远心区空气簇射粒子到达时间 分布的模拟计算

戴 宏 跃

(中国科学院高能物理研究所, 北京)

笠 原 克 昌

(日本东京大学宇宙线研究所)

摘 要

本文通过 Mont Carlo 模拟, 计算了远心区 ($r > 100\text{m}$) 宇宙线空气簇射粒子的到达时间(延迟时间)分布。

时间分布是通过三种参数来表述的, 我们导出了一种表达这种时间分布的近似公式。计算发现这种时间分布对簇心距离有很强的依赖关系, 但是, 基本上独立于簇射年龄、到达方向、原初能量以及原初成分。如果粒子数很少, 事例与事例之间的到达时间分布会有很明显的差别, 这仅仅是由统计涨落所致。因此, 如果要将模拟计算与实验结果相比较, 必须考虑实验的实际情况。

关键词: 宇宙线, 广延大气簇射, 到达时间分布, Mont Carlo 模拟

模拟所用的作用模型, 详见文献[1], 在模拟程序(主要由笠原克昌发展)所给的几个作用模型中, 我们选用了现时认为最好的 QCD 模型。

级联过程的处理, 在这样的一个到达时间分布的模拟计算中是至关重要的, 在此, 我们仅说明三点:

1. 多重散射是用角度和横向分布相关联的 Fermi 的 Gauss 近似来处理的, 与 Moliere 的散射理论没有明显的区别。
2. 散射公式中包括了能量的损失和空气密度的变化, 但是, 那种近似对于我们的计算不是很合适, 因此, 在一次取样中电子及其他带电粒子所能通过的最长路径受到限制, 因而, 粒子的能量损失和空气密度的变化可被忽略, 粒子的弯曲路径可被直线近似代替。
3. 由以上的近似所得到的粒子的路径比实际路程约小 10%, 因此, 时间分布的宽度大约也小 10%。

一、模 拟 结 果

在四维的空间里跟踪每一个粒子是很费机时的, 而且这种耗费正比于原初能量。因此, 我

图 1 簇射粒子的到达时间分布

们模拟计算的能量设置在 100 TeV , 为了得到足够多的粒子, 观测的高度设置在 600 g/cm^2 (接近 500 g/cm^2 的最大发展处)。根据以前的模拟经验而且在后面也将看到: 这种时间分布几乎是与原初能量、成分、观测高度无关的, 但是重要的是获得尽可能多的电子数 N 。以便减小涨落, 这是我们选择 100 TeV 和 600 g/cm^2 的原因。

图 1 所示的是原初质子 $\sec\theta = 1.0$ 的模拟结果。图 1(a) 是线性坐标下到达时间分布的散点图; 图 1(b) 是对数坐标下的散点图。图 1(a) 和 (b) 中的十字和短线代表每个距离区间的平均到达时间。从图 1(a) 中我们发现在近心区到达时间的离散很小, 但这种离散随簇心距离的增大而迅速增加。图 1(c) 所示的是几个不同距离区间的到达时间的微分分布; 图 1(d) 是积分分布。从图 1(c) 中很容易发现, 直到簇心距离 1500 m 处, 粒子主要集中在簇射波面的

前沿部分,而且伴随着一个很长的衰减尾巴。如果距簇心太远,由于粒子数很少,这种分布的特征不明显。

本文试用了三个参数来描述簇射粒子的到达时间分布: 第一个参数是到达时间弥散 σ , 其定义为

(a) τ , 100 TeV, P

(b) σ , 100 TeV, P

(c) t_r , 100 TeV, P

图2 不同天顶角 θ 下 τ, σ, t_r 随 r 的变化

(原初质子, 100 个 TeV;

- $\sec\theta = 1.0$, $\circ$ — $\sec\theta = 1.1$,
- + — $\sec\theta = 1.2$, $\times$ — $\sec\theta = 1.3$,
- $\triangle$ — $\sec\theta = 1.4$, $\square$ — $\sec\theta = 1.5$ 。

$$\sigma^2 = \sum_{i=1}^n (t_i - \bar{t})^2 / (n - 1),$$

其中 t_i 为第 i 个粒子的到达时间, $\bar{t}$ 为平均到达时间。

第二个参数用 t_r 表示, 其定义为 20—70% 积分时间分布之间的时间间隔。

正如从图 1(d) 中所看到的, 如果定义最先到达粒子的到达时间为 $t = 0$, 那么, 到达时间的积分分布很象一个 e 指数型的分布(严格地说, 在远心区不成立)。因此, 我们用如下的一个含有 e 指数的公式来拟合到达时间的分布:

$$F(t) = 1 - \exp(-t/\tau),$$

其中 τ 即定义为第三个参数。

为了检验这种到达时间分布与入射方向(天顶角 θ) 之间的关系, 我们进行了不同入射方向的事例的模拟 ($\sec\theta = 1.0, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5$, 其中, $\sec\theta = 1.0$ 为垂直入射)。图 2 是三种参数在不同 θ 下随距离的变化关系。从图 2 中看不出任何明显的对 θ 的依赖关系 (θ 在 0° 至 50° 之间)。这意味着这种到达时间的分布是与第一次作用点的高度无关的。比较图 2 的 (a), (b) 和 (c), τ 和 t_r 与簇心距离 r 之间的关系明显地陡于 σ 与 r 的关系。

(a) $\tau, P, 50 \text{ TeV}$

(b) $\sigma, P, 50 \text{ TeV}$

(c) $t_r, P, 50 \text{ TeV}$

图 3 5 个不同事例的 τ, σ, t_r 的分布
(质子, 50 TeV; $\sec\theta = 1.0, 5 \text{ events}$)

到达时间的涨落在远心区很大,这些距离区间的粒子数大约为 10—20, 这意味着如果粒子数不是足够的多,这些参数都要遭受很严重的涨落,这种因素限制了 Linsley Effect^[2,3] 的应用。

为了验证事例与事例之间的到达时间的涨落,我们模拟了 5 个 50 TeV 的事例(原初质子,垂直入射),模拟结果见图 3。除了最远的距离区间,事例与事例之间的涨落并不是很大,而在最远的区间,粒子数是有限的。比较图 3 和图 2,我们发现这三种参数对能量没有明显的依赖关系。

图 4 原初铁核的 τ , σ , t_r 的分布
(Fe, 100 TeV, $\sec\theta = 1.0$)

图 4 所示的是原初铁核所引起的簇射的模拟结果,与图 2 相比较,亦无明显的差别,因此可以推论到达时间的分布也是与原初成分无关的。

极少有强子被散射到距簇心 100m 以外处,几乎所有的粒子都是电子($\sim 90\%$)和 μ 子($\sim 10\%$)。在空气簇射的扁盘上,最快的部分是高能 μ 子,它们经过很少的散射而从很高的作用点到达观测面。而电子却要经过多重散射,因此,它们的到达时间(在对数坐标中)近似地表现为 Gauss 分布(对 Gauss 分布的偏移随距离的增加而增加)。次级粒子的种类以及能量的分布见图 5 和图 6。

图 5 空气簇射中电子和 μ 子分布的区域

图 6 空气簇射粒子扁盘上能量的分布

图 7 平均到达时间分布(对数坐标下)
随距离的关系 图 8 对数坐标下 Gauss 分布的标准
误差随距离的变化关系

在模拟中我们发现, $\langle \log(t) \rangle$ 几乎线性地随 $\log(r)$ 增加(图 7), 其中 t 是到达时间, r 是簇心距离。如果近似地以 Gauss 分布来拟合次级粒子的到达时间分布(在对数坐标下), Gauss 分布的均方差 δ 随距离的增加而减小(图 8)。通过很简单的拟合, 我们得到到达时间的分布为

$$\begin{aligned} \langle \log(t) \rangle &= -(2.45 \pm 0.05) + (1.85 \pm 0.02) \cdot \log r \\ &\quad - (0.033 \pm 0.004)(\log r)^2, \\ \delta &= (0.015 \pm 0.018) + (0.424 \pm 0.007) \cdot \log r \\ &\quad - (0.107 \pm 0.001) \cdot (\log r)^2. \end{aligned}$$

在一定的近似程度上, 这两个公式可以用来构造 0—3000m 之间簇射粒子的到达时间分布。

二、结 论

从模拟中我们得出:

1. τ 和 t_r 与 r 的关系陡于 σ 与 r 的关系;
2. 到达时间的分布几乎与能量和到达方向无关, 也与原初成分无关;
3. 事例与事例之间的到达时间的分布的涨落很小, 主要的涨落是由于有限的粒子数所引起。

起的统计涨落;

4. 空气簇射扁盘主要是由电子和 μ 子构成的,其最前峰部分是高能 μ 子。

作者感谢东京大学明野观测站的成员,尤其是与永野教授的富有成效的讨论;感谢参考文献[1]的作者们对模拟程序的贡献;感谢 Hazen 教授对戴宏跃的支持和鼓励。同时还感谢棚桥先生和 Nakatska 的有益讨论。模拟计算是在东京大学原子核研究所的 FACOM M380 上进行的,计算机室的成员给予了很大的帮助。

参 考 文 献

- [1] (a) Kasahara, K., Torii, S. & Yuda, T., 16th ICRC, 13(1979), 70.
(b) Ding, L. K. et al., *Proc. Int. Symp. on Cosmic Rays and Particle Physics*, Institute For Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo, 1984, 142.
- [2] Linsley, J., 19th ICRC, 3(1985), 434.
- [3] Lonsley, J., *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 12(1986), 51—57.