

# L3 中心径迹室顶点位置分辨的改进\*

杨长根 陈和生 金炳年 唐孝威  
(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

M. Pohl

(瑞士苏黎世高等理工学院高能物理研究所)  
1993年4月15日收到

## 摘 要

运用两种方法对 L3 中心径迹漂移室的顶点位置分辨进行了改进,一种是利用高能量分辨的电子和高动量分辨的  $\mu$  子测量,限定轻子径迹的曲率半径,对径迹进行重新拟合;另一种是对中心径迹室每半边单元的径迹零位置位移进行校正.结合两种改进方法将轻子的顶点位置分辨由原来的  $137\mu\text{m}$  提高到  $60\mu\text{m}$ .

**关键词** 时间扩展室,径迹顶点位置,重新拟合,位置位移.

## 1 引 言

高能加速器实验中测量带电径迹的主要探测器之一是紧靠束流管道外的内径迹室.对某些需要重建事例二级顶点的物理测量,如  $\tau$  寿命的测量,不仅需要知道径迹在径迹室内的位置分辨,还需要知道由重建后的径迹内推至束流碰撞原点处的径迹位置分辨,这称为径迹的顶点位置分辨.

本文先介绍 L3 中心径迹探测器的顶点位置分辨,然后着重讨论改进其顶点位置分辨的方法.一种改进方法是利用 L3 电磁量能器对电子的高能量分辨和  $\mu$  子探测器对  $\mu$  子的高动量分辨,限定粒子径迹的曲率半径后,对径迹进行重新拟合;另一种改进方法是对径迹的零位置偏移进行校正.结合这两种改进方法得到对轻子的顶点位置分辨由原来的  $137\mu\text{m}$  提高到  $60\mu\text{m}$ .

## 2 L3 中心径迹探测器

L3 探测器<sup>[1]</sup>是位于瑞士欧洲核子中心大型正负电子对撞机 (LEP) 上的四个探测器之一.中心径迹探测器对径迹的测量采用时间扩展漂移室 (TEC).为减低外层 BGO 电磁量能器和  $\mu$  子探测器的造价,TEC 尺寸尽可能地小,长约  $1\text{m}$ ,内、外半径分别为  $9\text{cm}$  和  $49\text{cm}$ .除把电子漂移到阳极丝的时间差扩展开,L3 TEC 还采用了电荷扩散率比一

\* 国家自然科学基金资助.

般气体室低三倍的气体、特别的几何结构、信号快速数字化 (FADC) 和信号的重新成形, 因而极大地提高了单丝的位置分辨和双径迹的位置分辨。所用的气体为 80%  $\text{CO}_2$  + 20%  $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ , 气体压力为 1.2bar。这样的气体对漂移电子的动量转移作用截面大, 电子漂移速度慢, 扩散小。为保证漂移速度的稳定, 对探测器的电压、温度、气体压力和成分都进行了有效的监控。阳极丝收集到的电子信号由 100MHz 的 FADC 测量电子云的重心到达时间, 而不是电子云的前沿到达时间, 由此将空间位置分辨由  $\sigma_x = \sigma_0 / \sqrt{\ln N}$  提高为  $\sigma_x = \sigma_0 / \sqrt{N}$ , 其中  $\sigma_0$  是电子云纵向扩展的宽度,  $N$  是径迹原初电离的电子数目。使用 FADC 还大大改进了双径迹的位置分辨。

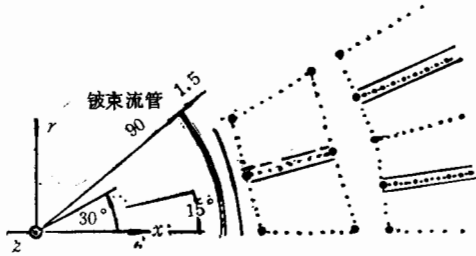


图1 TEC 各种丝的布置  
(单位: mm)

TEC 分为内外两个桶形, 所有的丝沿平行于束流管道的方向排列, 内外层扇形单元和各种丝的排列如图 1, 共分内 12, 外 24 个单元。室内外单元的数目相差一倍, 匹配内外单元的径迹位置可以解决径迹的左右分辨。束流测试的结果表明, 单根丝的位置分辨为  $58\mu\text{m}$ , 双径迹位置分辨为  $640\mu\text{m}$ 。

### 3 TEC 径迹的顶点位置分辨改进

#### 3.1 TEC 径迹的顶点位置分辨

选用简单且容易分析的 Bhabha 和双  $\mu$  事例来测量 TEC 径迹的顶点位置分辨。首先对事例进行子探测器的重建, 带电径迹在 TEC 中第一次重建时, 选取坐标原点, 即设计的加速器束团碰撞点, 作为径迹重建的参考点。这样, 经 TEC 重建后的每根径迹可由 5 个参数、空间选定的一个参考点、一个  $(x, y)$  平面上由 6 个独立变量组成的  $3 \times 3$  的误差矩阵和一个  $(s, z)$  平面上 ( $s$  定义为投影在  $xy$  平面上的径迹弧长) 由 3 个独立变量组成的  $2 \times 2$  的误差矩阵来表示。如图 2 所示, 5 个参数分别是: 径迹投影在  $(x, y)$  平面上的曲率  $\rho$ ; 径迹到参考点的最小垂直距离  $DCA$ ,  $DCA$  的方向定义如图 3; 径迹在

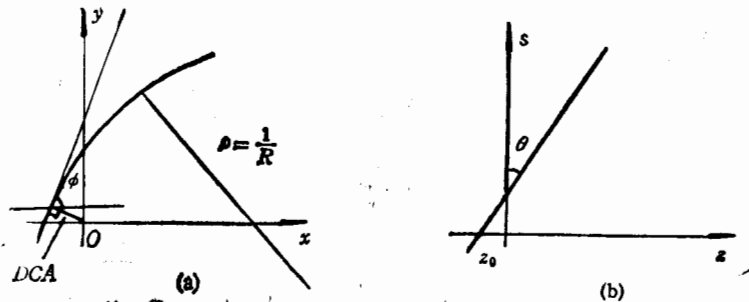


图2 确定径迹的 5 个参数  
(a)  $(x, y)$  平面; (b)  $(s, z)$  平面

它与参考点具有最小距离的点上的斜切角  $\phi$ ; 径迹在  $(s, z)$  平面上的极角正切  $\operatorname{tg} \theta$ ; 径迹在  $z$  轴上的截距  $Z_0 (X_0 = DCA \times \sin \phi, Y_0 = -DCA \times \cos \phi)$ 。

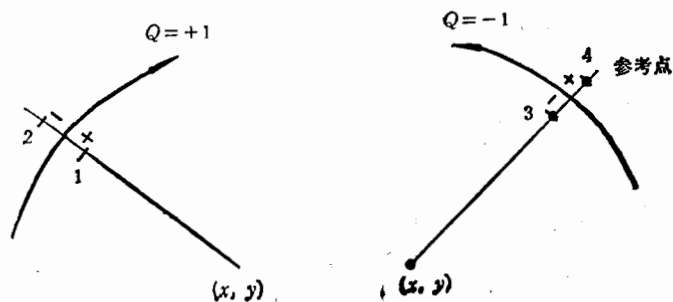


图3 DCA 的方向定义

$(x, y)$  = 带电径迹弧的圆心。对带正电荷的径迹, 参考点位于位置 1, 2 时, DCA 的符号分别为 +, -; 对带负电荷的径迹, 参考点位于位置 3, 4 时, DCA 的符号分别为 -, +

实验中, 加速器束团碰撞的中心点并不一定在坐标原点, 通常会有很小的偏移, 而且这种偏移在每次注入时都会有变化。对每次注入都可以利用 qq 事例计算这个偏移<sup>[2]</sup>, 计算出的加速器束团碰撞中心位置才是径迹真正的参考点。参考点改变后, 因为径迹参数随之变化, 还要对事例径迹再进行一次重建。

测量顶点位置分辨的径迹还要求是好径迹, 即探测的径迹从第一根着火丝到最末一根着火丝的跨度大于 50 (以相邻阳极丝间距为单位), 击中的着火丝数目大于 40 (径迹最多测量点为 62), 径迹离开阴极和阳极丝平面的距离大于 3mm, TEC 中靠近碰撞点的内层单元前三根阳极丝中至少有一根着火, 还要去掉有噪音干扰的坏径迹。当内推好径迹的顶点时产生的误差小。

对于 Bhabha 和双  $\mu$  事例, 末态的一对轻子由同一对撞点出来, 如果探测器分辨率无限好的话, 测量出的两径迹在对撞点的距离  $d$  为零。实际情况  $d$  的大小分布取决于探测器对两根径迹顶点位置分辨的大小, 有

$$\sigma_d = \sqrt{2} \sigma_{\text{TEC}}, \quad (1)$$

其中  $\sigma_{\text{TEC}}$  是 TEC 的顶点位置分辨。由于 TEC 在  $xy$  平面上的位置测量精度远远好于  $z$  平面, 因此仅局限于  $xy$  平面上的距离测量。平面上的距离测量为一个矢量, 为方便, 给出这个矢量的大小分布, 定义

$$d_z = (DCA_1 - DCA_2) \times \frac{(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)}{|\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2|}, \quad (2)$$

式中  $\mathbf{p}_i$  是粒子  $i$  的动量, 对于  $Z^0$  能区 45GeV 的高能电子对或  $\mu$  子对,  $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$  的方向相互反平行,  $(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)$  与  $(DCA_1 - DCA_2)$  近似于相互垂直, 因此(2)式仅将  $xy$  平面的矢量变换到正负  $z$  矢量, 不改变其数值大小。这样求出的 Bhabha 和双  $\mu$  事例的径迹距离经过变换后沿  $z$  轴方向的分布如图 4。由此分布和(1)式得到 TEC 对单根径迹的顶点位置分辨为  $\sigma_{\text{TEC}} = 137 \pm 2 \mu\text{m}$ 。这个值远远大于 TEC 的单丝位置分辨, 这不完全是由于径迹内推的结果, 可能的原因很多, 如漂移速度不均匀, 高压、气体压力的长时

间稳定性,阳极丝电压低于额定电压,各个 TEC 单元之间的位置偏移等等. 第一步将先利用 L3 高精度的 BGO 电磁量能器测出的电子能量和高精度的  $\mu$  子探测器测出的  $\mu$

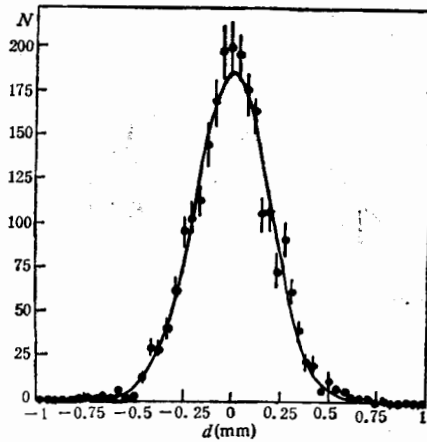


图4 Bhabha 和双  $\mu$  子事例两径迹的距离分布

上两式等号右边的电子能量  $E$  和  $\mu$  子动量  $p$ , 电荷  $e$ , 磁场  $B$  都可测出和已知.

一个把曲率半径限定(不一定是曲率半径,也可以限定其它参数),重新拟合径迹参数的办法叫最小  $\chi^2$  法<sup>[3]</sup>. 假定未重新拟合前和重新拟合后的变量分别为  $x_i$  和  $x_i^0 (i = 1, 2, \dots, I)$ , 待拟合的未知变量有  $J$  个, 限定条件写为  $f_k(x) (k = 1, 2, \dots, K)$ , 变量测量的误差矩阵写作  $G_x^{-1}$ , 矩阵元  $(G_x^{-1})_{ii}$  表示变量  $x_i$  的误差,  $(G_x^{-1})_{ij}$  表示变量  $x_i$  和变量  $x_j$  的协方差. 引入拉格朗日乘子  $\alpha_k (k = 1, 2, \dots, K - J)$  后, 最小  $\chi^2$  法可以简化为求下式的最小值:

$$\chi^2(x, \alpha) = \sum_{i=1}^J \sum_{i=1}^I (x_i - x_i^0)(G_x^{-1})_{ij}(x_j - x_j^0) + 2 \sum_{k=1}^{K-J} \alpha_k f_k(x). \quad (4)$$

求解时, 第一步假定变量之间互不关联, 则(4)式的最小  $\chi^2$  由下面的联立方程解出:

$$\frac{d\chi^2}{dx_i} = 2 \left\{ (x_i - x_i^0)(G_x^{-1})_{ii} + \sum_{k=1}^{K-J} \alpha_k f_{ki}(x) \right\} = 0, \quad i = 1, 2, \dots, I; \quad (5)$$

$$\frac{d\chi^2}{d\alpha_k} = 2f_k(x) = 0, \quad k = 1, 2, \dots, K - J; \quad (6)$$

其中  $f_{ki}(x) = \frac{df_k(x)}{dx_i}$ . (6)式即为限定条件.

一般情况下, (4)式不是线性的, 必须做多次的迭代计算, 直到满足一定的条件. 本文所用的重新拟合的参数是:

电子:  $x = (\rho, \phi, DCA, \text{tg} \theta, Z_0, \theta_{\text{BGO}}, E_{\text{BGO}})$ ;

$\mu$  子:  $x = (\rho, \phi, DCA, \text{tg} \theta, Z_0, \theta_\mu, p_\mu)$ ,

其中  $\theta_{\text{BGO}}$  和  $E_{\text{BGO}}$  分别是 BGO 电磁量能器对电子的极角和能量测量值;  $\theta_\mu$  和  $p_\mu$  分别是  $\mu$  子探测器对  $\mu$  子的极角和动量测量值.

误差矩阵为按上面七个变量顺序排列的  $7 \times 7$  矩阵, 限定条件表达式如下:

子动量来计算轻子的曲率半径, 减少一个拟合参数, 重新拟合  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  事例的径迹, 以改善 TEC 的顶点位置分辨.

### 3.2 限定曲率半径对径迹的重新拟合

L3 电磁量能器对能量大于 2GeV 的电子能量分辨为 1%,  $\mu$  子探测器对 45GeV  $\mu$  子的动量分辨率为 2%. 这样高精度的能量、动量测量可以作为拟合限定条件来重新拟合径迹. 由粒子的能量、动量计算出的曲率半径是:

$$\text{电子: } \rho^{-1} = E/(eB); \quad (3)$$

$$\mu \text{ 子: } \rho^{-1} = pc/(eB),$$

$$\text{电子: } f_1 = \theta_{\text{BGO}} - \theta_{\text{TEC}}, f_2 = E_{\text{BGO}} - |p_{\text{TEC}}|; \quad (7)$$

$$\mu\text{子: } f_1 = \theta_{\mu} - \theta_{\text{TEC}}, f_2 = p_{\mu} - p_{\text{TEC}}, \quad (8)$$

其中  $\theta_{\text{TEC}}, p_{\text{TEC}}$  分别是 TEC 对带电粒子的极角和动量测量值. 计算中, 为减少不必要的机时浪费, 最高迭代次数为 15 次, (5)、(6) 式有解的条件是: (4) 式的  $\chi^2$  值小于  $10^{-3}$ ; (7)、(8) 式的  $f_1$  小于  $0.001\text{rad}$ ,  $f_2$  小于  $2\text{MeV}$ .

经过拉格朗日乘子法重新拟合后计算的 Bhabha 事例的径迹距离分布如图 5, 给出的 TEC 顶点位置分辨是  $\sigma_{\text{TEC}} = 102 \pm 2\mu\text{m}$ . 双  $\mu$  子事例也给出相同的 TEC 顶点位置分辨.

另一种限定曲率半径而重新拟合径迹的方法更直接, 即用 (3) 式算出的径迹曲率直接放入到径迹着火的三维坐标中, 重新进行径迹拟合. 由此方法求出的 TEC 位置分辨与前一种方法得出的结果在误差范围内符合的很好. 结果的相互验证表明计算方法和结果正确.

第一种方法的优点是不需要事例的重建, 速度快, 而且可以比较方便地应用在事例重建后的其它物理分析当中, 可以选用经过原初分析的数据带做分析, 减少工作量.

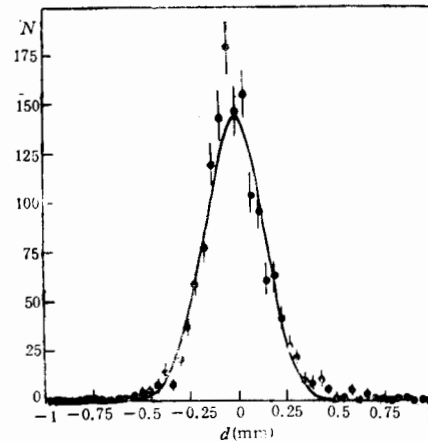


图 5 经过限定曲率半径重新拟合后的 Bhabha 事例径迹距离分布

### 3.3 每半个 TEC 单元的校准

$\sigma_{\text{TEC}} = 102\mu\text{m}$  仍不是预期的 TEC 径迹顶点位置分辨, 还需要作进一步的研究.  $e^+e^-$  和  $\mu^+\mu^-$  事例两根背对背的径迹间距离虽然不依赖于碰撞束团的大小和位置, 但

两根径迹却分别由 TEC 中相对的两个半边单元测出, 每一根径迹在各自单元中的平移也会使两径迹在碰撞原点的距离不为零. 假定束团碰撞的中心位置可以精确测量, 仅考虑 TEC 的位置分辨, 不考虑径迹的位移, 则由每半个单元测出多根径迹的 DCA 分布平均值应不为零. 实际的测量结果这个平均值并不为零.

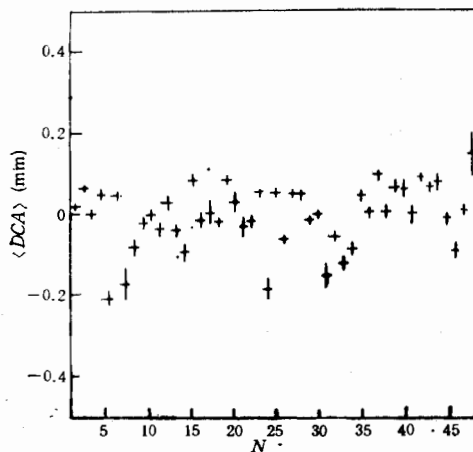


图 6 TEC 48 个半边单元的 DCA 零偏移  
横坐标为半单元号

TEC 外层桶部共有 24 个单元, 每个单元有两个半边单元. 从  $\phi$  角为零开始, 沿  $\phi$  角增大方向的第一个单元称为第一个单元, 顺序往下. 每一个单元有两个半边单元. 48 个半边单元偏离零位置位移的分布如图 6, 由图可以看出这些分布的平

均值明显偏离了零位置。这是由于径迹测量的位移引起的,探测器分辨的好坏不影响 DCA 分布平均值的大小。

到目前为止,还不知道零位置偏移的详细原因,但它依赖于探测器的刻度。我们比较了两种独立的刻度方法,一种刻度方法是对 TEC 内外层测量的径迹进行整体拟合,另一种刻度方法是先分别拟合内外层径迹,再拟合整体径迹。两种刻度方法都不能消除半边单元的零位置偏移,两种方法产生的零位置偏移的分布也不相同。理想的解决办法是对 TEC 的每半个单元都用不同的漂移速度和零时间,分别对它们进行刻度,消除各半边单元的不对称性,这个工作有待于进一步进行。

简单的 48 个半边单元零位置偏移校准是平行移动 DCA 的分布,使每半边单元 DCA 分布的平均值为零。经过这个校准后,图 4 的背靠背径迹距离分布宽度由  $193\mu\text{m}$  减为  $170\mu\text{m}$ ,即 TEC 的顶点位置分辨为  $\sigma_{\text{TEC}} = 120 \pm 2\mu\text{m}$ 。

#### 4 改进后的 TEC 径迹顶点位置分辨结果

对 TEC 测量的 Bhabha 和双  $\mu$  事例径迹先做限定曲率半径的重新拟合,再对其每半边单元的 DCA 零位置偏移作校准,得到径迹的顶点距离分布如图 7, TEC 的顶点位置分辨为  $\sigma_{\text{TEC}} = 59\mu\text{m}$ 。这已经是 L3 TEC 测量径迹所能得到的最好顶点位置分辨,

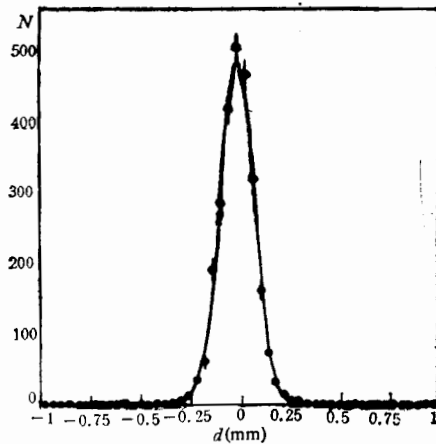


图 7 改进 TEC 位置分辨后,轻子对的双径迹距离分布

与 TEC 的单丝位置分辨  $58\mu\text{m}$  相同。这个结果已接近于其它装入硅微条探测器实验组的顶点位置分辨值,虽然硅微条探测器的位置分辨可以做到好于  $10\mu\text{m}$ ,但与中心径迹室测量的径迹拟合内推到碰撞束团顶点时的位置分辨为  $30\mu\text{m}$ 。L3 实验组于 92 年底装入了硅微条探测器,并已开始获取数据,这将有助于 L3 探测器对径迹位置分辨的改进。

还可以由下面的分析说明结果  $\sigma_{\text{TEC}} = 59\mu\text{m}$  已经接近于 TEC 的固有顶点位置分辨:用  $\sigma_{\text{TEC}}$  表示其固有的顶点位置分辨,  $\sigma_{\text{curv}}$  表示 TEC 曲率半径测量误差引起的径迹顶点位置分辨,  $\sigma_{\langle\text{DCA}\rangle}$  表示 TEC 每半个单元 DCA 分布零位置偏移引起的径迹

顶点位置分辨误差。则无任何改进的 TEC 顶点位置分辨  $137\mu\text{m}$  的平方为  $\sigma_{\text{TEC}}^2 + \sigma_{\text{curv}}^2 + \sigma_{\langle\text{DCA}\rangle}^2$ ; 仅作限定曲率半径重新拟合径迹的顶点位置分辨  $102\mu\text{m}$  的平方为  $\sigma_{\text{TEC}}^2 + \sigma_{\langle\text{DCA}\rangle}^2$ ; 仅作每半个 TEC 单元 DCA 零位置偏移校准的顶点位置分辨  $120\mu\text{m}$  的平方为  $\sigma_{\text{TEC}}^2 + \sigma_{\text{curv}}^2$ 。检验这些关系式的相互符合及由这些关系式得到  $\sigma_{\text{curv}}$  约为  $100\mu\text{m}$ ,  $\sigma_{\langle\text{DCA}\rangle}$  约为  $70\mu\text{m}$ 。

需要指出,上面的顶点位置分辨是对 e,  $\mu$  轻子的。而强子量能器的能量分辨率比较差,所以对强子不能用限定曲率半径的方法。对强子事例仅作每半边单元的 DCA 平均

值零位置偏移校准,给出 TEC 对强子径迹的位置分辨为  $\sigma_{\text{TEC}} = 120\mu\text{m}$ 。

利用改进 TEC 径迹顶点位置分辨的方法已经给出了  $\tau$  寿命的测量结果<sup>[4]</sup>。

### 参 考 文 献

- [1] L3 Colla., *Nucl. Inst. and Meth.*, **A289**(1990)35.
- [2] 杨长根,“ $\tau$  轻子寿命测量”,高能物理研究所博士论文,1993.
- [3] B. Ronne, CERN 64-13.
- [4] L3 Colla., CERN-PPE/93-31.

## Improvements of The L3 TEC Track Resolution at Vertex

Yang Changgen Chen Hesheng Jin Bingnian Tang Xiaowei  
(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039*)

M. Pohl

(*ETH-Z, Institute für Hochenergiephysik, 8093-Zurich, Switzerland*)

Received on April 15, 1993

### Abstract

Two methods are used to improve the L3 TEC resolution at track vertex. First, refit the lepton tracks by constrained curvature from high precision measurements on electron energy and muon momenta. Second, correct the average value of track offsets in each halfsector of TEC. Combined methods improve the lepton track resolution at vertex from  $137\mu\text{m}$  to  $60\mu\text{m}$ .

**Key words** TEC, track vertex, refit, offsets.