

北京谱仪(BES II)的飞行时间计数器(TOF) 蒙特卡罗模拟的改进*

彭海平^{1,2} 沈肖雁² 叶树伟¹ 张长春²
吕军光² 刘怀民² 张子平¹ 陈宏芳¹

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 100039)

摘要 经过 1995 年升级后的北京谱仪 II, 其 TOF 系统对 Bhabha 事例的时间分辨率是 180ps^[1], 相对北京谱仪 I 的 330ps 有了很大的改进. 随着硬件性能的提高, 其相应的软件系统(包括刻度, 重建), 特别是蒙特卡罗模拟, 也必须作相应的改进. 本文利用北京谱仪 II 已获取的 5800 万 J/ψ 数据, 对飞行时间计数器的时间分辨率进行认真的研究, 通过比较现有的模拟数据和真实数据的结果, 对飞行时间计数器的模拟进行改进, 最后给出改进后的模拟数据和真实数据的比较结果, 两者符合得很好.

关键词 北京谱仪 II 飞行时间计数器 蒙特卡罗模拟 时间分辨

1 引言

北京谱仪 II 是北京正负电子对撞机上的通用磁谱仪, 其桶部 TOF 系统由 48 个闪烁计数器组成^[2], 通过测量由 e^+e^- 对撞产生的粒子到达闪烁计数器的飞行时间来鉴别粒子的种类.

通常要测量一个时间, 必须测量两个时间点即起始时间 T_{start} 和结束时间 T_{end} , 则测量时间 $T_{meas} = T_{end} - T_{start}$. 其相应的时间分辨率 $\sigma = \sqrt{\sigma_{start}^2 + \sigma_{end}^2}$ ^[3], 其中 σ_{end} 和 σ_{start} 分别是 T_{end} 和 T_{start} 的时间分辨率. 北京谱仪的起始时间 T_{start} 由对撞点附近的感应线圈提供, 结束时间 T_{end} 由 TOF 系统给出. 我们无法直接从实验中给出 σ_{end} 和 σ_{start} 的大小, 但我们可以通过测量的时间分辨率 σ 反过来求 σ_{end} 和 σ_{start} . 利用运动学公式 $T_{exp} = \frac{L \sqrt{P^2 + m^2}}{0.3P}$, 我们可以得到预期的飞行时间 T_{exp} , 公式中 L 是粒子飞行的路径长度, 以米

2001-12-14 收稿

* 国家自然科学基金(19975044, 19991480)和中国科学院重大及特别支持项目(KJ95T-03)资助

为单位, P 是粒子的动量, m 是粒子的质量, 均以 GeV 为单位. T_{exp} 以 ns 为单位. 接着我们可以定义 $\Delta T = T_{mea} - T_{exp}$, 其中 T_{mea} 是测量的时间. 根据概率统计原理, ΔT 应是高斯分布, 如果路径和动量的不确定性对时间分辨率的贡献为 0, 则 ΔT 的宽度就是测量时间的分辨率.

接下来我们可以简单讨论如何利用测量时间的分辨率 σ 来求 σ_{end} 和 σ_{start} , 我们可以定义 $\Delta T'$ 为一个事例中两条不同带电径迹 ΔT 的差, 即

$$\Delta T' = \Delta T^1 - \Delta T^2 = (T_{end}^1 - T_{end}^2) - (T_{exp}^1 - T_{exp}^2),$$

从公式中可以看到, T_{start} 的时间分辨率对 $\Delta T'$ 的分辨率没有贡献, 同样在路径和动量的不确定性可以忽略的情况下, 有 $\sigma' = \sqrt{2}\sigma_{end}$ 和 $\sigma_{start} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{end}^2}$. 在得到 σ' 和 σ 的情况下, 我们可以根据上面两个公式得到分辨率 σ_{end} 和 σ_{start} .

2 现有的蒙特卡罗模拟和真实数据的比较结果

利用目前北京谱仪通用的蒙特卡罗模拟程序 SOBER^[4], 通过比较 TOF 的蒙特卡罗模拟的结果和真实数据, 我们看到真实数据和模拟数据之间有不小的差异.

表 1 真实数据和模拟数据的时间分辨率

数据类型	σ/ps	σ_{end}/ps	σ_{start}/ps
真实数据	182.7	154.4	97.7
模拟数据	166.0	168.9	0.0

表 1 给出了 Bhabha 事例真实数据和模拟的时间分辨率, 可以看出分辨率的值有差别, 特别是 σ_{end} . 图 1 为 Bhabha 事例 ΔT^1 和 ΔT^2 的散点图, 对于模拟数据, 其分布是个圆, 而对于真实数据则是一个椭圆, 从表 1 和图 1 可以看出, 对于真实数据, 其时间是相关的, 但是对于模拟数据, 其时间是独立的, 这说明目前的蒙特卡罗模拟中并没有做起始时间 T_{start} 时间晃动的模拟.

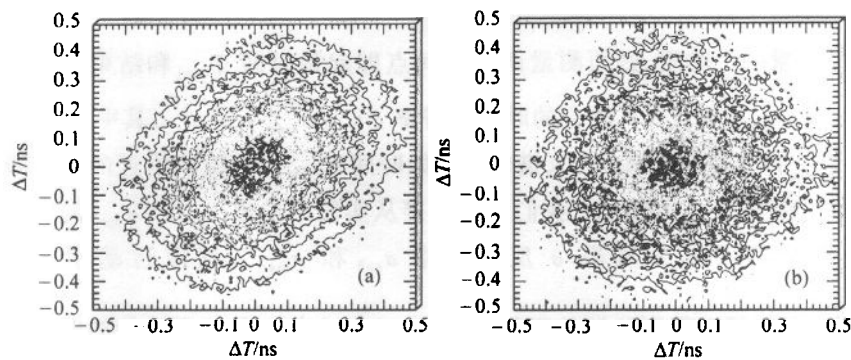


图 1 ΔT^1 和 ΔT^2 的散点图分布

(a) 真实数据; (b) 模拟数据.

图 2 和图 3 分别给出了测量时间分辨率随各块闪烁计数器及 $\cos\theta$ 的变化, 可以看到

模拟数据的时间分辨率要比真实数据小,真实数据和模拟数据时间分辨率随 $\cos\theta$ 的变化趋势完全不一样,并且对于电子和 μ ,其模拟时间分辨率的变化趋势也不一样.

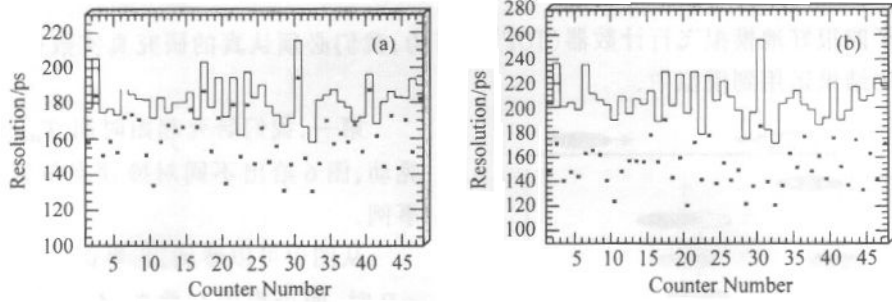


图 2 测量时间分辨率随各块闪烁计数器的变化

(a) 电子;(b) μ 子.

hist-for real data, star-for M. C. data.

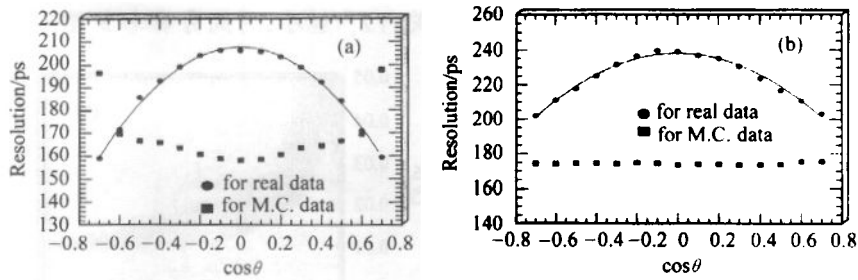


图 3 测量时间分辨率随 $\cos\theta$ 的变化

(a) 电子;(b) μ 子.

图 4 和图 5 分别给出了光电倍增管输出脉冲幅度的分布以及时间分辨率随脉冲幅度的变化,可以看到现有的脉冲幅度模拟非常粗糙,而且对于真实数据,时间分辨率依赖于脉冲幅度,但对模拟数据,时间分辨率并不依赖于脉冲幅度.

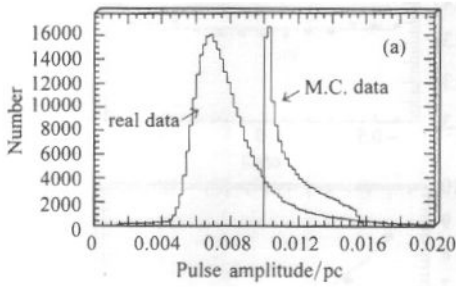


图 4 光电倍增管输出脉冲幅度的分布

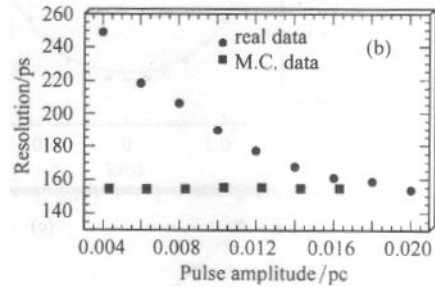


图 5 时间分辨率随脉冲幅度的变化

通过比较,我们看到了现有的 SOBER 模拟的飞行时间计数器结果与真实数据有很大的差异,有必要对模拟程序进行改进.

3 真实数据的研究

为了能很好地模拟飞行计数器 (TOF) 的行为,我们必须认真的研究真实数据,再把真实数据的结果运用到模拟中.

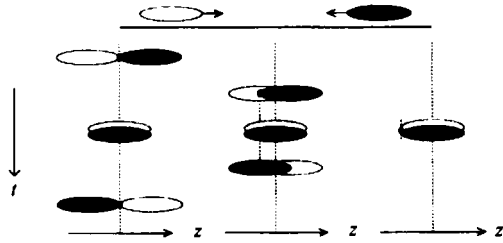


图 6 不同顶点位置的 3 个事例的时间晃动

第一,我们研究起始时间 $T_{i, \dots}$ 的时间晃动,图 6 给出不同对撞顶点位置的 3 个事例.

从图中可以看到,当事例对撞点在 $Z_c = 0$ 时,两个束团交叠在 $Z_c = 0$ 的时间最长,则时间晃动最大;但当事例对撞点在束团的边缘,两个束团瞬间交叠在此位置,这时时间晃动最小,这说明了起始时间 $T_{i, \dots}$

的时间晃动的分辨率与事例对撞点的位置有关, $|Z_c|$ 越小,时间分辨率 σ 越大,而 $|Z_c|$ 越

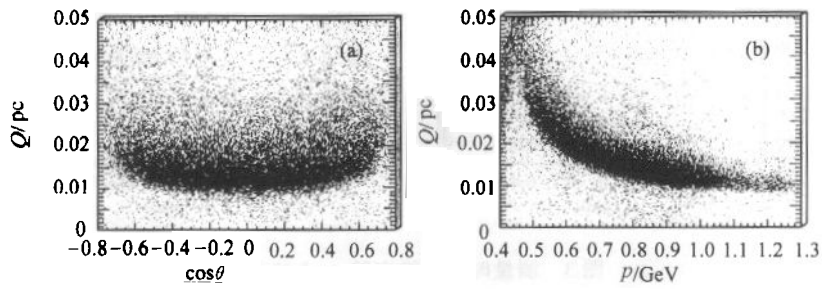


图 7 脉冲幅度随 $\cos\theta$ 和动量的变化

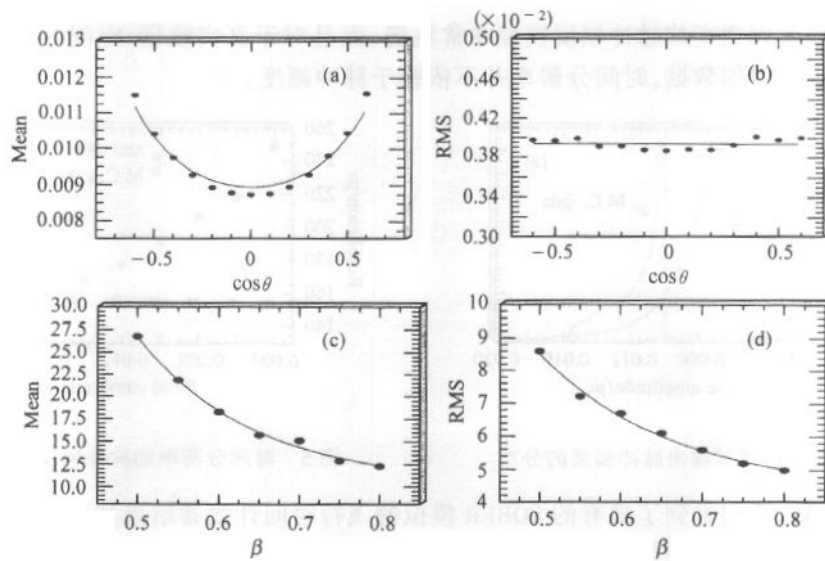


图 8 脉冲幅度的平均值和均方根随 $\cos\theta$ 和 β 的变化

大, σ 越小, 即 T_{start} 的时间不确定性主要是由束团的大小来确定.

第二, 我们研究光电倍增管输出脉冲幅度, 图 7 是脉冲幅度随 $\cos\theta$ 和动量的变化. 显然脉冲幅度依赖于 $\cos\theta$ 和动量, 图 8 显示了脉冲幅度的平均值(mean)和均方根(RMS)随 $\cos\theta$ 和 β 的变化, 可以看到脉冲幅度的平均值依赖于 $\cos\theta$ 和 β , 而均方根只依赖于 β .

第三, 我们研究时间分辨率随各量的依赖关系. 从图 9 显示各时间分辨率随 $\cos\theta$ 和对撞点位置 Z_c 的变化, 可以看出 σ_{end} 依赖于 $\cos\theta$, 但不依赖对撞点位置; 而 σ_{start} 只依赖于对撞顶点位置 Z_c , 并且随 Z_c 变大而变小. 这一点与我们前面的讨论一致. 图 10(a) 显示了 T_{end} 的时间分辨率随光电倍增管输出脉冲幅度的变化. 电子的时间分辨率随脉冲幅度的变化与 μ 子一样, 而对于强子, 在脉冲幅度小的时候, 时间分辨率的分布与电子和 μ 子一样, 而当脉冲幅度较大时, 这时相应强子的动量比较小, 这时路径和动量的不确定性对时间测量的贡献就不能忽略, 所以相应的时间分辨率都比电子大(图 10(b)).

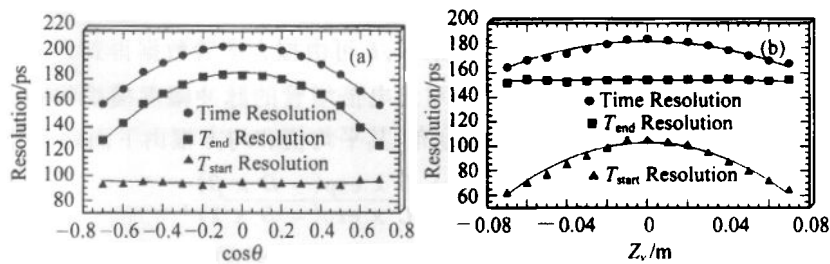


图 9 时间分辨率随 $\cos\theta$ 和对撞点位置 Z_c 的变化

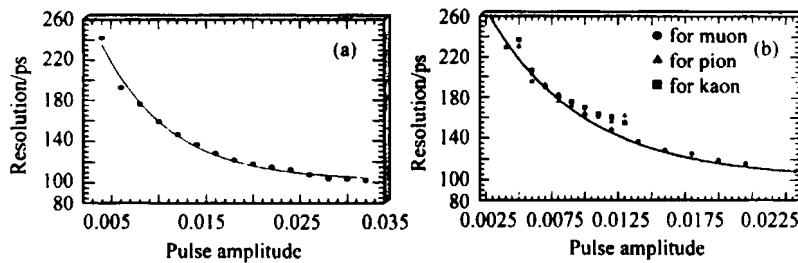


图 10 T_{end} 的时间分辨率与脉冲幅度的关系

4 改进

我们已经看到了现有的 TOF 模拟结果与真实数据有一些差异, 在我们认真研究实验数据的基础上, 我们对现有的模拟程序作了一些改进.

第一, 我们看到对于模拟数据, 电子和 μ 子的 T_{end} 的时间分辨率随 $\cos\theta$ 的变化趋势不一样(如图 3 所示), 起初我们认为是电子的散射造成的, 在经过认真研究和检查后发现, 电子的散射对时间分辨率的贡献没有那么大. 在电子达到主漂(MDC)外壁时, 电子发生簇射, TOF 的时间应由所有粒子(包括簇射产生的次级粒子)达到 TOF 的平均时间确定, 而在目前的模拟程序中 TOF 的时间是由最后跟踪的粒子达到 TOF 的时间所确定. 我

们在程序中作了修改,使得 TOF 的时间是所有粒子达到 TOF 的平均值. 在作了修改之后,我们看到电子和 μ 子的 T_{end} 模拟的时间分辨率随 $\cos\theta$ 的变化趋势是一样的(图 11).

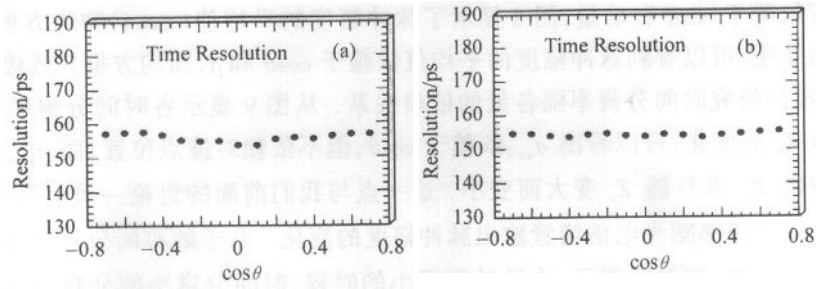


图 11 T_{end} 的时间分辨率随 $\cos\theta$ 的变化
(a) 电子; (b) μ 子.

第二,我们增加了顶点的 T_{start} 时间晃动的模拟. T_{start} 的时间分辨率由函数 $\sigma_{start} = a + b \times Z^2$ 描述,它是对撞点 Z 的函数,参数 a, b 可由拟合实验数据得到.

第三,我们看到了现有的模拟程序中,对光电倍增管的脉冲幅度模拟很差,我们重新作了脉冲幅度模拟,脉冲幅度是 LANDAU 分布,其平均值和均方根由下面两个公式给出:

$$Mean = \frac{A}{\sin\theta} \times \frac{B + C \times \exp(-D \times \beta)}{B + C \times \exp(-D \times 1)},$$

$$RMS = E \times \frac{F + G \times \exp(-H \times \beta)}{F + G \times \exp(-H \times 1)}.$$

最后我们作了 T_{end} 的时间分辨率的依赖性的模拟, σ_{end} 由下面的公式描述:

$$\sigma_{end}^i = \sigma_0^i \times \frac{A + B \times \exp(-C \times PH)}{\sigma_{ave1}} \times \frac{D + E \times \cos^2\theta}{\sigma_{ave2}}$$

它是脉冲幅度 PH 和 $\cos\theta$ 的函数,其中 σ_0^i 是指每块闪烁体的平均的分辨率,因子 $\frac{A + B \times \exp(-C \times PH)}{\sigma_{ave1}}$ 反映了时间分辨率对脉冲幅度的依赖,因子 $\frac{D + E \times \cos^2\theta}{\sigma_{ave2}}$ 是时间

5 比较改进后的模拟和实验结果

我们首先检查改进后的脉冲幅度的分布,图 12 显示了脉冲幅度随 $\cos\theta$ 和动量的分

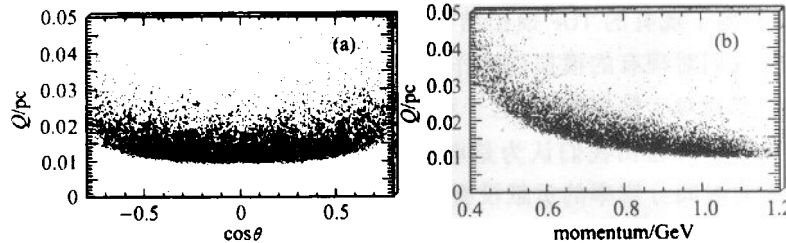


图 12 改进后的脉冲幅度随 $\cos\theta$ 和动量的分布

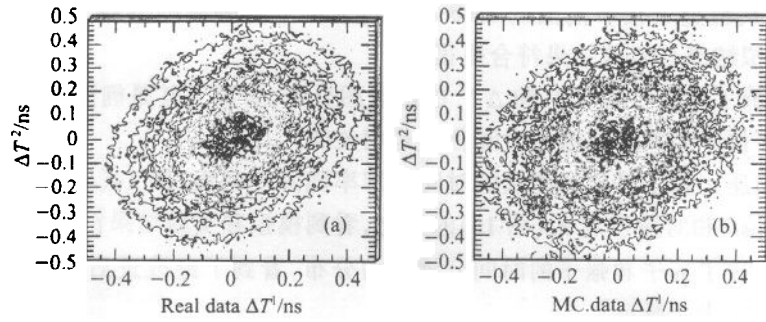


图 13 改进后的 ΔT^1 和 ΔT^2 的散点图

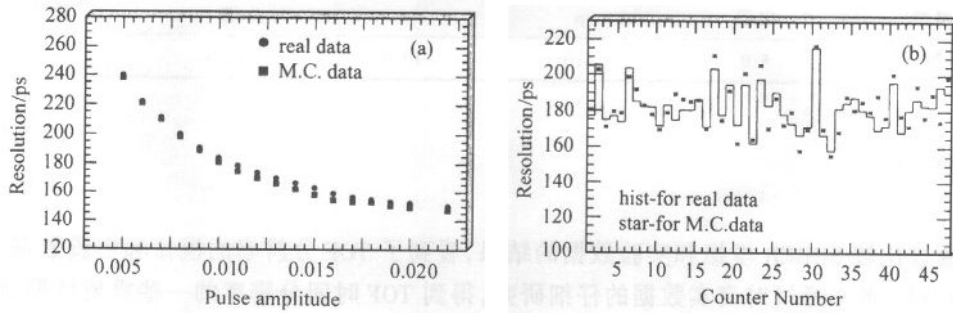


图 14 改进后 TOF 时间分辨率随脉冲幅度和各块闪烁体变化

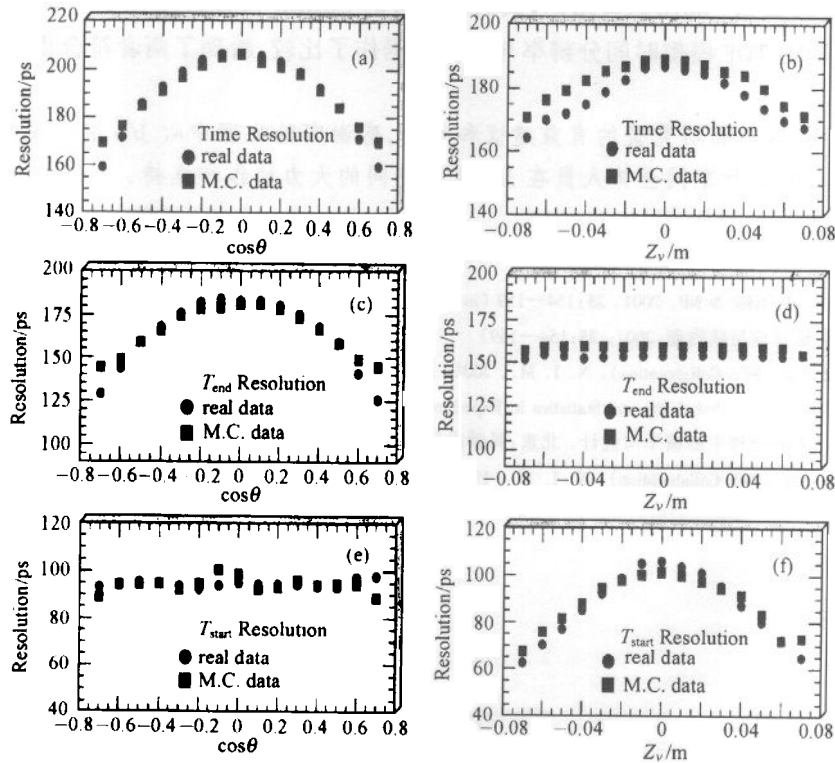


图 15 改进后 TOF 时间分辨率随 $\cos\theta$ 和对撞顶点 Z_v 的变化

布,我们还分别检查了在小范围的 $\cos\theta$ 和动量时的脉冲幅度的分布,看到其是 LANDAU 分布,并且模拟结果与实验结果符合得很好.

图 13 显示了改进后的 ΔT^1 和 ΔT^2 的散点图分布,看到了其是椭圆分布,这说明了改进后的同一事例中的不同径迹的时间测量是相关的.

最后我们还比较了模拟和测量的时间分辨率随脉冲幅度(图 14(a)),各块闪烁体(图 14(b))以及 $\cos\theta$ 和对撞顶点 Z_c (图 15)的变化,看到模拟和实验结果符合得很好.

我们还检查了 μ 子和强子的时间分辨率的分布,看到了经改进后模拟和测量的时间分辨率的差别为表 2 所示.

表 2 改进后的模拟和实验数据的差别

类型	电子	μ	π	K	质子
差别/ps	5.0	5.0	10.0	10.0	15.0

6 结论

通过比较 SOBER 模拟和实验数据的结果,看到了 TOF 分辨率的模拟和实验数据有较大的差别. 本文通过对真实数据的仔细研究,得到 TOF 时间分辨率的一些重要结果,特别是提出了同一事例中的不同带电径迹时间测量的相关性以及起始的时间晃动的分辨率与对撞顶点 Z_c 的关系. 利用这些结论,我们对现有的 SOBER 模拟程序作了一些改进,最后我们对改进后的 TOF 模拟时间分辨率与实际数据作了比较,看到了两者符合得很好.

感谢荣刚,薛生田研究员的有益建议和帮助,感谢实验物理中心 J/ψ 组和蒙特卡罗组及加速器中心和运行车间全体人员在 J/ψ 取数期间的大力协作和支持.

参考文献 (References)

- 1 RONG Gang et al. HEP & NP, 2001, **25**:154—159 (in Chinese)
(荣刚等. 高能物理与核物理, 2001, **25**:154—159)
- 2 BAI Jing-Zhi et al (BES Collaboration). N. I. M., 2001, **A458**:627—637
- 3 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)
- 4 BAI Jing-Zhi et al (BES Collaboration). N. I. M., 1994, **A344**:319

Some Improvements of BES II TOF Monte Carlo Simulation*

PENG Hai-Ping^{1,2} SHEN Xiao-Yan² YE Shu-Wei¹ ZHANG Chang-Chun²
LÜ Jun-Guang² LIU Huai-Min² ZHANG Zi-Ping¹ CHEN Hong-Fang¹

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

² (Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

Abstract BES II detector has been upgraded from 1995, the TOF time resolution is about 180ps for Bhabha events, a big improvement compared with 330ps of BES I. With the upgrade of the detector, the software including calibration, reconstruction and Monte Carlo (M.C.) simulation needs corresponding improvement, especially for M.C. simulation. Using 50M J/ψ data taken in the last two years at BES II, we studied the TOF resolution carefully, and made some improvements for TOF MC simulation. After such an improvement, we compared the TOF resolutions between real data and M.C. data and found they agree with each other.

Key words BES II, TOF, Monte Carlo simulation, time resolution

Received 14 December 2001

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19975044, 19991480) and Chinese Academy of Science Foundation (KJ95T-03)