

# 间歇现象与超软过程\*

吴元芳 刘连寿

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉 430070)

## 摘 要

本文从强子-强子碰撞过程中的间歇强度对各种物理参量的依赖性的实验数据出发, 证明单事件平均横动量对于间歇强度有决定性作用, 从而表明, 间歇现象和近年来实验上发现的超软过程有紧密联系。

## 一、引 言

利用间歇现象来研究高能多重产生中的动力学起伏已经有几年了<sup>[1]</sup>。目前已经有了不同能量下不同碰撞过程的间歇强度的大量数据<sup>[2]</sup>。有必要和可能利用这些数据研究间歇对各种物理参量的依赖性, 从中发现规律, 寻找对间歇强度具有决定作用的参量。这将有助于了解间歇现象的本质。

在本文里, 我们将从强子-强子碰撞过程中间歇强度对各种物理参量的依赖性的实验数据出发, 证明单事件平均横动量对于间歇强度有决定性作用, 从而表明, 间歇现象和近年来实验上发现的超软过程<sup>[3]</sup>有紧密联系。

## 二、假设和模型

强子-强子碰撞过程中有关间歇和各种物理量之间关系的实验现象如下<sup>[2]</sup>:

1. 间歇指数  $\varphi$  随能量的升高而减小;
2. 在同一能量下, 间歇指数  $\varphi$  随多重数  $N$  的升高而减小;
3. 在不同能量下, 间歇指数  $\varphi$  对矩阶数  $i$  的依赖性很不相同。在低能时 ( $\sqrt{s} \approx 22\text{GeV}$ ),  $\varphi$  随  $i$  变化很快, 而在高能时 ( $\sqrt{s} \approx 630\text{GeV}$ ),  $\varphi$  随  $i$  变化缓慢;
4. 将一个事件中的粒子按横动量的高低分组, 则横动量较高的组有较小的间歇指数  $\varphi$ <sup>[4]</sup>。

这些现象之间有什么联系? 间歇强度更基本地依赖于什么物理量? 这些就是我们要讨论的问题。

在文献[5]中, 我们曾经讨论过上述现象4, 并证明这一现象是由于间歇依赖于单事件

本文 1991 年 12 月 2 日收到。

\* 自然科学基金资助。

平均横动量, 平均横动量低的事件间歇较强。这使我们联想到近年来实验上发现的“超软效应”<sup>[3]</sup>。所谓超软效应是指强子碰撞和核碰撞高多重数过程的横动量分布在  $p_t \lesssim 0.1 \text{ GeV}/c$  处的尖峰; 和在强子-强子和强子-核碰撞过程中产生的  $p_t \lesssim 0.05 \text{ GeV}/c$  的直接光子和低质量  $e^+e^-$  对等等。我们称有超软效应的事件为超软事件或超软过程。L. Van Hove 和 A. Giovannini 提出了一种物理图象<sup>[6]</sup>, 认为超软效应是由于 QCD 部分子喷注演化到特征标度  $Q_0^2$  时, 由于某种原因(例如未能构成所需要的颜色配对而产生强子)继续演化到更小的  $Q^2$ , 产生大量低横动量强子。显然, 这样的事件有很低的平均横动量。因此, 低的单事件平均横动量是超软事件的特征标志。文献[5]的结果可以表述为: 超软事件对于间歇有大的贡献。

末态粒子的横动量是在强子化过程中产生的, 它反映了强子化过程的性质, 因而, 自然会对末态粒子的动力学起伏有影响。基于上述考虑, 我们假定单事件平均横动量  $\bar{p}_t$  是控制间歇强度的关键量, 低  $\bar{p}_t$  的事件有大的间歇强度。

为了具体实现上述假设, 我们用随机级联模型作蒙特卡洛模拟。在这一模型<sup>[7]</sup>中, 基元分割的几率取以下两个值:  $p_1 = \frac{1}{2}(1 + \alpha r)$ ,  $p_2 = \frac{1}{2}(1 - \alpha r)$ , 其中  $r$  是在区域  $[-1, 1]$  中均匀分布的一个随机数。这一模型只有一个参数  $\alpha$ , 它的值唯一地决定动力学起伏的大小。

按照我们的假设,  $\bar{p}_t$  低的事件(超软事件)有较强的间歇(较大的  $\alpha$ )。注意到超软事件的特征横动量尺度小于  $0.2 \text{ GeV}/c$ , 我们让  $\alpha$  在  $\bar{p}_t$  大于  $0.2 \text{ GeV}/c$  时随  $\bar{p}_t$  缓慢变化, 而当  $\bar{p}_t$  小于  $0.2 \text{ GeV}/c$  以后, 很快地趋于它的最大值 1。具体采用以下公式:

$$\alpha = \begin{cases} 0.05[\text{GeV}/c]/\bar{p}_t, & \bar{p}_t \geq 0.2 \text{ GeV}/c \\ 0.002[(\text{GeV}/c)^3]/\bar{p}_t^3, & 0.2 > \bar{p}_t \geq 0.126 \text{ GeV}/c, \\ 1 & \bar{p}_t < 0.126 \text{ GeV}/c \end{cases} \quad (1)$$

其中, 单事件平均横动量  $\bar{p}_t$  定义为

$$\bar{p}_t = \frac{\sum_{i=1}^N p_{ti}}{N} \quad (2)$$

$p_{ti}$  是第  $i$  个末态粒子的横动量,  $N$  是这一事件在所研究的快度区域中的多重数。由这一公式决定的  $\alpha$  随  $\bar{p}_t$  变化的曲线画在图 1 中。

### 三、蒙特卡洛产生器

在做蒙特卡洛模拟时, 需要用到在所研究的快度间隔中的总带电多重数分布和不同多重数的平均横动量。这两者都从实验输入。前者用的是负二项式分布:

$$P(N, \langle N \rangle, k) = \binom{n+1}{N} \cdot \left( \frac{\langle N \rangle}{\langle N \rangle + k} \right)^N$$

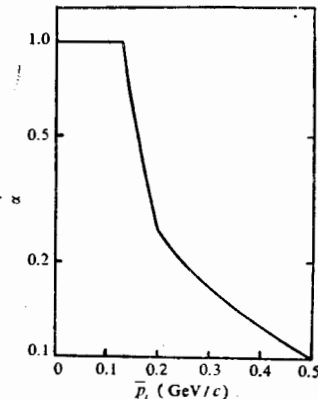


图 1 我们的模型中  $\alpha$  随  $\bar{p}_t$  变化的曲线。

$$\cdot \left( \frac{k}{\langle N \rangle + k} \right)^k, \quad (3)$$

其中,参数  $\langle N \rangle$  和  $k$  由符合实验得到<sup>[8]</sup>,如下表:

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\langle N \rangle$	$k$
22	6.95	5.78
540	12.8	2.12

后者参数化如下:

$$\langle p_i \rangle_N = 0.385 N^{0.0383} e^{-0.0119N} (\sqrt{s} = 22 \text{ GeV}); \quad (4)$$

$$\langle p_i \rangle_N = 0.054 \text{th}(0.05N - 1.25) + 0.427 (\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}); \quad (5)$$

其中的参数由符合实验数据定出,见图2。图中的数据取自文献[9]。

对于固定多重数的横动量分布采用如下的参数化:

$$P(p_i | N) = A e^{-B p_i}, \quad (6)$$

其中的参数  $A$  和  $B$  由限制条件

$$\int P(p_i | N) dp_i = 1;$$

$$\int P(p_i | N) p_i dp_i = \langle p_i \rangle_N.$$

决定。这一分布和多重数分布卷积以后是无偏事件的横动量分布。

由于  $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$  时没有不同多重数的平均横动量的实验数据,我们对  $\sqrt{s} = 22 \text{ GeV}$  和  $540 \text{ GeV}$  做了蒙特卡洛模拟,并用  $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$  的模拟结果和  $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$  的数据作比较。

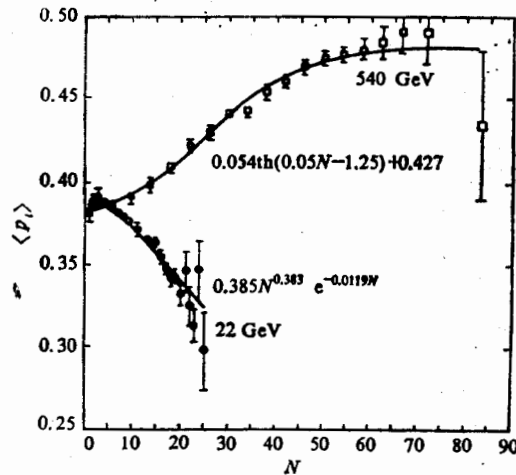


图2 固定多重数的平均横动量  
数据取自文献[9]曲线由式(4)(5)给出

## 四、结果与讨论

图 3 中画出了间歇指数  $\varphi$  和矩阶数  $i$  的关系。实线和短虚线是我们对  $\sqrt{s} = 22\text{GeV}$  和  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$  的模拟结果。实验数据取自 NA22 和 UA1<sup>[10]</sup>。由于 UA1 的探测器只能记录  $p_t$  大于  $0.15\text{GeV}/c$  的粒子<sup>[11]</sup>, 我们在做  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$  的模拟时也用了这一截断。由图可见, 模拟结果和实验符合很好。

我们还用这一蒙特卡洛产生器计算了  $\varphi$  对多重数的依赖性, 如图 4; 以及不同横动量截断下的  $\varphi$ , 如图 5。两种情况下都很好复现了实验结果。在图 4 中, 我们的结果和实验有相同的趋势—— $\varphi$  随多重数的升高而减小; 在图 5 的两种能量下, 我们的模拟结果表明, 低  $p_t$  组有大的间歇指数  $\varphi$ , 高  $p_t$  组有小的间歇指数  $\varphi$ 。

这样, 我们仅从间歇指数基本地依赖于单事件平均横动量  $\bar{p}_t$ , 低  $\bar{p}_t$  的事件有大间歇指数的假定出发, 就成功地解释了前面列出的实验现象 2 和 4。从这一假定出发也能够自然地得到实验现象 1。这是因为, 随着碰撞质心系能量的升高, 总平均横动量  $\langle p_t \rangle$  增大, 大平均横动量  $\bar{p}_t$  的事件变多, 因而间歇指数  $\varphi$  减小<sup>1)</sup>。因此, 我们可以说, 是单事件平均横动量  $\bar{p}_t$ , 而不是多重数  $N$ , 才是决定间歇现象的基本量。

从图 5 还可以看到另一特点: 对于低  $p_t$  的组,  $\varphi$  随矩阶数  $i$  变化很快; 而对于高  $p_t$  的组,  $\varphi$  随  $i$  变化非常慢。这使我们想起了在低能和高能时  $\varphi$  随  $i$  的很不相同的变化规律——在低能时,  $\varphi$  随  $i$  变化快, 而在高能时,  $\varphi$  随  $i$  变化慢(见以上列出的特征 3.)。注意到 UA1 实验组只记录了  $p_t$  大于  $0.15\text{GeV}/c$  的粒子, 我们猜想, 在高能时  $\varphi$  随  $i$  变化慢有可能是由于丢掉了低  $p_t$  粒子的贡献。为了验证这一想法, 我们用以上描述的蒙特卡洛产生器计算了  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$  时所有粒子包含在内的间歇指数  $\varphi$ , 如图 3 中的长虚线。我们看到, 在此情况下  $\varphi$  随  $i$  的变化趋势和低能时差不多一样。这表明, 在不同能量下  $\varphi$  对  $i$  的很不相同

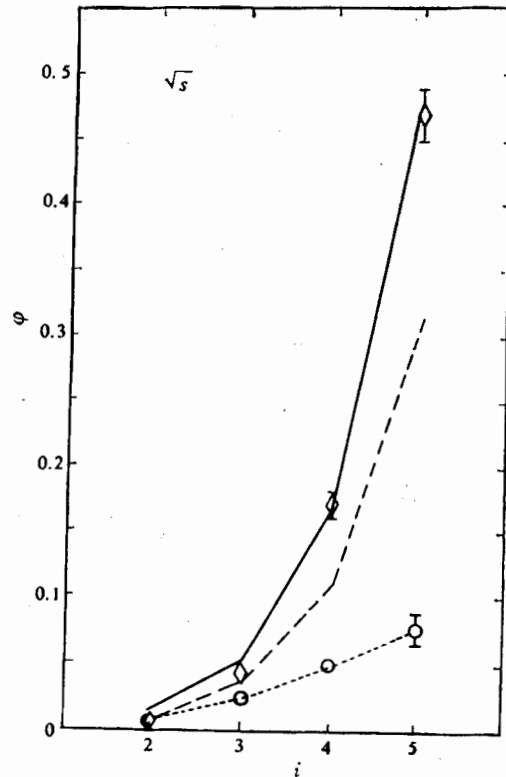


图 3 间歇指数对矩阶数的依赖性  
 $\diamond$  22 GeV (NA22);  $\circ$  630 GeV (UA1) — 22 GeV (Model); --- 540 GeV (Model)  $p_t > 0.15\text{GeV}/c$   
 --- 540 GeV (Model) All particles

1) 在高能时, 由于实验条件的限制, 往往有低横动量截断, 使这一效应更为显著。详见后面的讨论。

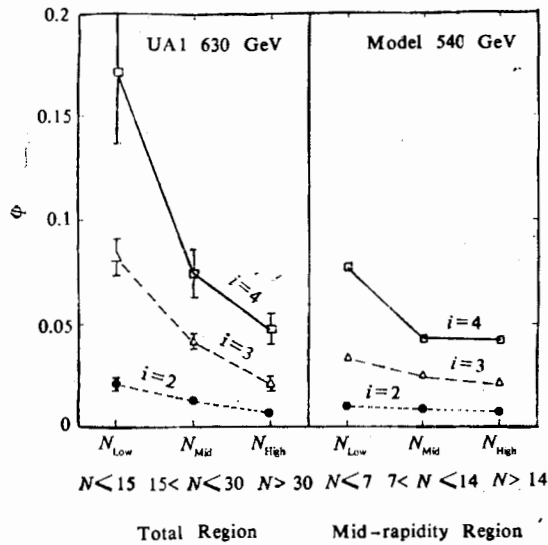


图4 间歇指数对多重数的依赖性。左边是实验数据；右边是我们的蒙特卡洛模拟结果

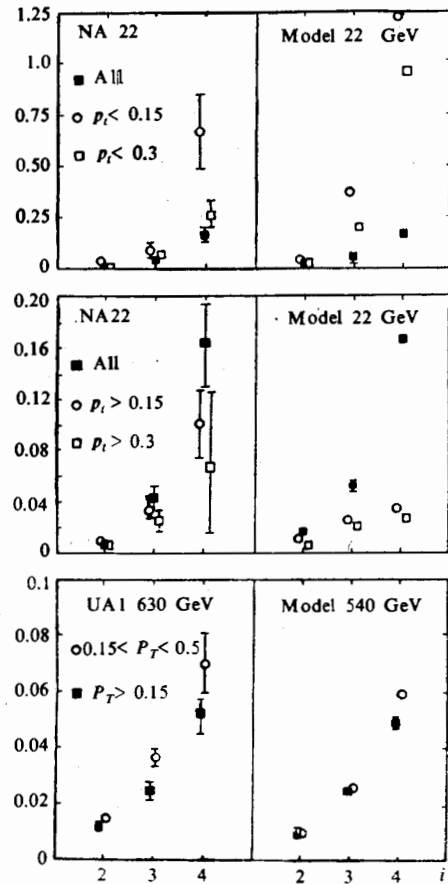


图5 按横动量截断分组的间歇指数。左边是实验数据；右边是我们的蒙特卡洛模拟结果

的依赖关系实际上是由于在 高能时没有统计低  $p_t$  粒子造成的。

## 五、结 论

从以上结果可以看到，单事件平均横动量  $\bar{p}_t$  是描述间歇现象的一个很好的量。只要假定  $\bar{p}_t$  基本地决定了动力学起伏的强度， $\bar{p}_t$  低的事件(超软事件)比非超软事件对间歇指数有更大的贡献，就能解释有关强子-强子碰撞过程中间歇现象的所有特征。

以上讨论都是针对一维情况。有理由相信间歇应在高维观察，在一维观察到的间歇现象只是高维间歇的一维投影<sup>[12]</sup>。在此情况下有关强子-强子过程中间歇程度的一切特征性趋势都不会改变，因而以上的讨论仍然成立。

我们的讨论限于强子-强子过程。对于其它类型的碰撞过程，情况有些不同。 $e^+e^-$  和  $l-h$  过程中的多重产生和强子-强子过程有不同物理机制。在核-核过程中，虽然基元碰撞

是强子-强子过程,然而几何平均和多次散射使问题复杂化。当然,将处理强子-强子过程的基本思想推广到其它过程是很有必要而且很重要的。这将在另外的文章中讨论。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] A. Bialas and R. Peschanski, *Nucl. Phys.*, **B273**(1986), 703; **B308**(1988), 857.
- [ 2 ] See for example "Intermittency in High Energy Collision", Proc. Santa Fe Workshop (Los Alamos, March 1990), ed. F. Copper, R. C. Hwa and I. Sarcevice (World Scientific Singapore, 1990) and the papers cited therein.
- [ 3 ] L. Van Hove, *Ann. Phys.*, **192**(1989), 66.
- [ 4 ] EHS/NA22 Collaborations, University of Nijmegen preprint HEN-338/(1990); B. Buschbeck and P. Lipa, "A Study of Intermittency in  $p\bar{p}$  Collision at  $\sqrt{s}=630\text{GeV}$ ". Preprint UA1/TN89-06.
- [ 5 ] Wu Yuanfang and Liu Lianshou, "Low Average Transverse Momentum Intermittency" to be published in *Phys. Lett.* **B26**(1991) 28.
- [ 6 ] L. Van Hove and A. Giovannini, "Multihadron Production and QCD parton showers", Proc. 25th International Conference on high Energy Physics. Edited by K. K. Phua and Y. Yamaguchi; L. Van Hove, *Annals of Physics*, **192**(1989), 66.
- [ 7 ] 吴元芳和刘连寿, *科学通报*, **36**(1991), 1080.
- [ 8 ] H. Dibon and M. Markytan, Analysis of UA1 Minimum Bias Data at  $\sqrt{s}=630\text{GeV}$  in Terms of Fractal Moments, Preprint HEPHY-PUB 523/89, 1989; M. Adamus et al, *Z. Phys.* **C37**(1987), 215.
- [ 9 ] EHS/NA22 Collaboration, *Phys. Lett.*, **B209**(1988), 103.
- [ 10 ] W. Kittel and R. Peschanski, invited talk at the 1989 EPS Conference, Madrid, Nijmegen Preprint HEN-325.
- [ 11 ] B. Buschbeck and P. Lipa, Preprint UA1/TN 89-06.
- [ 12 ] W. Ochs, *Phys. Lett.*, **B247**(1990), 101.

## Intermittency Phenomena and Super-soft Processes

Wu Yuanfang    Liu Lianshou

(*Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070*)

### ABSTRACT

Starting from the experimental data on the dependence of intermittency phenomena on various physical parameters, it is shown that the average transverse momentum per event plays a decisive role in determining the intermittency strength. This means that intermittency phenomena is closely related to the super-soft processes, observed experimentally in recent years.