

# 羊八井 ARGO 实验探测时间离线定标方法的研究<sup>\*</sup>

周远<sup>1,2;1)</sup> 何会海<sup>1;2)</sup> 木均<sup>2)</sup>

1(中国科学院高能物理研究所粒子天体物理中心 北京 100049)

2(云南大学数理学院 昆明 650091)

**摘要** 羊八井 ARGO 实验阵列探测器数目庞大,用人工方法对其定标是不现实的.本文针对整个 ARGO 实验阵列首次提出两种探测时间离线定标方法,即同心圆法和特征面法,并通过大气簇射模拟和 ARGO 实验探测器模拟对上述方法进行了检验.对特征面法还用模拟数据和小阵列实验数据对其定标精度进行了估算,并比较了定标前后事例样本方位角的分布.结果表明,同心圆法可对离阵列中心相同距离的探测器进行相对时间定标,而特征面法具有很好的定标精度且操作方便省时,可针对不同实验数据样本做相应实验条件下的探测器定标,从而有效地解决了因阵列探测器数目庞大而带来的定标工作中的困难.

**关键词** 蒙特卡罗模拟 时间偏差 离线定标 同心圆法 特征面法

## 1 引言

中意合作羊八井 ARGO 实验<sup>[1]</sup>采用大面积阻性板探测器 RPC(Resistive Plate Chamber)为其基本探测单元,是一个地毯式全覆盖 EAS(Extensive Air Shower)阵列.该实验利用当地良好的自然条件及高海拔优势探测小空气簇射事例,研究高能  $\gamma$  射线天文和  $\gamma$  暴.整个阵列分为中心区和监护环,中心区由  $10 \times 13$  个探测器群(CLUSTER)组成;监护环由  $4 \times 6$  个 CLUSTER 组成用于芯内芯外事例的判别.每个 CLUSTER 有 12 个 CHAMBER( $1.28\text{m} \times 2.82\text{m}$ ),而每个 CHAMBER 又包含 10 个 PAD( $56\text{cm} \times 62.5\text{cm}$ ),故整个阵列由 154 个 CLUSTER 共 18480 个 PAD 组成.作为基本探测单元的 PAD 有 8 个单向读出条用来提供 PAD 上的粒子数.RPC 探测器工作在流光模式,时间分辨约为 1ns,探测效率在 95% 以上.

实验通过测量簇射次级粒子的时空信息,重现

其簇射前锋面进而对原初粒子的方向、芯位及能量进行重建,次级粒子时间信息的测量精度直接影响到原初粒子方向重建.实验中,从次级粒子击中探测器到时间信息的最终获取存在一个探测器时间响应和信号在电子学通道中传输的过程,所以实验得到的探测器着火时间相对真实情况有一段时间延迟,即探测器的时间偏差.由于不同探测器的时间响应、电子学通道等的不一致性,不同探测器之间会存在一个相对时间偏差.RPC 的气体组分、工作电压及其探测器的老化直接影响到探测器的时间响应,而阵列所处环境的气压、温度、湿度等因素对探测器的时间偏差也有一定影响.

由于探测器间存在相对时间偏差,导致基于次级粒子到达探测器相对时间而进行的原初方向重建会产生一个系统偏差,从而使重建后事例的天顶角分布出现失真<sup>[2]</sup>,探测角分辨变差,重建比例减小.另外,探测器的相对时间偏差还会使重建后的事例方位角

2004-12-28 收稿

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(10120130794),中国科技部、中国科学院、中国科学院高能物理研究所粒子天体物理重点实验室及意大利 INFN 基金资助

1)E-mail: zhouyuan@ihep.ac.cn

2)E-mail: hhh@ihep.ac.cn

分布出现  $2\pi$  周期的正弦调制, 而利用等天顶角法或全天区扫描法找源依赖于方位角分布的均匀性(利用事例方位角分布均匀的特性估计本底). 因此必须对阵列所有探测器单元进行相对时间定标. 羊八井 ARGO 阵列探测器数目众多, 人工定标几乎不可能(假设 10min 定标一个探测器, 定标完所有的探测器需要半年以上的时间, 而这种定标又需要定期在不同环境条件下实行). 而羊八井 ARGO 实验又无法在线定标, 所以必须找到一种适当的探测器时间离线定标方法. 本工作首次提出了两种离线定标方法, 利用 Monte Carlo 模拟及小阵列实验数据对其进行了验证.

## 2 理论分析与方法的提出

一般可近似认为触发阵列的原初事例方位角  $\varphi$  是均匀分布的, 设其方向分布函数为  $\frac{1}{2\pi}f(\theta)$ , 其中  $\theta$  为原初事例的天顶角. 对于原初事例的方向余弦:

$$l = \sin\theta\cos\varphi, \quad (1)$$

$$m = \sin\theta\sin\varphi, \quad (2)$$

对所有原初事例求其平均:

$$\langle l \rangle = \frac{1}{2\pi} \iint \sin\theta\cos\varphi f(\theta) d\theta d\varphi = 0, \quad (3)$$

$$\langle m \rangle = \frac{1}{2\pi} \iint \sin\theta\sin\varphi f(\theta) d\theta d\varphi = 0, \quad (4)$$

对一个 EAS 事例  $j$ , 实验测得的是所有着火探测器单元的位置坐标  $(x_i, y_i)$  及着火时间  $t_{ij}$  (其中  $i$  为着火探测器号). 考虑到探测器的相对时间偏差  $\delta_i$ , 可利用这些信息对次级粒子前锋面做平面拟合重建这一原初粒子的方向余弦  $(l_j, m_j)$ :

$$c(t_{ij} - \delta_i) = l_j x_i + m_j y_i + C_j, \quad (5)$$

其中  $c$  为光速,  $C_j = ct_{oj}$ ,  $t_{oj}$  为次级粒子到达参考点的时间.

### 2.1 同心圆法

若对于任意一个探测器  $i$ , 触发了它的事例方位角均匀分布, 那么, 在大统计量下, 将(5)式对触发了这个探测器的所有事例求和(设事例数为  $N$ ), 利用(3), (4)式所得的条件(即  $\langle l \rangle = 0$  和  $\langle m \rangle = 0$ )得

$$\delta_i = \frac{1}{N} \sum_j [t_{ij} - C_j/c] = \frac{1}{N} \sum_j [t_{ij} - t_{oj}], \quad (6)$$

其中对于选定的参考点, 右边第 2 项  $\frac{1}{N} \sum_j t_{oj}$  与探测器无关. 由以上分析可知, 若在探测器无相对时间偏差的理想情况下次级粒子到达每个探测器的时间分

布与探测器在阵列中的位置无关, 则在实际中我们可利用(6)式对探测器做相对时间定标. 一般来说, 次级粒子到达探测器的时间分布与阵列的触发条件、探测器在阵列中的位置等有关, 但无论怎样的触发模式, 次级粒子到达离阵列中心距离相同探测器的时间分布应该相同. 因此, 可以用此方法对以阵列中心为圆心的同一同心圆上的探测器做相对时间定标. 对于径向探测器的定标, 可考虑用人工定标或蒙特卡罗模拟的办法完成.

### 2.2 特征面法

如果整个阵列都是由无相对时间偏差的理想探测器组成, 则在大统计量下, 所有触发到的事例经重建后其方向余弦  $l$  和  $m$  的平均值都为 0. 但实际探测器存在相对时间偏差, 会使事例重建后的方向偏离原初方向, 导致重建事例方位角分布不均匀, 从而使重建后事例的方向余弦  $l$  和  $m$  分布向正或向负的方向偏移, 其均值不再为零. 特征面法就是利用这个均值偏移量, 对探测器进行时间定标.

式(5)已考虑了探测器的相对时间偏差, 其中的  $l_j$  和  $m_j$  就是原初粒子的真实方向余弦. 若能知道  $l_j$  和  $m_j$  的值, 则可求得探测器  $i$  的相对时间偏差  $\delta_i$ , 为此对  $l_j$  和  $m_j$  作如下估算. 因为实验预先不知道每个探测器的相对时间偏差, 只能利用探测器着火时间直接对事例进行方向重建, 得到的平面拟合式为

$$ct_{ij} = l'_j x_i + m'_j y_i + C'_j, \quad (7)$$

这样重建得到的事例方向余弦  $l'_j$  和  $m'_j$  是不准确的. 将(5)和(7)式相减可得

$$c\delta_i = (l'_j - l_j)x_i + (m'_j - m_j)y_i + (C'_j - C_j), \quad (8)$$

令  $a_j = l'_j - l_j$ ,  $b_j = m'_j - m_j$ ,  $(a_j, b_j)$  描述了这一事例方向重建的偏差. 则上式变为

$$c\delta_i = a_j x_i + b_j y_i + (C'_j - C_j), \quad (9)$$

即该事例触发的所有探测器的相对时间偏差与其位置坐标可用一平面在坐标空间  $(x, y, t)$  中进行拟合, 这一事例方向重建的偏差  $a_j$  和  $b_j$  就是其拟合面方向余弦. 将这个平面称为这一探测器组的特征面. 这样通过特征面就把这一探测器组的相对时间偏差与触发它们的事例方向重建偏差联系起来. 当然任一事例所触发的探测器其特征面方向余弦是未知的, 而且不同事例触发的探测器组所具有的特征面不同, 在大统计量下, 对所有事例触发的探测器组的特征面方向余弦  $a_j$  和  $b_j$  取平均, 所得的均值  $\langle a \rangle, \langle b \rangle$  表征了阵列在坐标空间  $(x, y, t)$  中的特

征面,它是阵列中所有探测器的时间偏差与位置坐标在坐标空间 $(x, y, t)$ 中的拟合面.不难看出, $\langle a \rangle$ 和 $\langle b \rangle$ 实际上是由于阵列中所有探测器相对时间偏差而引起的事例方向重建系统偏差.

$$\langle a \rangle = \langle l_j - l_j' \rangle = \langle l_j' \rangle, \quad (10)$$

$$\langle b \rangle = \langle m_j' - m_j \rangle = \langle m_j' \rangle. \quad (11)$$

在对某个探测器进行时间定标时,可近似地取 $a_j = \langle a \rangle, b_j = \langle b \rangle$ ,即取 $l_j = l_j' - \langle l_j' \rangle, m_j = m_j' - \langle m_j' \rangle$ ,利用(5)式便可求得这个探测器的 $\delta_{ij}$ ,对所有触发了这个探测器的事例分别求出这个值,其均值便可认为是这个探测器的相对时间偏差.

### 3 蒙特卡罗模拟验证

#### 3.1 模拟数据的产生

蒙特卡罗模拟过程包括大气簇射模拟和 ARGO 实验探测器模拟.大气簇射模拟采用的 CORSIKA562 软件包<sup>[3]</sup>是宇宙线界比较广泛使用的一个好工具.模拟中我们选择 QGSJET 模型和 GHEISHA 模型处理强子相互作用,采用 EGS4 程序对电磁相互作用进行处理.在这些程序的基础上,模拟得出 740 万个原初质子样本.这些原初质子的天顶角范围在 $0^\circ$ 到 $60^\circ$ 之间,方位角范围在 $0^\circ$ 到 $360^\circ$ 之间.其能量则是在 1TeV 到 5TeV 之间按指数为 $-2.7$ 的幂律分布进行抽样得出的.簇射过程中,质子、电子、 $\mu$ 子、 $\gamma$ 光子的截止能量依次设为 0.05GeV, 0.05GeV, 0.001GeV, 0.001GeV.在探测器模拟中,采用 ARGOG-V131 软件包<sup>[4]</sup>.根据其模拟结果和羊八井 $50\text{m}^2$  RPC 模型阵列实验结果的比较,说明该探测器模拟系统是可信的<sup>[5]</sup>.模拟中每个探测器电子学脉冲上升时间取峰

值为 1ns 的高斯分布,信号在电缆中的传输时间以及前端电子学的反应时间设为一致.为获得足够容量的样本,对整个阵列采用低重触发模式(LTM),其触发重数设为: $N_{\text{PAD}} = 6$ ,只有中心区的探测器参加触发.投点面积为 $200\text{m} \times 200\text{m}$ .

#### 3.2 模拟检验

##### 3.2.1 同心圆法的模拟检验

用同心圆法对探测器进行相对时间定标时要求探测器无相对时间偏差的情况下次级粒子到达探测器的时间分布与探测器在阵列中的位置无关.为此,模拟得出了探测器无相对时间偏差时次级粒子到达阵列中各个探测器的时间中位值分布(图 1),离阵列中心距离相等的探测器的时间分布的中位值相等,探测器离阵列中心越远,其中位值越小.图 2 给出了次级粒子到达离阵列中心距离相等的 4 个探测器的时间分布(其距离都为 20m),在统计误差范围内,离阵列中心相同距离的探测器,其时间分布基本相同,时间峰值和分布宽度近似相等.

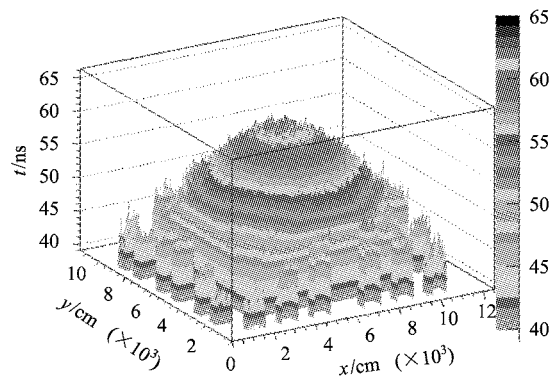


图 1 次级粒子到达阵列中各个探测器的时间中位值分布图

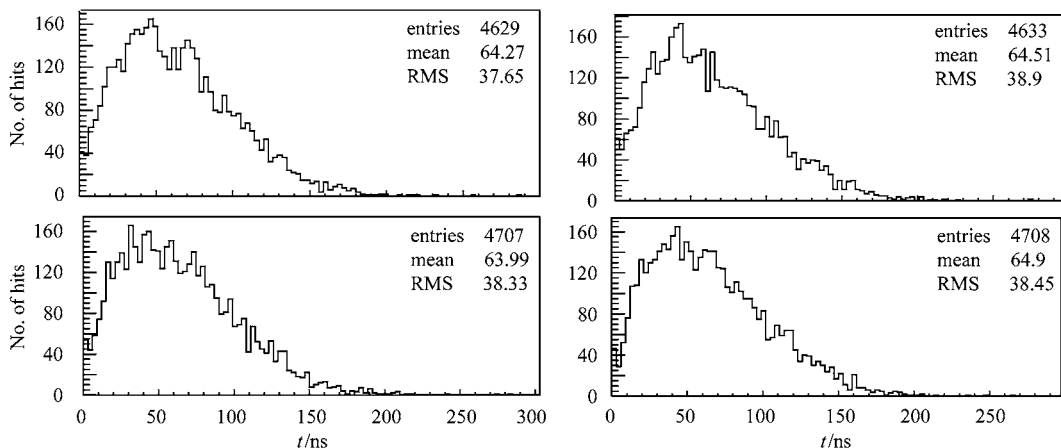


图 2 次级粒子到达离阵列中心相同距离处的探测器的时间分布( $r = 20\text{m}$ )

由以上模拟结果,结合 ARGO 探测器阵列的实际情况,可利用同心圆法对离阵列中心相同距离的探测器做相对时间定标,然后根据 MC 模拟得来的离阵列中心不同距离探测器时间分布中位值或峰值差异来对径向探测器进行定标.

### 3.2.2 特征面法的模拟检验

上面提到的探测器模拟中,每一个探测器都是无相对时间偏差的理想探测器.为了检验特征面方法,可对阵列每一个探测器加上一预知的时间偏差  $\delta_i$ ,再用特征面法对每个探测器作时间定标,将定标值  $\delta_i^1$  与预设的时间偏差  $\delta_i$  作比较,求出其差值  $\Delta\delta_i = \delta_i^1 - \delta_i$ . 图 3 为一特殊的阵列特征面(平行于  $x-y$  平面,即时间偏差均值为 0,各个探测器时间偏差是在  $-4\text{ns}$  到  $4\text{ns}$  之间随机抽样的)时探测器的  $\Delta\delta_i$  分布,由于监护环内探测器不参加触发,对中心区和监护环区探测器分别作出其分布,它们都可以用一个高斯分布函数进行拟合,其分布的标准偏差反映了这种方法的定标精度(我们需要做的仅仅是探测器相对时间定标,因此  $\Delta\delta_i$  的平均值对所探讨

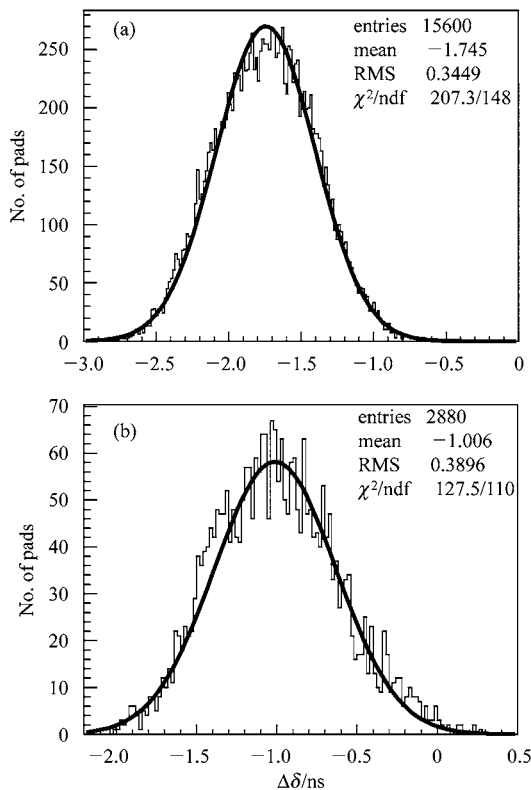


图 3  $\Delta\delta_i$  的分布及其高斯拟合  
(a)中心区探测器;(b)监护环探测器.

的问题没有影响).可以看出,用特征面法对这两个区域探测器相对时间偏差的定标精度都是很好的.从事例方位角分布方面来探讨用特征面法对探测器定标后对阵列性能的改善,图 4 为阵列特征面方向余弦为  $(0.04, 0.04)$  涨落范围为  $\pm 4\text{ns}$  时定标前后事例方位角的分布.定标前事例方位角分布不均匀,能很好地用一个周期为  $2\pi$  的正弦函数对其拟合<sup>[6]</sup>,定标后方位角分布的正弦调制效应基本消除.对不同阵列特征面设定的  $\delta_i$  (即选取阵列特征面方向余弦和探测器时间偏差涨落范围,抽样探测器时间偏差)所得的结果与此类似.

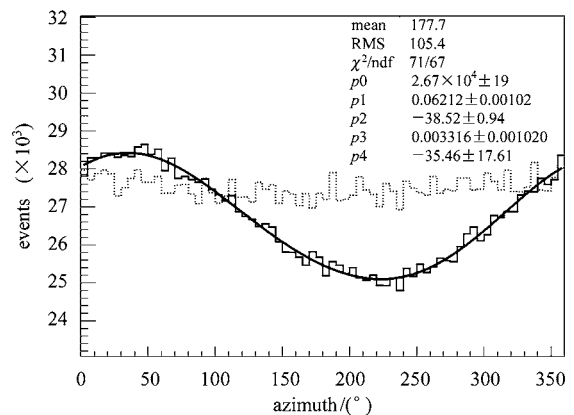


图 4 定标前(实线)和定标后(虚线)事例方位角的分布

实验阵列的触发率取决于阵列触发条件,当触发重数设为 20 时,阵列的触发率为 20kHz.由此我们根据  $\delta_i$  的分布宽度作相应推断可知,利用阵列运行几十分钟得到的数据用特征面法对探测器定标可达到  $0.5\text{ns}$  的定标精度.

## 4 实验数据检验特征面法

任选一组羊八井  $50\text{m}^2$  RPC 实验数据<sup>[5,6]</sup>对特征面法进行了检验,样本总事例数约为 6 万个,实验中的触发重数  $N_{\text{pad}} = 20$ .用特征面法对阵列的 120 个探测器做相对时间定标,再与当时的绝对定标值作比较,两者之差  $\Delta\delta$  的分布如图 5(a),显然,其结果是令人满意的.探测器相对时间定标前后事例方位角的分布画在图 5(b)中.可以看到,相对图 4 来说,定标前这些事例方位角的正弦调制幅度更大,这是由于其探测阵列面积较小的缘故<sup>[7]</sup>,定标后这种正弦调制效应基本消除了.

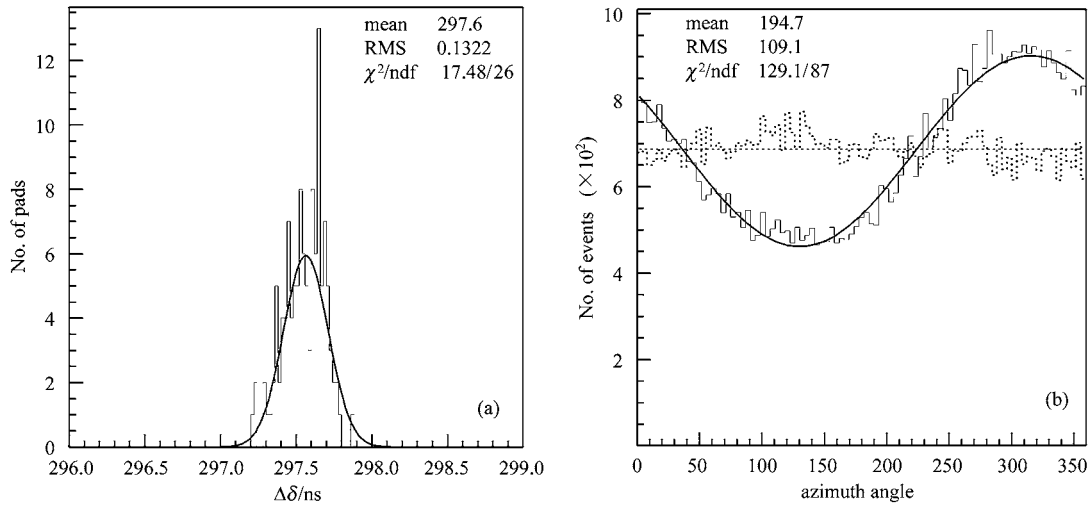


图 5 (a)为  $\Delta\delta$  值的分布,(b)为定标前(实线)和定标后(虚线)事例方位角的分布

### 5 结论

同心圆法可对离阵列中心相同距离的探测器进行相对时间定标,径向探测器的相对时间定标则要靠人工定标或蒙特卡罗方法(取决于阵列触发条件).特征面法可对阵列所有探测器进行相对时间定标,定

标精度较好.另外,特征面法可以利用不同的实验数据样本来估计相应实验工作环境下探测器的相对时间偏差,因此可利用它来做实时定标,以尽量减少实验环境变化对阵列性能的影响.所以,在探测器数目众多、无法逐个对探测器实行人工定标的情况下,采用特征面法在实际定标工作中是很适合的.

### 参考文献 (References)

- 1 ARGO Collaboration. Astroparticle Physics with ARGO Proposal, 1996; ARGO Collaboration. Addendum to the ARGO-YBJ Proposal, 1998
- 2 LIU Kun, HE Hui-Hai et al. HEP&NP, 2004, **28**(9):914—917(in Chinese) (刘琨,何会海等,高能物理与核物理,2004, **28**(9):914—917)
- 3 Capdevielle J N et al. KfK Report 1992, No. 4998
- 4 Martello D et al. ARGO Detector with GEANT3 package, 2000
- 5 LU Hong et al. HEP&NP, 1999, **23**:417—424(in Chinese) (卢红等,高能物理与核物理,1999, **23**:417—424)
- 6 HE Hui-Hai et al. HEP&NP, 2001, **25**(1):79—85(in Chinese) (何会海等,高能物理与核物理,2001, **25**(1):79—85)
- 7 QU Ruo-Fei et al. HEP&NP, 2001, **25**(5):371—376(in Chinese) (瞿若飞等,高能物理与核物理,2001, **25**(5):371—376)

## Offline Calibration of the Detector-Unit Hit Time for ARGO-YBJ Experiment<sup>\*</sup>

ZHOU Yuan<sup>1,2;1)</sup> HE Hui-Hai<sup>1;2)</sup> MU Jun<sup>2</sup>

<sup>1</sup>(Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049, China)

<sup>2</sup>(Department of Physics, Yunnan University, Kunming 650091, China)

**Abstract** In the YBJ-ARGO experiment, the hit time of detector-units can't be calibrated manually due to the massive number of detector-units. Two methods of off-line calibration, named concentric circle method and characteristic plane method, are developed. Their calibration precision is estimated using the simulation data and the data of the 50m<sup>2</sup> RPC carpet. It shows that concentric circle method can be used to calibrate the detector-units which have the same distance from the centre of the array, while the characteristic plane method, which has a good precision, is suitable for off-line calibration of all the detector-units, especially, under different experiment conditions.

**Key words** Monte Carlo simulation, time offset, off-line calibration, concentric circle method, characteristic plane method

---

Received 28 December 2004

<sup>\*</sup> Supported by NSFC(10120130794), Chinese Ministry of Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, Key Laboratory of Astro-Particle Physics and INFN, Italy

1) E-mail: zhouyuan@ihep.ac.cn

2) E-mail: hhh@ihep.ac.cn