

# 北京谱仪(BES II)飞行时间测量修正的系统研究\*

孙胜森<sup>1,2;1)</sup> 何康林<sup>2;2)</sup> 杨帆<sup>2,3</sup> 郑志鹏<sup>2</sup>

1 (中国科学技术大学近代物理系 合肥 230026)

2 (中国科学院高能物理研究所 北京 100049)

3 (南开大学物理科学学院 天津 300071)

**摘要** 飞行时间计数器(TOF)是北京谱仪(BES II)中用于带电粒子鉴别的主要子探测器. 鉴于粒子鉴别在物理分析中具有特殊重要的地位, 本文对 TOF 测量时间的系统偏离和分辨率进行了研究. 利用  $J/\psi$  能区的强子事例样本, 对输出脉冲幅度  $Q$ ,  $z$  向坐标位置和粒子的  $\beta\gamma$  值与时间偏离以及分辨率的关系进行了分析, 分别构造了时间偏离和分辨率的修正函数. 最后给出用  $\psi'$  能区的强子事例样本对修正函数进行检验的结果.

**关键词** 飞行时间计数器 时间系统偏离 分辨率

## 1 引言

北京谱仪(BES II)<sup>[1,2]</sup>是运行在北京正负电子对撞机(BEPC)上的一台大型通用磁谱仪, 由顶点探测器(VC)、主漂移室(MDC)、飞行时间计数器(TOF)、簇射计数器(SC)、 $\mu$ 子鉴别器、亮度监测器以及磁铁、电子学系统、触发判选系统和在线数据采集系统等部分组成. 桶部 TOF 系统由 48 个闪烁计数器组成, 通过测量由  $e^+e^-$  对撞产生的带电粒子到达闪烁计数器的飞行时间来鉴别粒子的种类<sup>[3]</sup>.

闪烁计数器主要由闪烁体、光导、光电倍增管和电子学线路 4 部分组成. 当带电粒子打在闪烁体上, 使原子(分子)电离, 激发, 在退激过程中发光, 光子经过闪烁体, 光导, 一部分到达光电倍增管的光阴极打出光电子, 再经过光电倍增管放大, 产生一个电脉冲信号. 当带电粒子击中 TOF 时, 闪烁计数器同时测量脉冲幅度  $Q$  (表征带电粒子穿过闪烁体的能量损失,  $Q$  的单位约为 300MeV) 和从粒子产生的对

撞顶点飞行到粒子击中 TOF 点位置的飞行时间  $T$ .  $Q$  和  $T$  的大小不仅与带电粒子穿过闪烁体的损失能量有关, 还与闪烁体的光能转换系数, 传输系数, 光的衰减长度, 光导的光传输效率, 光电倍增管的转换效率, 倍增系数, 电容, 以及电子学仪器的性能有关. 对于组成 TOF 的 48 块闪烁计数器, 这些指标都不尽相同, 因此对飞行时间测量修正的研究是对不同的闪烁计数器分别进行的. 从探测器直接获取的原始的飞行时间值与真正的飞行时间值之间存在偏离, 需要经过离线刻度<sup>[4]</sup>才能用于物理分析. 离线刻度时选取大角度散射电子对(Bhabha)事例作为刻度样本, 利用经验的修正公式, 获取一组优化系数. 经验公式中综合了光电倍增管测量的脉冲幅度  $Q$  和粒子在闪烁计数器中的  $z$  向击中位置的信息.

利用主漂移室(MDC)测量的粒子动量和飞行距离, 根据运动学公式

$$T_{\text{exp}}^i = \frac{L \sqrt{p^2 + m_i^2}}{0.3p} \quad (1)$$

2004-05-11 收稿

\* 国家自然科学基金(19991480, 90103002)和中国科学院知识创新工程项目(U-602)资助

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

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

可以得到质量为  $m_i$  的粒子  $i$  预期的飞行时间值  $T_{exp}^i$ , 式中  $p$  是粒子的动量,  $L$  是粒子从对撞点到 TOF 击中点的飞行距离. 比较测量的和预期的飞行时间差, 可以得到各粒子相应的  $\chi_i$  值:

$$\chi_i = \frac{T_{mea} - T_{exp}^i}{\sigma}, \quad (2)$$

$T_{mea}$  是 TOF 的测量时间,  $\sigma$  是 TOF 的时间分辨率. 若该径迹确是粒子  $i$ , 则  $\chi_i^2$  应合理地小, 并且根据  $\chi_i$  的定义和概率统计的观点<sup>[5]</sup>, 粒子  $i$  的  $\chi_i$  应当服从标准的正态分布.

带电粒子穿过闪烁体的损失能量与粒子的种类和动量( $\beta\gamma = p/m_i$ )有关. 把从能量近似固定在束流能量的电子样本中获取的刻度常数直接应用到强子中去, 可能会造成飞行时间测量的偏离. 很多实验都发现和报道了这种系统偏差(如图 1 所示). 本文利用在北京正负电子对撞机在 1999—2000 年获取的  $2.7 \times 10^7 J/\psi$  数据选择了  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ ,  $J/\psi \rightarrow \omega\pi\pi$ ,  $J/\psi \rightarrow \phi\eta$ ,  $J/\psi \rightarrow K^* K$ ,  $J/\psi \rightarrow \phi\pi\pi$ ,  $J/\psi \rightarrow \pi^0 p\bar{p}$  的强子样本, 对 TOF 的测量时间系统偏离和分辨率进行了研究. 在选择强子样本时, 没有使用 TOF 系统的信息, 而只利用  $dE/dx$  的信息来进行粒子鉴别. 这样选择得到的事例样本, 通过严格的运动学拟合  $\chi^2$  和共振态的质量限制, 可以有效减低本底的污染, 提高样本的纯度.

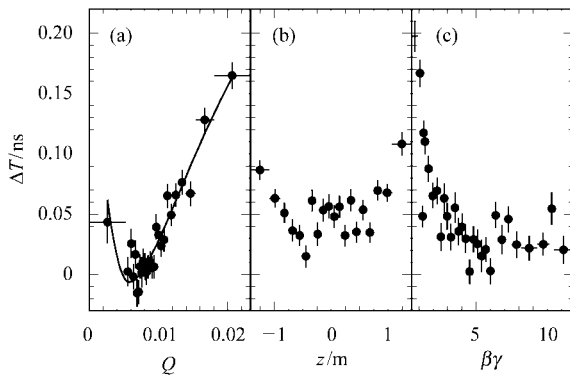


图 1 13 号闪烁计数器时间偏离  $\Delta T$  与脉冲幅度  $Q$  (a), 击中点  $z$  向坐标位置 (b) 和粒子  $\beta\gamma$  (c) 的关系

## 2 脉冲幅度最可几值 $Q_0$ 的校准

Birks 等<sup>[6]</sup> 在研究有机闪烁体中光输出比率  $dL/dx$  与入射粒子在闪烁体中的比能损失  $dE/dx$  ( $L$  为光输出,  $E$  为能量,  $x$  为距离) 之间的关系后,

认为能量响应是非线性的, 这是由于猝灭过程引起的, 并据此提出一个半经验公式:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{AdE/dx}{1 + kBdE/dx}, \quad (3)$$

其中  $A, B$  为常数,  $BdE/dx$  表示单位距离的猝灭中心密度,  $k$  是猝灭系数. 当猝灭中心密度小时, 即  $kBdE/dx \ll 1$ , 上式就变为

$$\frac{dL}{dx} \cong A \frac{dE}{dx}. \quad (4)$$

BES II 的 TOF 使用的是猝灭中心密度较小的有机塑料闪烁体, 因此光输出比率近似与  $dE/dx$  成正比. 带电粒子通过一定厚度的物质时, 最可几电离能量损失由 Bethe-Block 公式<sup>[7]</sup> 给出

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (5)$$

式中  $K = 4\pi N_A \gamma_e^2 m_e c^2$ ,  $N_A$  和  $\gamma_e$  分别是 Avogadro 常数和经典电子半径,  $Z, A$  分别是原子序数和原子质量,  $z$  为入射粒子电荷数,  $m_e$  和  $I$  分别是电子静止质量和平均电离电位,  $\delta$  是由密度效应引入的修正项. 对于 TOF 的闪烁体, 上式可以简化为

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Para1}{\beta^2} \left( Para2 + \ln \beta^2 \gamma^2 - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right), \quad (6)$$

其中  $Para1, Para2$  是两个参数. 用 Landau 分布拟合脉冲幅度  $Q$  (如图 2(a) 所示), 经过入射角度的修正<sup>[8]</sup>, 得到  $Q$  的最可几值, 用  $Q_0$  来表示, 单位与  $Q$  相同. 按  $z$  分段拟合脉冲幅度  $Q$ , 得到  $Q_0$  随  $z$  变化的分布, 如图 2(b) 所示. 按  $\beta\gamma$  分段拟合  $Q$ , 得到脉冲幅度的最可几值  $Q_0$  与  $\beta\gamma$  的关系如图 2(c) 所示. 由于光输出比率近似与  $dE/dx$  成正比, 因此  $Q_0$  与  $\beta\gamma$  的分布与  $dE/dx$  的分布类似. 可以用式 (6) 来拟合  $Q_0$  与  $\beta\gamma$  的关系, 得到参数  $Para1$  和  $Para2$  的数值.

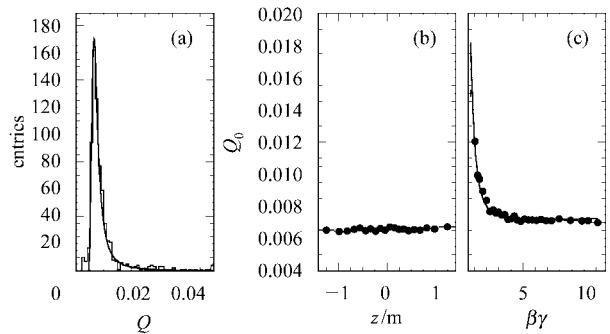


图 2 13 号闪烁计数器的脉冲幅度的 Landau 拟合 (a) 和拟合得到的脉冲幅度的最可几值  $Q_0$  与  $z$  向坐标位置 (b) 和粒子  $\beta\gamma$  值 (c) 的关系

### 3 时间偏离的修正

从最简单的经验公式

$$\Delta T = A + \frac{B}{\sqrt{Q}} \quad (7)$$

出发构造时间偏离的修正函数. 式(7)是飞行时间离线刻度的主项, 其中  $A, B$  是  $z$  的函数. 随着粒子种类和动量的变化,  $Q$  与归一化的脉冲幅度最可几值  $Q_0$  成正比. 从 Bhabha 事例优化的刻度常数需要添加额外的与  $Q_0$  相关的修正项. 为此构造

$$\Delta T_{\text{add}} = C + \frac{D}{\sqrt{Q_0}}. \quad (8)$$

为了得到函数  $C(z), D(z)$  的表达式, 首先对每块闪烁体按  $z$  向坐标位置分段, 在每个小段范围内近似认为  $C(z), D(z)$  为常数. 然后在  $z$  的每个小段内, 得到时间偏离随  $Q_0$ , 亦即随  $\beta\gamma$  的变化关系, 如图 3(a) 所示, 其中每个小图对应着不同的  $z$  小段, 得到这块闪烁计数器中每个  $z$  小段内的  $C(z), D(z)$  的具体数值, 如图 3(b) 所示. 类似地, 可以得到 48 块闪烁计数器的  $C(z), D(z)$  随  $z$  的变化关系图. 对于 48 个  $C(z), D(z)$  用多项式来构造附加的修正函数形式:

$$C(z) = \frac{P'_7}{1.157^2 + z^2} + P'_8 \times z + P'_9 \times z^2 + P'_{10} \times z^3, \quad (9)$$

$$D(z) = P_{12} + P_{13} \times z + P_{14} \times z^2 + P_{15} \times z^3. \quad (10)$$

注意到,  $C(z)$  项与  $D(z)$  项强烈相关, 从离线刻度得到的修正系数随着  $D(z)$  项的添加会有微调. 联合离线修正公式和  $D(z)$  项, 最后得到总的修正函数形式为

$$T_{\text{off set}} = \Delta \left( P_1 + \frac{P_2 + P_3 \times z + P_{11} \times z^2}{\sqrt{Q}} + P_4 \times Q + P_5 \times Q^2 + P_6 \times Q^3 + \frac{P_7}{1.157^2 + z^2} + P_8 \times z + P_9 \times z^2 + P_{10} \times z^3 \right) + \frac{P_{12} + P_{13} \times z + P_{14} \times z^2 + P_{15} \times z^3}{\sqrt{Q_0}}. \quad (11)$$

此修正函数是待定参数  $P_1, P_2, \dots, P_{15}$  的线性表示, 可以容易地求出. 其中,  $P_1$  到  $P_{10}$  项的形式类似于离线刻度的修正函数<sup>[4]</sup>,  $P_{11}$  项是对离线刻度修正函数的补充项,  $P_{12}$  到  $P_{15}$  项是与归一化的脉冲幅度最可几值  $Q_0$  有关(也就是和粒子的种类和动量有关)的时间修正项. 1.157 是桶部飞行时间计数器的内

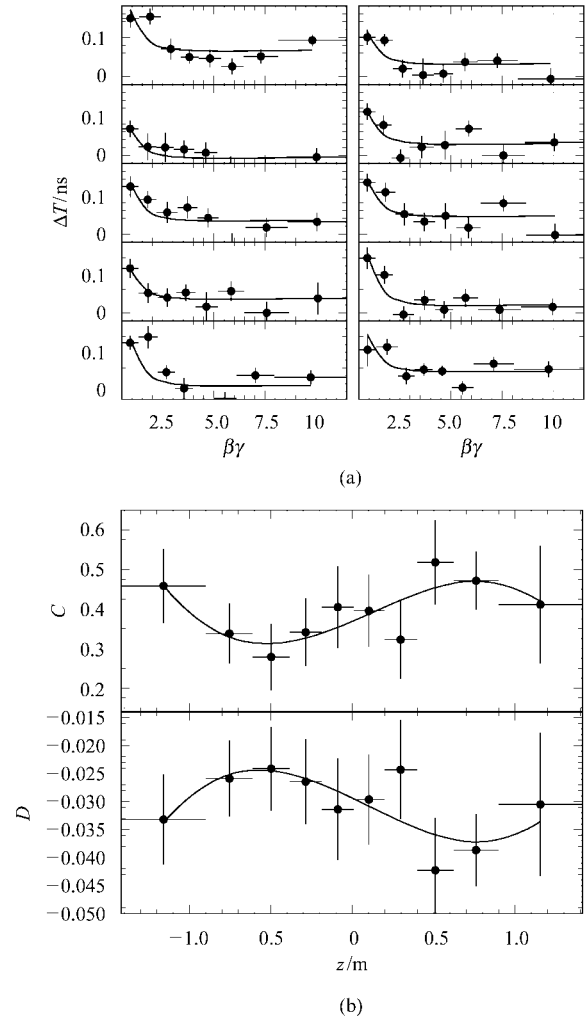


图 3 13号闪烁计数器中  $z$  向坐标位置在不同区间内时间系统偏离随粒子  $\beta\gamma$  值的变化(a)和对函数  $C(z), D(z)$  的拟合(b)

径值(以 m 为单位).

### 4 时间分辨率的修正

闪烁计数器的输出信号与光电倍增管输出的电脉冲信号, 光电倍增管的分辨率与脉冲幅度的阈值大小, 光电子的数目有关, 测量时间分辨率直接和脉冲幅度  $Q$  相关. 带电粒子打在闪烁体上产生的光子在闪烁体中传播, 一部分被散射或者吸收, 一部分到达闪烁体和光导的界面, 这个过程使得光子传到光导的路程不同, 测量时间的分辨率也与粒子击中 TOF 的  $z$  向坐标位置密切相关. 此外, 束团长度会影响  $T_0$  的测量精度. 图 4 显示了时间分辨率随  $Q, z$  和  $\beta\gamma(p/m_i)$  值的变化关系. 当带电粒子击中闪烁

体两端时,由于光电倍增管的反射作用,使得时间分辨率变差.随着脉冲幅度的增大,时间分辨率逐渐变好,但会因为脉冲幅度的饱和效应而变差.时间分辨率随带电粒子的  $\beta\gamma$  的变化并不敏感.

用

$$\sigma^2(Q) = \text{Par1} + \frac{\text{Par2}}{\sqrt{Q}} + \text{Par3} \times Q + \text{Par4} \times Q^2 + \text{Par5} \times Q^3 \quad (12)$$

和

$$\sigma^2(z) = \text{Par6} + \text{Par7} \times z + \text{Par8} \times z^2 + \text{Par9} \times z^3 + \text{Par10} \times z^4 \quad (13)$$

分别拟合图 4(a)和(b)可以得到时间分辨率随  $Q, z$  的变化关系.近似地得到修正后的时间分辨率为

$$\sigma^2 = \sigma^2(Q) \cdot \sigma^2(z). \quad (14)$$

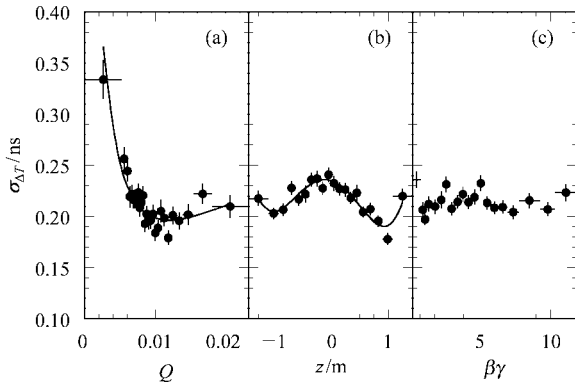


图 4 13 号闪烁计数器的脉冲幅度  $Q$ (a),  $z$  向坐标位置(b)和粒子  $\beta\gamma$ (c)与时间分辨率的关系

$T_0$ 测量精度随着束团长度的增大而变差,因此

在不同的能区,束流的状态引起束团长度的改变对时间分辨率的平均贡献不同.通过选取不同能区,不同时期的 Bhabha 事例,研究发现,在 1999—2000 年度获取的  $J/\psi$  数据中,束团长度对 TOF 时间分辨率的平均贡献约为 100ps,对 2000—2001 年度获取  $J/\psi$  数据,束团长度的贡献约为 120ps;而在  $\sqrt{s} = 3.77\text{GeV}$ 附近获取的  $\psi'$  数据中,束团长度的贡献则在 160ps 左右.用第一批  $J/\psi$  数据得到的时间分辨率作为参考值,其他能量点的时间分辨率按下式计算得到:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{J/\psi}^2 + \sigma_{T_0^{\text{th}}}^2 - \sigma_{T_0^{J/\psi}}^2}. \quad (15)$$

此外,主漂移室径迹外推的精度也会对 TOF 的时间分辨率产生影响,但是这一部分的影响很小,可以忽略不计.

## 5 修正结果的检验

为了检查对时间偏离和时间分辨率修正的效果,从北京谱仪(BES II)在北京正负电子对撞机上收集的  $\psi'$  数据中,用  $dE/dx$  的信息和运动学拟合选取  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ,  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$  和  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  样本.在  $DD$  物理的研究中,通常需要这些衰变道作为标记,或者是作为分支比的“标定”,并且它们的衰变过程比较简单,分支比较大,本底水平相对较低.修正前后的时间分布如图 5(a),(b)所示,可以看到时间偏离量由修正前的约 70ps 变为修正后的 5ps 左右,有明显的改善.修正后  $\chi$  的分布如图 5(c)所示,接近一个标准的正态分布.

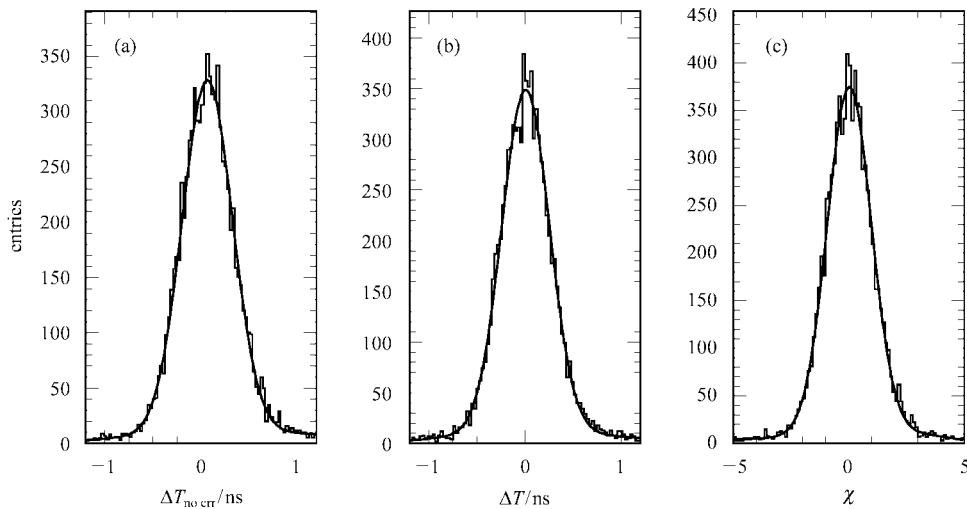


图 5 修正前(a)与修正后(b)的时间分布,修正后的  $\chi$  分布(c)

定义  $\Delta T$  是经过修正以后的时间偏离量. 图 6 (a)—(c) 分别给出修正后的 TOF 测量时间偏离  $\Delta T$  与脉冲幅度  $Q$  (图 6(a)),  $z$  向坐标位置 (图 6(b)) 以及粒子的  $\beta\gamma$  值 (图 6(c)) 的关系. 图 6(a)—(c) 与图 1 进行比较后发现, 经过修正以后, 时间偏移量  $\Delta T$  对  $Q$ ,  $z$  和粒子的  $\beta\gamma$  值已经没有依赖关系, 并且数值接近 0.

定义新的  $\chi = \frac{T_{\text{mea}} - T_{\text{exp}} - T_{\text{off set}}}{\sigma}$ ,  $\sigma$  是修正后的时间分辨率. 定义  $\sigma_\chi$  是  $\chi$  分布的宽度. 图 6(d)—

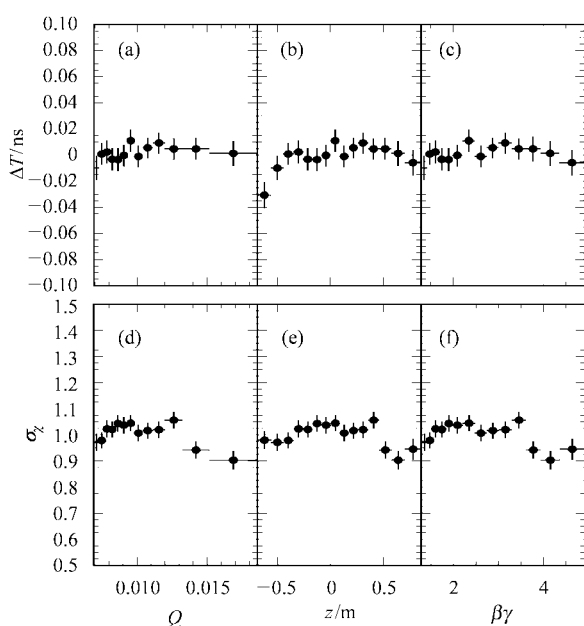


图 6 修正后脉冲幅度  $Q$ ,  $z$  向坐标位置和粒子  $\beta\gamma$  值与时间偏离 (a)—(c) 和分辨率 (d)—(f) 的关系

(f) 分别是  $\sigma_\chi$  随脉冲幅度  $Q$  (图 6(d)),  $z$  向坐标位置 (图 6(e)) 以及粒子的  $\beta\gamma$  值 (图 6(f)) 的变化关系. 经过时间分辨率修正以后,  $\chi$  的宽度不随  $Q$ ,  $z$  和  $\beta\gamma$  而变化, 数值接近 1. 也就是, 在  $Q$ ,  $z$  和  $\beta\gamma$  不同的情况下, TOF 进行粒子鉴别的  $\chi$  基本上是一个标准的正态分布.

## 6 结果和讨论

本文基于一批强子事例样本对 TOF 测量时间的系统偏离和分辨率进行了研究, 对各种物理量以及它们之间的关系进行了分析. 特别是对测量的脉冲幅度  $Q$ , 粒子击中 TOF 的  $z$  向位置和粒子  $\beta\gamma$  值之间的关系, 以及时间偏离和时间分辨对这 3 个量的依赖关系进行了研究. 在研究中发现, 离线刻度时选取的是单一类型、单一动量的 Bhabha 样本, 很难充分反映 TOF 测量时间与这些物理量的完全依赖关系.

通过对 1999—2000 年度 BES 获取的  $J/\psi$  数据中强子样本的研究, 获得的一组修正系数, 可以应用到 BES 在其他能区、其他时段获取的数据分析中去. 本文的研究方法是对离线刻度的有益补充, 进一步挖掘了 TOF 硬件系统的固有潜力. 经过时间偏离和时间分辨率的修正以后, TOF 系统对带电粒子鉴别的  $\chi$  分布更加合理, 系统误差得以降低, 粒子鉴别效率也随之提高.

感谢电子学室, 加速器中心和运行车间全体人员在 BES 取数期间的大力协作和支持.

## 参考文献 (References)

- DING Hui-Liang et al (BES Collab.). HEP & NP, 1992, **16**: 769 (in Chinese)  
(丁慧良等(北京谱仪合作组). 高能物理与核物理, 1992, **16**: 769)
- BAI Jing-Zhi et al (BES Collab.). BES Upgrade. Nucl. Instrum. Methods, 2001, **A458**: 627
- ZHENG Zhi-Peng, ZHU Yong-Sheng. Physics in Collision at Beijing Spectrometer. Nanning: Science and Technique Publisher of Guangxi, 1998. 40 (in Chinese)  
(郑志鹏, 朱永生. 北京谱仪正负电子物理. 南宁: 广西科学技术出版社, 1998. 40)
- RONG Gang et al. HEP & NP, 2001, **25**: 154 (in Chinese)  
(荣刚等. 高能物理与核物理, 2001, **25**: 154)
- ZHU Yong-Sheng et al. Probability and Statistics in Experimental Physics. Beijing: Science Publisher, 1991 (in Chinese)  
(朱永生等. 实验物理中的概率与统计. 北京: 科学出版社, 1991)
- Birks J B. Phys. Rev., 1951, **84**: 364
- Particle Data Group. Phys. Rev., 2002, **D66**: 195
- Blum W. Particle Detection with Drift Chambers. New York: Springer-Verlag. 258

## Systematic Study of Time of Flight Correction of BES II \*

SUN Sheng-Sen<sup>1,2;1)</sup> HE Kang-Lin<sup>2;2)</sup> YANG Fan<sup>2;3</sup> ZHENG Zhi-Peng<sup>2</sup>

1 (Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

2 (Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049, China)

3 (Nankai University, Tianjin 300071, China)

**Abstract** Time of flight counter (TOF) is one of the main subdetectors of Beijing Spectrometer II (BES II) for the identification of charged particles. Due to the importance of particle identification in physics analysis, the measured time offset and resolution are carefully studied in this paper. Using the hadron sample of  $J/\psi$  data, the variations of time offset and resolution versus pulse amplitude  $Q$ , coordinate  $z$  and  $\beta\gamma$  value are analyzed in detail. The correction functions of time offset and resolution are constructed respectively. Finally, the results are checked from the hadron sample of  $\psi'$  data when using the correction function.

**Key words** TOF, time offset, time resolution

---

Received 11 May 2004

\* Supported by National Natural Science Foundation of China(19991480,90103002)and Knowledge Innovation Project of CAS(U-602)

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

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