

用高山乳胶室观测大天顶角 超高能 μ 子*

范晓龄 苏实

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

王毅

(郑州大学物理系, 450052)

摘 要

对甘巴拉山 K 6、K 7、K 8 铅室的 215 个单元进行了细致的扫描, 在天顶角 $M(= \lg \theta) \geq 2.5$ 的范围内共找到 111 个 μ 子事例。用马鞍型曲线确定 μ 子簇射的能量, 在 $E_{\mu} \geq 2 \text{ TeV}$ 的范围内给出了 5500 米处 μ 子的流强、簇射能谱与簇射天顶角分布。同时对 μ 子在乳胶室内的行为进行了模拟计算, 实验与模拟计算的结果基本上相符。

引 言

高能宇宙线 μ 子主要来自宇宙线中次级 π 、K 介子的衰变, μ 子与物质的作用截面小, 穿透力强, 故高能宇宙线 μ 子的流强与能谱较其它的宇宙线现象更能直接反映高能核作用和原初宇宙线成分的特征。研究宇宙线中高能 μ 子是一项十分有意义的工作。

能量大于 100 GeV 的宇宙线 μ 子有多种测量方法。直接用磁场测量动量, 如 Mutron 的磁谱仪在天顶角 $86^{\circ}-90^{\circ}$ 的范围内对能量为 0.1—20 TeV 的宇宙线 μ 子进行了研究^[1]; 通过 μ 子在物质中的射程定能量, 如地下实验等; 通过 μ 子在重物质中的簇射来间接测量 μ 子, 如地下乳胶室和高山乳胶室实验。目前大部分实验数据来自磁谱仪与地下实验, 所给出的由 μ 子产生的最大簇射能量已到 50 TeV。对于更高的能区和不同的大气深度, 实验数据还很少。本工作利用甘巴拉山乳胶室所观测到的 μ 子事例, 在大于 TeV 的能区范围内对宇宙线 μ 子进行了研究。

随着天顶角的增加, 大气厚度增加, 电子、 γ 光子由于级联过程而被吸收, 强子由于多次核作用而消失, 而 μ 子具有很强的穿透力, 故大天顶角范围内所接受到的粒子基本上是 μ 子。估计表明, 在天顶角 $\theta > 65^{\circ}$ 范围内其它高能粒子所占份额小于 1%。

由于是在大天顶角范围内观测 μ 子, 所记录到的事例一般只在—层 X 光片上留下肉

本文 1990 年 6 月 30 日收到。

* 国家青年科研基金资助课题。

眼可见的斑点,簇射的上、下斑距离较普通簇射斑大得多,在乳胶层中径迹也较普通簇射斑长得多,在显微镜下,可以看见一束长而密集的径迹.乳胶室探测高能 μ 子的效率低,阈能高,并且在探测阈附近可见度差,容易被遗漏,需要耐心细致的扫描与测量.实验的详细情况参阅文献[2].

一、 μ 子簇射的能量标定

对于非 μ 子的簇射,由于入射天顶角小,在乳胶层中多层X光片上留下了肉眼可见的斑点,故可利用级联的纵向发展来确定簇射的能量.而 μ 子簇射一般只在一层X光片上留下肉眼可见的斑点,利用级联的纵向发展来确定簇射能量是困难的,但可以制作马鞍型曲线即利用簇射的横向结构来确定 μ 子簇射的能量.

为了制作大天顶角下的马鞍型曲线,必须先得到电子或光子自大天顶角入射时的电磁级联曲线即 $E-D-t$ 曲线(其中 E 为能量, D 为黑度, t 为深度).K. Kasahara在 $M(= \tan \theta) < 1.5$ 时曾分别对铅、铁室的 $E-D-t$ 曲线做了详细计算^[3].但到目前为止,对于更大的天顶角,还没有人给出过 $E-D-t$ 曲线的计算结果.工作[4]计算了垂直入射时的 $E-D-t$ 曲线,利用工作[4]的程序,我们计算了大天顶角下铅室的 $E-D-t$ 曲线.计算中取垂直入射时200# X光片的特性曲线为^[5]:

$$D = \frac{C_2 \rho}{1 + C_1 \rho},$$

其中: $C_1 = 1.6360 \times 10^{-8} \text{cm}^2$, $C_2 = 2.2733 \times 10^{-7} \text{cm}^2$, ρ 为电子数密度.取垂直入射

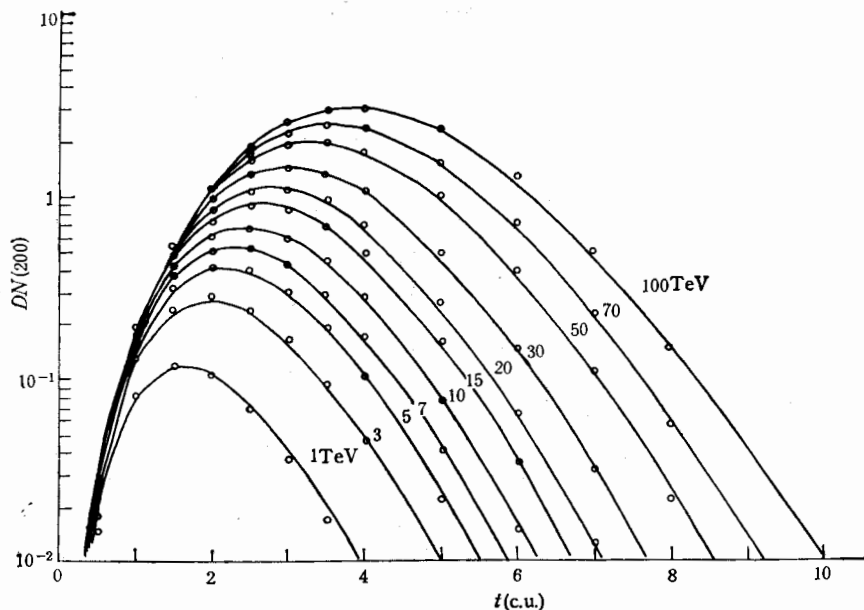


图1 200# X光片的 $E-D-t$ 曲线

时天津 III 型 X 光片的特性曲线为^[6]:

$$D = D_0 \left[1 - \left(\frac{1}{1 + (a\rho)^{0.19}} \right)^4 \right],$$

其中, $a = 1.12 \times 10^{-9} \text{cm}^2$, $D_0 = 5.5$. 图 1、图 2 分别给出了 $M = 4.5$ 时 200# X 光片和天津 III 型 X 光片的 $E-D-t$ 曲线组, 图 3 给出了 $M = 0.0, 2.5, 7.5, 10.0$ 时的 $D_{\max}-E$ 曲线(定标曲线). 从计算中可以看到: 当天顶角增大时, 一方面由于径迹长度在乳胶层中增大, 能损增加, 使得黑度上升; 另一方面由于下斑簇射中心对测量光孔中心的偏离增大而使黑度下降, 这两个因素的总效果使得在小天顶角时, D_{\max} 随天顶角增加而变小; $M > 2.5$ 时, D_{\max} 基本上不随天顶角变化; 但当 $M > 6.5$ 时, 簇射在乳胶层中的径迹长

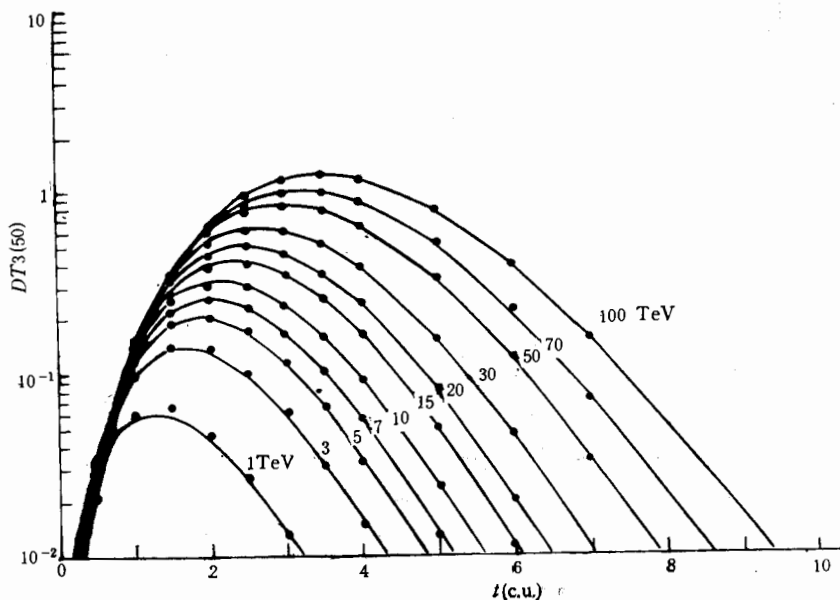


图 2 天津 III 型 X 光片的 $E-D-t$ 曲线

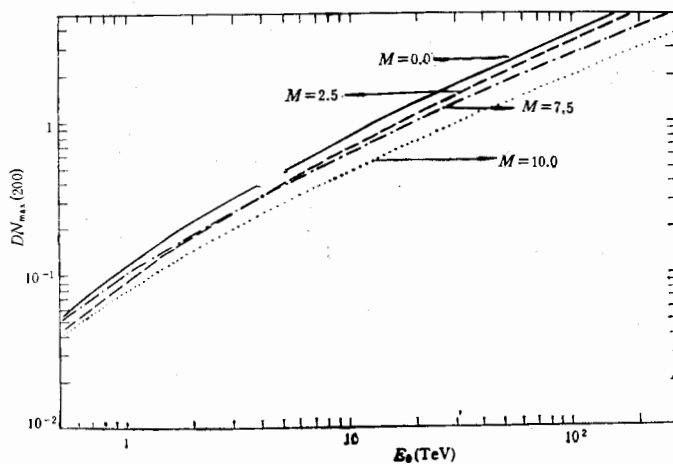


图 3 200# X 光片的定标曲线

度已超过测量孔径的大小, D_{\max} 随天顶角增大而下降。

对于 200# 的 X 光片, 采用 $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ 孔径测量黑度, 天津 III 型 X 光片采用 $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ 孔径测量黑度。在一定天顶角和能量下, 对不同的深度 z , 分别计算 200# 片子上斑点的黑度 $DN(200)$ 及对应的天津 III 型片子上斑点的黑度 $DT3(50)$, 作 $DN(200)$ - $DT3(50)$ 关系图, 可得到一条马鞍型曲线。对于不同的能量分别做出这样的曲线, 就可得到某一天顶角下的马鞍型曲线组。图 4 是 $M = 4.5$ 时的马鞍型曲线组。

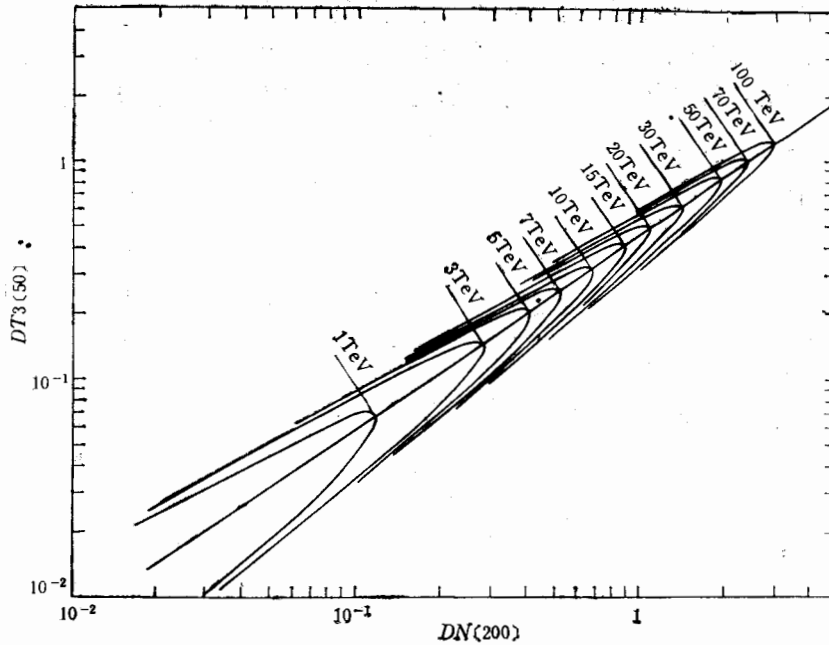


图 4 $M = 4.5$ 时的马鞍型曲线组

共制作了 $M = 0.0, 1.0, 2.5, 3.5, 4.5, 5.5, 6.5, 7.5, 10.0$ 等 9 个天顶角下的马鞍型曲线组。如实验测量值为 $DN(200)$, $DT3(50)$, $M = \text{tg} \theta$, 先将黑度值根据该年度的能量定标值归一到标准状况, 再判断 M 的区间: $M_1 \leq M \leq M_2$, 分别在天顶角为 M_1, M_2 的马鞍型曲线上找到归一后的黑度测量值, 求得相应的能量 E_1 和 E_2 , 再用插值法求出天顶角为 M 时的能量值 E 。

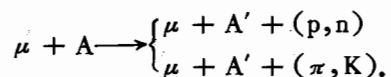
二、 μ 子在乳胶室内行为的模拟计算

在模拟计算中, 着重考虑了如下几个方面:

1. μ 子与物质的相互作用

- 韧致辐射
- 直接对产生
- 在核上的非散性散射

μ 子通过一个虚光子与原子核相互作用, 产生核子和介子:



d. 打击电子过程

μ 子还能弱衰变为电子与中微子,但在所考虑的能区, μ 子衰变几率比上述四种过程发生的几率要小得多,在计算中可不予考虑。

2. μ 子的能谱

在高能量下,由于相对论效应,洛伦兹因子加大,母体介子寿命变长,衰变几率变小,故 μ 子的能谱比 π 、K 介子的产生谱要陡得多。计算结果表明:当天顶角在 $M = 2.5 - 10.0$ 范围,且 E 足够大时,如 π 、K 介子的能谱形式为 $dN \propto E^{-\tau} dE$, μ 子的能谱则为 $dN_{\mu} \propto E_{\mu}^{-\tau-1} dE_{\mu}$, 谱指数减小 1^[7]。

3. μ 子流强和天顶角的关系^[7-9]

随着天顶角的增加,大气厚度增加, μ 子的电离能损增加,而且 μ 子与空气核相互作用的次数也随大气厚度的增加而增加,这个因素使得 μ 子的流强减弱。另一方面,高能母体介子既可能衰变又可能发生强相互作用,随着天顶角增加,母体介子所经历路程的大气平均密度变小,从而使得其衰变几率相对增大,这个因素使 μ 子的流强增大。两个过程竞争的结果是:在低能时 μ 子流强随天顶角增大而减小,高能时流强随天顶角的增大而增大。计算中取 μ 子流强天顶角的关系为:

$$I_{\mu}(\theta) = I_{\mu}(0) \sec \theta \quad (\sec \theta \text{ 规律}).$$

4. 乳胶室对 μ 子的探测效率

乳胶室示意图如图 5 所示。设入射 μ 子的方向为:

$$\mathbf{r} = \sin \theta \cos \varphi \mathbf{e}_x + \sin \theta \sin \varphi \mathbf{e}_y + \cos \theta \mathbf{e}_z,$$

其中 $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ 分别为 x, y, z 方向的单位矢量。面积 S 对 \mathbf{r} 方向入射粒子的有效接受面积为:

$$S_{\text{eff}} = S \cdot \cos \langle \mathbf{r} \cdot \mathbf{n}_S \rangle,$$

其中 \mathbf{n}_S 为 S 面之法线方向。对于乳胶室, $\mathbf{n} = \mathbf{e}_z, \mathbf{n}_1 = -\mathbf{e}_y$, 天顶角为 $\pi - \theta$, 将 θ 换为通常意义下的天顶角,则侧面 1 与顶面的有效接受面积之比为:

$$\alpha_1 = \frac{S_1 \cdot \cos \langle \mathbf{r} \cdot \mathbf{n}_1 \rangle}{S \cdot \cos \langle \mathbf{r} \cdot \mathbf{n} \rangle} = \frac{S_1 \sin \theta \sin \varphi}{S \cos \theta} = \frac{S_1}{S} \operatorname{tg} \theta \sin \varphi.$$

而粒子落在 (θ, φ) 方向的几率为:

$$\rho(\theta, \varphi) d\Omega = C \cdot \sec \theta d\Omega = C \cdot \operatorname{tg} \theta d\theta d\varphi,$$

其中 C 为常数。故:

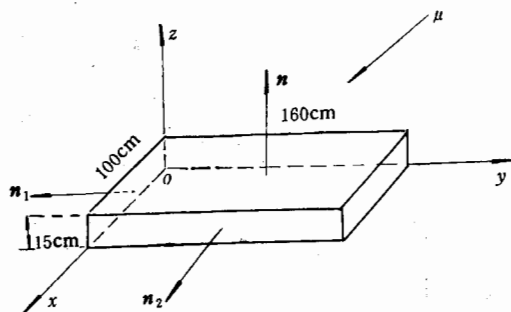


图 5 乳胶室示意图

$$\bar{\alpha}_1 = \int C \cdot \operatorname{tg} \theta \cdot \sin \varphi \cdot \frac{S_1}{S} \cdot \operatorname{tg} \theta d\theta d\varphi = \frac{C \cdot S_1}{S} \int \operatorname{tg}^2 \theta \sin \varphi d\theta d\varphi.$$

θ 范围为 $M = 2.5 \rightarrow 10.0$, φ 范围为 $\varphi = 0 \rightarrow \pi$, 可得:

$$\bar{\alpha}_1 = 0.3271;$$

同理可得:

$$\bar{\alpha}_2 = 0.5234.$$

考虑到顶部可接受到方位角 $(0, 2\pi)$ 范围的粒子, 于是侧面接受到的总粒子数为顶部的 0.85 倍. 设顶面、侧面 1 和侧面 2 对于能量大于 2 TeV 的 μ 子的探测效率分别为 η_t, η_1, η_2 , 则乳胶室对于 $E_\mu \geq 2 \text{ TeV}$ μ 子的探测效率为:

$$\eta = \frac{\eta_t + \bar{\alpha}_1 \cdot \eta_1 + \bar{\alpha}_2 \cdot \eta_2}{1 + \bar{\alpha}_1 + \bar{\alpha}_2} \sim 7.6 \times 10^{-4}.$$

侧面与顶部所记录到的总粒子数之比为:

$$A = \frac{\bar{\alpha}_1 \cdot \eta_1 + \bar{\alpha}_2 \cdot \eta_2}{\eta_t} \sim 0.80.$$

三、结果与讨论

Mutron 的实验结果^[10]给出: 在 $E_\mu < 1 \text{ TeV}$ 时, 母体介子的微分能谱指数 γ 随能量上升而增加; $E_\mu > 1 \text{ TeV}$ 时, $\gamma = 2.93 \pm 0.5$. 计算中取 Mutron 的结果:

$$dN_\mu \propto E_\mu^{-\gamma-1} dE_\mu = E_\mu^{-3.93} dE_\mu$$

对能量大于 2 TeV 的 μ 子进行跟踪. 可以看到: 韧致辐射的作用截面最大, 被记录到的

μ 子簇射 96.4% 来自韧致辐射过程, 只有 3.4% 来自直接对产生, 0.2% 来自打击电子过程.

μ 子在乳胶室内的簇射能谱如图 6 所示. 从图中可以看到, 实验所得簇射能谱和模拟结果在误差范围内很好地符合, 我们所得 μ 子入射谱和 Mutron 的一致. 用最小二乘法来拟合实验点, 可得簇射谱的谱指数为 2.92.

由于在簇射初期与晚期用马鞍型曲线定能量的误差较大, 为了避免这种误差, 也可不定出簇射的能量, 而直接将 μ 子簇射在 X 光片上的黑度与模拟进行比较, 如图 7 所示. 可见模拟与实验符合

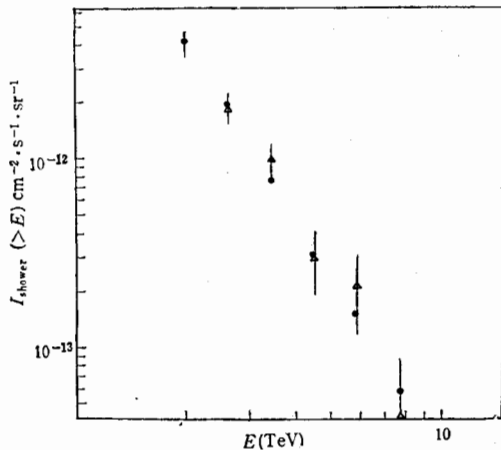


图 6 μ 子的簇射能谱 ($2.5 < M = \operatorname{tg} \theta < 10.0$), \triangle 表示实验点, \bullet 表示模拟计算点

得很好. 图 6 和图 7 说明: 用马鞍型曲线来确定 μ 子簇射能量是可行的.

簇射的天顶角分布如图 8 所示. 从图中可以看到, 在大天顶角时, 簇射的天顶角分布偏离了 $\sec \theta$ 规律, 而更接近于 $I_\mu(\theta) = I_\mu(0) \sec^{0.5} \theta$ 时的簇射天顶角分布. 可能的原因

如下:

- a. 由于铅板之间的空隙使大角度 μ 子丢失.
- c. 在大天顶角时, 簇射黑斑变淡, 在扫描时容易扫漏.
- d. 高能时入射 μ 子的天顶角分布偏离 $\sec\theta$ 规律.
- d. 由于大天顶角事例稀少而出现的统计涨落.

实验上给出入射 μ 子的垂直流强为:

$$I_{\perp}(\geq 2\text{TeV}) = (3.0 \pm 0.4) \times 10^{-9} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{s}_r^{-1}.$$

略低于海平面的流强值.

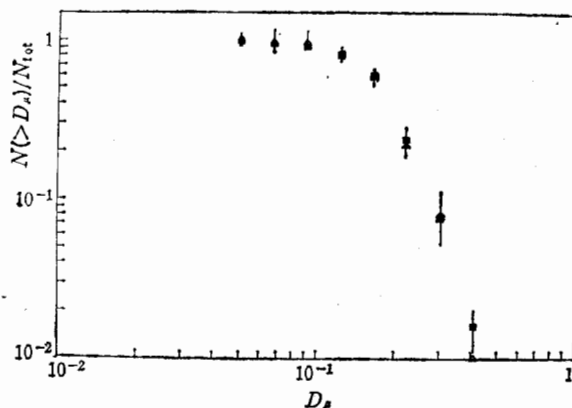


图 7 μ 子簇射的黑度谱, \triangle 为实验点, \blacksquare 为模拟计算点

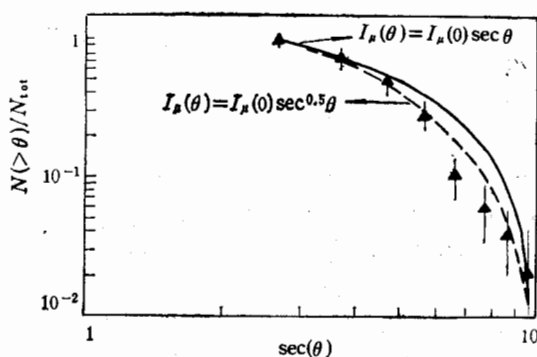


图 8 簇射的天顶角分布, \blacktriangle 为实验点, 实线和虚线为模拟计算的结果

四、结 束 语

在 $E_{\mu} \geq 2\text{TeV}$ 的能区内, 观测了宇宙线 μ 子在乳胶室中的簇射, 利用马鞍型曲线来确定 μ 子簇射的能量, 通过 μ 子在乳胶室中的簇射能谱和乳胶室对 μ 子的探测效率, 给出了海拔 5500 米处高能宇宙线 μ 子的能谱与流强。模拟计算给出了与实验基本一致的结果, 这表明 μ 子与物质的相互作用在 TeV 能区内仍可用量子电动力学来描述, 而不需要

引入新的作用机制。入射 μ 子的天顶角分布(即 $\sec\theta$ 规律)有待于进一步的研究。

惠维刚同志为本文提供了部分实验数据,在本文工作完成期间,作者同张春生同志进行了多次有益的讨论,任敬儒、陆穗玲老师对本文提出了许多宝贵意见,作者在此深表谢意。作者还感谢甘巴拉山实验组全体成员对本文工作的支持与帮助。

参 考 文 献

- [1] S. Matsuno et al., *Physical Review*, **D29** No. 1(1984), 1.
- [2] 任敬儒等,高能物理与核物理, **5**(1981),205.
- [3] K. Kasahara, *Phys. Rev.*, **D31**(1985), 2737.
- [4] C. S. Zhang et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **A283**(1989), 78.
- [5] Ohta I. et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **A161**(1979), 35.
- [6] 任敬儒等,山东大学学报(自然科学版), **3**(1982),76.
- [7] Vernon W. Hughes, C. S. Wu, *Muon Physics*, Vol. 1, p323.
- [8] O. C. 阿尔科费尔,宇宙线入门, p. 150, 朱清棋译.
- [9] E. J. Fenyés et al., Proc. 17th ICRC, France, **10**(317), 1981.
- [10] Honda K. et al., Proc. 16th ICRC, Kyoto, **10**(59), 1979.

Cosmic Ray Muon on the Altitude of 5500m Above the Sea Level

FAN XIAOLING, SU SHI

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

WANG YI

(*Department of Physics, Zhengzhou University, 450052*)

ABSTRACT

215 blocks of K6, K7, K8 lead emulsion chambers on Mt. Kanbala are carefully scanned, and a total of 111 muon events are found with zenith angle $M(=\text{tg}\theta) > 2.5$. The energy of muon showers are determined by saddle-shape curves. The intensity of muon, the energy spectrum and the zenith angle distribution of muon showers on the altitude of 5500 m above sea level are shown in the energy region $E_\mu > 2\text{TeV}$. Meanwhile the simulation calculation is done for the behaviour of muon inside the emulsion chamber, simulation results are basically in agreement with the experiment.