

# 邹-杨几何模型的蒙特卡罗产生器

丁林堦 迟新宇 朱清棋 经才骝 荆贵茹

(中国科学院高能物理研究所, 北京)

## 摘 要

用一种近似的能量守恒方法,建立了能够产生邹祖德-杨振宁几何模型的遍举过程的蒙特卡罗产生器. 用这个产生器,很方便地将模型与实验数据作了多种比较. 这个模型得到了更多的支持. 原则上,这一方法对已知单举动量分布的任何模型都是适用的.

## 一、引 言

一个好的强子作用模型应该能解释尽可能多的实验分布. 为把一个理论模型与在不同的触发条件或选择条件下得到的实验数据作比较,常常不是一件容易的事情. 但是,如果有了产生某一模型的遍举过程的蒙特卡罗产生器,则任何比较都将变得容易了.

建立一个模型的蒙特卡罗产生器的主要问题,是用随机取样方法产生多粒子末态,其中每一个粒子必须服从给定的单举动量分布,而所有的粒子必须满足能量-动量守恒. 对于产生大量次级粒子的情况,精确地解决这个问题,如果不是不可能,至少也是非常困难的. 有一些作者<sup>[1,2]</sup>使用过一种经验的方法,保持近似的能量守恒,并广泛地应用于超高能宇宙线核作用的模拟. 文献[3]对这一方法的有效性和适用性作了严格的证明. 在本文中,我们把这个方法扩充到存在纵动量和横动量关联的情况,建立了邹-杨模型<sup>[4]</sup>的蒙特卡罗产生器,并将此模型与 SpP S 对撞机的数据作了更广泛的比较.

## 二、方法(简称方法 A)的简述

如果次级粒子的份额动量  $x = 2p_{11}/\sqrt{S}$  服从一个给定的单举分布  $p(x)$ , 其中  $\sqrt{S}$  是强子作用的质心系总能量,  $p_{11}$  是次级粒子的纵动量. 我们不从  $p(x)$  直接对  $x$  取样,而是从  $f(x) = xp(x)$  取,如图 1 框图中的第 2 步所示,取出的值叫  $x_j$ . 然后用一个正数  $R$  乘  $x_j$ , 得到所需要的  $x$  (第 3 步). 在  $R$  中扣除  $x$ , 使得剩余的  $R$  总是表示当前尚可利用的总份额动量(第 4 步). 然后重复第 2、3、4 步以得到下一个  $x, \dots$ . 次级粒子的多重数  $n$  由一个预先决定的小的正数  $r$  来控制.

当方法 A 的程序进行到“停止”,我们有  $\sum^n x = 1 - r \simeq 1$  (因为  $r$  通常取 1% 到

1%),这就表示近似的纵动量守恒.在超高能宇宙线作用的模拟中,由于  $p_{11} \approx E$ ,这也就是近似的能量守恒.

在文献[3]中证明了,当  $p(x) = (1-x)^m/x$  ( $m \geq 0$ ),方法A是严格成立的.对  $p(x)$ 是单调下降函数的情况,方法A虽不是严格成立,也是足够准确的.

下面把方法A用于邹-杨模型的纵动量取样.

### 三、邹-杨模型的蒙特卡罗产生器

我们注意到,由邹-杨模型的单举动量分布<sup>[4]</sup>

$$E \frac{dn}{dp^3} = K \exp(-\alpha p_T) \exp(-E/T_P) \quad (1)$$

出发,算出的赝快度分布

$$\frac{dn}{d\eta} = 2\pi K \sin^2\theta \int_0^{p_{Tmax}} \frac{p dp}{E} \exp(-\alpha p \sin\theta) \exp(-E/T_P) \quad (2)$$

与 SpS 数据相当符合<sup>[4]</sup>.在(1)和(2)式中, $\alpha$ 是与平均横动量 $\langle p_T \rangle$ 相联系的一个参量, $T_P$ 叫做配分温度,与多重数  $n$  有关, $K$ 是归一化常数,其它的量取通常用法的含意.在(1)中,能量  $E$  的分布起着把横动量  $p_T$  和纵动量  $p_{11}$  关联起来的作用.经验表明,如果我们希望用蒙特卡罗方法产生好的赝快度分布,除了能量守恒之外,还必须仔细处理  $p_T$  和  $p_{11}$  之间的关联.

具体作法是:首先由

$$\frac{dn}{dp_{11}} = 2\pi K \int_0^{p_{Tmax}} p_T e^{-\alpha p_T} \frac{e^{-E/T_P}}{E} dp_T \quad (3)$$

按照方法A对  $p_{11}$  取样.其中  $p_{Tmax}$  取一个适当大的值就可以了(由于  $p_T$  分布随  $p_T$  增大而陡降,  $p_{Tmax}$  不需要取的很大).然后,将取得的  $p_{11}^0$  代入  $p_T$  和  $p_{11}$  的联合分布,即由

$$\left. \frac{dn}{dp_T dp_{11}} \right|_{p_{11}=p_{11}^0} \propto 2\pi K p_T e^{-\alpha p_T} \frac{e^{-E/T_P}}{E} \Big|_{p_{11}=p_{11}^0} \quad (4)$$

对  $p_T$  取样.这样做,就把  $p_T$  和  $p_{11}$  之间的关联包括进去了.

表1 非衍射过程的参量

$n_{obs}$	$n_{cal}$	$K(\text{GeV}^{-2})'$	$T_P(\text{GeV})$	$\alpha(\text{GeV}/c)^{-1}$	$h$
>71	101.0	60.0	5.4	4.10	0.65
51-70	69.0	48.0	6.4	4.33	0.51
41-50	55.0	34.0	7.0	4.50	0.41
31-40	46.0	29.0	8.0	4.77	0.37
21-30	32.8	25.0	9.6	5.10	0.31
11-20	21.2	14.0	18.0	5.44	0.28
<10	11.7	5.5	200.0	5.69	0.25

$n_{obs}$ 表示不同的荷电多重数区间.由于实验修正,它的平均值与真实的荷电多重数  $n_{cal}$  不同,大约差一个因子1.25(见引文[8]).对于给定的荷电多重数  $n$ ,  $\alpha$ 是由  $\langle p_T \rangle$ 与  $n$ 之间的实验关联<sup>[5]</sup>决定的.  $T_P$ ,  $h$ 和  $K$ 主要由  $dn/d\eta$  曲线决定.

由于下述理由,我们对模型参量作了一些修改: 1) 由于(4)式的最后一个分式中的  $E$  包含  $p_T$ , 若取  $\alpha = 5.25 \text{ GeV}^{-1.60}$ , 在  $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$  时,  $|\eta| < 5$  区域给出的  $\langle p_T \rangle$  比实验小, 只有大约  $0.35 \text{ GeV}/c$ . 对于所有事例的平均,  $\alpha = 4.9$  给出  $|\eta| < 5$  的  $\langle p_T \rangle$  为  $0.38 \text{ GeV}/c$ . 2) SppS 实验观察到多重数与平均横动量之间的关联<sup>[5]</sup>. 为了得到这种关联, 我们假定, 对不同的多重数  $n$  (或不同的碰撞参量  $b$ ),  $\alpha$  取不同的值, 就像配分温度  $T_P$  一样. 如引文[4]指出的, 截断因子  $\alpha$  是由  $p_T$  分布的实验决定的. 所以, 这一修改并

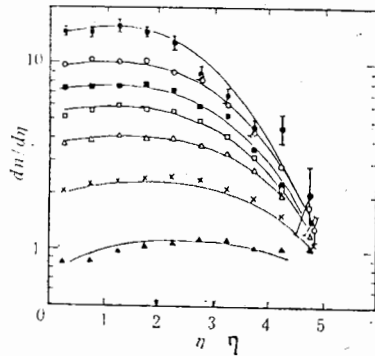


图 2  $dn/d\eta$  和  $\eta$  的关系 ( $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ ) 曲线是由蒙特卡罗产生器算出的, 数据点取自引文[5], 由上至下对应于  $n_{\text{obs}} > 71$ ;  $n_{\text{obs}} = 51-70, 41-50, 31-40, 21-30, 11-20$ ;  $n_{\text{obs}} < 10$

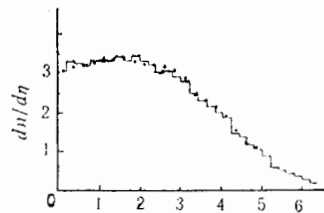


图 3 对平均多重数事例,  $dn/d\eta$  和  $\eta$  的关系 ( $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ ) 数据取自引文[5], 直方图来自蒙特卡罗产生器

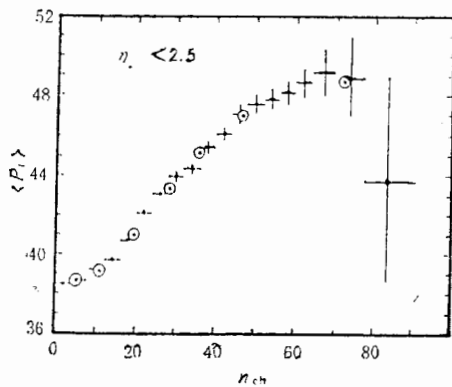


图 4  $|\eta| < 2.5$  的  $\langle p_T \rangle$  与荷电多重数  $n$  的关联 ( $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ ) 数据取自引文[5],  $\odot$ 来自蒙特卡罗产生器

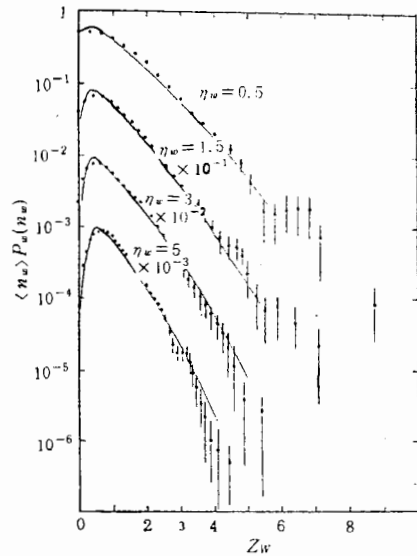


图 5 在赝快度窗口  $w$  中以荷电多重数分布 ( $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ )  $|\eta| < \eta_w = 0.5, 1.5, 3$  和  $5, Z_w = n_w / \langle n_w \rangle$ . 数据取自引文[9], 曲线来自蒙特卡罗产生器

不违背模型的原来考虑。修改后的参量列于表1。

在这个蒙特卡罗产生器中,多重数变量  $z = n/\langle n \rangle$  是由拟合 SpS 数据的一个近似的 KNO 分布<sup>[6]</sup> 取样决定的。前向多重数  $n_F$  由二项式分布  $c \frac{n_F^{n_F/2}}{n^{n_F/2}}$  取样决定<sup>[7]</sup>, 而后向多重数  $n_B = n - n_F$ 。对一个具体事例,  $n_F$  和  $n_B$  通常不一样, 因而  $T_F$ 、非弹性  $h$  和  $\alpha$  对前后向也不一样。

## 四、结 果

利用上述蒙特卡罗产生器,得到的不同荷电多重数区间的赝快度分布,以及与实验的比较,示于图2。图3是针对平均荷电多重数的。可以看出,彼此相符的很好。由于采用了改进的  $\alpha$  值,  $\langle p_T \rangle$  与  $n$  之间的关联(图4)就自然产生了。

为了更广泛地检验模型,分析了不同快度窗口的多重数分布,并与实验数据进行了比

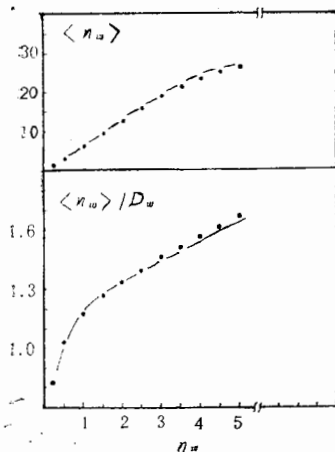


图6 不同赝快度窗口  $w$  中的平均荷电多重数  $\langle n_w \rangle$ 、比值  $\langle n_w \rangle / D_w$  和  $n_w$  的关系  
其中  $D_w = (\langle n_w^2 \rangle - \langle n_w \rangle^2)^{1/2}$ 。数据取自引文[9], 曲线来自蒙特卡罗产生器

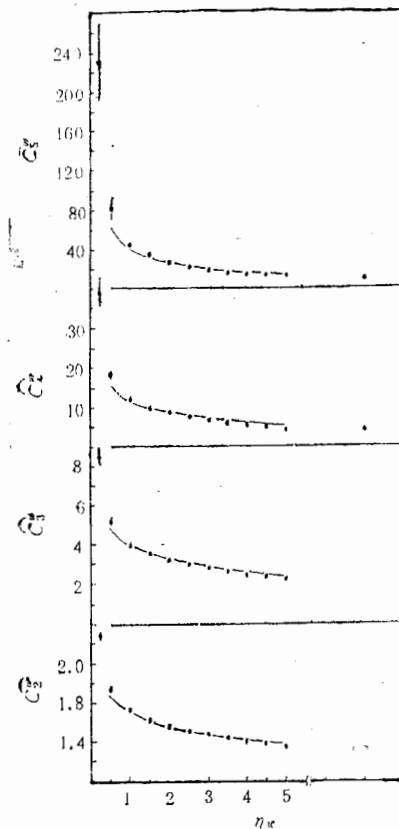
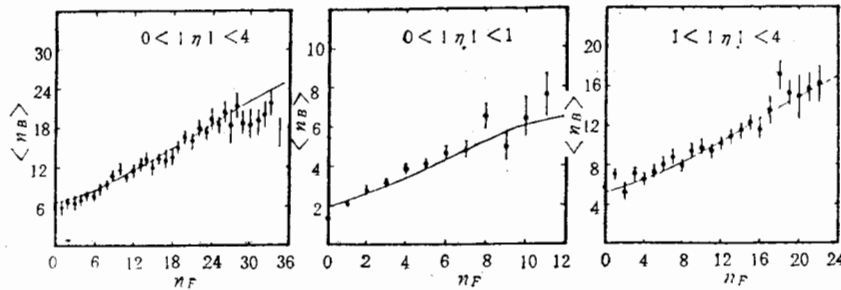


图7 在快度窗口  $|\eta| < \eta_w$  中的荷电粒子多重数分布的矩  $C_l^w = \langle n_w^l \rangle / \langle n_w \rangle^l$  ( $l = 2, 3, 4, 5$ ) 和  $n_w$  的关系  
数据来自引文[9], 曲线是蒙特卡罗产生器的结果

以的  
多重  
射前图 8 后向平均荷电多重数  $\langle n_B \rangle$  和前向荷电多重数  $n_F$  的关系

$$(\sqrt{S} = 540 \text{ GeV})$$

数据取自引文[10], 曲线是蒙特卡罗产生器的结果

金的  
采用  
了比

较. 结果示于图 5. 在图 6 和图 7 中, 给出了蒙特卡罗模拟的平均多重数、方差以及高级矩在不同快度窗口的值, 并与实验数值进行了比较. 除此, 在三个快度区间内的前向和反向荷电多重数 ( $n_F$  和  $n_B$ ) 间的长程关联也与实验作了比较(图 8). 所有这些结果都给邹-杨模型以进一步的支持.

已知在  $S_{pp}$  能量的单粒子  $p_T$  分布中存在着偏离指数分布的尾部. QCD 的部分子硬散射可以很好地解释这一尾部<sup>[2]</sup>, 予期这一模型不能产生, 但是使用新的  $\alpha$  参量会对  $p_T$  分布有所改进.

## 五、小 结

用本文叙述的蒙特卡罗产生器, 通过与实验数据的多种比较, 对邹-杨几何模型进行了更多的检验, 该模型得到了更多的实验支持. 如果不考虑由喷注过程产生的方位角效应, 以及产生大  $p_T$  粒子的小几率事件, 从统计平均的意义上说, 邹-杨模型对于描写非衍射强子多重产生过程的角分布和动量分布是足够好的.

这里显示了一个理论模型的蒙特卡罗产生器在与实验数据作比较时的作用. 能量-动量守恒中的近似看来对结果影响不大. 原则上, 这一方法对于已知单粒子分布的其它模型也是适用的.

作者感谢赵维勤的讨论. 计算是在中国科学院高能物理所计算中心进行的, 感谢机组的支持.

## 参 考 文 献

- [1] M. Shibata, *Phys. Rev.*, **D24**(1981), 1847.
- [2] Ding Linkai et. al., 18th International Cosmic Ray Conference, *Bangalore*, 5(1983), 483.  
Zhu Qingqi et. al., Proceedings of International Symposium on Cosmic Ray Superhigh Energy Interactions, Beijing (1986), 7--1.
- [3] Wang Guangjun et. al., *Computation Physics* (to be published).
- [4] T. T. Chou, Chen Ning Yang and E. Yen, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 510.

- [5] J. G. Rushbrooke, CERN-EP/85-178.  
[6] Cai Xu et. al., *Lett. al Nuo. Cim.*, 37(1983), 495.  
[7] T. T. Chou and Chen Ning Yang, *Phys. Lett.*, 135B(1984), 175.  
[8] UAS Collaboration, presented by D. R. Ward., Proceedings of the third Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, Rome (1983).  
[9] UAS Collaboration, G. J. Alner et. al., *Phys. Lett.*, 160B(1985), 193.  
[10] UAS Collaboration, K. Alpgard et. al., *Phys. Lett.*, 123B(1983), 361.

## A MONTE-CARLO GENERATOR OF CHOU-YANG GEOMETRICAL MODEL

DING LINKAI CHI XINYU ZHU QINGQI JING CAILIU JING GUIRU

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

### ABSTRACT

Using an Approximate energy conservation method, a Monte-Carlo generator which produces exclusive processes of Chou-Yang geometrical model is constructed. Various comparisons with experimental data have been done conveniently with the help of this generator, the results lead to positive support of the model. In principle the method used is applicable to any other model with given inclusive momentum distributions.

基  
C

其

过

它

将

存