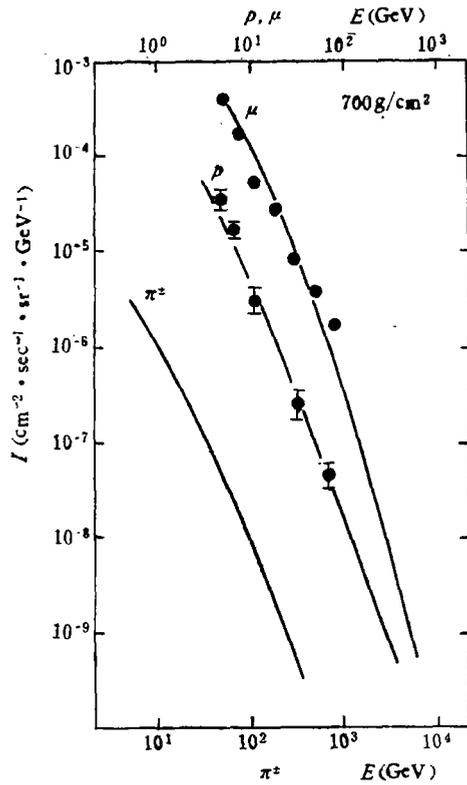


图2 3200m 高山 (700g/cm<sup>2</sup>) 非伴随  $\mu, p, \pi^\pm$  的微分能谱  
 □——实验值:  $\mu^{[163]}, p^{[173]}$   
 光滑曲线——本工作

3200m 高度  $\mu$  谱和  $p$  谱的计算值基本与实验值符合. 在这个高度, 还没有看到  $\pi^\pm$  谱的实验数据.

5200m 高度的实验数据更少, 但计算的  $\mu$  谱在低能端与实验是基本符合的.

总的看来, 本工作所选的原初谱和各个相互作用参量都可认为基本合理.

2. 3200m 高度  $\bar{p}/\pi^-$  比的计算值 ( $\sim 0.06$ ) 比测量值 ( $0.08 \pm 0.05$ ) 稍低, 但相差在误差范围之内.

若把 $\geq 2000\text{GeV}$ 能区的 $N\bar{N}$ 产生截面加大一倍,  $\bar{p}/\pi^-$ 比值将增加 $\sim 0.015$ , 所以也有可能 $N\bar{N}$ 在能区的产生截面比表 1 所列还要大一些。

3. 本工作假定强作用中 $N\bar{N}$ 产生时和 $\pi$ 有相同的产生谱, 就是说,  $\bar{N}$ 有与 $\pi$ 相同的份额产生于裂片区。由于原初宇宙线粒子的能谱下降很陡, 在大气中传播并保留下来的 $\bar{N}$ , 大部分正是产生谱中能量较高的 $\bar{N}$ (即裂片区的 $\bar{N}$ )。有的作者认为,  $\bar{N}$ 产生于裂片区的几率很小<sup>[49]</sup>, 如果这样, 计算的 $\bar{p}/\pi^-$ 比就会更小。

4. 本计算结果不排除原初宇宙线中存在一定份额的反核子。若能量高于 $100\text{GeV}$ 的原初宇宙线中存在 $1\%$ 的反质子,  $3200\text{m}$ 高山的 $\bar{p}/\pi^-$ 比值将增加 $\sim 0.017$ 。

霍安祥、袁余奎、况浩怀、覃克宇等同志进行了多次有帮助的讨论, 李惕碚同志介绍了模拟方法的资料, 史畏三、龙世达、沈妙和等同志以及高能所 320 机组的同志们在计算中给了许多帮助, 谨致感谢。

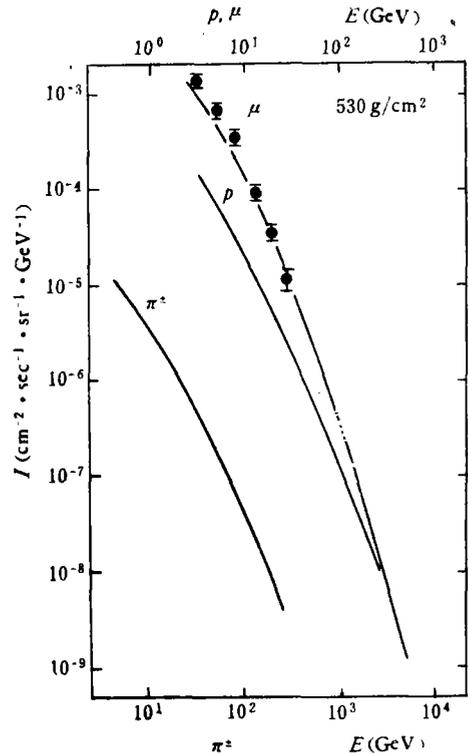


图 3 5200m 高山(530g/cm<sup>2</sup>) 非伴随  $\mu, \rho, \pi^\pm$  的微分能谱

$\bar{\pi}$ ——实验值,  $\mu^{[49]}$  光滑曲线——本工作

### 参 考 文 献

- [ 1 ] P. Capiluppi et al., *Nucl. Phys.*, **B79**(1974), 189.
- [ 2 ] R. H. Vatcha et al., *J. Phys.*, **A6**(1973), 1612.
- [ 3 ] Japan-Brasil Collaboration, 13th International Cosmic Ray Conference, Denver, **3**(1973), 2227.
- [ 4 ] 袁余奎等, 高能物理与核物理, **2**(1978), 478.
- [ 5 ] 覃克宇(待发表).
- [ 6 ] R. A. Nam et al., 15th International Cosmic Ray Conference, Plovdiv, **7**(1977), 104.
- [ 7 ] J. Whitmore, *Phys. Reports* **27C**(1976), 187.
- [ 8 ] J. R. Hook et al., *J. Phys.*, **A7**(1974), 765.
- [ 9 ] R. Slansky, *Phys. Reports*, **11C**(1974), 100.
- [ 10 ] P. Slattery, *Phys. Rev.*, **D7**(1973), 2073.
- [ 11 ] G. Cocconi, *Nucl. Phys.*, **B28**(1971), 341.
- [ 12 ] S. Hayakawa, *Cosmic Ray Physics*, 1969, John Wiley and Sons, p. 568.
- [ 13 ] O. C. Allkofer et al., *Phys. Lett.*, **36B**(1971), 425.
- [ 14 ] G. Brooke et al., *Proc. Phys. Soc.*, **83**(1964), 843.
- [ 15 ] G. Brooke et al., *Proc. Phys. Soc.*, **83**(1964), 871.
- [ 16 ] O. C. Allkofer, *Habil-Schr. Kiel.*, 1964.
- [ 17 ] N. M. Kocharian et al., *J. Exp. Theo. Phys.*, (USSR), **35**(1959), 933.
- [ 18 ] O. C. Allkofer et al., *Nuo. Cim.*, **39**(1965), 1051.
- [ 19 ] G. Yekutieli, *Nucl. Phys.*, **B47**(1972), 621.

## MONTE-CARLO SIMULATION OF COSMIC RAY ANTIPROTON INTENSITY

DING LIN-KAI ZHU QING-QI

*(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)*

### ABSTRACT

Using Monte-Carlo method, the propagation of cosmic ray hadrons through atmosphere is simulated. The aim is to study the production of  $N\bar{N}$  in strong interactions beyond the accelerator energy range and to see whether there is certain fraction of antiprotons by means of comparing the calculated and measured cosmic ray antiproton intensity at 3200m above sea level. The calculated spectra of cosmic ray  $p$ ,  $\pi^+$ ,  $\mu$  at mountain altitude and at sea level are shown to agree with the measured ones. Some discussions on the results are given.