

Abstract

Using the BESII data, we analyze the possibility of searching for 1^{-+} exotic states in the channel $J/\Psi \rightarrow \omega 4\pi$ and find some interesting signals in $\rho\rho$ and $2(\pi^+\pi^-)$ invariant mass spectrums. After a detailed analysis we give an explanation of those observed signals.

Also we've tried other two possible channels

$$J/\Psi \rightarrow \rho b_1 \pi \rightarrow \rho \omega \pi^+ \pi^-,$$

$$J/\Psi \rightarrow \omega a_2 \pi \rightarrow \omega \rho \pi^+ \pi^-,$$

but haven't got any significant results. Meanwhile, we give the Branching Ratios of channels $J/\Psi \rightarrow \pi^0 3(\pi^+\pi^-)$, $J/\Psi \rightarrow \omega 2(\pi^+\pi^-)$. And for the first time in the world, we have obtained the Branching Ratio of channel $J/\Psi \rightarrow \omega \rho\rho$.

Key Words: J/Ψ decay, hybrid, Monte-Carlo, Spin-Parity

第一章 引言

1.1 粒子物理学

早在远古时期，人们就猜测物质世界具有最小的组成单元。公元前四至五世纪，我国的墨子提出“端”的概念。而古希腊的德谟克利特则把实物的最小单元称为“原子”，意即不可再分之意。在十九世纪初期，才形成了分子-原子论。原子被认为是构成物质的不可再分的最小单元，既不能消灭，也不能产生。但电子的发现和 α 粒子散射实验揭示了原子内部含有带负电的部分以及带正电的部分，“原子不可分割”的观念彻底瓦解。这也标志原子核物理时代的开始。对原子核的研究又使人们认识到原子核内部的中子和质子。紧随其后的实验过程中，物理学家发现了数以百计的新粒子，这其中包括轻子、介子和强子。六种夸克的发现使我们明白：质子、中子和其他强子都不是基本粒子，它们都是夸克的复合体系。这些已经超出了原子核物理研究的内容，逐渐成为一个新的前沿学科：粒子物理学。

粒子物理学是研究能量、空间、时间等物质的基本属性，阐述这些物质的基本组成和它们之间相互作用的学科[1]。粒子物理学家的基本任务就是探索物质的基本组成和支配它的规律，寻找确定物质世界的统一原理和物理定律，建立一个能完美描述整个物质世界的统一理论。为了更深入地了解物质的结构，粒子物理学家一直在研制能量越来越高的高能粒子束，并把它们作为探针，去研究粒子的内部结构或粒子的性质。对高能粒子的对撞和对撞产物的分析是当今实验粒子物理的最重要的工作。因此，经常把粒子物理称为高能物理。

1.2 粒子物理理论研究与发展状况

1.2.1 量子场论

十九世纪初期发展起来的量子力学理论，成功的解释了低速微观领域的粒子行为。按照薛定谔的波动理论，粒子的行为可用波函数描述，根据波函数的归一化条件，粒子在整个空间范围内存在的几率总是1。也就是说粒子既不会产生，也不会消灭，粒子数目不会变化。但在高能情况下，粒子间相互作用常伴随着粒子湮灭，新粒子的产生。这些粒子相互转化现象是量子力学无法解释的。量子场论的建立使这些问题迎刃而解，它认为不同的粒子对应不同的场，场的激发和退激分别反映粒子的产生和消失。量子场论和Yang-Mills规范场论成为当今粒子物理的理论基础。在自然界存在的四种相互作用（电磁、弱、强和引力）中，引力相互作用只在宏观世界里发挥重要作用，而在微观世界效应十分微弱。它也是至今未能量子化的唯一的一种相互作用。对于其他三种相互作用，在场理论的基础上，都有与之相对应的量子理论。

1.2.2 量子电动力学(QED)

电磁相互作用是唯一一种“身兼二职”的相互作用，它在宏观领域微观领域都起着重要作用。在宏观领域内电磁相互作用的经典电磁理论的核心是麦克斯韦方程组，它非常成功的描述了电磁场运动的波动性。但经典电磁理论无法处理电磁辐射等一系列的问题。二十世纪以来，随着人们的研究领域的从宏观深入到微观，经典电磁理论也逐渐发展成量子电动力学理论(QED)。

量子电动力学认为，粒子之间的电磁相互作用是由电磁场的量子-光子传递的。其相互作用强度由无量纲耦合常数 α ，也就是精细结构常数来描写：

$$\alpha = \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137} \quad (1.1)$$

量子电动力学是一门相当成功的理论，大到天体，小到 $10^{-6}cm$ 范围内，理论计算和实验事实都符合得很好。尤其是关于电子和 μ 子的反常磁矩理论计

算和实验结果[1]，不能不称之为是珍奇的成就。但另一方面，对于电子的电荷为什么是量子化的？有没有磁单极的存在？这些问题的解答，还都有待于今后理论与实验工作者们的研究。

1.2.3 弱电统一理论

人们对弱相互作用的认识是从原子核的 β 衰变开始的。半个多世纪以来，对弱相互作用本质的认识，随着实验和理论的进展而逐步深入。1931年，泡利提出中微子假设；1934年费米提出 β 衰变理论；1956年可温和莱因斯探测到中微子；1958年费曼提出弱作用V-A理论。但以上这些理论基本上都是唯象理论，而且存在着不可重整化的困难。直到1967-1968年，温伯格(S. Weinberg)，萨拉姆(A. Salam)和格拉肖(S. L. Glashow)在过去工作的基础上，提出了弱电统一理论，不但进一步揭示弱相互作用的本质，而且将弱相互作用和电磁相互作用纳入了同一理论体系，这对理解电磁相互作用和以后理论的发展也有重大意义。理论本身接受实验验证的同时，它所预言的许多现象也得到了实验证实。这一理论已经得到人们的公认，并且被誉为粒子物理学中的标准模型。

弱电统一规范理论的基本思想是：将弱同位旋群SU(2)和弱超荷群U(1)结合起来，立足于规范场理论。要求理论在SU(2) \times U(1)规范变换下具有不变性，为此引入四个规范场。在对称性自发破缺时，通过希格斯机制使本应无质量的中间玻色子吃掉戈尔斯通粒子获得质量，成为弱相互作用的传递者。但传递电磁相互作用的光子仍然无质量，从而使理论中仍然包含全部的量子电动力学理论。

弱电统一理论虽然取得了巨大的成功，但理论中的十九个自由参数使理论计算带有很大的不确定性和可调性；它不能解释轻子和夸克都是三代的原因，以及一些更深刻问题。

1.2.4 量子色动力学(QCD)

虽然关于强相互作用的实验结果很多，也总结了不少实验规律性，但我们对它的本质并没有清楚的认识，大多数理论都是唯象的理论。量子色动

力学是强相互作用理论最有希望的候选者。它是描述夸克之间相互作用的色SU(3)定域规范对称性的非阿贝尔理论。

在该理论中，引入了一种新的自由度：“颜色”。夸克带有红、黄和绿三种颜色，也就是说，夸克带有类似于QED中电荷的“色荷”。夸克之间存在强相互作用的强度可跑动耦合常数(running coupling constant)用 α_s 表示， α_s 是一个与动量转移有关的常数，它随动量转移的增大而减少。传递强相互作用的粒子是胶子，胶子带有色荷，而且胶子与胶子，胶子与夸克之间也存在强相互作用。但由夸克组成的参与强相互作用的强子本身并不带色荷，无论是由三种不同颜色夸克组成的重子，还是由正反夸克组成的介子，它们都是色单态。

量子色动力学理论根据所谓的“反屏蔽效应”解释了强相互作用中的“渐近自由”现象。在QED中，当动量转移小时，光子的波长长，光子在大距离下所“观察”到的电荷是被很多正、负电子所包围(这就是真空极化)起了屏蔽作用，也就是所谓的“屏蔽效应”。但在QCD中，胶子本身不是色中性的，胶子带有色荷，不但传递强相互作用，而且有自相互作用，这使得在QCD中不但有“屏蔽效应”，还有“反屏蔽效应”，从而导致QCD中的渐近自由。渐近自由性质在物理上可以作如下理解：胶子产生夸克、反夸克对，其效果与QED相同，真空极化产生屏蔽效应，使色荷减弱。但三胶子相互作用时，色荷可以向外辐射，这种真空极化将产生反屏蔽效应。仅当胶子的动量转移增大时，波长变短，“探测”的胶子仅“看”到越来越小的空间间隔，才“发现”小的色荷，即有效色荷变弱，因此呈现出QCD渐近自由的特点。也就是这个性质，为强相互作用的系统计算提供了坚实的基础和快速的捷径—微扰QCD(PQCD)。

1979年在美国费米实验室召开的轻子-光子会议上，PETRA的几个实验组都提出了三喷注的实验结果，说明高能夸克可以辐射出高能胶子，由胶子形成第三个喷注，间接证明了胶子存在的迹象。并且定出胶子的自旋为1，这也和理论预言相一致，只是实验上至今未能找到胶子存在的直接证据。除了大动量转移的情况外，量子色动力学还成功地解释了强子的一些静态性质，如强子磁矩和强子多重态的质量劈裂，以及轻子与强子非弹性散射中标度无关性的破坏的问题。但对于小动量转移，此时耦合常数 α_s 变

的很大，不能使用微扰论进行计算，量子色动力学还不能很好的处理这个问题。总之，量子色动力学作为一种有希望的强作用理论，有其成功之处，也存在许多难以解决的问题，本身仍在发展之中，还有待于实验的验证和进一步完善。

1.3 J/Ψ 粒子的发现和粲偶素的研究与发展状况

1964年三夸克强子模型提出后，理论所预言的许多粒子都相继被发现。很多强子和共振态现象也得到解释，高能物理出现了短暂的停滞状态。但这并不是说高能物理中不存在问题，如果只有三种夸克，那么弱电统一理论预言，粒子相互作用中应存在奇异数改变的中性流，但实验中始终未能发现。为了解决这一问题，1974年格拉肖和迈阿密等人把第四种夸克引入理论之中，使奇异数改变的中性流从理论中自动消失。就在四年后，实验上发现了c夸克偶素 J/Ψ 粒子，并很快被证实。被誉为高能物理学界的“十一月革命”。

1974年12月，美国《物理评论快报》第23期，同时刊登了三篇通讯。第一篇^[2]是美国麻省理工学院丁肇中教授的实验组于当年11月12日宣布的，在布鲁海汶实验室(BNL)30GeV交变梯度同步加速器(AGS)上，利用大型精密双臂谱仪，通过测量高能质子打击铍靶产生的 e^+e^- 的不变质量谱，发现了一个质量为3.1GeV，寿命相当长的粒子。因为英文大写字母“J”很象汉语中“丁”字，所以他们称之为“J”粒子。第二篇^[3]是美国斯坦福大学里克特教授(B.Richter)实验组于11月13日宣布的，在斯坦福直线加速器中心(SLAC)的SPEAR正负电子对撞机上。利用磁测器MARK-I测量 e^+e^- 电子湮灭产物，发现了同一个较重的粒子，但他们称之为 Ψ 粒子。第三篇^[4]则是意大利弗拉斯卡蒂(FLASCATI)实验室，在知道布鲁海汶实验室发现 J/Ψ 粒子的消息后，立即提高了其安东尼(ADONE)加速器工作能量测量了 J/Ψ 粒子的性质，并在11月18日投出初步实验结果，赶在同一期快报上发表。这样从产生(测量 e^+e^- 的湮灭共振峰)和衰变(测量衰变产物 e^+e^- 的不变质量谱)两种过程，同时发现了一种新粒子，而且又迅速得到证实，结果又十分肯定，这在粒子发现史上是十分罕见的。这一出乎意料

的发现和其在物理学上的重要意义立即轰动了整个物理学界，打破了粒子物理学近十年来的沉寂。

不久，在SPEAR上又发现了 $\Psi(2S)$ 粒子，紧接着实验确定了它们的量子数 J^{PC} 为 1^{--} 和其它的基本性质，如宽度很窄，寿命长等。并分析了它们的组成成分，表明它们是 $c\bar{c}$ 组成的粲夸克偶素，从而证实了由布约肯(Bjorken)和格拉肖(Glashow)于1964年提出的粲夸克“charm”的假设，以及盖拉德(Gaillard)和Lee关于粲夸克质量在1-2GeV之间的预言，同时验证了GIM机制的正确性。

在粲夸克偶素S波三重态 J/Ψ 和 $\Psi(2S)$ 发现之后，粲夸克偶素 $c\bar{c}$ 的其它成员也陆续被发现^[5]。从二十世纪七十年代末到八十年代末，运行在SPEAR上的几个主要探测器MARKI、MARKII、MARKIII和晶体球(CBAL)以及运行Orsay的DCI对撞机上的DM2，对它们作了大量的研究工作，并取得了许多重要的物理结果。L3和CLEO等利用双光子过程对 $C=+$ 的粲夸克偶素的 $\gamma\gamma$ 衰变分宽度也进行了测量。

目前系统研究粲夸克偶素的实验有以E760/835和运行在北京正负电子对撞机(BEPC)上的北京谱仪(BES)为代表的两个实验组。前者是利用质子反质子湮灭研究粲夸克偶素的产生和衰变性质，后者是利用正负电子湮灭研究 J/Ψ 和 Ψ 的产生和衰变性质，然后利用其衰变进行其它粲夸克偶素研究，这两种实验在对粲夸克偶素性质的研究中相互补充，各有其优缺点。

与质子反质子湮灭产生粲夸克偶素实验相比较，正负电子对撞实验的缺点是不能直接产生量子数为 1^{--} 的共振态， η_c ， χ_{cJ} 等只能通过 J/Ψ 或 Ψ 的衰变产生，受探测器接收度和分辨率的影响，除了宽度较大的共振态和 e^+e^- 对撞直接产生的共振态外，共振宽度很难测量。其优点是本底非常干净，在 J/Ψ 和 $\Psi(2S)$ 峰值能量处，QED本底过程截面相比较非常小，有利于全面系统地研究各共振态电磁和强子各种衰变模式；更重要的是通过 J/Ψ 的辐射衰变寻找胶子球和混杂态，BEPC具有明显的优势，这也是我们BES目前和将来的重要研究方向。

1.4 混杂态物理

1.4.1 基本理论

夸克理论认为，强子是由夸克组成，它们的性质如表 1.1。如果只考虑质量较轻的介子和重子，可以只考虑轻夸克，以三味夸克为基础所组成的强子应该可以按SU(3)群的不可约表示分类，介子和重子分别属于下列表示：

$$\text{介子 } 3 \times 3^* = 1 + 8$$

$$\text{重子 } 3 \times 3 \times 3 = 3 \times (3^* + 6) = 1 + 8 + 8 + 10$$

按照量子色动力学，强子是由夸克、反夸克和胶子组成(胶子的同位旋为0，量子数 $J^P = 1^-$)，它们之间通过可逆反应

$$q \rightarrow q + g, \bar{q} \rightarrow \bar{q} + g, q + \bar{q} \rightarrow g, g + g \rightarrow g$$

达到平衡。从轻子对强子的深度非弹散射实验给出：高能质子的动量约有50%由电中性粒子所携带，亦即由胶子携带。由此可见，把强子归结为只是由夸克所组成是在一定意义下的近似，这个近似适用范围有限，主要在研究强子的静态性质和低能反应过程中有时可以作为很好的初级近似。

第 1.1 表: 夸克的相关属性

粒子名称	符号	质量 (GeV)	电荷 (e)	自旋	P宇称	同位旋I
上夸克	u	0.3	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	+	$\frac{1}{2}$
下夸克	d	0.3	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	+	$\frac{1}{2}$
粲夸克	c	1.5	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	+	0
奇异夸克	s	0.45	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	+	0
顶夸克	t	175 ± 6	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	+	0
底夸克	b	5	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	+	0

由两个正、反夸克组成的普通介子的量子数 J^{PC} ，如表 1.2。

由两个胶子组成的胶球的量子数 J^{PC} ，如表 1.3。

从普通介子所具有的量子数表 1.2可以看出， 0^{--} ， 0^{+-} ， 1^{-+} ， 2^{+-} ， 3^{-+}这些量子数的态不可能是正、反夸克组成的普通介子态。如果实验上发现这些量子数的粒子，称为奇特态。奇特态又可分为胶球、混杂态、四

第 1.2 表: $q\bar{q}$ 介子的量子数 J^{PC}

L	S=0	S=1
0	0^{-+}	1^{--}
1	1^{+-}	$0^{++}1^{++}2^{++}$
2	2^{-+}	$1^{--}2^{--}3^{--}$
3	3^{+-}	$2^{++}3^{++}4^{++}$

第 1.3 表: (gg)胶子的量子数 J^{PC}

L	S=0	S=1	S=2
0	0^{++}		2^{++}
1		$0^{-+}1^{-+}2^{-+}$	
2	2^{++}		$0^{++}1^{++}2^{++}3^{++}4^{++}$
3		$2^{-+}3^{-+}4^{-+}$	

夸克态。只有两个胶子组成的束缚态成为胶球；由一对正、反“双夸克”组成的束缚态称之为四夸克态；由两个夸克和一个胶子组成的束缚态叫做混杂态。混杂态的四种基态量子数为 1^{--} ($S_{q\bar{q}} = 0$) 和 0^{-+} 、 1^{-+} 、 2^{-+} ($S_{q\bar{q}} = 1$)。

1.4.2 混杂态的物理机制及理论预言

多种模型对混杂态的性质提供了仔细的描述。对各基态量子数混杂态的质量顺序的估计都是一致的，就是 $0^{-+} < 1^{-+} < 1^{--} < 2^{-+}$ 。但是，对混杂态质量和主要衰变道的预言却存在着较大的分歧，如表 1.4。

1.4.3 混杂态的实验现状

实验上已经在几个过程中发现了 1^{-+} 混杂态的信号。比较引人注意的是 $\pi_1(1600)$ 和 $\pi_1(1400)$ 。A. Donnachie 和 P.R. Page [12] 认为实验上观测到的 $\pi_1(1400)$ 共振峰可以通过一种 Deck 型本底与更高质量的 $\pi_1(1600)$ 之间的干涉得到，而且可以提供足够的相移。所以不应该将 $\pi_1(1400)$ 看作是一

第 1.4 表: 1^{-+} 混杂态理论预言的主要模型

模型	质量(GeV)	主要衰变道
Bag Model[6]	1.3 ~ 1.9	
Flux Tube Model[7]	1.7 ~ 1.9	$\omega\omega, \rho\rho, K^*(1410)K$ [8] $a_2\pi, b_1\pi, \rho\pi, f_1\pi$
Constituent Gluon Model[9]	1.7 ~ 1.8	$\rho\pi, b_1\pi$ (larger BR)
Lattice Calculations[10][11]	1.9 ± 0.2	

个共振态。这样, $\pi_1(1600)$ 就应该是质量最低的混杂态。但是这种机制在 $p\bar{p}$ 反应中并不存在。也有观点认为 $\eta\pi\pi$ 数据需要存在 $\pi_1(1400)$ 这样一个态, 而不能接受 $\pi_1(1600)$ 的存在[13]。

第 1.5 表: 关于 1^{-+} 混杂态的几个主要实验

合作组	质量(MeV)	宽度(MeV)	衰变道
VES[14]	1620 ± 20	240 ± 50	$\pi^- p \rightarrow b_1(1235)\pi^- p$
E852[15]	$1593 \pm 8_{-47}^{+29}$	$168 \pm 20_{-12}^{+150}$	$\pi^- p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^- p$
E852[16]	$1370 \pm 40_{-30}^{+50}$	$385 \pm 40_{-105}^{+65}$	$\pi^- p \rightarrow \eta\pi^- p$
E818[17]	1900 ~ 2000		$\pi^- p \rightarrow f_1(1285)\pi^- p$

因此, 我们希望在 BES 上也能够找到 1^{-+} 混杂态, 并对目前理论所关心的问题作一些解释。

1.4.4 如何在 BES 上寻找混杂态

目前, 我们 BES 拥有 5 千万的 J/Ψ 数据, 是世界上最大的数据样本, 很自然的想法就是在 J/Ψ 衰变中寻找混杂态, 因此我们需要考虑这样一个过程:

$$J/\Psi(1^{--}) \rightarrow M(J^{PC}) + H(1^{-+});$$

这里, M 是一个光子或一个普通的 $q\bar{q}$ 介子。由 CP 宇称守恒, $P_M(-1)^l(-) = (-)$ 和 $C_M(+)=(-)$, 可得 $P_M = (-1)^l$ 和 $C = (-)$ 。但考虑到 $q\bar{q}$ 介子的轨道角动量 L 和总自旋 S 必须满足 $P = (-1)^{L+1}$ 并且它的同位选多重态的中性

态必须具有 $C = (-1)^{L+S}$, 所以M 可以是 1^{+-} , 比如 $h_1(1170)$, $b_1(1235)$ 或者 1^{--} 比如 ρ 、 ω 、 ϕ 、 γ , 这里我们只考虑了低轨道角动量的态。

第 1.6 表: 粒子M的不同性质[18]

介子(γ)	质量(MeV)	宽度(MeV)	衰变道	Br($J/\Psi \rightarrow M4\pi$)
b_1	1229	142	$\omega\pi$ (dominant)	
h_1	1170	360	$\rho\pi$ (seen)	
ρ	769	150	$\pi\pi$ (100 %)	
ω	782	8.04	$\pi^+\pi^-\pi^0/\pi^+\pi^-$	$(8.5 \pm 3.4) \times 10^{-3}$
ϕ	1019	4.4	$k^+k^-/k_s^0k_s^0$	$(1.6 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
γ				$(2.8 \pm 0.5) \times 10^{-3}$

QCD理论指出:

简单的以强耦合常数 α_s 的幂次表示 J/Ψ 衰变到 MM' 、 MG 和 MH 的宽度(M表示普通介子, G表示胶球, H表示混杂态), 则有

$$\Gamma(J/\Psi \rightarrow MM') \sim \mathcal{O}(\alpha_s^6)$$

$$\Gamma(J/\Psi \rightarrow MG) \sim \mathcal{O}(\alpha_s^6)$$

$$\Gamma(J/\Psi \rightarrow MH) \sim \mathcal{O}(\alpha_s^5)$$

由此可以看出

$$\Gamma(J/\Psi \rightarrow MH) > \Gamma(J/\Psi \rightarrow MG) \sim \Gamma(J/\Psi \rightarrow MM')$$

因而在 J/Ψ 强衰变过程中易于寻找混杂态[19], 这样, ρ 、 ω 和 ϕ 就都是M的候选。理论同时说明, ϕ 对应的混杂态的质量在2100MeV, 这样超过了阈值就有可能根本看不到信号。并且理论预言这样的混杂态的主要衰变道是 $K_1(1400)K$, 而 $J/\Psi \rightarrow \phi K_1(1400)K$ 衰变为 $4K2\pi$ 末态, 寻找难度较大。因此我们把 ρ 和 ω 介子作为M 的候选。

从表 1.4中可以看出, 混杂态的主要衰变道是 $b_1\pi$, $\rho\rho$ 和 $a_2\pi$, 所以我们应该主要注意如下几个道:

$$J/\Psi \rightarrow \omega\rho\rho \rightarrow \omega 2(\pi^+\pi^-),$$

$$J/\Psi \rightarrow \rho b_1\pi \rightarrow \rho\omega\pi^+\pi^-,$$

$$J/\Psi \rightarrow \omega a_2\pi \rightarrow \omega\rho\pi^+\pi^-.$$

可以看出，这三个道具有相同的 $\pi^0 3(\pi^+\pi^-)$ 末态，这里的 π^0 来自 ω 。因此，我们就选择在 $J/\Psi \rightarrow \omega 2(\pi^+\pi^-)$ 道中寻找 1^{-+} 混杂态。

第二章 北京正负电子对撞机和北京谱仪

2.1 北京正负电子对撞机

北京正负电子对撞机BEPC(Beijing Electron Positron Collider)是专为研究 τ -粲能区物理而设计的。1987年10月7日破土动工,1988年10月16日完成第一次对撞。它由202米长的电子直线加速器和周长为240米的储存环组成,如图2.1所示。正负电子在直线段被加速到1.1~1.4GeV,然后沿相反方向分别注入储存环中并被加速到所需要的能量,进行对撞。同时环上的四个高频腔不断补充束流由于同步辐射造成的能量损失,使束流保持在工作能量。

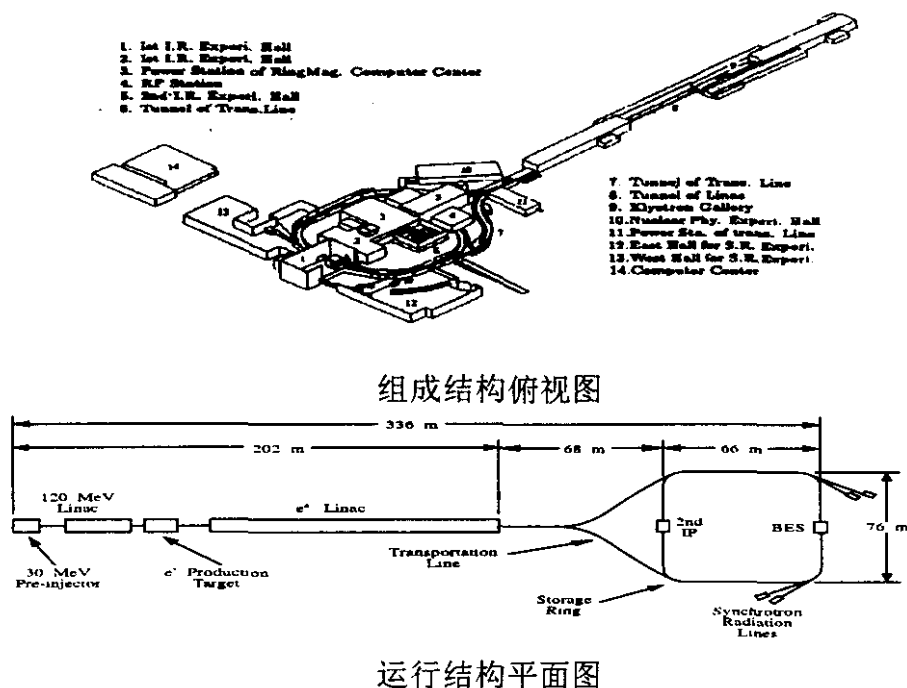
BEPC的主要性能指标为:

亮度:	$4 \sim 5 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} (J/\Psi)$;
能散度:	$\sigma_{EB} = 0.7 \text{MeV}$;
束团长度:	$\sigma_z = 60 \text{mm}$;
	$\sigma_x = 1.0 \text{mm}$;
	$\sigma_y = 0.1 \text{mm}$;

BEPC有两个对撞点,实际运行中只有安放在南对撞点的北京谱仪在工作¹。BEPC设计为兼用模式,除提供BES采集数据之用外,还可提供同步辐射光进行应用研究。BES取数的工作模式有三种:对撞模式、分离束模式和单束模式。除对撞模式用于物理数据的获取外,其余两种模式用于本底研究之用。分离束是指使相对而行的束流中心相距一定的距离(一般为2毫米)。单束是指只存在正(或负)电子束流。

¹实际运行中最好状态时亮度达到 $6 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (质心系能量为3.56GeV时)

2.2 北京谱仪



第 2.1 图: 北京正负电子对撞机示意图

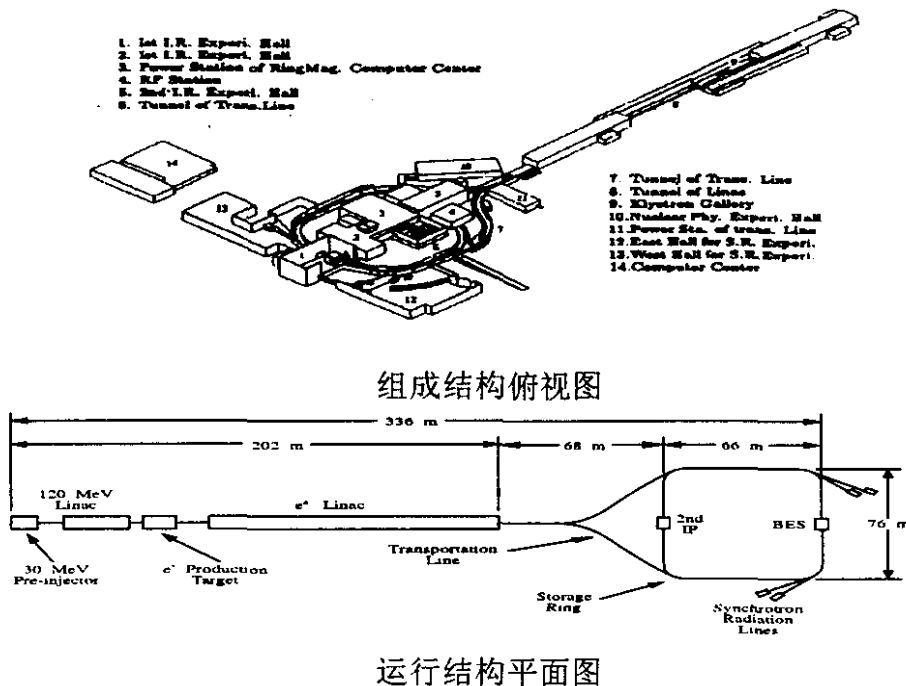
2.2.1 建造、构造、改造和数据采集

北京谱仪 BES (BEIjing Spectrometer) 是工作在北京正负电子对撞机上的大型通用磁谱仪, 用于测量正负电子对撞后产生的遍举末态反应, 研究末态粒子的性质及其相互作用的规律。由于 BEPC 的工作能区为 $2 \sim 5.0 \text{ GeV}$, 因此北京谱仪的物理目标有两个: τ 物理和粲物理。BES 目前是世界上唯一运行在此能区上的磁谱仪。在该能区, 带电径迹的多重数和中性径迹的多重数都在 4 左右, 因此根据这个特性, 要求北京谱仪具备以下性能:

- 为了有效地重建所有终态, 必须对带电径迹和中性径迹有大的立体角覆盖率

带电径迹立体角覆盖率为: $4\pi \times 95\%$ (主漂移室第一层)

2.2 北京谱仪



第 2.1 图: 北京正负电子对撞机示意图

2.2.1 建造、构造、改造和数据采集

北京谱仪 BES (BEijing Spectrometer) 是工作在北京正负电子对撞机上的大型通用磁谱仪, 用于测量正负电子对撞后产生的遍举末态反应, 研究末态粒子的性质及其相互作用的规律。由于 BEPC 的工作能区为 $2 \sim 5.0 \text{ GeV}$, 因此北京谱仪的物理目标有两个: τ 物理和粲物理。BES 目前是世界上唯一运行在此能区上的磁谱仪。在该能区, 带电径迹的多重数和中性径迹的多重数都在 4 左右, 因此根据这个特性, 要求北京谱仪具备以下性能:

- 为了有效地重建所有终态, 必须对带电径迹和中性径迹有大的立体角覆盖率

带电径迹立体角覆盖率为: $4\pi \times 95\%$ (主漂移室第一层)

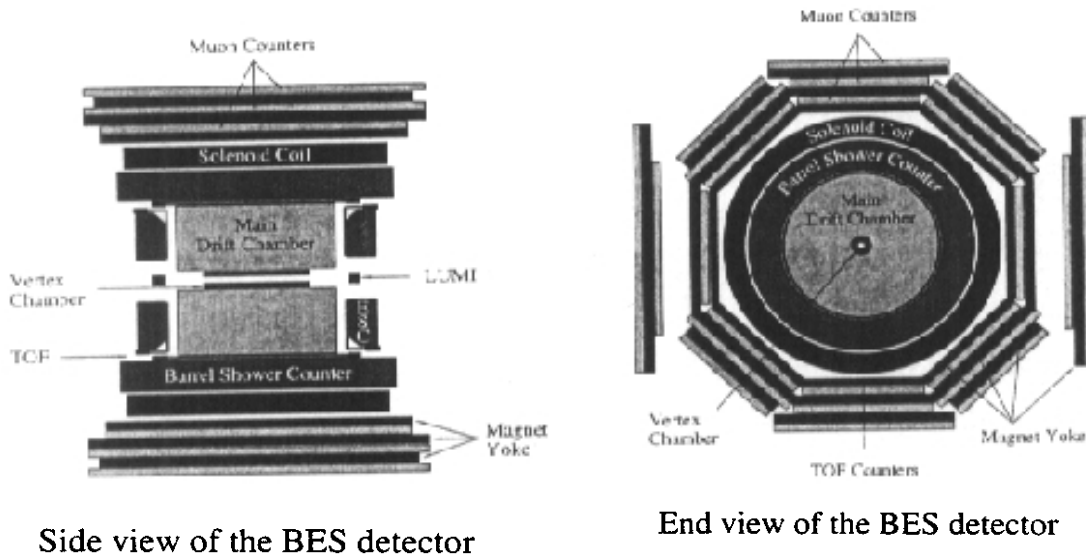
$4\pi \times 90\%$ (主漂移室第四层);

对中性径迹的立体角覆盖率为: $4\pi \times 93\%$ (桶部和端盖簇射计数器)。

- 对于光子的测量, 不仅要求有较好的能量分辨率, 还要求有好的角度分辨率;
BES参考MARKIII的设计, 把簇射计数器放在磁铁线圈轭铁内, 有效地减少了簇射计数器前的物质量, 能提供较好的角度分辨率。
- 在带电径迹的动量较低的情况下, 其测量误差主要来源于多次库仑散射。为了减少其影响, 必须使带电径迹在进入主漂移室前的物质量尽可能小; 北京谱仪的中心漂移室的内外桶壁和主漂移室内外桶都采用碳素纤维制成的。
- 具有较强的带电粒子鉴别能力;
北京谱仪利用飞行时间计数器、主漂移室、簇射计数器和 μ 子计数器来鉴别粒子。飞行时间计数器的时间信息可提供 $\pi/K/p$ 分辨; 主漂移室 dE/dX 取样次数达到40次, 改善了粒子能损的测量精度; 簇射计数器采用自猝灭流光模式(SQS), 用于区分电子和强子; μ 子计数器可以区分 μ 子和强子。

根据上述指标, 1984年开始建造, 1989年4月安放在BEPC南对撞点。建成的谱仪长约6米, 宽、高各为7米, 重约480吨。其结构从束流管向外, 依次为顶点探测器(最初为中心漂移室)、主漂移室、飞行时间计数器、簇射计数器、 μ 子计数器, 以及对撞点两侧紧贴束流管的小角度亮度监测器, 还有形成轴向磁场的磁铁线圈。此外谱仪配制有维持气体探测器的正常运行气体系统, 确保高效采集数据的触发判选系统、电子学系统和在线数据获取系统, 以及对数据进一步加工处理的离线数据分析系统。图 2.2给出了BES的侧向和轴向示意图。从下一节开始, 将逐一介绍各子探测器。

调试后, 北京谱仪于安放当年年底开始采集数据。BEPC 和BES 从1989年末开始取数运行到1995年, 共计获得九百多万 J/Ψ 数据, 三百五十多万 Ψ' 数据, 在4.03GeV 质心能量获得约 25 pb^{-1} 的 D_s 数据和 τ 数据, 详细



第 2.2 图: BES的侧向和轴向示意图

情况参见表 2.1。

在六年的运行过程中, BEPC和BES取得了很多重要的物理成果, 也获得了很多有关对撞机和谱仪硬件及软件运行的经验. 从1995年1996年, BEPC和BES进行了改造以提高性能。

2.2.2 BEPC的升级改进

BEPC升级目标主要是提高亮度、减小束团长度及增加运行可靠性主要采取的措施有:

- 采用 *Mini-β* 技术, 提高亮度并缩短束团长度;
- 增加束流强度;
- 改两个对撞点 (IP) 为一个对撞点。

采用上述措施后, BEPC的亮度将提高2~3倍, 在 J/Ψ 能区, 其亮度由原来的 $2 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 提高到 $4.5 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 单束团长度由8.5cm减小到6cm.

第 2.1 表: BES 数据采集统计。

时间	取数目的	事例数或积分亮度
89.9 - 90.1	探测器检测与刻度	3×10^5
90.1 - 90.6	第一批 J/Ψ	2.5×10^6
90.11 - 91.1	第二批 J/Ψ	2.85×10^6
91.4 - 91.5	第三批 J/Ψ	2.65×10^6
91.11 - 92.1	τ 质量测量	$5pb^{-1}$
92.1 - 92.6	第一批 D_s	$3.2pb^{-1}$
1992.3	第四批 J/Ψ	1.0×10^6
92.12 - 93.5	第二批 D_s	$7.1pb^{-1}$
93.12 - 94.1	第一批 Ψ'	1.3×10^6
94.1 - 94.5	第三批 D_s	$15pb^{-1}$
94.1 - 94.2	第三批 D_s	$2.3pb^{-1}$
95.1 - 95.3	第二批 Ψ'	2.4×10^6
99.11 - 01.4	第五批 J/Ψ	5×10^7

2.2.3 BES的升级改进

BES升级主要是以下几个方面:

- 探测器方面的升级:
 - 用MARK-III的稻草管型的顶点探测器代替BES的中心漂移室, 顶点探测器的金属铍内筒可减少管壁对带电粒子的多重散射;
 - 研制新的主漂移室;
 - 设计和建造新的飞行时间计数器;
 - 改进现有的簇射计数器;
 - 研制新的亮度监测器;
- 数据获取系统的改进:

BEPC亮度提高后, BES的触发率将达到20~30Hz, 因此采用了VME新的快速数据获取系统。
- 抑制本底噪声:

- 改进触发判选系统;
- 在对撞点附近设计和制造遮挡罩 (Masks);

这样升级后的BES为BESII。

对应于硬件的升级改进和计算机系统的更新, 尤其是由VMS平台到UNIX平台的转变, BES的软件也要求进行相应的升级改进, 它们包括部分事例重建程序和几乎所有的子探测器的刻度程序。

升级改进后, BEPCII和BESII在1998~1999年度获取了85个点的 R 值数据; 随后利用两年时间(1999~2001年)采集了5千万的 J/Ψ 数据。并在1999年5月进行了 Ψ' 扫描, 获取了进三百万扫描数据。这些数据即是本文工作的实验基础。由于我们用的数据都是从BESII上获取的, 下面主要介绍升级改进后的各子探测器的结构与性能。

2.2.4 束流管 (Beam Pipe)

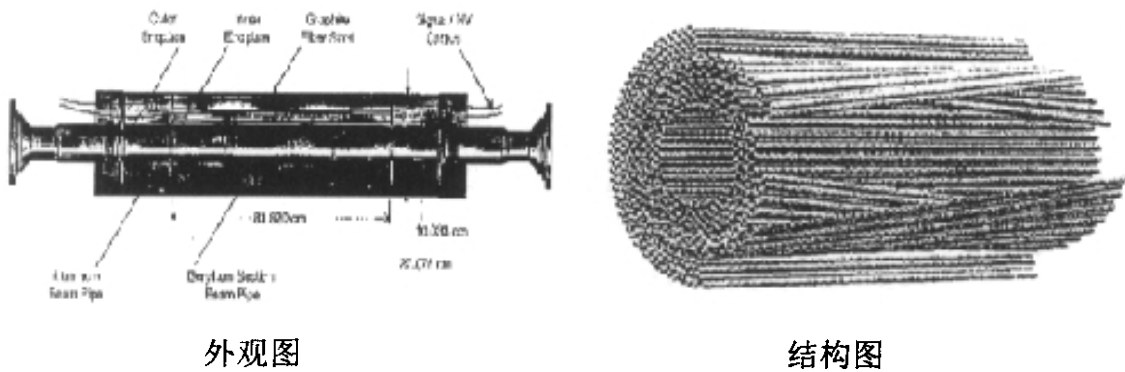
束流管是北京谱仪最内层的部分, 也是储存环的一部分。为了减少多重散射效应对动量分辨的影响, 束流管应采用低原子序数的材料, 束流管所用的材料为外直径154mm, 厚2mm的铝($2.2 \times 10^{-2}r.l.$)。束流管管壁加上中心漂移室内外壁, 主漂移室内壁及主漂移室内气体的贡献, 进入主漂移室的粒子通过的物质总厚度为 $6.46 \times 10^{-2}r.l.$ 。

2.2.5 顶点探测器(Vertex Chamber)

顶点探测器是用来探测对撞束团中粒子相互作用顶点以及次级粒子衰变的二次顶点的探测器。顶点探测器的作用:

- 探测粒子相互作用顶点以及次级粒子衰变的二次顶点, 这要求它具有良好的空间位置分辨能力;
- 与主漂移室配合测量粒子的径迹和动量;
- 提供触发信号, 参与第一级触发, 可以进一步排除本底。

顶点探测器由640个漂移管(单元)组成, 围绕束流管沿径向分成12层, 第1~8层, 每层有40个单元;第9~12层, 每层有80个单元; 1~4层及9~



第 2.3 图: 顶点探测器示意图

12层为轴向层, 信号丝平行于束流, 共480道; 5~8层为斜丝层, 5~6层及7~8层分别向相反方向倾斜 3° , 共计160道斜丝信号, 如图 2.3所示。

640个漂移管封装在一个圆柱型室体中, 室体内壁是作为储存环真空管

第 2.2 表: 顶点探测器与中心漂移室的比较

	中心漂移室(CDC)	顶点探测器
室体结构	四层单灵敏丝单元圆柱室	十二层单漂移管型圆柱室
Z向坐标的测量	电荷分配法	斜丝法
总质量厚度	$2.5 \times 10^{-2} r.l$	$10.8 \times 10^{-3} r.l$
立体角覆盖	$96\% \times 4\pi$	$95\% \times 4\pi$
工作气体	1Atm的HRS气体	3Atm.Ar(50%) + C_2H_6 (50%)
单丝空间分辨	$\sigma_s = 160\mu m$	$\sigma_s = 50\mu m$
	$\sigma_z = 10mm$	$\sigma_z = 2mm$

道一部分的对撞区束流管的管壁。室体外桶半径为142mm, 由强度大、密度低的石墨纤维/环氧树脂迭层构成, 能承受3个大气压。在外桶内壁粘有 $50\mu m$ 厚的kapton衬套密封, 以防止工作气体泄漏。室体两端分别装有内、外端板, 两个内端板的作用是承受漂移管的压力并将其准直定位; 外端板除了起密闭作用外, 640道信号也通过外端板上的接线端子引出。

每个漂移管由镀铝的Mylar膜卷成直径为8mm的稻草管和通过稻草管中心位置的一根直径为 $50\mu m$ 的镀金钨丝组成。漂移管通过定位子固定在25.4mm厚的铝制内端板上, 板间距为840mm, 即漂移管长为840mm。漂移管可以通过定位子中间的小孔更换工作气体。顶点探测器的工作气体

为 $Ar(50\%) + C_2H_6(50\%)$ ，工作在3个大气压下。

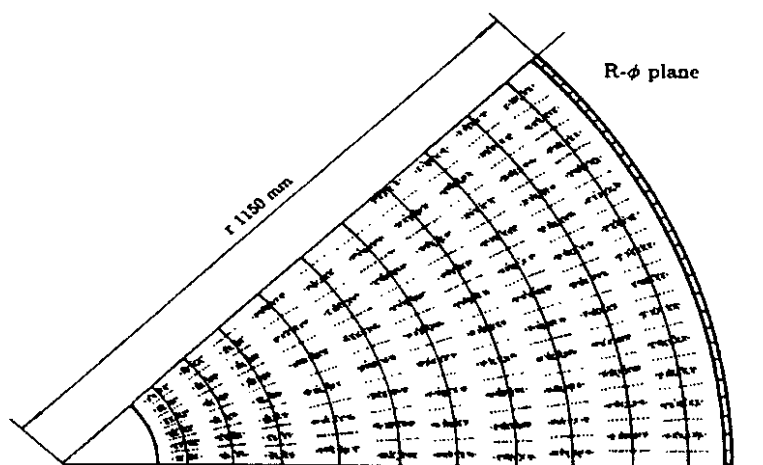
有关顶点探测器性能的改进情况，可以参见表 2.2。

2.2.6 主漂移室 (Main Drift Chamber)

主漂移室(MDC)是北京谱仪的核心探测器之一，它用来测量带电粒子的径迹(r 、 θ 、 ϕ)、动量和能量损失(dE/dX)。

主漂移室为圆筒型，内径为310mm，外径为2300mm，有效长度2120mm。内筒采用2mm厚的碳素纤维，筒壁质量为 $9 \times 10^{-3}r.l.$ ，外筒为10mm厚的铝筒，两端是40mm厚的铝端板。它由10个同心单元丝层组成，各层间距为300 ~ 400mm，其中第II、IV、VI、VIII、X层丝与Z轴平行，称为轴向丝，I、III、V、VII、IX层为斜丝层，倾角范围 $3^\circ \sim 4^\circ$ 。斜丝层用来测量径迹的轴向坐标。图 2.4为主漂移室丝层结构示意图。

主漂移室每层的单元个数由第一层的48到第十层的108不等，共702个



第 2.4 图: 北京谱仪主漂移室丝层结构示意图

单元。采用多灵敏丝单元结构，每个单元包括4根灵敏丝，丝距为10mm。其单元结构如图 2.4所示。全室共有2808根信号丝，加上各种辅助丝，共计19380根，其中灵敏丝产生雪崩放大，引出 T 、 Q 信号，用于测量电子的漂移时间（径迹位置）和电荷量（ dE/dx ），而且灵敏丝从单元中心丝平面依次向两边($R - \phi$ 平面内) 错开 $350\mu m$ ，从而解决了径迹的左右分辨问题。灵敏丝间加有电位丝以减少信号间的串扰和灵敏丝的静电偏离，并有

效地控制增益，在中心丝平面的两端加上保护丝以改善单元边缘区域电场的均匀性，使灵敏丝得到同中心灵敏丝相同的增益和电场环境。电场丝到灵敏丝的距离为电子的最大漂移距离，称为单元半宽，第一层单元中心处的半宽为14mm，第二层，第三层为19mm，第四层到第十层均为31mm。这样结构的特点是电场均匀分布，可以相当准确地使用漂移距离 S 与漂移时间 T 的线性关系，提供良好的空间分辨和均匀的 D_E/D_X 取样，而灵敏丝信号具有的时间相关性可以有效地排除某些本底和干扰。主漂移室的工作气体为： $Ar(89\%) + CO_2(10\%) + CH_4(1\%)$ 。

主漂移室的工作气体为： $Ar(89\%) + CO_2(10\%) + CH_4(1\%)$ ；

主漂移室的性能指标：

立体角覆盖：	$4\pi \times 95\%$ （第II层）；
	$4\pi \times 90\%$ （第IV层）；
	$4\pi \times 70\%$ （第X层）；
单丝探测效率：	大于95%；
单丝空间分辨率：	
$R - \phi$ 平面：	$\sigma_s = 200 \sim 250\mu m$ ；
Z 向空间分辨率：	$\sigma_z = 5.0mm$ ，（第I层）；
	$\sigma_z = 3.6mm$ ，（第III层）；
	$\sigma_z = 2.3mm$ ，（第V、VII、IX层）；
径迹的动量分辨率：	$\Delta p/p = 2.1\% \sqrt{1 + p^2}$ ($p: GeV/c$)
角度分辨率：	$\Delta_\phi = 3.1mrad$ ；
	$\Delta_\theta = 6.2mrad$ ；

主漂移室的动量分辨率由室的空间分辨率和多次库仑散射两部分构成。除位置测定外，BES主漂移室同时测量了带电粒子的电离能损 D_E/D_X 用来鉴别粒子，在30%截断平均时， D_E/D_X 的分辨率约为9%(BhaBha事例)。利用 D_E/D_X 进行粒子鉴别的有关内容，可参看相关文献。

和旧漂移室相比，新漂移室的改进体现在：

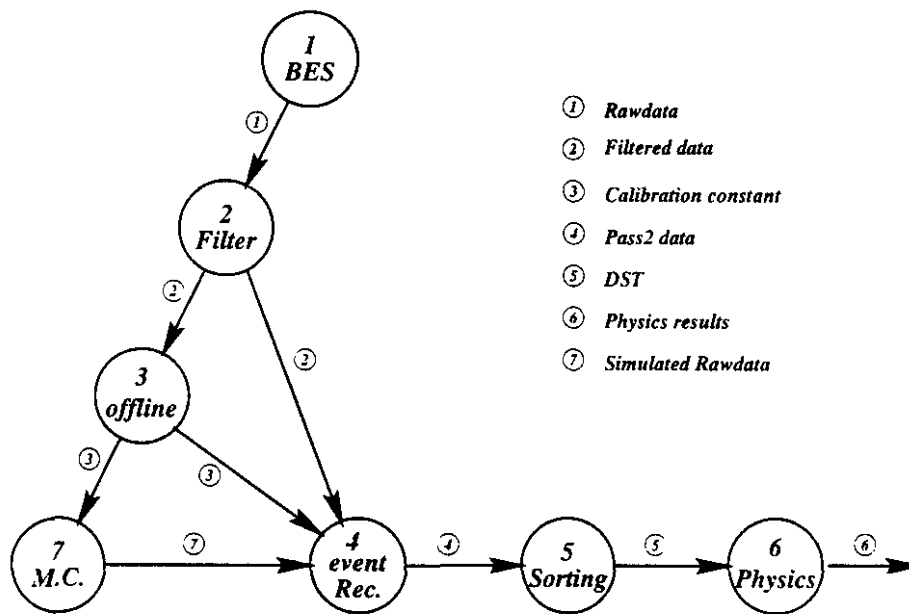
- 采用小漂移单元，以利于漂移速度的饱和，减少Lorentz角，从而改善空间分辨率提高动量分辨；

- 增加了丝的对称性，增加了补偿丝；
- 重新设计了定位子；对丝间高压分布和信号引出进行了调整。

因为其他的子探测器部分于本篇论文所讨论的问题关系不大所以这里不做详细介绍了，具体的问题可以参见有关书籍。

2.3 BES数据获取和分析

BES的数据获取和处理，由下列过程组成（图 2.5），主要包括数据获取和数据处理两大部分。



第 2.5 图: BES数据获取与分析流程图

2.3.1 BES的数据获取

对应于过程1，由谱仪的探测器硬件及在线数据获取系统完成，它产生的数据①即原始数据。它主要包括：电子学系统、触发判选系统、在线数据获取系统等。

电子学系统

BES电子学系统的基本任务是:

- 接收各探测器来的信号, 对其进行处理, 并将其中部分脉冲信息送入触发判选电路;
- 等待下一事件, 或将已接收的脉冲信息进行数字化和数据预处理, 请求在线计算机读出;
- 接收在线计算机的控制, 定时地对电子学系统本身进行校准, 力求在运行中获取满足精度要求的数据;
- 接收对撞机控制的时间参考信号, 以便有序、精确地工作。

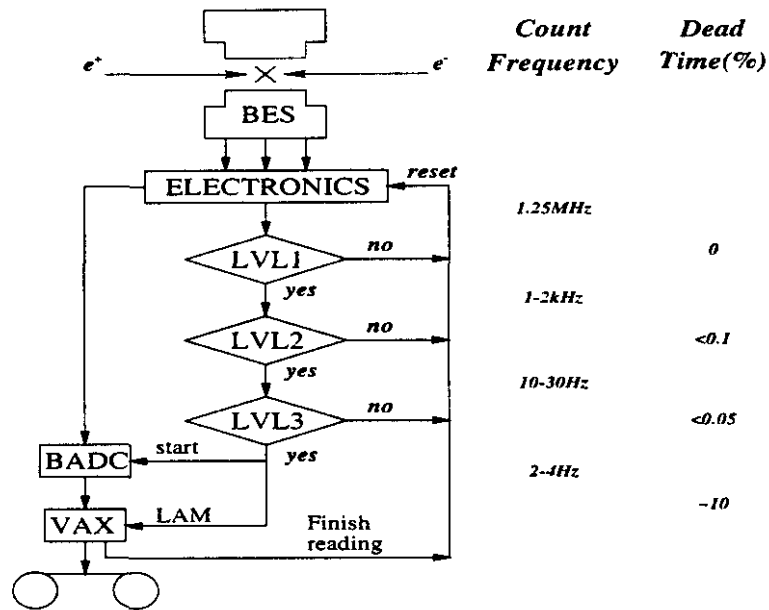
触发判选系统

触发判选系统是北京谱仪的快速实时事例判选和控制的系统。正负电子对撞时, 其中发生相互作用产生的物理事例只有几十次/秒。而来自宇宙线以及束流-气体的本底却多达 10^5 次/秒。由于数据获取系统每秒只能记录约20个事例, 所以必须采用一系列的触发判选条件对每次对撞产生事例的探测器输出信号进行快速判别。由于BEPC的对撞周期仅为800ns, 为了减少死时间, BES的触发判选采用多级判选方式(图2.6)。

在第一级判选中, 用TOF信号对带电粒子事例作时间选择和击中数选择, 或背对背符合, 用顶点探测器信号对带电粒子作空间选择, 用簇射计数器对事例作径向能量沉积条件选择。如果第一级判选没有通过, 则及时还原。在第二级判选中, 用主漂移室轴丝层信号作带电粒子径迹寻找和径迹数的选择, 用簇射计数器信号作能量平衡选择和总能量选择, 在第三级判选中用 μ 探测器信号来鉴别 μ 子事例, 能通过第三级的就认为是好事例, 启动BADC进行A/D转换, 并通知在线计算机准备取数。

在线数据获取系统

BES的在线数据获取系统的硬件结构是: VAX-11/785计算机通过VCC通道(VAX-CAMAC Channel)连接一个多分支的CAMAC系统。



第 2.6 图: BES的触发判选系统流程图

在线数据分析系统的主要任务是把电子学信息记录在磁带或磁盘上，以便离线分析使用，对系统的运行进行逻辑控制，提高在线数据获取效率。另外还要监视BEPC束流亮度、探测器工作状态和工作环境，以及进行单事例采样，以保证整个系统处于正常工作状态。

2.3.2 离线数据分析

离线数据处理系统的任务是将在线数据获取系统记录下来的数字信号，在离线计算机上还原为粒子种类、能量、动量、空间位置坐标等物理量，为物理分析提供条件。它对应于过程2~7。

数据过滤

在线数据获取中，要求触发判选的时间尽量快，因此，不可能把判选条件设置得过严，这样自然会有相当一部分本底通过触发判选而被记录在原始数据中。这些本底的混入会使后面的离线处理浪费大量的CPU时间，因此，首先利用专门的过滤程序将这些本底去掉。这个过程对应于过程2，它是快速的事例过滤，即根据每个事例的原始数据的某些明显的特征来删除

显然的非物理事例。产生数据②即过滤数据。 J/Ψ 数据的离线处理不包括过滤过程。

离线刻度

对过滤后的好事例，需要做离线刻度工作，即从数据中挑出具有典型特征而且反应截面较大的事例（如背对背的Bhabha或 $\mu^+\mu^-$ 事例），经过拟合计算相应于在获取原始数据时探测器状态的刻度常数（如MDC中电子漂移速度、 T_0 、各灵敏丝位置修正、簇射能量—幅度常数等等）。这是因为在BES运行中，正负电子对撞产生的事例在各探测器中留下各种信息，这些信息经过电子学系统转换成相应的数字记录下来。物理分析所需要的物理量，如事例产生的位置、粒子的空间径迹、动量、能量等是经过事例重建得到的。事例重建基于原始数据计算事例的各种物理量，而原始数据中除事例在各探测器中的信息外，还包含了探测器的各种系统误差，因此必须要有一套与各探测器相关的、精确的原始数据与物理量变换的系数。计算这套系数的过程就是离线数据刻度，也就是说，刻度的任务是对原始数据作各种系统修正，如由于各探测器各部分性能不一致引起的信号不均匀性；电子学各读出道特性的差异使信号产生的畸变；环境变化对探测器的影响等。另外还需对数据作一些特殊修正，如带电粒子电离的涨落等。最后给出一套与探测器相关的与事例获取时间（RUN）对应的常数。它对应于过程3，产生数据③。BES的刻度包括对MDC、TOF、BSC、ESC和 μ 鉴别器的刻度。

事例重建

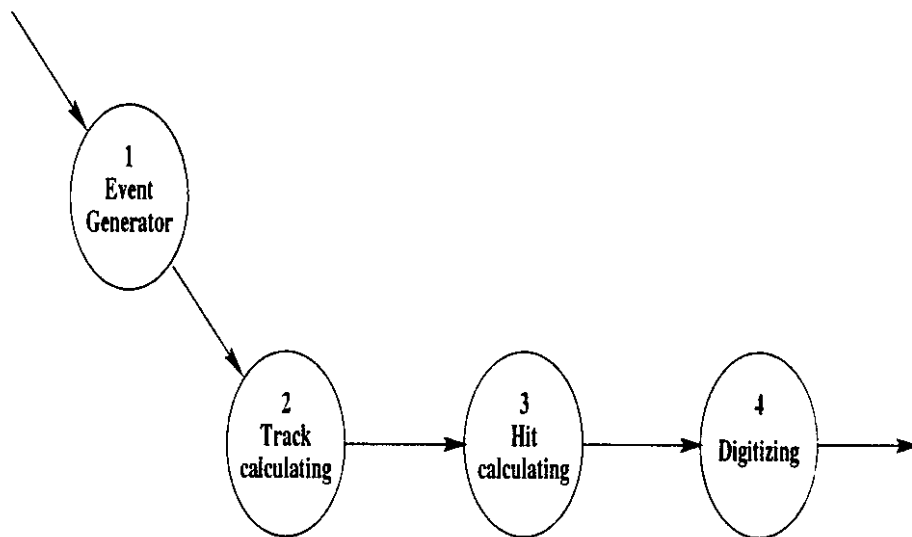
事例重建是用刻度过程得到的各子探测器的刻度常数对原始数据进行处理。将原始数据中所记录的探测器读出电子学的输出数字信号还原为粒子的位置、能量、动量等等物理量，并判断事例类型。它相应于过程4。过程2、3、4合称数据产生，过程4是主体，它产生的数据④即事例重建数据。

事例分类

事例分类是根据事例本身的特征，为方便不同的物理分析要求而进行的。如根据带电径迹数多少分为几叉事例等。分类后不同类型的事例写入不同的文件和磁带，形成分类数据⑤。 J/ψ 数据分析不区分强子末态，故不做事例分类。

蒙特卡罗 (Monte Carlo) 模拟过程

M.C.模拟是由程序SOBER (Simulation Of BEijing spectrometeR) 完成的(注：目前我们已经开始使用SIMBES来进行相应的模拟)，它相当于过程7。SOBER包括四个部分，见图 2.7。



第 2.7 图: SOBER数据流程图

- 模拟事例产生过程。

模拟BEPC对撞点上 e^+e^- 对撞时产生共振态及其衰变的过程，计算对撞终态产物的物理量。

- 径迹计算过程。

模拟对撞终态粒子在BES空间的运动及与谱仪物质的相互作用。

- 击中计算过程。

模拟BES各子探测器的灵敏区接受终态粒子或其次级产物所产生的信号。

- 数字化过程。

模拟电子学线路和在线获取系统的作用，将模拟信号转换为数字。

SOBER过程产生数据⑦（图 2.5），即格式与真实的原始数据相同的模拟原始数据，过程4 ~ 6还将用与处理真实原始数据相同的方法来处理模拟原始数据。

第三章 对 $J/\Psi \rightarrow \omega 2(\pi^+ \pi^-)$ 衰变道的分析

3.1 DRUNK-Version 103和SIMBES的检查

我们知道，准确的实验物理分析结果必须基于良好的数据质量和Monte-Carlo模拟。

如前文所述，BESII硬件设施的升级大大提高了在线数据质量，我们在分析中使用离线重建数据，因而离线重建的准确性对数据质量的影响也十分巨大。BESII数据有两套重建版本，分别对应两套分析程序DRUNK-Version 102 和DRUNK-Version 103。DRUNK-Version 103是目前的最新版本。其主要改进在分析时采用了双精度数据，MDC径迹拟和时取点数更多，因而对径迹的簇射发展跟踪的更为准确。

对于好的Monte-Carlo模拟就要求与数据具有一致性，从而进行cut条件、探测效率等Monte-Carlo研究。BES目前所用的最新版本是SIMBES103，基本代替了先前的SOBER模拟。

为了确定分析程序和Monte-Carlo的正确性。我们利用 $J/\Psi \rightarrow \rho\pi$, $J/\Psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$, $J/\Psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 道做了相应的检查，对应着分别检查高动量的 π ，低动量的 π 、 p ，高动量的 $p\bar{p}$ 的行为。本文作者主要做了 $J/\Psi \rightarrow \rho\pi$ 到的相关检查。检查中有几个因素是我们主要考虑的：

- 带电径迹主要检测
 - 能量分布
 - M-fit、Tof-Quality和Tof- β 分布
 - 误差矩阵元分布

- 带电径迹间夹角分布
- 各条带电径迹的顶点分布
- 中性径迹
 - 中性径迹在ESC中的行为(包括能量沉积、击中层数、光子方向等)。
- 整体分布
 - $\pi^+\pi^-$ 的不变质量分布
 - $\pi^+\pi^0$ 的不变质量分布
 - $\pi^+\pi^0$ 的不变质量分布

经过以上考虑，我们就可以全面确切的估计Monte-Carlo的模拟效果，从而达到客观准确的检查效果。

3.1.1 $\rho\pi$ 事例的选择

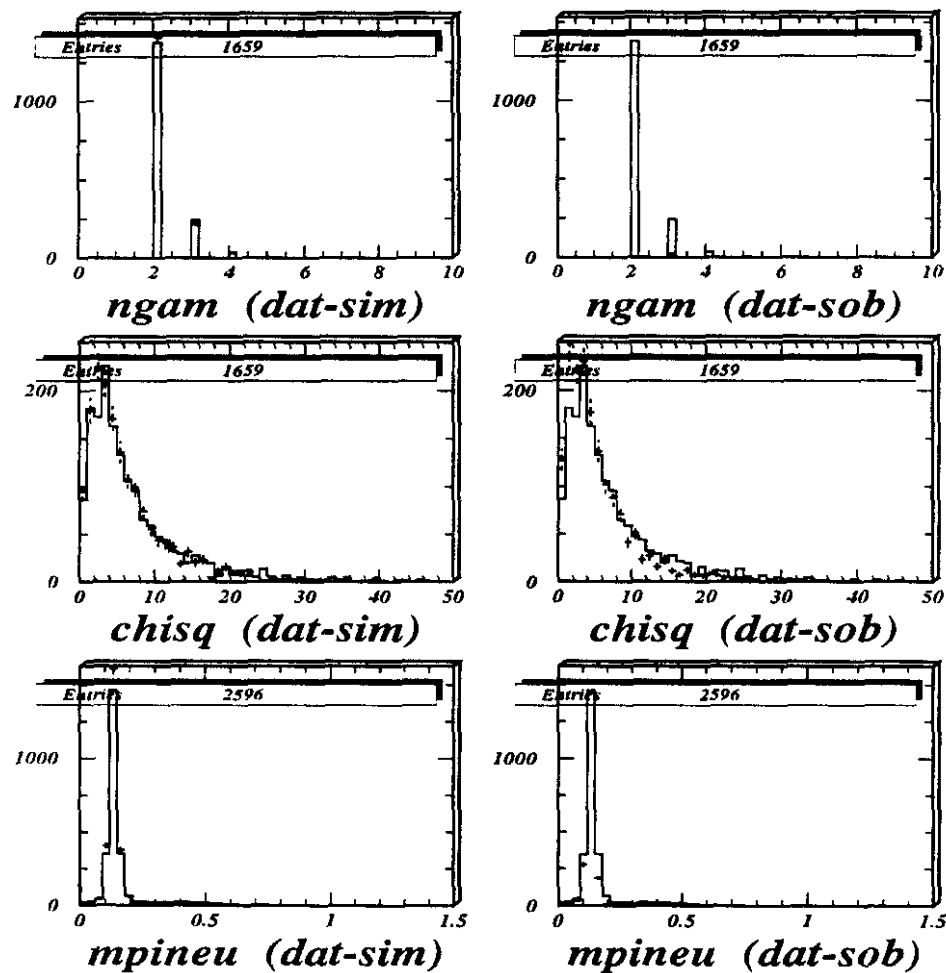
要进行比较，必须先有纯的事例样本作为比较的对象。为了选择纯的 $\rho\pi$ 事例，除了应用一些一般性cut条件外，我们主要运用了 $U_{miss} < 0.1$ （主要排除含K及多光子道本底），带电径迹在ESC中的能量沉积 $< 0.6\text{GeV}$ （这一条件可以有效的排除 e^+e^- 本底）， π^0 的限制： $|M_{\pi^0} - 0.135| < 0.04\text{GeV}$ ，等条件来进行事例选择。这里，我们没有用到 χ 的cut条件，因为我们当时发现误差矩阵元Monte-Carlo模拟与数据有严重的差别，而误差矩阵元直接对应着 χ 的大小，因此无法准确的利用此来作为cut。以上所用条件我们均取的比较严格，因而就得到了比较纯的 $\rho\pi$ 数据样本。

3.1.2 检查结果

Drunk V-103未完成以前，我们使用102版本的数据与SIMBES进行比较，经过反复的长达半年的修改，SIMBES基本上可以代替SOBER进行模拟研究。

Drunk V-103于去年底大致完成。我们先进行了Drunk V-102 和Drunk V-103之间的比较，除了上述提到的各种分布外，主要比较了选择效率以及Irec号的一致性。经过多次修改，我们得到了较为稳定的Drunk V-103版本。

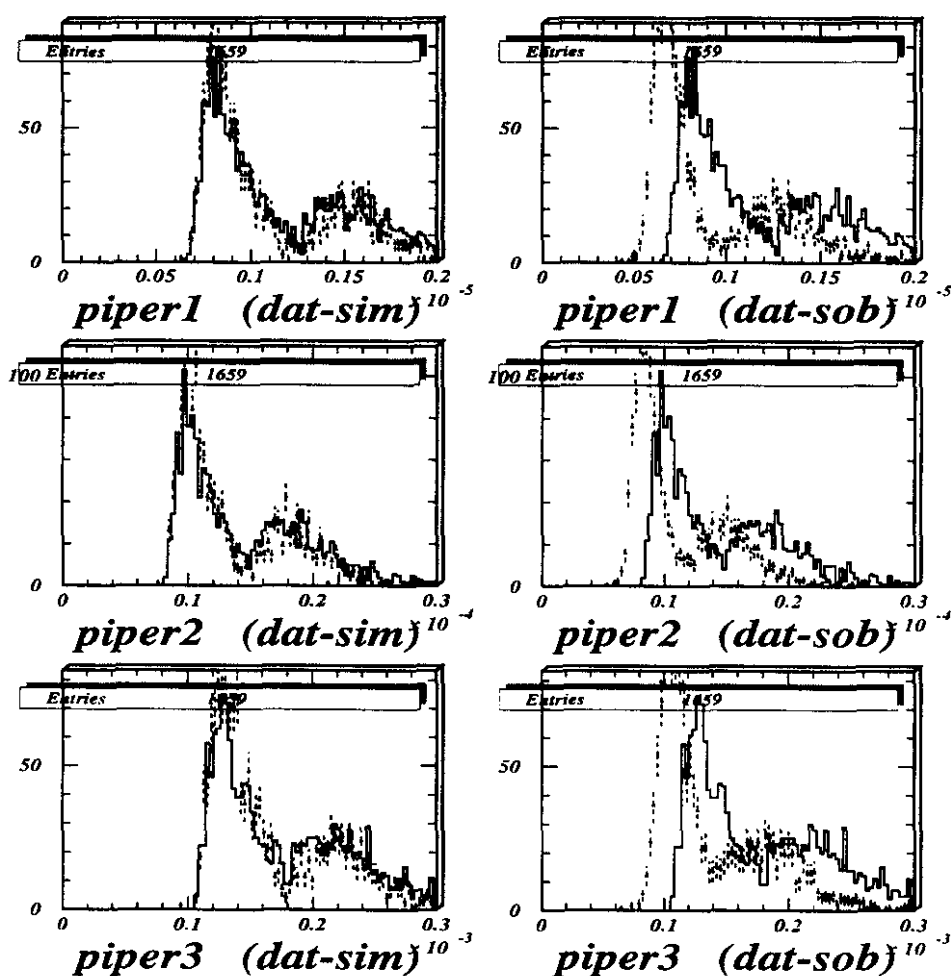
之后，我们集中力量比较了102/SIMBES，103/SIMBES之间的区别，又做了部分的修正。最终，我们得到了稳定的分析程序Drunk V103和模拟程序SIMBES。图 3.1分别给出了好光子数目、 χ 、 π^0 不变质量分布的Data103/SIMBES 和Data103/Sober 比较。



第 3.1 图: 数据和simbes/sober的比较

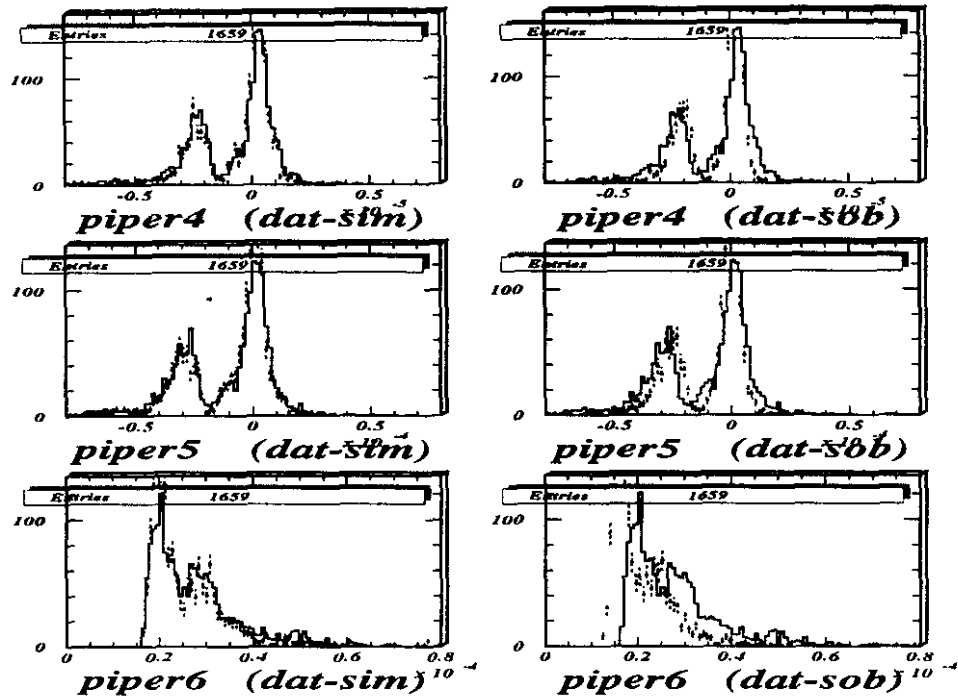
图 3.2和图 3.3分别给出了 π^+ 径迹6个误差矩阵元数据和Simbes (Sober)

的比较。对于 π^- 径迹，它的误差矩阵元与 π^+ 对称，因此未在这里列出。有兴趣的读者可以参见本文附录A。



第 3.2 图: 数据和simbes/sober的比较 (误差矩阵元1-3)

可以看出，较之SOBER，SIMBES无论从中性径迹、带电径迹以及整体分布等各方面均能够更好的模拟数据。同时，从其他衰变道 $J/\Psi \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 和 $J/\Psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 我们亦得出了类似的结论。这样，我们就可以肯定，Simbes可以更好的对数据进行模拟，从而我们也确定了用103版本的数据进行分析，Simbes进行Monte-Carlo研究的工作方案。



第 3.3 图: 数据和simbes/sober的比较(误差矩阵元4-6)

3.2 本底分析及Scanjob在cut条件选取中的应用

3.2.1 Scanjob的工作原理

为了避免人为因素对cut条件的干扰, BES开发了Scanjob软件包, 用来产生无偏的cut条件。我们在工作中就是使用了这个软件包来确定cut条的范围。Scanjob的输入是各种可能的归一化后的本底。输出为一系列效率曲线。效率曲线的定义为: 以纯度为纵轴, 相应的cut条件为横坐标, 在不同cut条件下的纯度变化曲线。这里, 纯度 $P = \frac{e_1}{\sqrt{(e_1+e_2)}}$, e_1 对应着信号, e_2 对应本底。

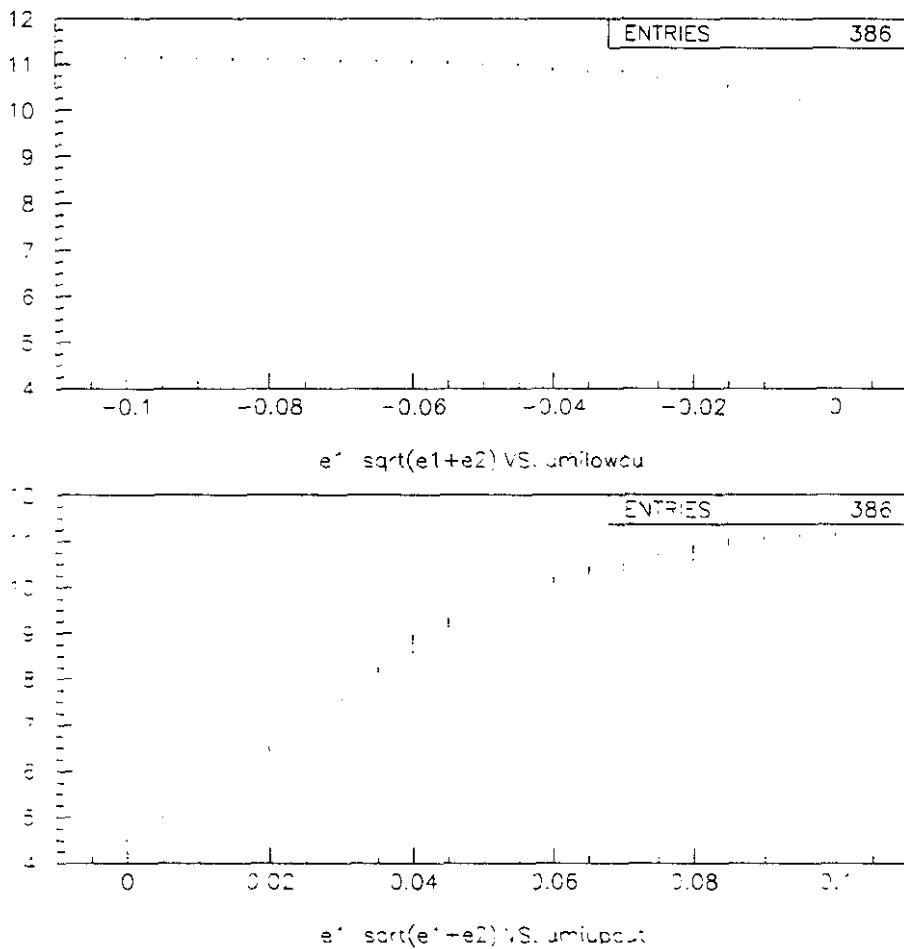
基于良好的Monte-Carlo, Scanjob将根据已知的物理事实输出无偏的cut条件。避免了先前实验分析人员根据经验制定cut条件所带来的误差。

3.2.2 使用Scanjob进行cut条件选取

首先, 把可能的相关本底作为Scanjob的输入, 它们是:

- 1) $J/\Psi \rightarrow \omega K K_s^0 \pi$, $\text{Br} = 1.83 \times 10^{-3}$
- 2) $J/\Psi \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)$, $\text{Br} = 4.0 \times 10^{-3}$
- 3) $J/\Psi \rightarrow \pi^0 4(\pi^+\pi^-)$, $\text{Br} = 9.0 \times 10^{-3}$
- 4) $J/\Psi \rightarrow 2(\pi^+\pi^-) K^+ K^-$, $\text{Br} = 3.1 \times 10^{-3}$

根据各自的分支比归一，输入相应数目的本底事例，和所有可能的cut条件，运行Scanjob即输出一系列如图 3.4的效率曲线，



第 3.4 图: scanjob 中 U_{miss} cut 的结果

以 U_{miss} cut 条件为例，我们分别对此 cut 条件的上下边界进行模拟，可以看到在图 3.4 上图中曲线上纯度最大点为 11.0，当 cut 低于 -0.04 的时候，纯度开始下降，因而我们选取 -0.04 作为低端的 cut 点。对图 3.4 下图，亦可看

出纯度从0.08点基本不再变化。因此，将0.08作为高端的 U_{miss} cut点。

本文中Scanjob得出的cut条件与先前通过比较data和Monte-Carlo分布选取cut得到的结果是很相近的（两者均用Sober进行的模拟），但我们仍有理由相信Scanjob在无偏的选取cut条中所具有的优势。

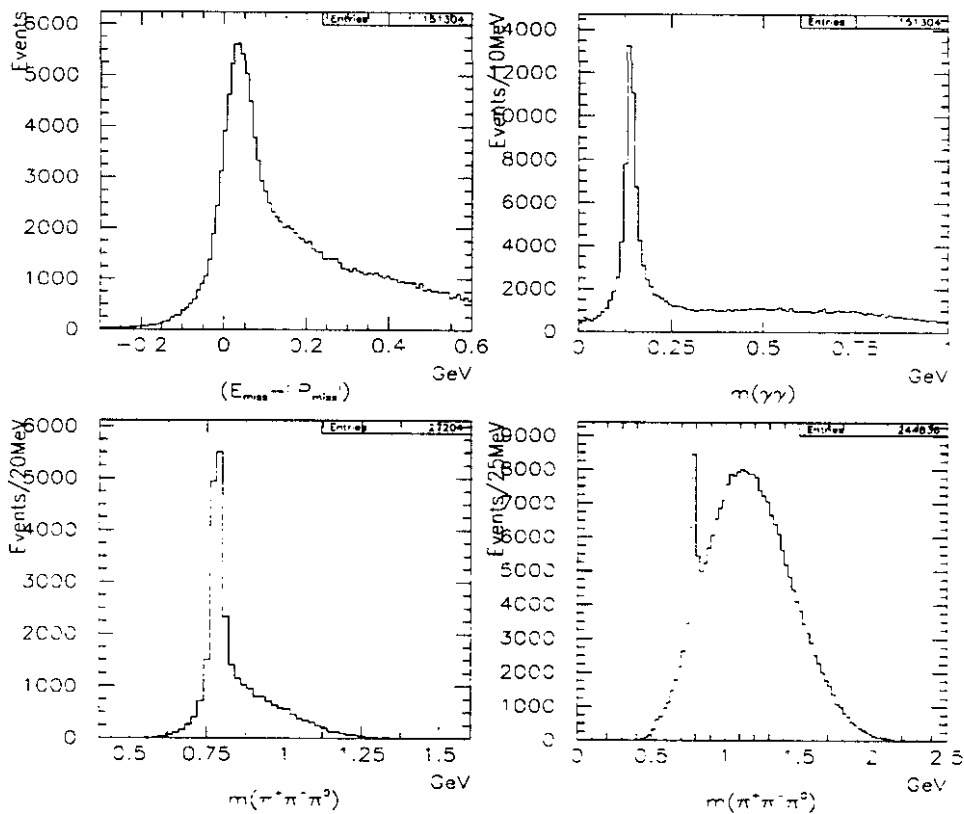
同样类似的取法，我们得到了所有的相关cut。由于顶点和好径迹cut条件是硬件环境所决定的，和所研究的衰变道无关，因而在分析程序中我们就直接引用了相应的cut条件。

3.3 事例选取

- 带电径迹
 - Nchrg=6 且至少有2条被TOF鉴别为 π
 - Mfit=2 或者Mfit=-19
 - $\Sigma Q_i=0$ (总的电荷数为0)
 - $|\cos\theta| < 0.85$ (取值较大对应与多叉事例)
 - 只使用好Run(Runstatus为1 或2)
- 顶点
 - $|\sqrt{x^2 + y^2}| < 2\text{cm}; |z| < 20\text{cm}$
- 中性径迹
 - 中性径迹数目不限定
 - 两到四个好光子(好光子条件为:)
 - 1.击中桶部计数器(BSC)，且能量沉积 $E_{SC} > 50\text{MeV}$
 - 2.至少击中BSC两层，且第一层号小于5
 - 3.光子击中BSC方向与簇射发展方向限制在60度以内
- 能量
 - $-0.04\text{GeV} < E_{miss} - |\mathbf{p}_{miss}| < 0.1\text{GeV}$

- 4C-Fit
 - $\chi^2 < 40$
- $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$
 - $|m_{\gamma\gamma} - 0.135| < 0.04\text{GeV}$
 - $0.75\text{GeV} < m_{\pi^+\pi^-\pi^0} < 0.8\text{GeV}$

因为我们发现Simbes不能很好的模拟中性径迹数目，所以没有对中性径迹数目进行限制。图 3.5给出经过上述Cut条件的一些分布。



第 3.5 图: U_{miss} , $m(\gamma\gamma)$, $m(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 分布

可以在图中清楚的看到 π^0, ω 的信号。对 ω 信号，图 3.5左下为选取质量最接近 0.782GeV (ω 质量)的组合得到的不变质量谱，图 3.5右下为所有可

能的组合投影到同一直方图得到的不变质量谱。关于 ω 的组合问题，我们会在下一章详细的讨论。

第四章 结果与讨论

4.1 相关分支比的测量

4.1.1 MCMADe介绍

MCMADe是Monte-Carlo 程序中的一个模块，它记录了每一个Monte-Carlo 事例的详细信息，可以用来对Monte-Carlo数据结果进行离线检查，MCMADe具有两种功能：第一通过它可以和真实的数据进行详细的比较，第二可以通过它对Monte-Carlo本身进行仔细的检查。MCMADe记录中关于顶点、径迹等信息，分别在不同的程序块中描述。具体请参考BES Softwar Note 4 [20]。

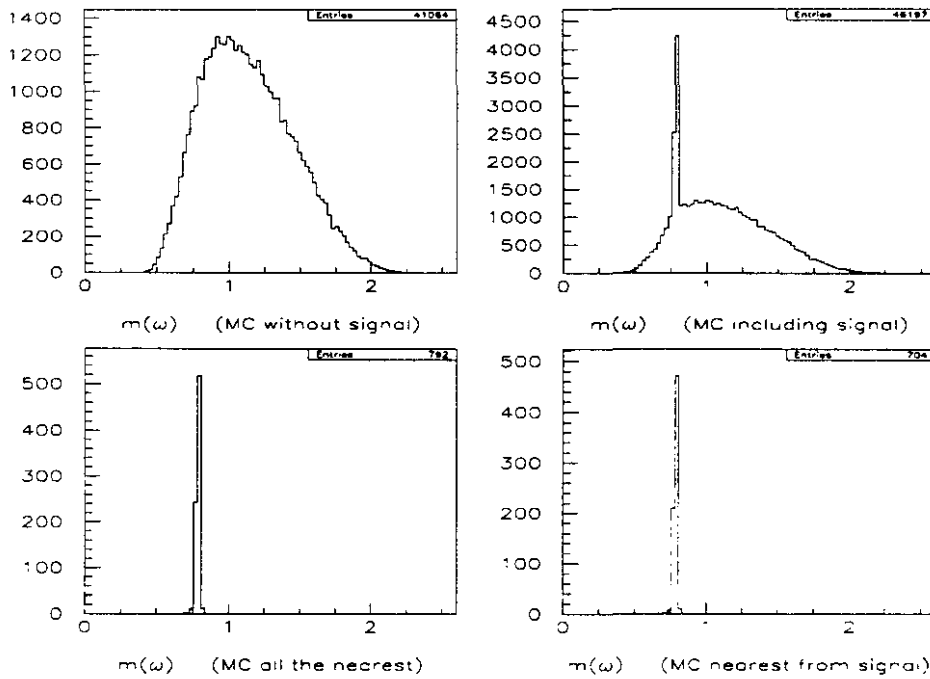
本文就是利用MCMADe的记录功能，将所有径迹的径迹号及对应的共振态记录下来，以此确定了各信号对应的组合，从而分析了多 π 体系的组合误差问题。

4.1.2 误差分析

在这一节中，我们仔细分析了多 π 体系的组合误差问题，和选取质量最近一组作为 ω 所带来的分析方法的误差。

对 $\pi^0 3(\pi^+ \pi^-)$ 末态，一个事例中共有9种组合可以作为 ω 的候选。哪一种组合对应的是真实的物理信号？如何确定它？误组合会不会产生假的 ω 、 ρ 信号？如果可能，误差会有多大？使用MCMADe，我们成功的回答了以上这些问题。

在产生 $J/\Psi \rightarrow \omega 4\pi$ MC事例时，我们提前把所有的介子编号， $\omega_1, \pi_2^+, \pi_3^-, \pi_4^+, \pi_5^-$ ，其中 ω_1 衰变到 $\pi_6^+, \pi_7^-, \pi_8^0$ 。然后让MC数据通过与真实数据相

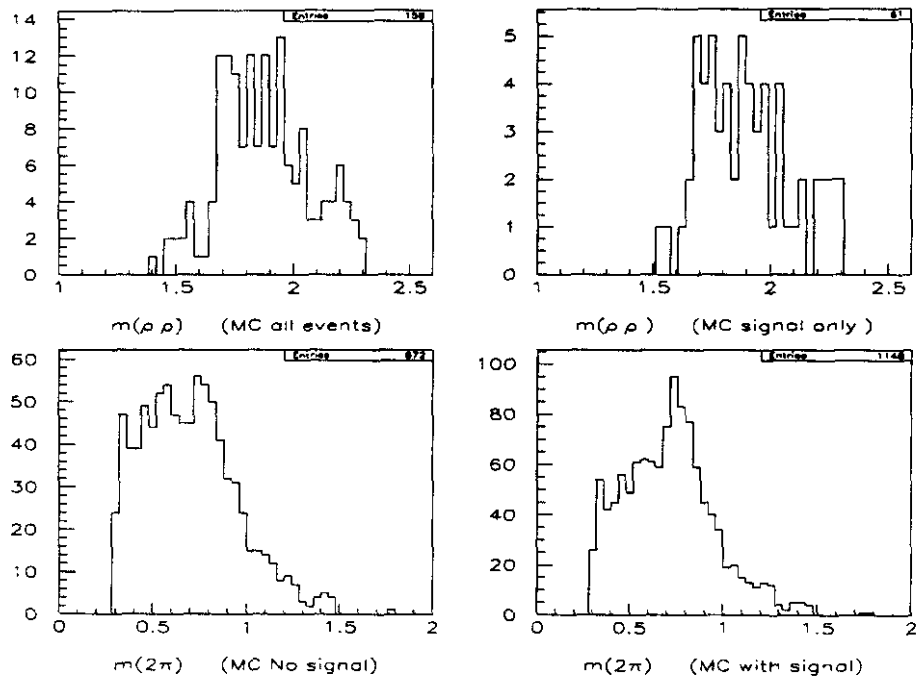
第 4.1 图: ω 的 MCMAD 结果

同的分析程序，并记录下所有径迹号信息。

在 PAW[21] 工作台，我们首先把所有组合投影到一个直方图上(图 4.1 右上)，得到了大本底下清晰的 ω 信号，然后把代表 ω 信号的那种组合从直方图中去掉。我们发现，图中(图 4.1 左上)就一点 ω 的信号都没有了，全部是均匀本底。因此，我们可以得出一个结论：如果我们在计算 $BR(J/\Psi \rightarrow \omega_1 2(\pi^+ \pi^-))$ 时，把所有组合都投影到一个直方图，堆出的信号就一定全部来源于 ω ，对这些信号进行 BW 拟和，就可以得出准确的 $(J/\Psi \rightarrow \omega_1 2(\pi^+ \pi^-))$ 的分支比，而且不会引入分析方法带来的系统误差。

同样的 MC 事例样本，通过选取最近一组我们得到 792 个 ω 事例(图 4.1 左下)，其中 704 个(图 4.1 右下)来源于 π_6^+ , π_7^- , π_8^0 ，即代表 ω 信号的组合。我们看到，用这种方法会有一些不是 ω 信号的组合被误认为是 ω 。简单的计算可得，通过选取最近组合来确定 ω 信号的方法会带来 $(792 - 704)/792 = 11.11\%$ 的系统误差。

类似的，我们定义了过程 $J/\Psi \rightarrow \omega_1 \rho_2 \rho_3$ ， ω_1 衰变到 π_4^0 , π_5^- , π_6^- 。 ρ_2 到 π_7^+ , π_8^- ， ρ_3 到 π_9^+ , π_{10}^- 。这里我们仍然选取最接近的一组组合作为 ω 。

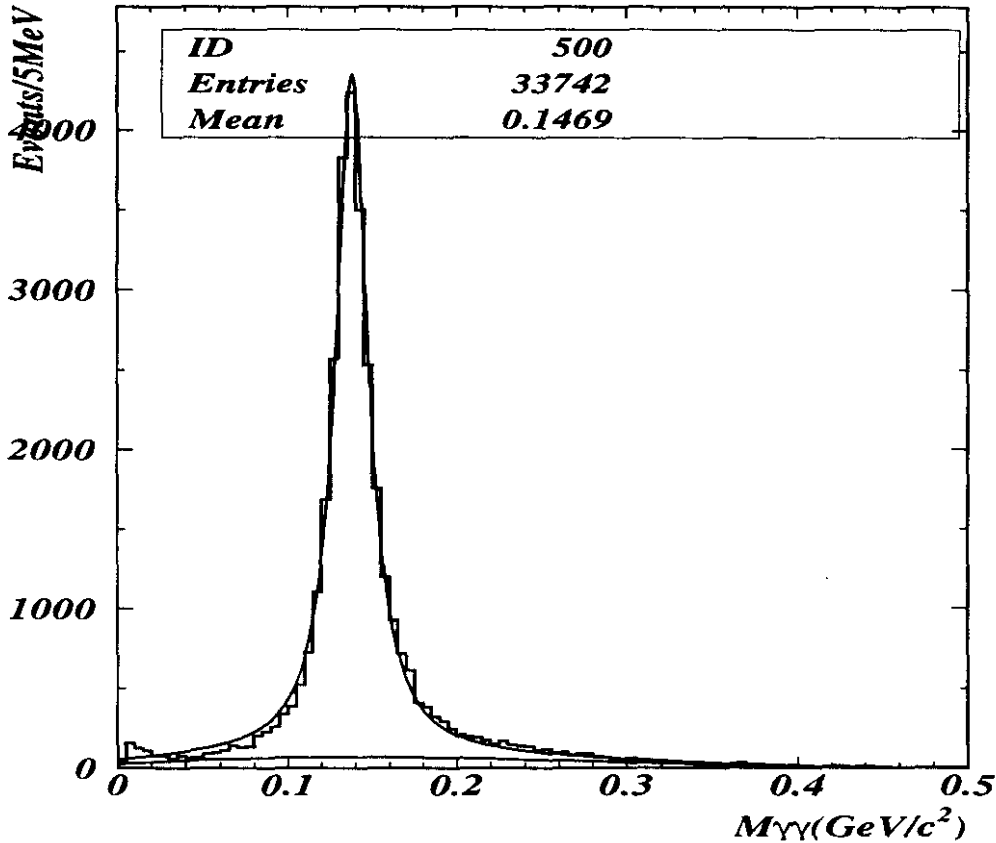
第 4.2 图: $\rho\rho$ 的MCMAD结果

我们得到158个 $\rho\rho$ 事例（图 4.2左下），其中61个（图 4.2右下）来源于 ρ_2 , ρ_3 。这样产生的系统误差为61.39%。我们亦可从图 4.2上看出，误组合会在 ρ 质量区域产生一个相对较小的假信号。

通过以上分析，我们可以得到这样一个初步结论：越宽的共振峰，多种组合的分析方法会带来越大的误差。

4.1.3 $\text{Br}(J/\Psi \rightarrow \pi^0 3(\pi^+ \pi^-))$ 和 $\text{Br}(J/\Psi \rightarrow \omega 2(\pi^+ \pi^-))$ 的测量

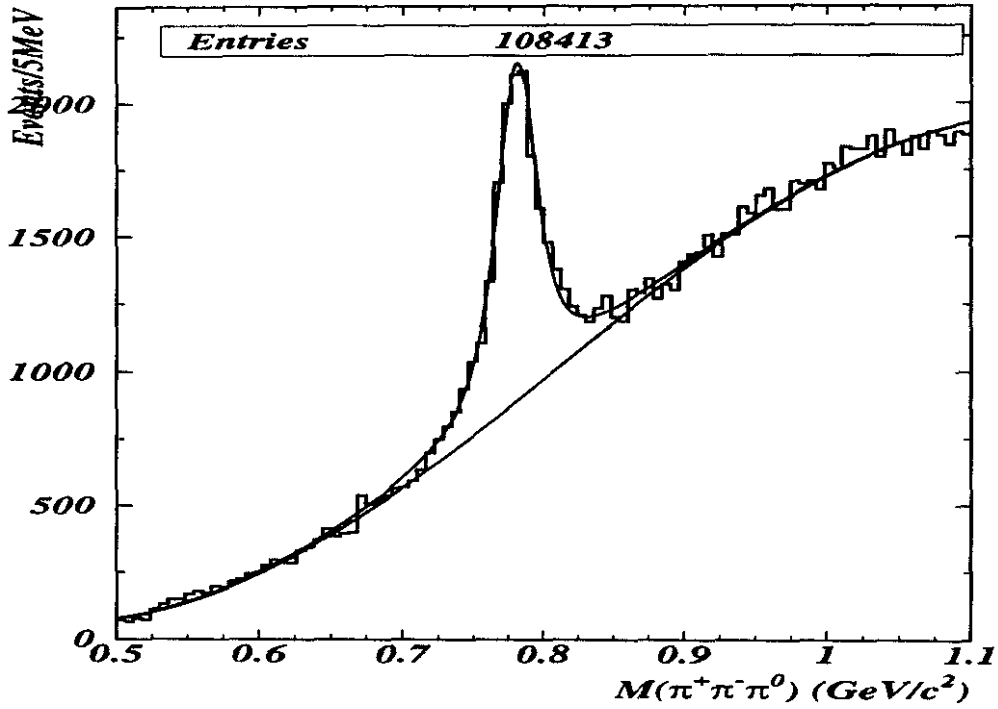
本节利用BESII第一批的2600万数据, 给出 $J/\Psi \rightarrow \pi^0 3(\pi^+ \pi^-)$ 和 $J/\Psi \rightarrow \omega 2(\pi^+ \pi^-)$ 的分支比。误差公式采用的是[22] $(\frac{\sigma(y)}{\langle y \rangle})^2 \cong \sum_i (\frac{\sigma(x_i)}{\langle x_i \rangle})^2$, 因为分支比计算满足形式 $y = \prod_i x_i$ 。



第 4.3 图: $m(\gamma\gamma)$ 的拟和结果

拟和 $m(\gamma\gamma)$ 后 (图 4.3), 我们从实验数据得到 29973 ± 172 事例, 从 500,000 Monte-Carlo 数据得到 25102 事例。所以探测效率是 5.02%。这样我们得到 $\text{Br}(J/\Psi \rightarrow \pi^0 3(\pi^+ \pi^-)) = 29973 / 5.02\% / 26,000,000 = (2.30 \pm 0.01)\%$ 。

在拟和 $m(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ 时 (图 4.4), 我们把所有的 9 种可能的 ω 组合投影到一个直方图上, 从 data 中得到 10226 ± 456 事例。MC 研究表明探测效率为 4.55%。所以 $\text{Br}(J/\Psi \rightarrow \omega 2(\pi^+ \pi^-)) = 10266 / 4.55\% / 26000,000 / 88\% = (0.98 \pm 0.04)\%$ (这里的 88% 对应与 ω 衰变到 $\pi^+ \pi^- \pi^0$ 的分支比)。如前所述, 此种确定 ω 的方法不会导致系统误差的增大。

第 4.4 图: $m(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 的拟和结果

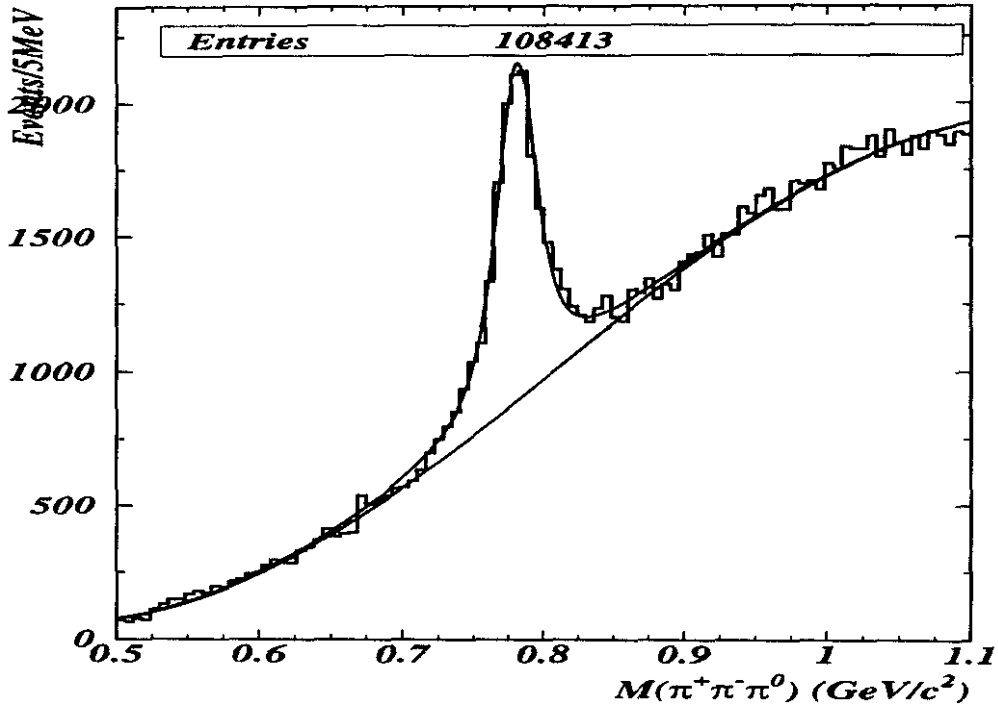
从表 4.1 可以看出, 我们的结果大大提高了 PDG 值的精度。这里需要说明, 我们的结果没有给出系统误差, 因为 BES 目前对系统误差还没有给出统一的处理方法。这需要 Monte-Carlo 等工具的进一步完善和深入的方法上的讨论。但可以肯定, 我们的系统误差是小于 BES I 数据的。

第 4.1 表: BES I、BES II 数据与 PDG 分支比的比较

衰变模式	BR of BES I [23]	BR of BES II	BR of PDG
$J/\Psi \rightarrow \pi^0 3(\pi^+\pi^-)$	$(2.52 \pm 0.43)\%$	$(2.30 \pm 0.01)\%$	$(2.9 \pm 0.6)\%$
$J/\Psi \rightarrow \omega 2(\pi^+\pi^-)$	$(1.31 \pm 0.23)\%$	$(0.98 \pm 0.04)\%$	$(0.85 \pm 0.34)\%$

4.1.4 $\text{Br}(J/\Psi \rightarrow \omega \rho^0 \rho^0)$ 的首次测量

采用最接近组合标定 ω 信号以后, 得到相应的 4π 末态 (设为 $\pi_1^+ \pi_2^- \pi_3^+ \pi_4^-$)。我们先把 π_1^+ , π_2^- (或 π_1^+ , π_4^-) 限定在 ρ 质量范围之内, 拟和反冲的 ρ 信号 (π_3^+ , π_4^- 或 π_3^+ , π_2^-), 投影到同一直方图, 我们得到图 4.5, 其

第 4.4 图: $m(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 的拟和结果

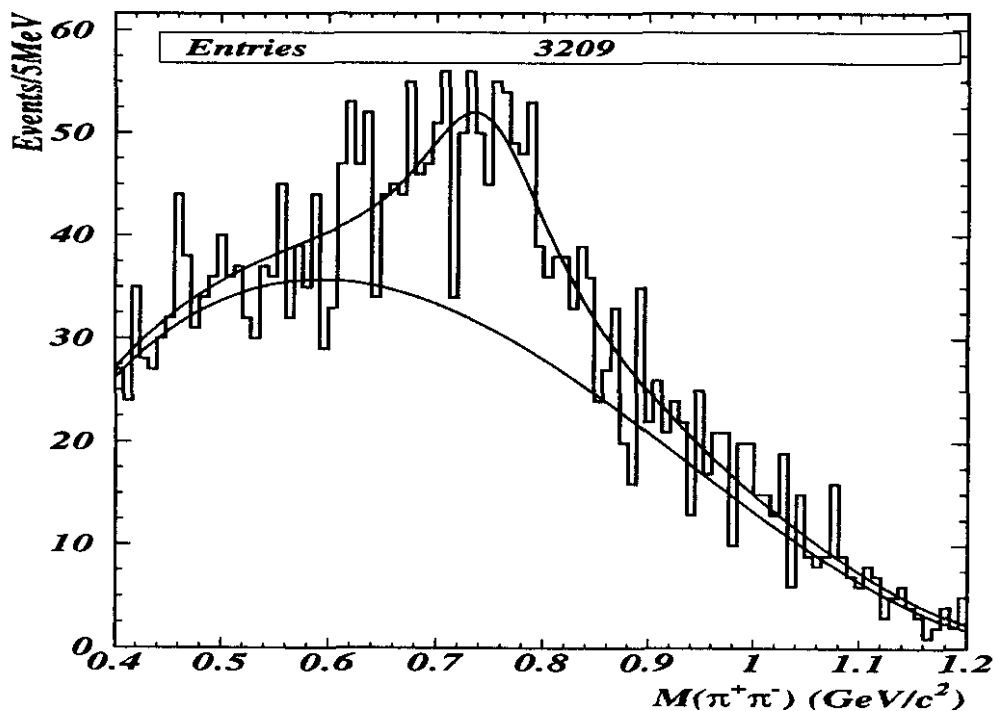
从表 4.1 可以看出, 我们的结果大大提高了 PDG 值的精度。这里需要说明, 我们的结果没有给出系统误差, 因为 BES 目前对系统误差还没有给出统一的处理方法。这需要 Monte-Carlo 等工具的进一步完善和深入的方法上的讨论。但可以肯定, 我们的系统误差是小于 BES I 数据的。

第 4.1 表: BES I、BES II 数据与 PDG 分支比的比较

衰变模式	BR of BES I [23]	BR of BES II	BR of PDG
$J/\Psi \rightarrow \pi^0 3(\pi^+\pi^-)$	$(2.52 \pm 0.43)\%$	$(2.30 \pm 0.01)\%$	$(2.9 \pm 0.6)\%$
$J/\Psi \rightarrow \omega 2(\pi^+\pi^-)$	$(1.31 \pm 0.23)\%$	$(0.98 \pm 0.04)\%$	$(0.85 \pm 0.34)\%$

4.1.4 $\text{Br}(J/\Psi \rightarrow \omega \rho^0 \rho^0)$ 的首次测量

采用最接近组合标定 ω 信号以后, 得到相应的 4π 末态 (设为 $\pi_1^+ \pi_2^- \pi_3^+ \pi_4^-$)。我们先把 π_1^+ , π_2^- (或 π_1^+ , π_4^-) 限定在 ρ 质量范围之内, 拟和反冲的 ρ 信号 (π_3^+ , π_4^- 或 π_3^+ , π_2^-), 投影到同一直方图, 我们得到图 4.5, 其

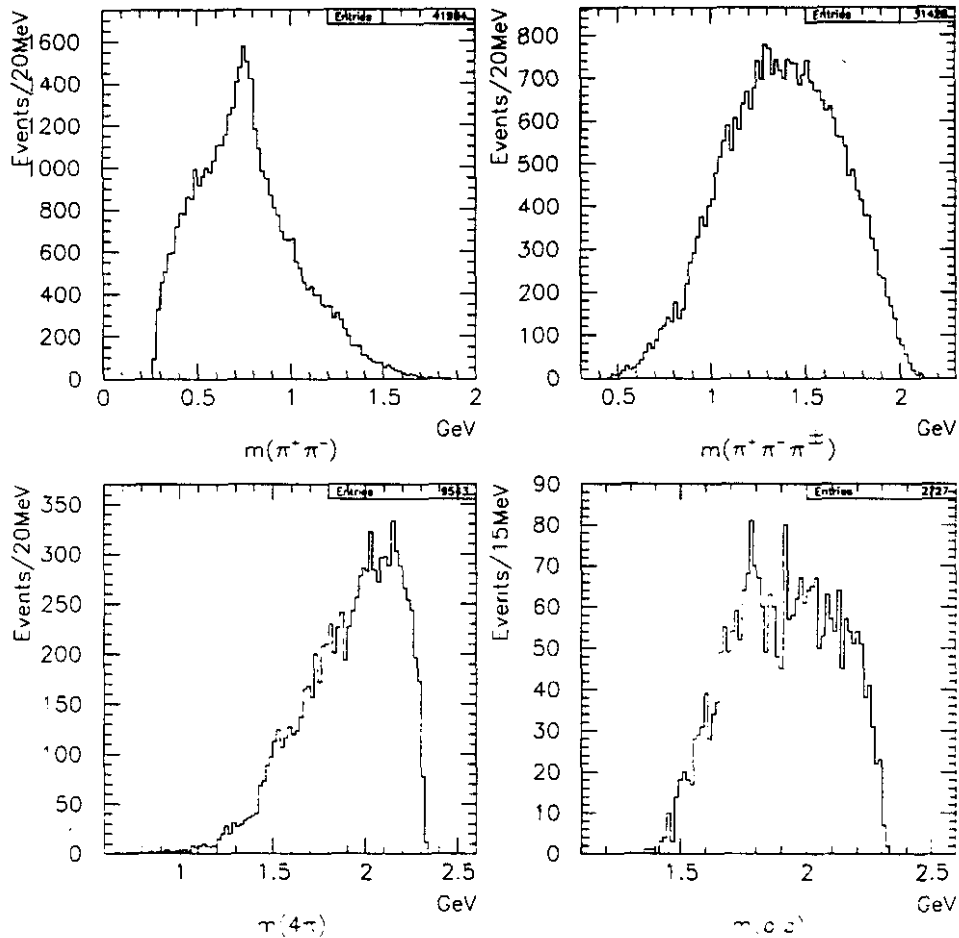


第 4.5 图: $m(\pi^+\pi^-)$ 的拟和结果

中真实数据选出的事例数为 610 ± 250 , Monte-Carlo 给出效率为 0.47%, 则 $\text{Br}(J/\Psi \rightarrow \omega \rho^0 \rho^0) = 610 / 0.47\% / 26000,000 = (5.0 \pm 2.0) \times 10^{-4}$. 这里, 应当考虑 11% 的分析方法引入的系统误差, 因为 ω 的确定是选取了最接近的组合。

4.2 关于混杂态的讨论

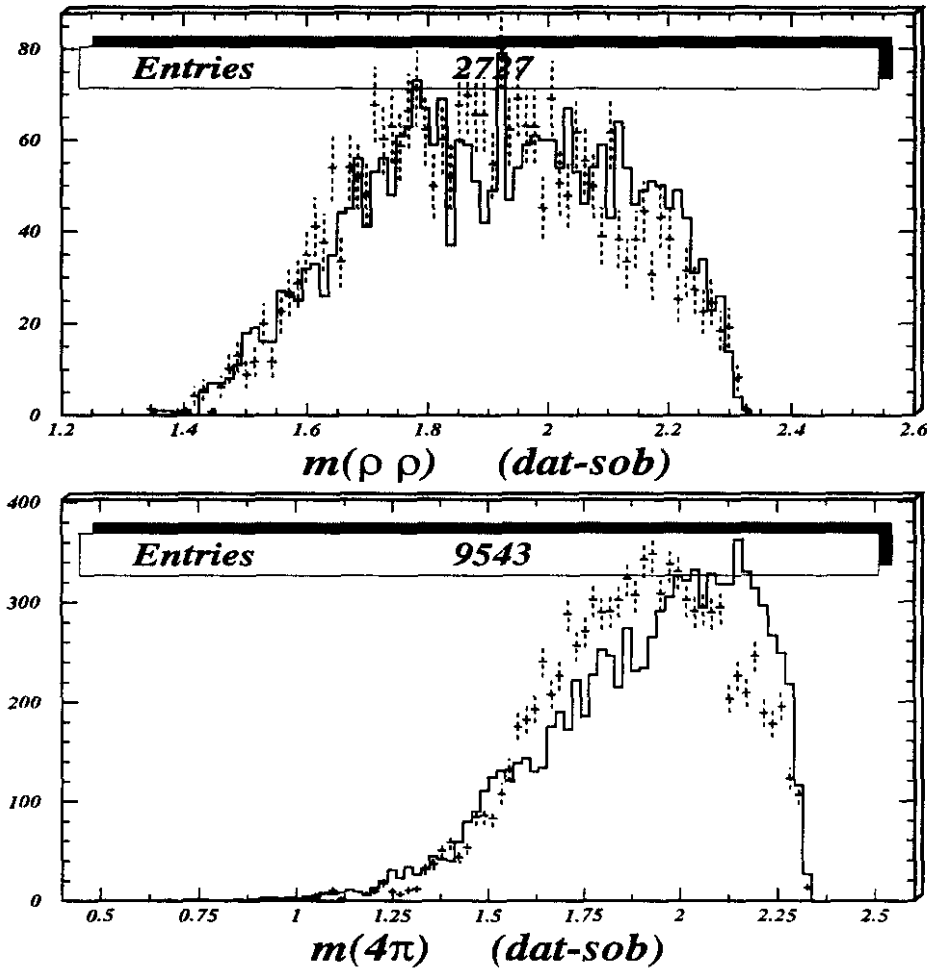
我们尝试了所有的3种可能的道，最终在 $2(\pi^+\pi^-)$ 和 $\rho\rho$ 道看到了一些信号。如图 4.6，



第 4.6 图: 质量分布

在 2π 不变质量谱中我们可以看到清晰的 ρ 信号，期望的 a_2 信号在 3π 的质量谱中似乎存在但并不是很明显。而在 $\rho\rho$ 谱中，可以看到清晰的 $f_J(1710)$ 的信号。在 2050MeV ，和 2150MeV 区域，也分别看到了一些信号。对应与 $2(\pi^+\pi^-)$ 谱，我们亦可在 2050MeV 处看到相应的加强。我们用Monte-Carlo模拟了 $2(\pi^+\pi^-)$ 和 $\rho\rho$ 的不变质量谱，如图 4.7， 4.8，并初步分析了这些信号的真实性。

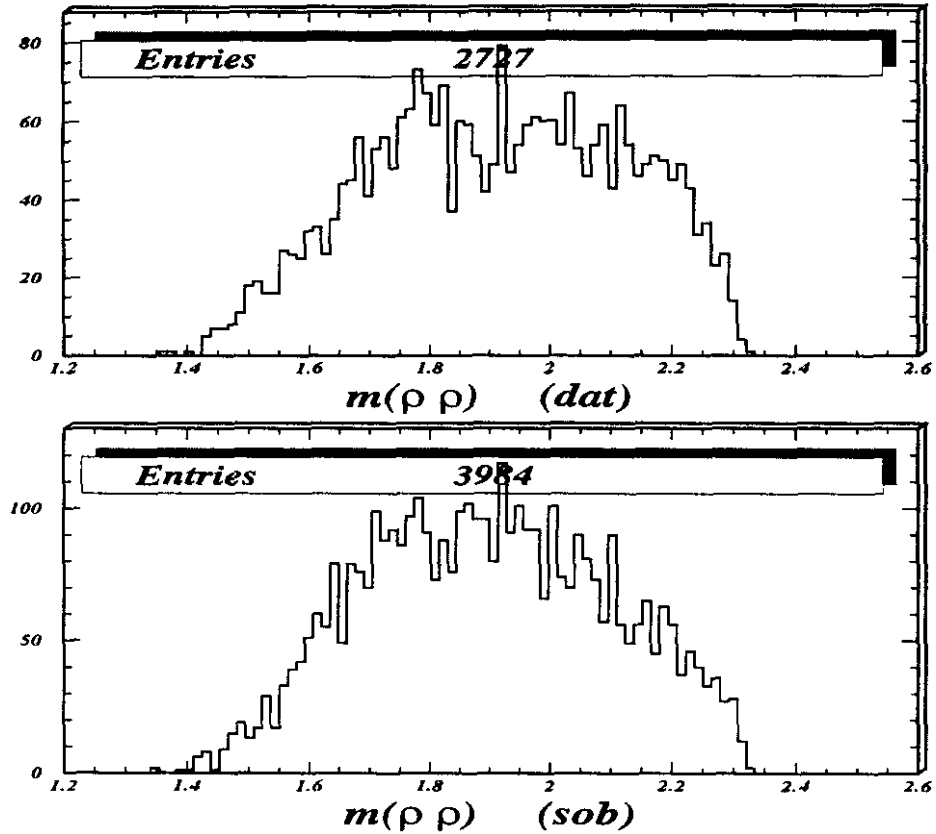
从DATA和MC差别图 4.7可以看出, Monte-Carlo给出了极其相似的 $\rho\rho$ 分布, 并且亦可看到 $f_J(1710)$ 等信号。在超出MC范围之外的区域, $f_J(1710)$ 等信号几乎没什么显著性, 同时MC存在着较大的误差。对 4π 分布, 两者无太大的区别。在2GeV以上的区域, Data存在明显加强。



第 4.7 图: data和MC的质量分布差别图

而从图 4.8可以看到, 对 $\rho\rho$ 不变质量, 在MC分布上, 1900MeV处才是整体分布的最高点。而data分布中, 在1750MeV处有明显的加强并成为分布的最高部分。所以, 我们可以说, 1750MeV处应该有信号的存在。但是, 由于误组合的关系, MC亦在此区域产生了一些加强, 但是并没有像data那样明显。这个结果与我们在做误组合误差分析时的结论是一致的, 即误组合对较宽的共振峰会产生相对较小的假信号。

同时，考虑到MC模拟的分布不一定很准确，假使 $\rho\rho$ 谱偏低，此时1750 MeV处的加强在两者的差别图中可能会相对减弱，但2050 MeV处的信号却会相对加强。所以我们不能肯定到底那些信号是真实存在的。



第 4.8 图: data和MC关于 $\rho\rho$ 的质量分布

可以看出，误组合的不确定性以及MC的不准确性为我们确定信号的存在与否带来了极大的困难，所以，这些信号的真实性还需要等待更好的MC模拟程序来确定。至于图中所显示的信号是不是我们期望的混杂态，还需要更进一步的分波分析的结果。

对可能存在混杂态的道 $J/\psi \rightarrow \rho b_1 \pi \rightarrow \rho \omega \pi^+ \pi^-$ （这里 ρ 信号的确定是选取最接近于 ρ 质量的组合作为信号），我们在反冲 ρ 后的 $\omega\pi$ 谱中并未看到 b_1 信号，在 $\omega\pi\pi$ 中也无明显信号。同时，如上所述，我们认为这种确定 ρ 的方法比之 ω 的确定存在更大的误组合误差，因此我们没有给出相应的不变质量分布图。

总而言之，我们没有肯定的在 $J/\Psi \rightarrow \omega 2(\pi^+\pi^-)$ 道发现混杂态。这和混杂态宽度比较大[24]，MC模拟的不准确性，以及我们所处理的道误组合误差较大均有关系。

附录A Simbes和Sober的比较

A.1 Simbes简述

SIMBES (SIMulation of the BES detector) 是新近发展起来的用于模拟BES-II探测器的蒙特卡罗程序。它和Sober的功能相同(关于Sober的具体内容参见2.32节内容)。但是, SIMBES 是基于GEANT 3.21 程序包的, 因而它可以更加可靠的模拟更多类型的物理过程(如强子簇射)。较之Sober, SIMBES具有如下优点:

(1) SIMBES可以比Sober更好的进行物理模拟。

Sober不能模拟 π , K, p的簇射发展, 因为它只模拟了电磁相互作用, 而SIMBES同时考虑了核子(强)相互作用。所以, 只有Simbes才能很好的模拟簇射计数器(BSC 和ESC)和 μ 子计数器。

(2) SIMBES可以实现交互显示探测器中的每一个事例。

(3) SIMBES需要的程序维护较少。

SIMBES基于GEANT软件包, 程序所需改动的部分很少, 而Sober就需要从头改起。

(4)SIMBES很容易升级, 甚至到C++程序。

GEANT和C++是兼容的。

(5)SIMBES很容易学会并进行改进。

它不存在黑匣子问题, 不象Sober只有少数的几个人完全读的懂, 因而更具有发展性。

A.2 比较结果

使用Drunk Version-103, 我们比较了Simbes1020A 和Sober 的差异。本文列出了一些重要量的分布, 以下是一个简单的注释:

对每一个图, 左边一栏都对应103数据和Simbes1020A的比较, 实线表示数据, 虚线表示Simbes。右边一栏对应103数据和Sober的比较, 这里虚线代表Sober。所有的图都是对数据进行了归一化。

图. A.1-A.4 是一些常用分布量如 U_{miss} , χ , $M(\pi^+\pi^-)$ 。

图. A.5-A.7 对应中性径迹所有量的分布。

图. A.8-A.14 对应带电径迹所有量的分布。

图. A.15-A.18 是误差矩阵元的分布, 这些量是大家最为关注的。

图. A.12 各自给出了从103数据, 20000 Simbes1020A, 20000 Sober样本中得到的事例数。mfit 的前两行对应所有的分布 (包括mfit=2 和mfit=-19) 下面两行只对应mfit= -19的事例。

从我们的结果可以看出: Simbes 从中性径迹、带电径迹、整体分布等各个方面都优于Sober, 因而可以更好的进行BES的数据模拟。

图解说明:

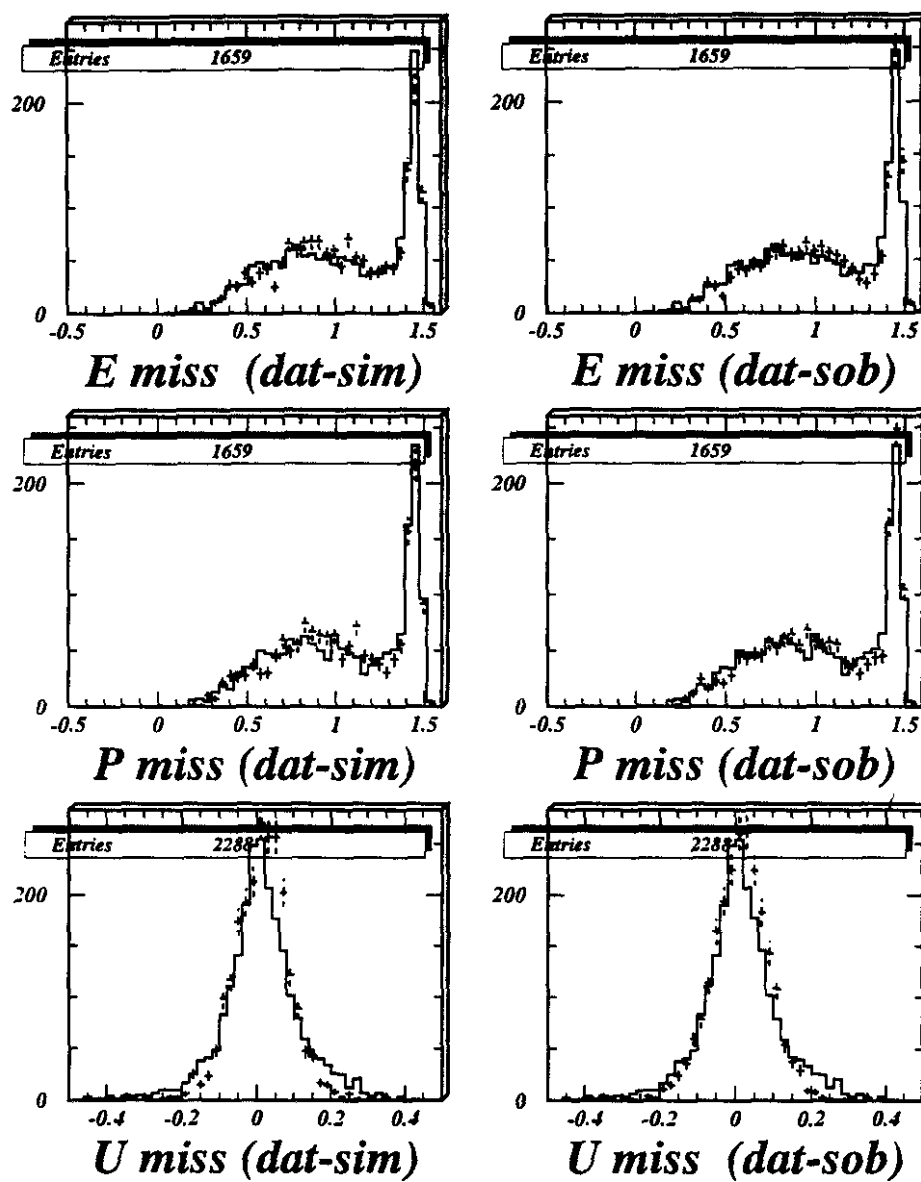
pip对应 π^+ , pin 对应 π^- , pneu 对应 π^0 。

eng 表示 γ 的能量, eng1 和eng2 分别对应 γ_1 和 γ_2 的能量。

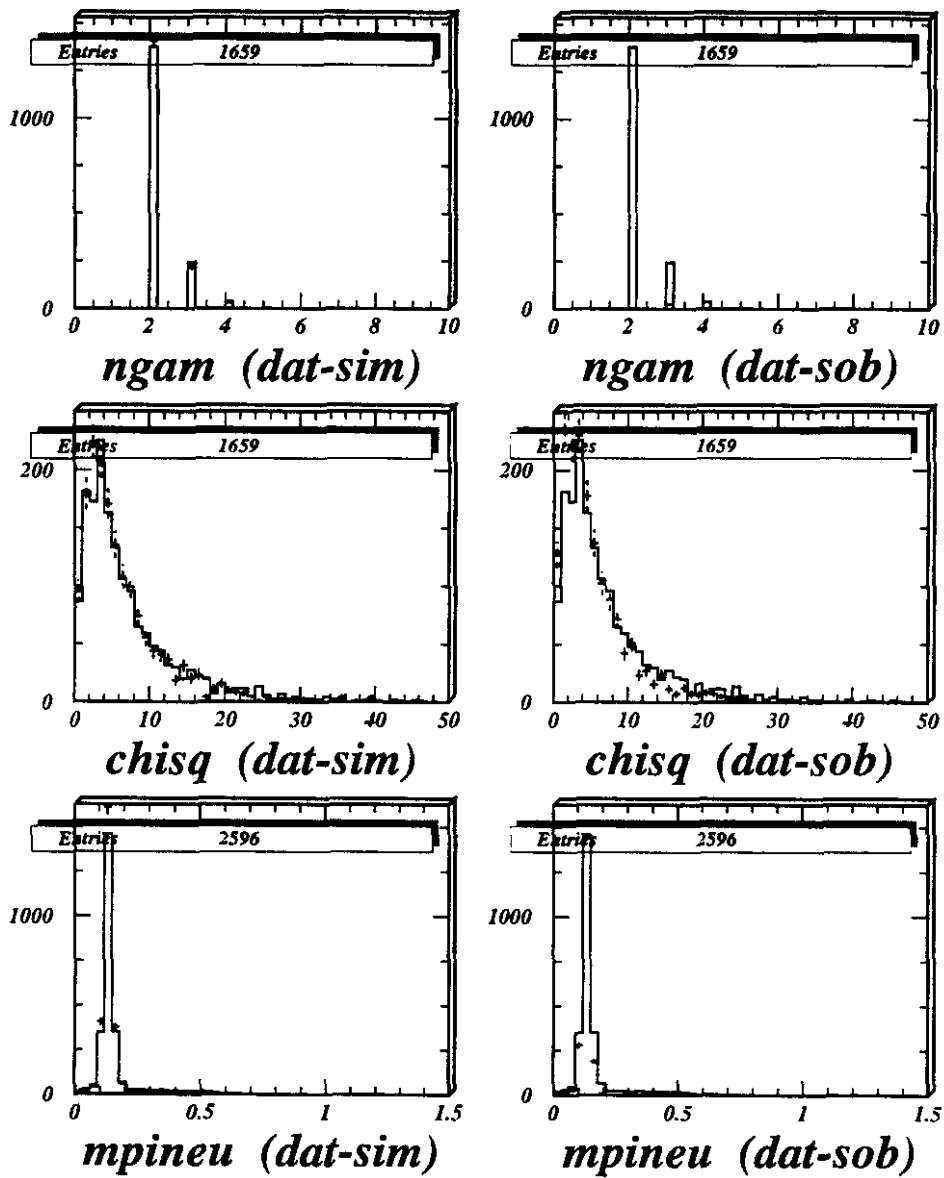
图. A.8中, nup 等于1 表示 π^+ 被 μ 计数器误判为 μ 。0 表示相反。nun对应与 π^- 介子。

tofq 表示tof 质量, 同时tofbe 表示tof β 。

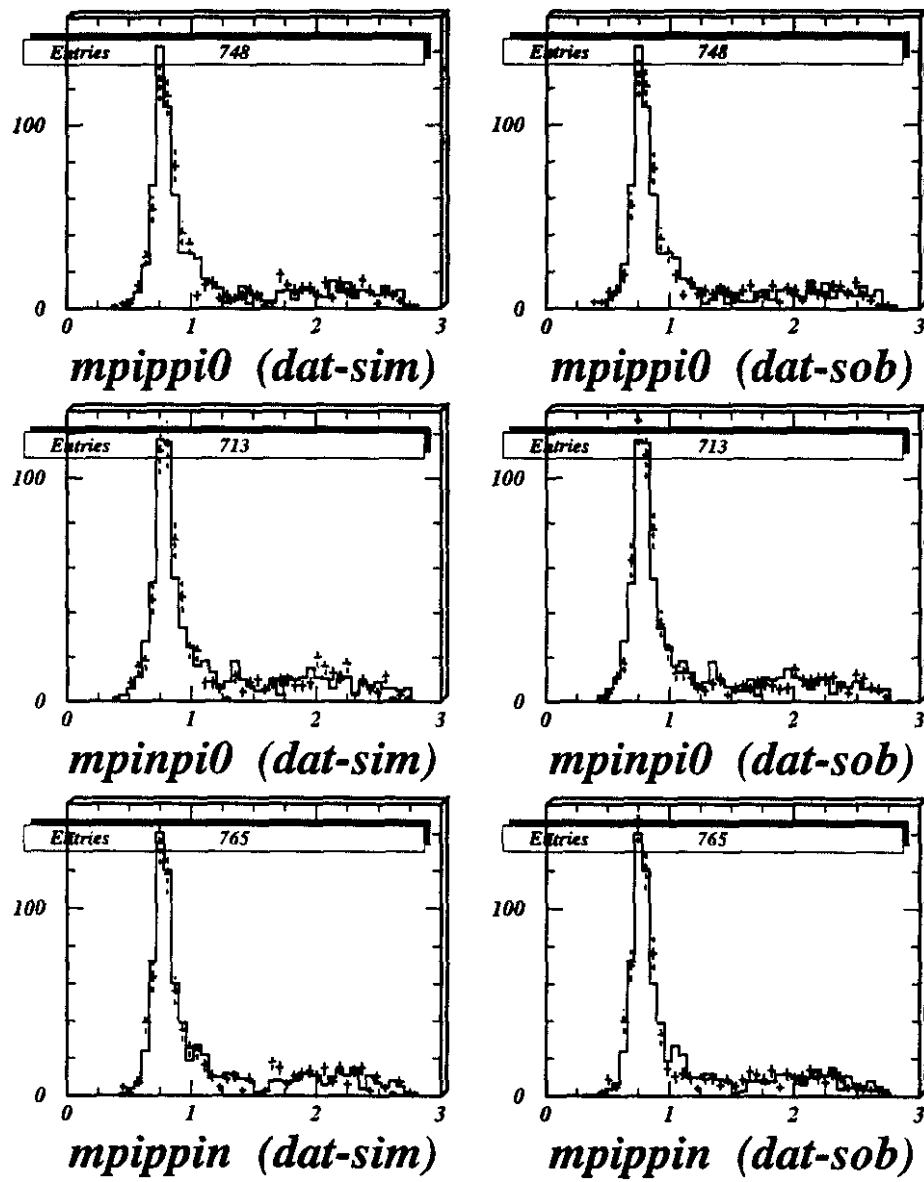
如有疑问, 请直接发信至chenj@mail.ihep.ac.cn。



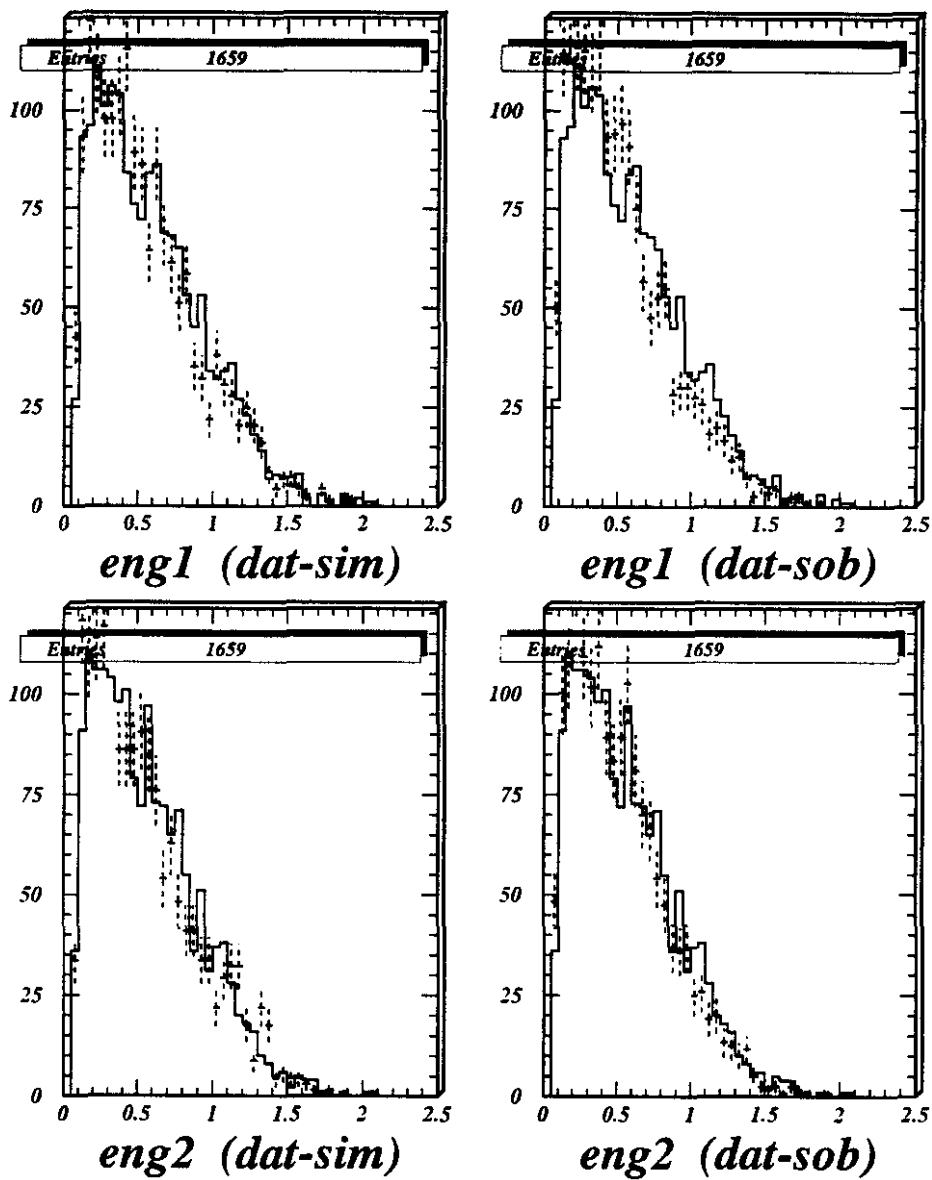
第 A.1 图: Comparison between Simbes1020A and Sober with Data103



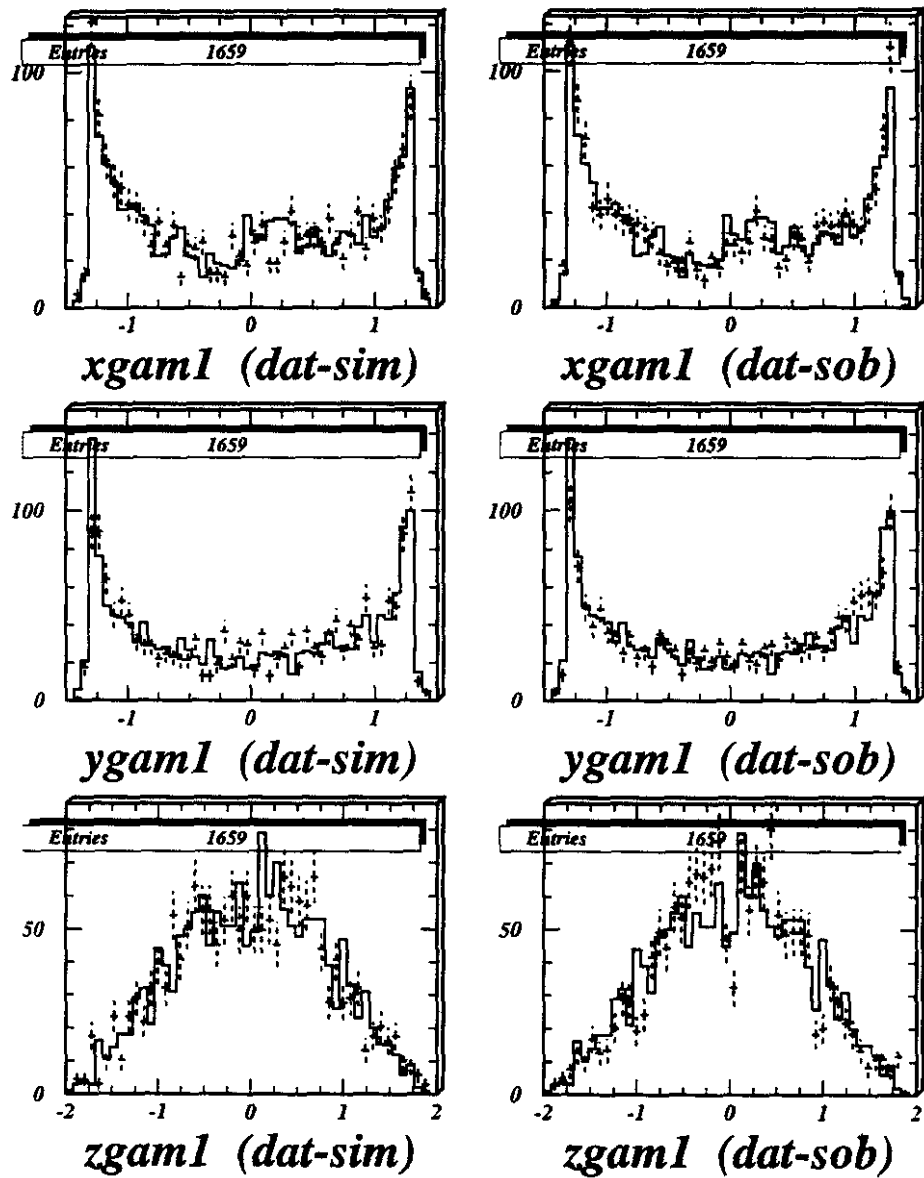
第 A.2 图: 用103数据对Simbes1020.A和Sober的比较



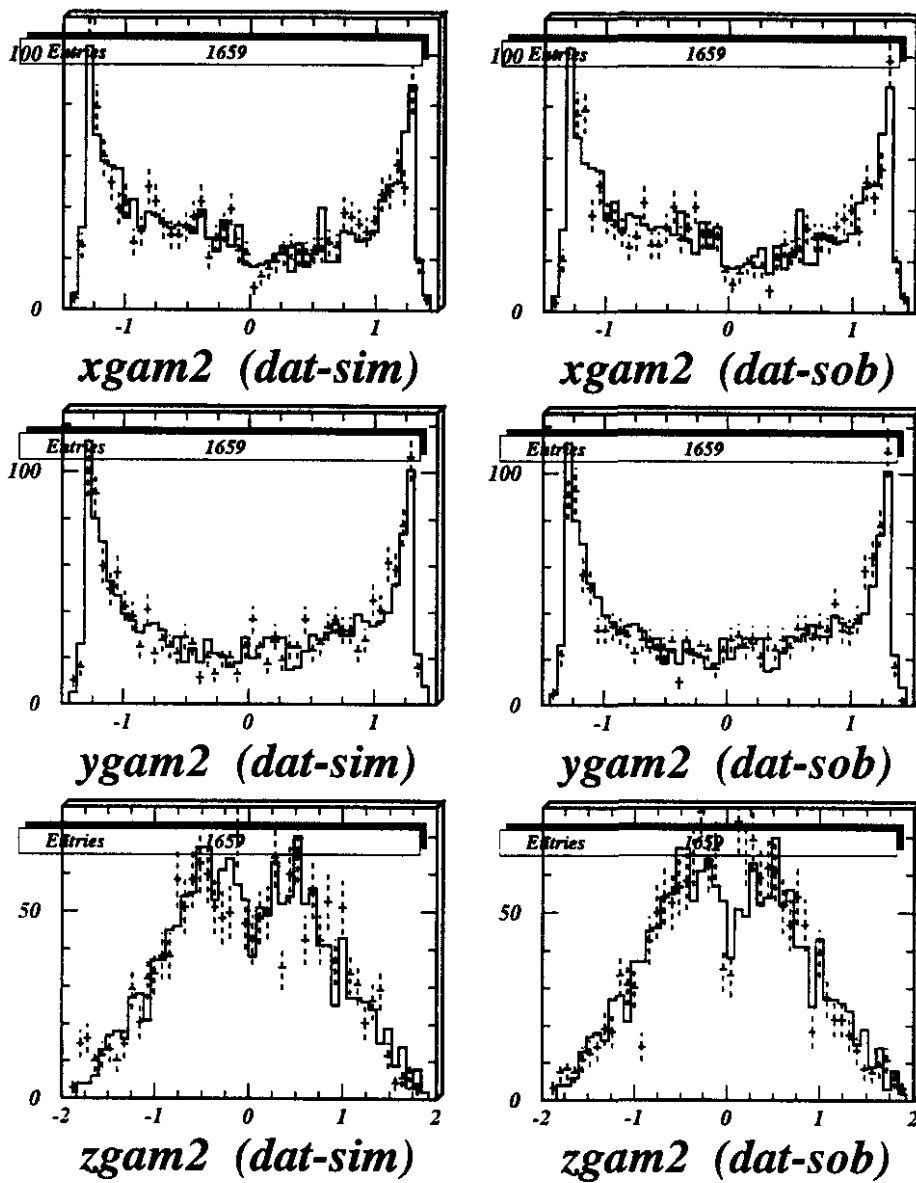
第 A.3 图: 用103数据对Simbes1020A和Sober的比较



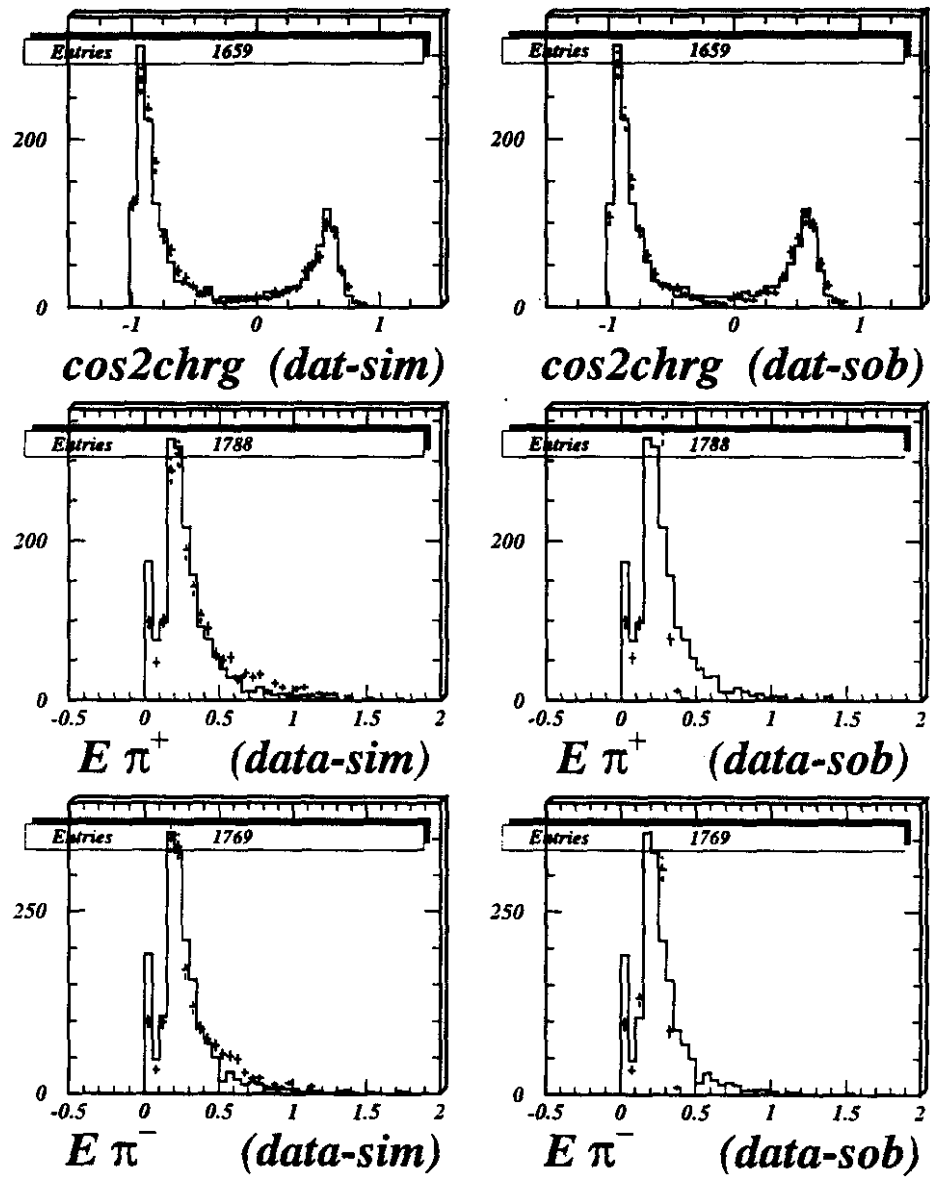
第 A.4 图: 用 103 数据对 Simbes1020A 和 Sober 的比较



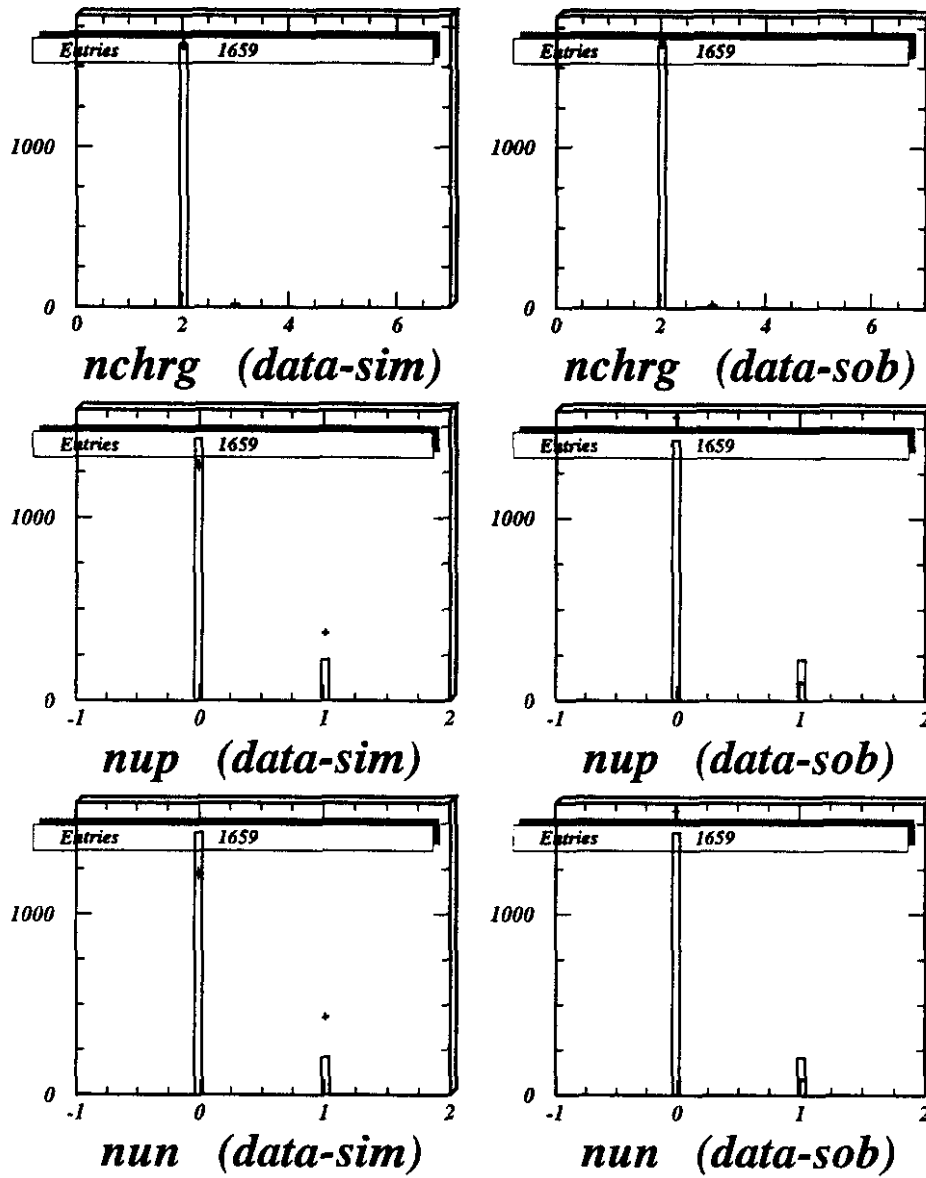
第 A.5 图: 用103数据对Simbes1020.A和Sober的比较



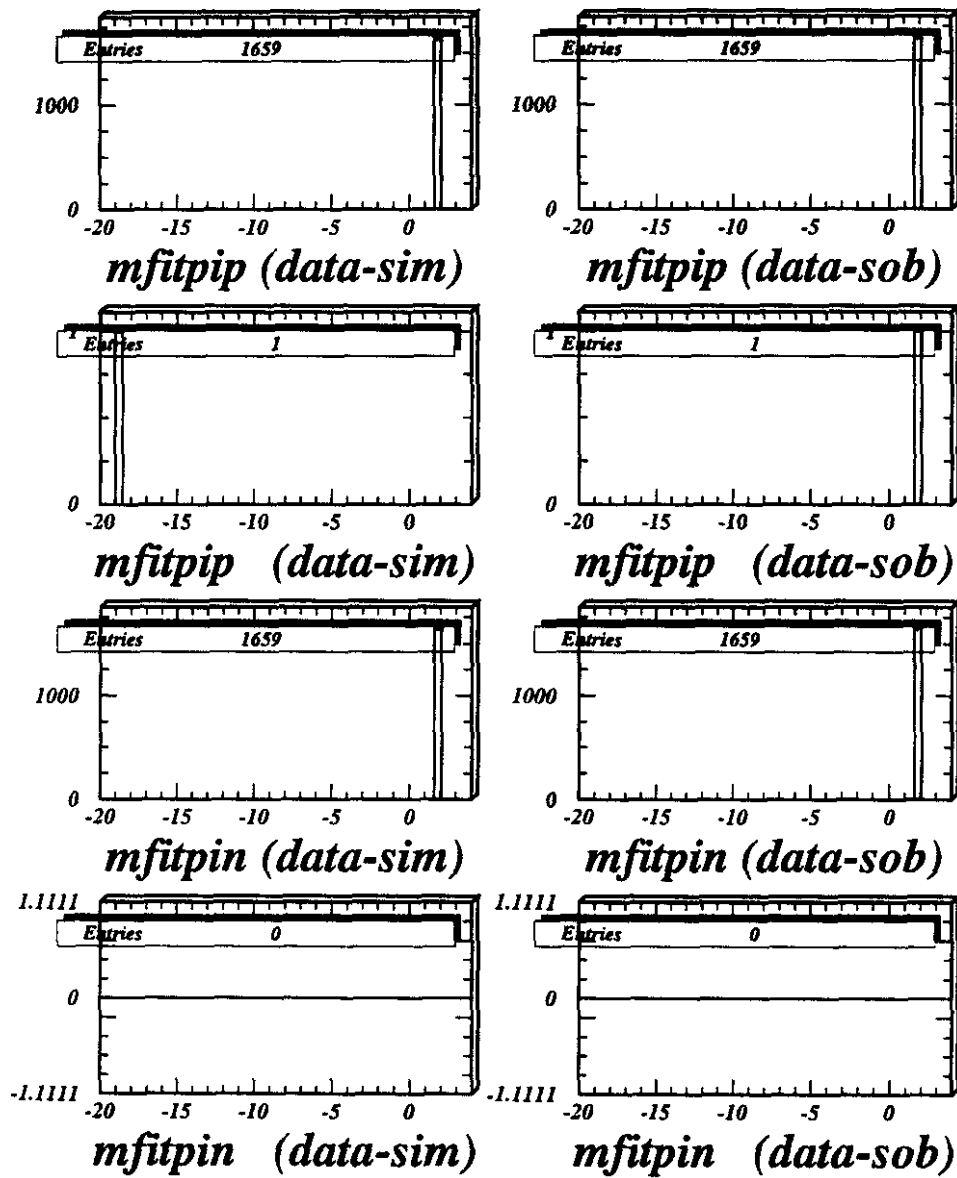
第 A.6 图: 用 103 数据对 Simbes1020.A 和 Sober 的比较



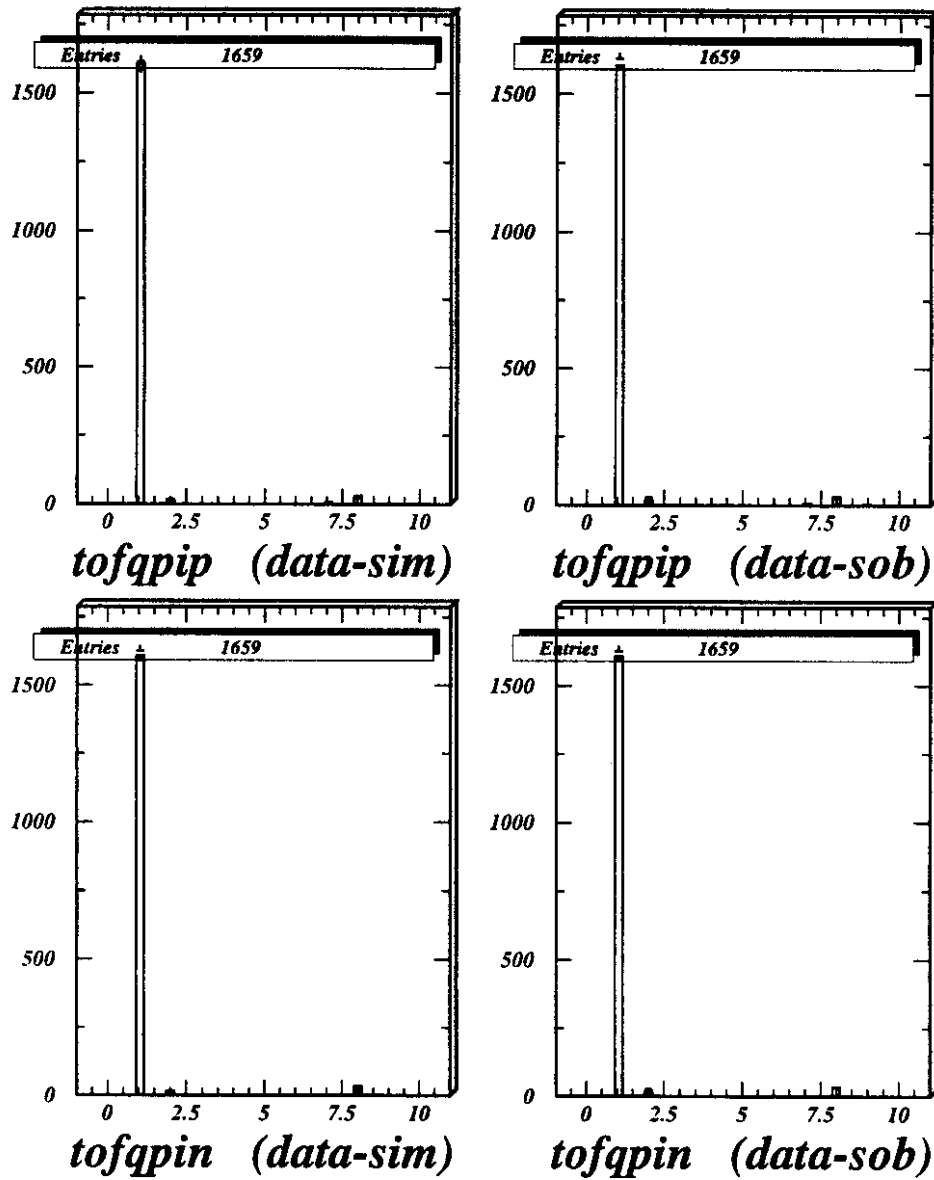
第 A.7 图: 用103数据对Simbes1020A和Sober的比较



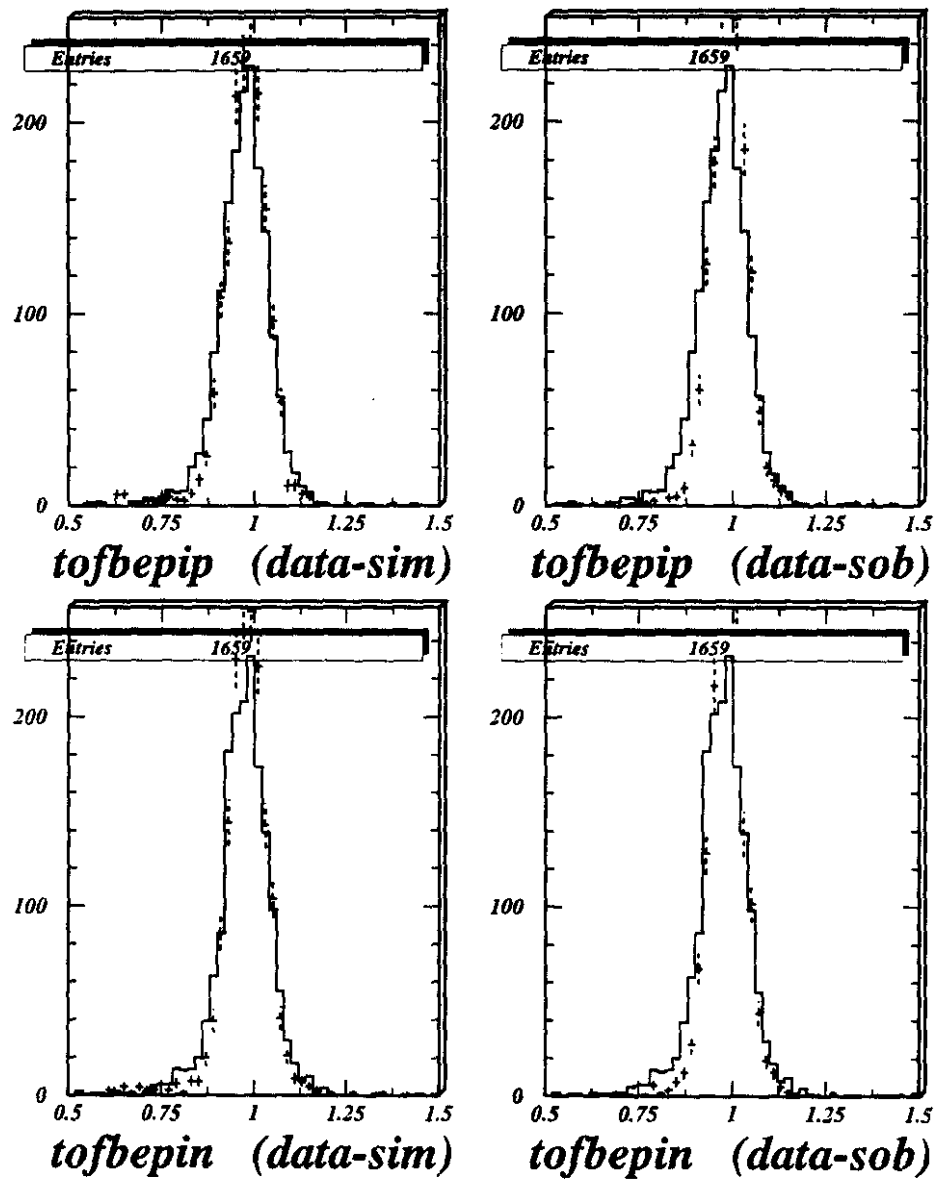
第 A.8 图: 用103数据对Simbes1020A和Sober的比较



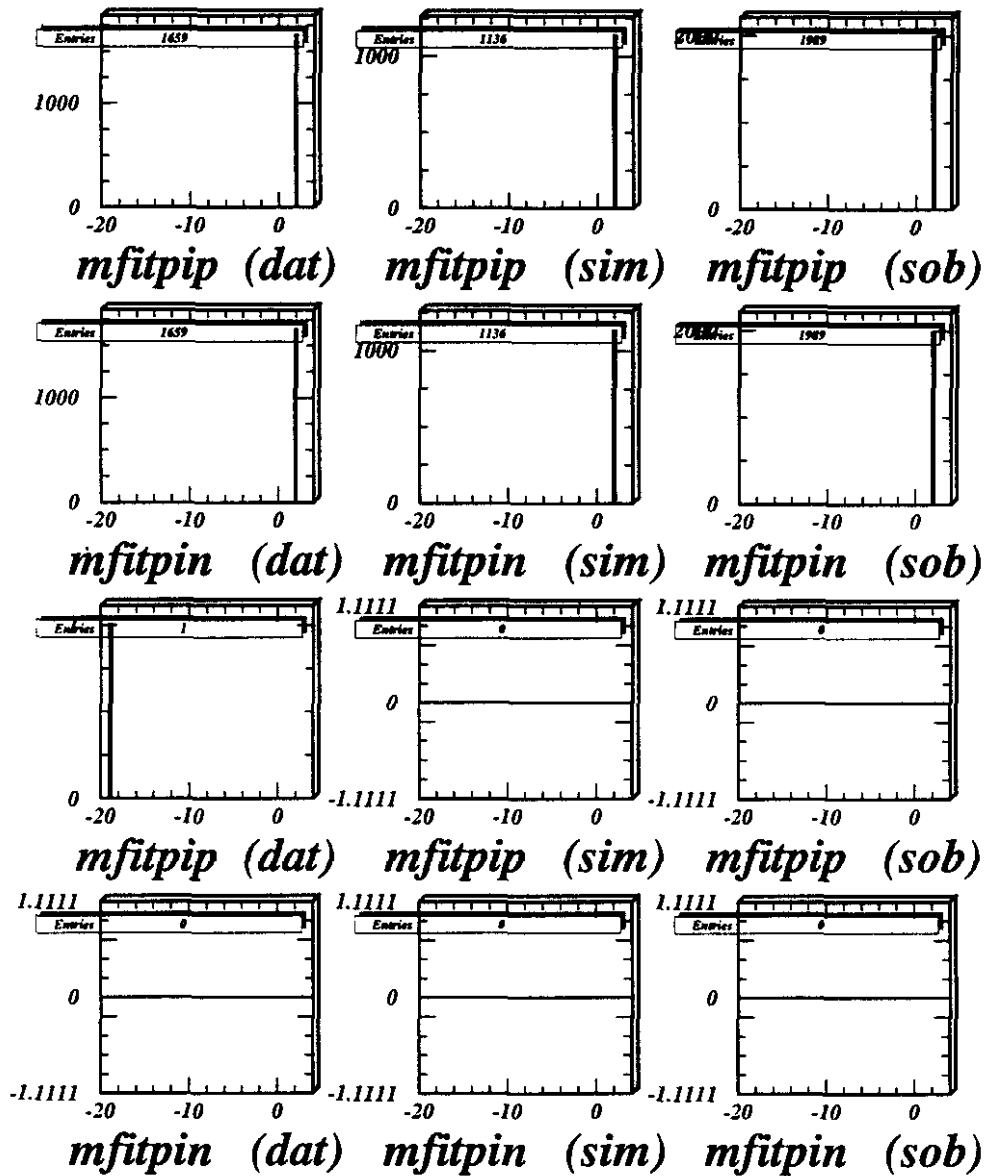
第 A.9 图: 用103数据对Simbes1020A和Sober的比较



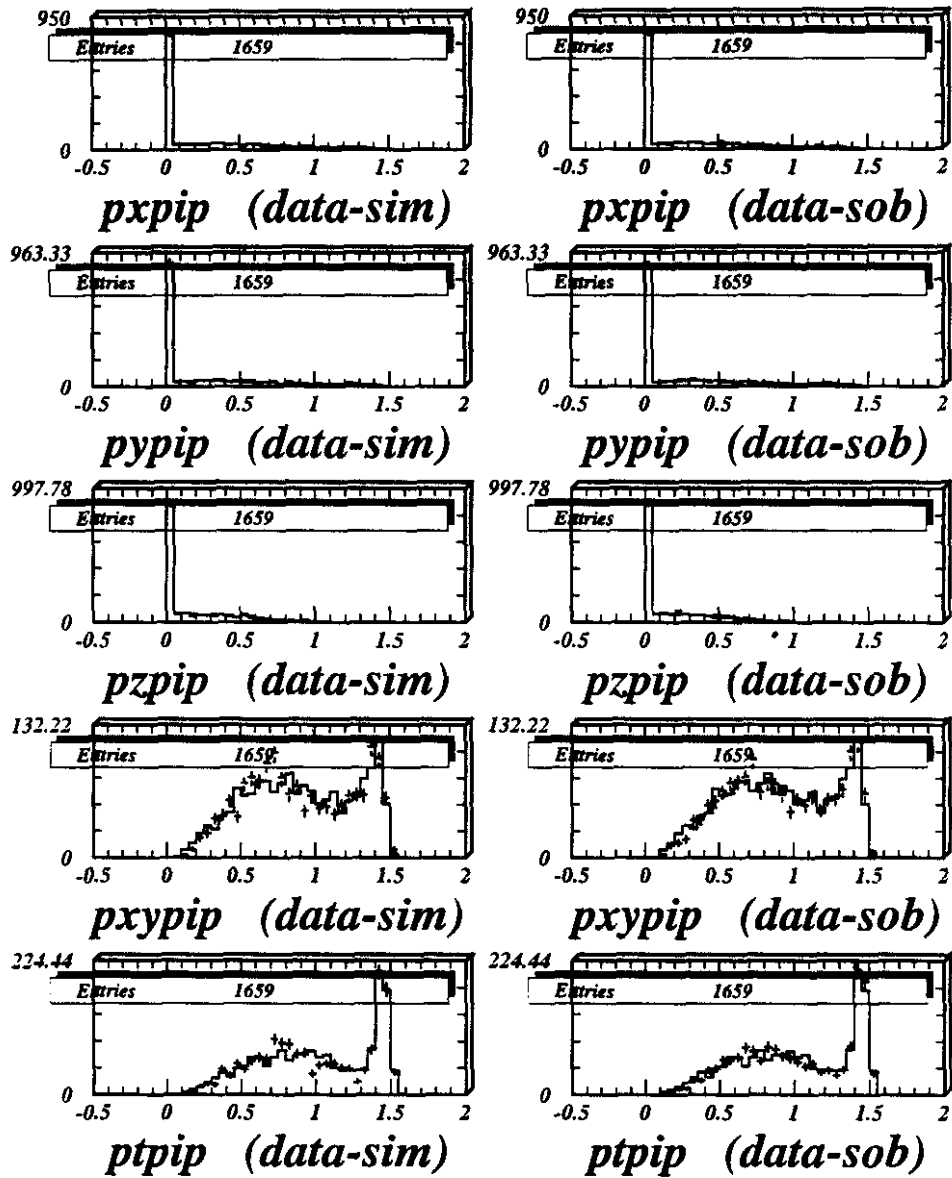
第 A.10 图: 用103数据对Simbes1020A和Sober的比较



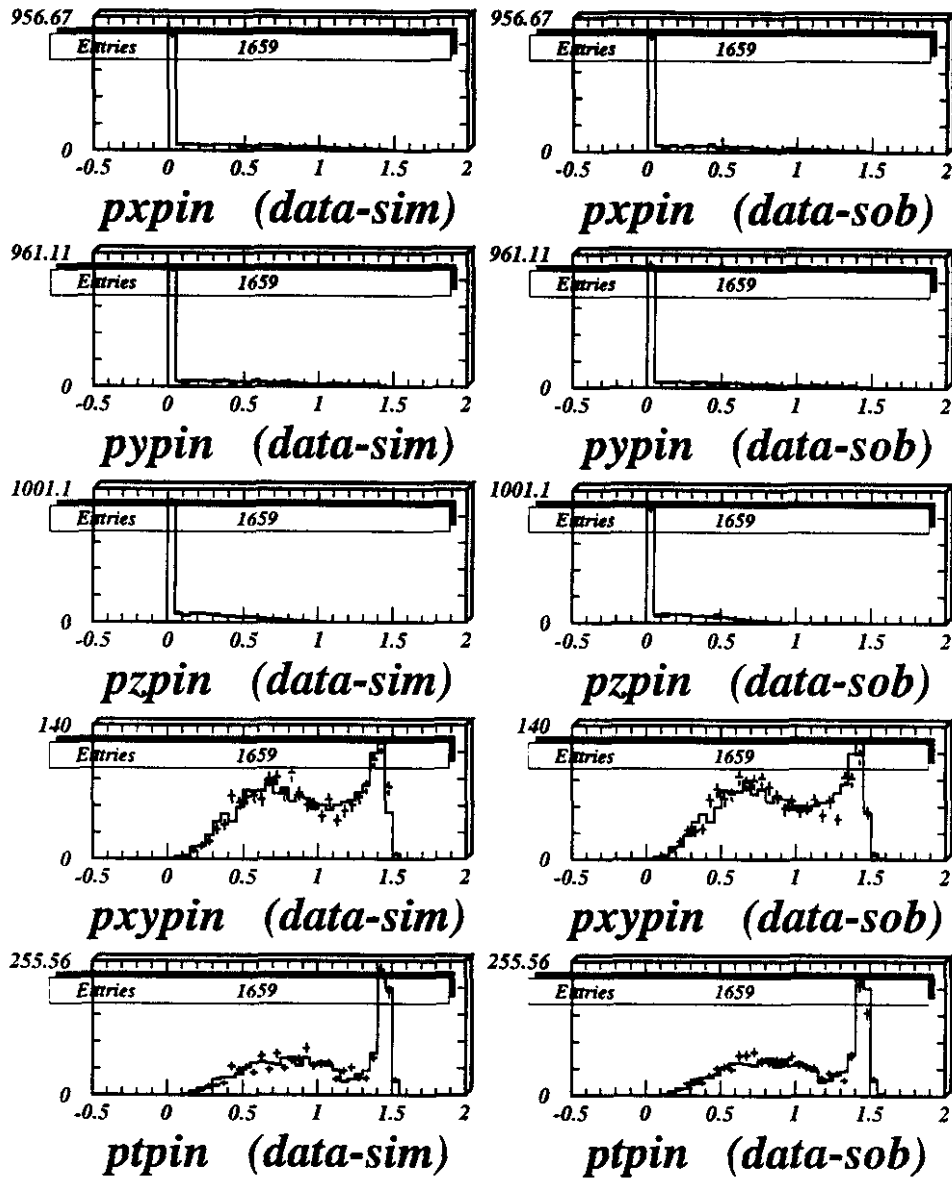
第 A.11 图: 用103数据对Simbes1020.A和Sober的比较



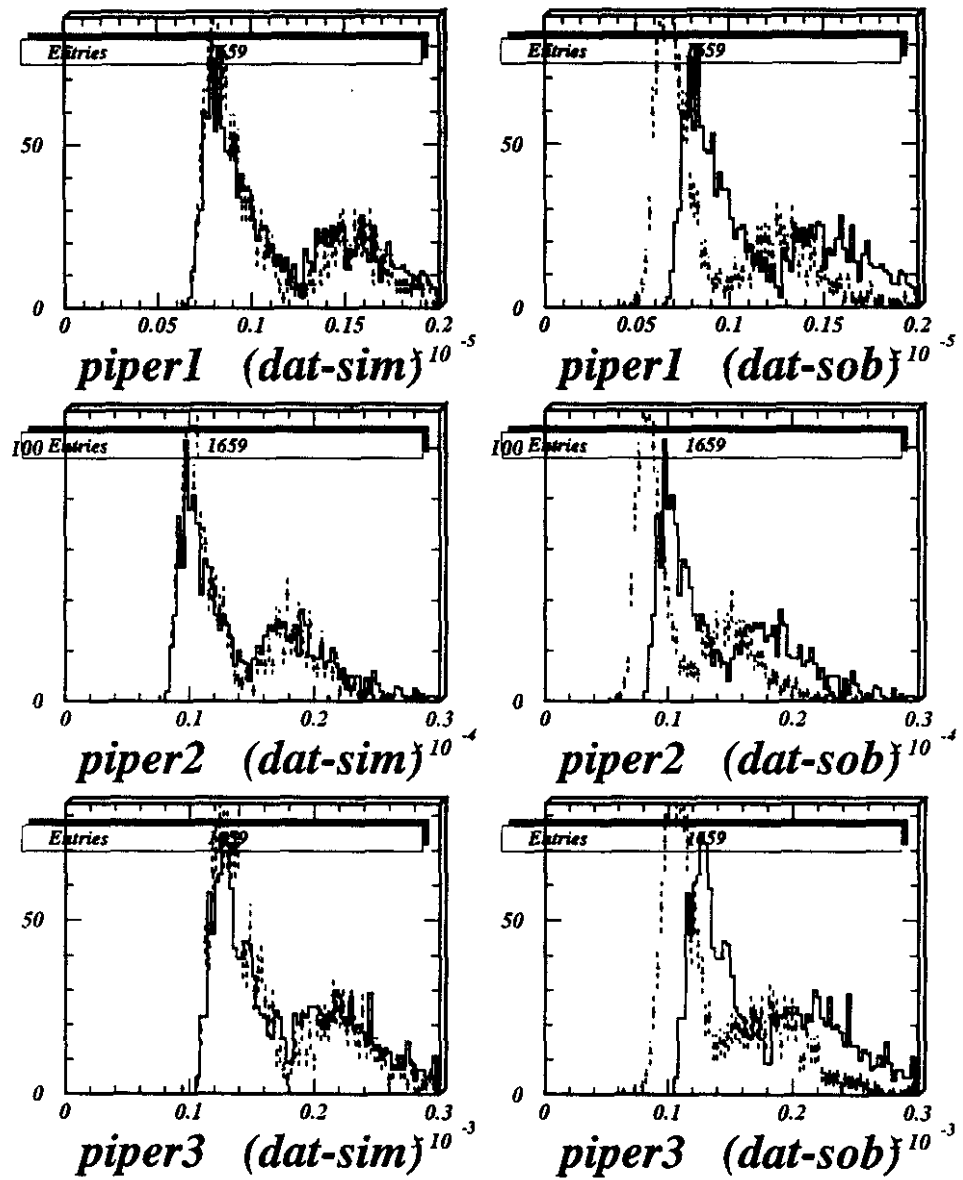
第 A.12 图: 用103数据对Simbes1020.A和Sober的比较



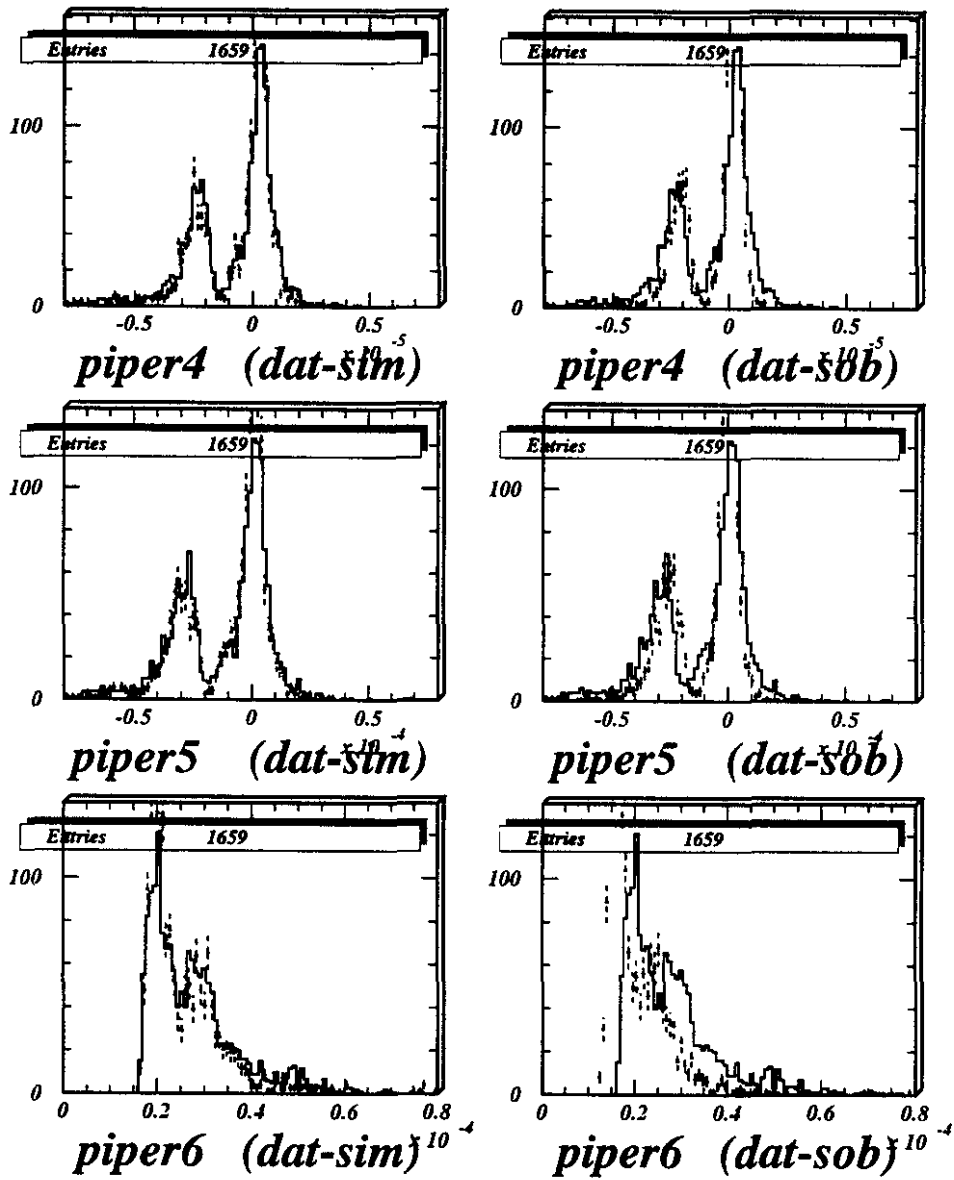
第 A.13 图: 用103数据对Simbes1020A和Sober的比较



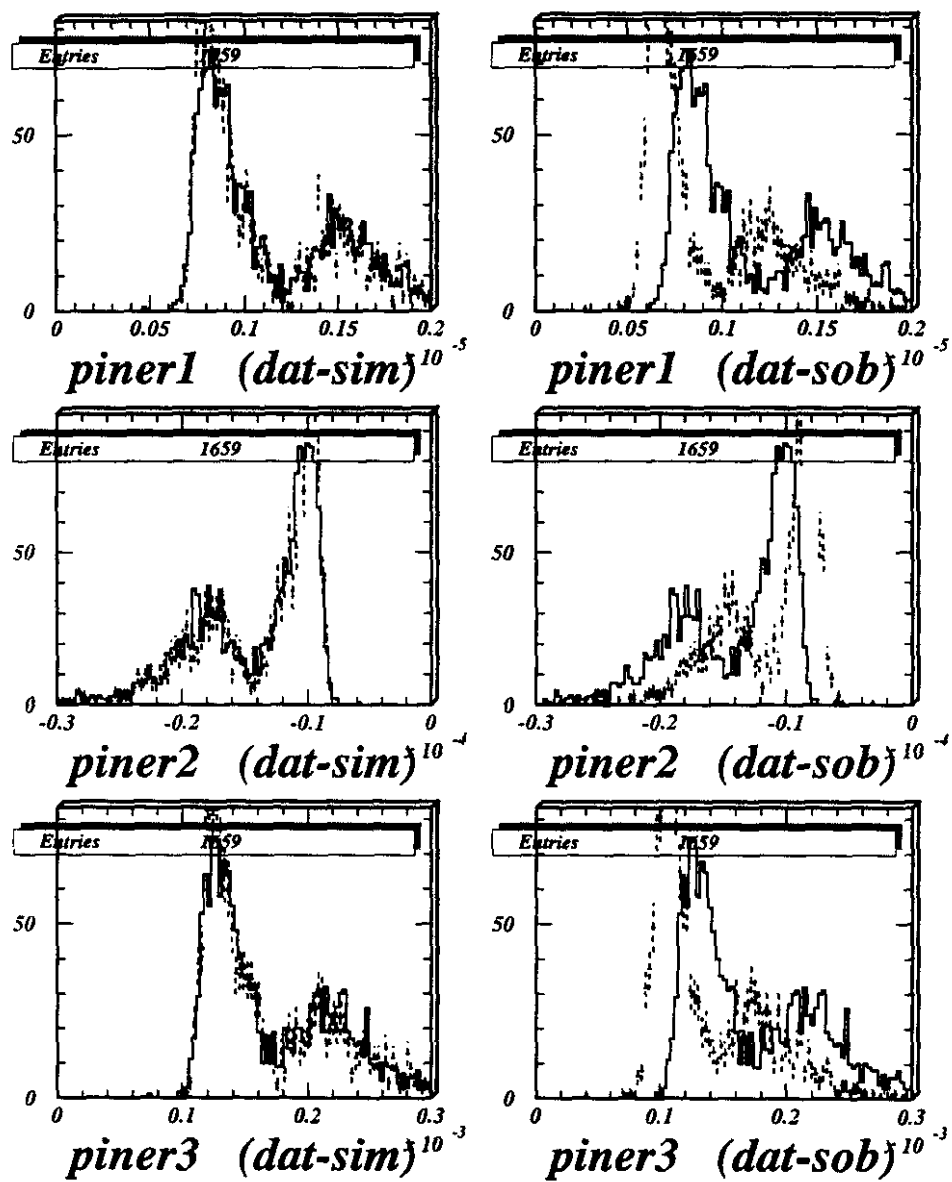
第 A.14 图: 用103数据对Simbes1020A和Sober的比较



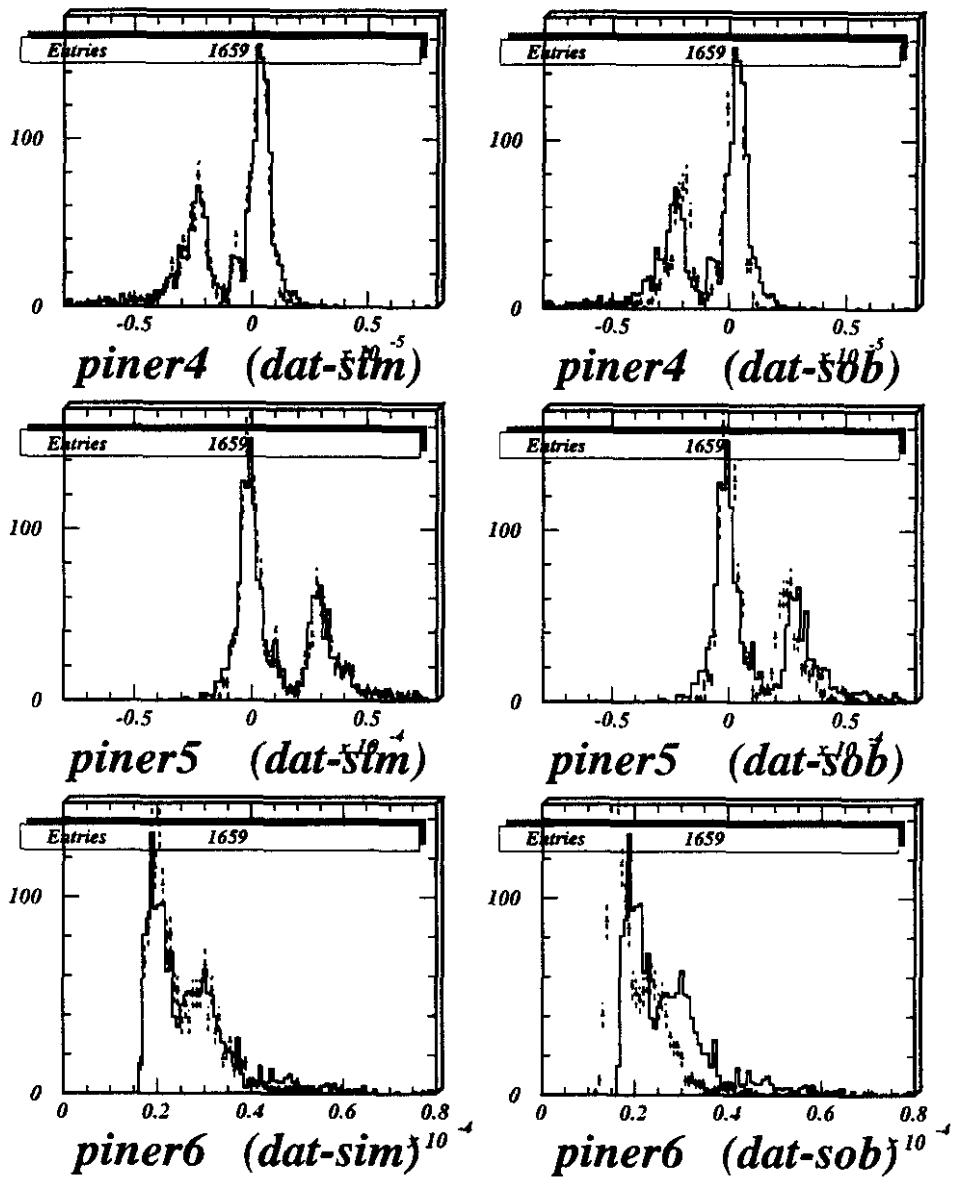
第 A.15 图: 用103数据对Simbes1020A和Sober的比较



第 A.16 图: 用103数据对Simbes1020A和Sober的比较



第 A.17 图: 用103数据对Simbes1020A和Sober的比较



第 A.18 图: 用103数据对Simbes1020A和Sober的比较

参考文献

- [1] 卢鹤绂著,高能粒子物理学漫谈,上海科学出版社,1979年; 尹儒英著,高能物理入门,四川人民出版社,1979年;章乃森著,粒子物理学,科学出版社,1987年,第一版
- [2] J.J. Aubert et al.,Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974).
- [3] J.E. Augustin et al.,Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974).
- [4] C. Bacci et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 1408 (1974).
- [5] M.K. Gaillard and B.W.Lee, Phys. Rev. **D10**, 897 (1974).
- [6] T.Barnes and F.E.Close, Phys.Lett. **B116**, (1982) 365; T.Barnes, F.E.Close and F.de Viron, Nucl.Phys. **B224**, (1983) 241.
- [7] N.Isgur and J.E.Paton, Phys.Lett. **B124**, (1983) 247; T.Barnes, F.E.Close and E.S.Swanson, Phys.Rev. **D52**, (1995) 5242.
- [8] Philip R.Page, Phys.Lett. **B415**, (1997) 205.
- [9] Yu.S.Kalashnikova and Yu.B.Yufryakov, Yad.Fiz. **60**, (1997) 37.
- [10] P.Lacock et al., Phys.Lett. **B401** (1997) 308.
- [11] Bernard et al., Phys.Rev. **D56** (1997) 7093.
- [12] A.Donnachie and P.R.Page, Phys. Rev. **D58**, (1998) 114012.
- [13] W. Duennweber, Nucl.Phys. **A663+664**, (1999) 592c.

-
- [14] Yu.P.Gouz et al., Dallas HEP **92**, p. 572.
- [15] G.S.Adams et al., Phys.Lett. **81** (1998) 5760.
- [16] S.U.Chung et al., Phys.Rev. **D60** (1999) 092001.
- [17] J.H.Lee et al., Phys.Lett. **B323**, (1994) 227.
- [18] D.E.Groom et al., The European Physical Journal **C15** (2000) 1.
- [19] 郑志鹏,朱永生, 北京谱仪正负电子物理, 广西科学技术出版社.
- [20] BES Software Note 4, MCMADDE, A Guide to BES MC Data Record Format, Version 1.0, April 24, 1989.
- [21] Olivier Couet, Physics Analysis Workstation, Application Software Group, Computing and Networks Division, CERN Geneva, Switzerland.
- [22] 李惕培, 实验的数学处理, 科学出版社.
- [23] J.Z.Bai et al, High Energy Physics and Nuclear Physics, Vol.26, No.1, Jan., 2002.
- [24] P.R.Page, Phys.Rev. **D59** (1999) 034016.

致谢

首先感谢我的导师李学潜教授，是他把我引领进入了奇妙的粒子物理世界并悉心指导我完成了两篇SCI论文和硕士毕业论文。李老师渊博的理论知识，丰富的物理思想，精巧的物理构思，和蔼可亲的作风，都曾深深的触动了我，对我未来的事业一定裨益无穷。

其次感谢中科院高能物理所的祝玉灿研究员，是祝老师帮助我在短时间内完成了从理论研究到实验分析的转变。在高能所获得的种种成就，无不渗透着祝老师的辛勤指导。祝老师广博的实验知识，严谨的科学态度，对我继续更好的从事粒子物理实验将会产生十分积极的影响。

再次感谢中科院高能物理所的邹冰松研究员，研究生学习的三年中，每次遇到我个人无法解决的难题的时候，都是邹老师中肯有效的建议使我在科研中豁然开朗。在我们三年的合作中，邹老师不但与李老师合作指导我完成两篇论文，同时对我在高能所的各项工 作都给与了详尽的指点。他丰富的理论和实验知识，对物理结果的敏锐洞察力，认真严谨的分析，让我深深体味到了如何做一名知识全面的物理学家。

很高兴能够代表南开大学参加BES合作组，并在三年中做出了一些有意义的工作。母校南开大学使我掌握了全面的基础知识和科研能力，在 高能所我接触到了更活跃的科研氛围，大大开阔了我的眼界。所有这些都促进了我更好的成长。

感谢中科院高能物理研究所在线组、数据组和刻度重建组、计算中心、加速器中心和实验物理中心在 J/ψ 数据的获取、刻度、重建等工作中所付出的辛勤劳动。我深深体会到：优质的实验数据是论文工作得以完成的坚实基础。

在 高能所期间，有幸成为了 J/ψ 物理组的一员。组内成员的密切交流，是我得以高效的完成各项工作任务的重要因素。在这里我要感谢金山、沈肖雁研究员的悉心指导，让我掌握了更多的实验物理方法、技巧。感谢与我一起在 J/ψ 组工作的房双世博士、季晓斌博士、杨宏勋博士、董燎原博士、郭子金博士、彭海平博士、吕海江博士的真诚帮助。同时，我要特别感谢与我同一办公室的房双世博士。在 高能所期间，房博士在生活、学习

各个方面都给与我极大的帮助，使我迅速的适应了高能所的环境。尤其值得一提的是房博士在科研上和我长期有益的探讨与帮助，成为我迅速完成毕业论文及各项工作任务十分重要的因素。

感谢郑志鹏研究员、张长春研究员、李金研究员、白景芝研究员、毛泽普研究员、薛生田研究员、陈江川、张炳云、郑建平、石秀荣、兰江西等老师在各个方面给予我的关心、帮助和支持。

感谢南开大学物理学院胡北来院长、罗马教授、郑宝金、许文胜等老师的教导和帮助。

感谢南开大学物理学院各位同学的帮助，他们给我的生活带来了很多的乐趣，为我的积极工作提供了动力。他们是张锋、杨智、钱可、董志勇、戴武涛、郑逢喜、方艳湘、仇伟红、刘宝华、赵晓巍等。感谢我的师弟兼舍友的杨帆在生活各个方面对我的热心帮助。

最后，感谢我的父母、妻子、兄长和朋友们，为他们无私的关爱、默默的牺牲、殷切的期盼、全力的支持。