

密级: _____



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

北京谱仪含粲夸克强子产生与衰变的实验研究

作者姓名: _____ 宋维民

指导教师: _____ 苑长征 研究员

_____ 中国科学院高能物理研究所

学位类别: _____ 理学博士

学科专业: _____ 粒子物理与核物理

培养单位: _____ 中国科学院高能物理研究所

2015 年 5 月

**Study of the production and decay of the charmed hadron
at BESIII**

**By
Song Weimin**

**A Dissertation Submitted to
Graduate University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Doctor of Philosophy**

**Institute of High Energy Physics
Chinese Academy of Sciences
May,2015**

声 明

我声明本论文是我本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，本论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

作者签名：

日期：

论文版权使用授权书

本人授权中国科学院高能物理研究所可以保留并向国家有关部门或机构送交本论文的复印件和电子文档，允许本论文被查阅和借阅，可以将本论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编本论文。

（保密论文在解密后适用本授权书。）

作者签名：

导师签名：

日期：

摘 要

作为强相互作用的理论，量子色动力学在低能区不可以进行微扰计算，为了描述低能区的强相互作用行为，人们不得不依赖于一些带有参数的理论模型。

北京谱仪在质心系能量从 3.8 到 4.6 GeV 获取了约为 5 fb^{-1} 的正负电子对撞样本，该样本的质心系能量处于量子色动力学的可微扰与非微扰能区的交界处，本文应用该样本进行了含有粲夸克过程截面的测量及激发态粲介子衰变分支比的研究。

数据的积分亮度是物理分析计算结果时重要的输入量，本文中描述了利用巴巴事例对数据的积分亮度进行精确测量，结果的总误差为 1%，保障了北京谱仪上物理结果的精度。

本文中，在 100 多个能量点测量了正负电子对撞产生的含有粲夸克过程的总截面，统计误差在 3% 左右，该结果可用于计算粲子的反常磁矩、粲夸克质量、高激发态粲夸克偶素的共振参数等物理量。

本文描述了在产生阈值附近的四个能量点对含有粲夸克的重子对过程，即 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^-$ 的产生截面的测量，首次发现了粲重子产生截面的阈值增长效应。

本文介绍了利用北京谱仪上质心系能量为 4.009 GeV 的数据精确测量 D^{*0} 的衰变分支比的过程，结果的误差比世界平均值精确 3 倍，将相关模型的参数，例如粲夸克的磁矩等限制得更为精确。

这些高精度的结果使我们能够更好地理解低能区的强相互作用行为，向得到该能区强相互作用现象的统一描述迈进了一步。

关键词：量子色动力学，北京谱仪，粲物理，截面，分支比

Study of the production and decay of the charmed hadron at BESIII

Song Weimin (Nuclear Physics and Particle Physics)

Directed by Professor Yuan Changzheng

As the theory of the strong interaction, Quantum Chromodynamics is not perturbative in the low energy regime, thus we have to depend on some effective models to describe the strong interaction phenomena that happen here.

About 5 fb^{-1} data sample has been collected by BESIII at the center-of-mass energy from 3.8 to 4.6 GeV, which is between the perturbative and non-perturbative region of Quantum Chromodynamics, can be used to measure the production cross section of the charmed hadron and the branching fractions of the higher excited charmed meson in very high precision.

The luminosity of the data sample is very important when calculating the results of the physics analysis. We measure the luminosity by Bhabha events in a precision of 1%, and this ensures the precision of physics analysis results at BESIII.

We measure the inclusive open charm cross section at more than 100 energy points with a statistical uncertainty of about 3%, and the result is of great importance when calculating the anomalous magnetic moments of the muon, the mass of charm quark and extracting the parameters of the higher excited charmonium states.

We measure the cross section of $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ near the threshold at 4 energy points, and this is the first observation of the cross section enhancement near the threshold for the charmed baryon.

With the data sample at center-of-mass energy of 4.009 GeV, we measure the branching fractions of D^{*0} , and the uncertainty is improved by a factor of 3, and the result sets a tighter constraint on the parameters of the effective models, such as the magnetic moment of the charm quark.

These results will help us understand the strong interaction better.

Keywords: QCD, BESIII, charm physics, cross section, branching fraction

目 录

摘要	I
目录	V
图目录	IX
表目录	XIII
第一章 引言	1
1.1 粒子物理标准模型	1
1.1.1 强相互作用及量子色动力学	2
1.1.2 夸克模型及强子分类	4
1.2 论文立意与结构	4
1.2.1 含粲夸克强子末态产生截面	5
1.2.2 含粲夸克介子激发态的衰变	8
1.2.3 论文结构	8
第二章 北京谱仪实验	11
2.1 北京正负电子对撞机简介	11
2.2 北京谱仪的物理目标	11
2.3 北京谱仪探测器构成	13
2.3.1 对撞区	13
2.3.2 主漂移室系统	15
2.3.3 飞行时间计数器系统	17
2.3.4 电磁量能器系统	17
2.3.5 超导磁铁系统	20
2.3.6 μ 子探测器系统	20
2.3.7 触发、数据获取系统	20
2.4 离线软件系统	22
2.4.1 物理事例产生子	24

2.4.2	探测器模拟	24
2.4.3	探测器刻度	24
2.4.4	事例重建	26
2.5	小结	28
第三章	数据积分亮度的测量	29
3.1	积分亮度的定义及常用测量方法	29
3.2	北京谱仪上采集的数据样本	29
3.3	XYZ 数据积分亮度的测量	30
3.3.1	QED 产生子	31
3.3.2	中心值的测量方法	32
3.3.3	系统误差的估计	35
3.3.4	结果的独立检验	37
3.4	总结、讨论与拓展	39
第四章	含粲介子单举末态的截面测量	41
4.1	测量方法与事例选择	41
4.2	基于数据的事例选择效率	42
4.3	拟合数据	43
4.4	截面结果的计算	55
4.5	系统误差	59
4.5.1	粒子鉴别效率的研究	62
4.5.2	拟合引起的系统误差	63
4.5.3	粒子环境对于结果的影响	66
4.5.4	其它的系统误差	67
4.6	总结、讨论与拓展	67
第五章	阈值附近含粲夸克重子对产生截面的实验研究	69
5.1	测量方法与事例选择	69
5.2	本底估计	75
5.3	结果抽取	75
5.4	系统误差	81
5.5	总结、讨论与拓展	83

第六章 D^{*0} 衰变分支比的实验研究	85
6.1 测量方法概述	85
6.2 事例选择与本底估计	85
6.3 分支比结果	98
6.4 系统误差估计	100
6.4.1 信号区间的选择	102
6.4.2 运动学拟合	102
6.4.3 对于 D^0 和 \bar{D}^0 动量的要求	102
6.4.4 末态辐射修正	103
6.4.5 初态辐射修正	103
6.4.6 本底估计	103
6.4.7 MC 样本统计量	104
6.4.8 系统误差小结	104
6.5 结果的检验	105
6.6 总结、讨论与拓展	105
 第七章 全文回顾与展望	 113
 参考文献	 115
 致谢	 i
 作者简介	 iii

图 目 录

1.1	标准模型所包含的粒子	2
1.2	强相互作用的跑动耦合常数	3
1.3	夸克模型中含有 u、d、c、s 四种夸克的介子及重子	4
1.4	质心系能量在 3-5 GeV 范围内的 R 值	5
1.5	典型的缪子磁矩的量子圈图修正费恩曼图	7
2.1	北京正负电子对撞机设计图	12
2.2	北京谱仪设计图	14
2.3	北京谱仪主漂移室设计图	16
2.4	北京谱仪飞行时间计数器设计图	18
2.5	北京谱仪电磁量能器设计图	19
2.6	北京谱仪 μ 子探测器设计图	21
2.7	北京谱仪触发逻辑图	22
2.8	北京谱仪离线软件系统概念图	23
3.1	真实数据与三个产生子在 $\Delta\phi$ 分布上的对比	31
3.2	4.26 GeV 处数据与 MC 模拟的对比	33
3.3	不使用漂移室信息时筛选的巴巴事例的运动学变量的分布	36
3.4	两光子过程事例的运动学变量的分布上数据与 MC 对比	39
4.1	D01 过程的二维效率分布图	43
4.2	D02 过程的二维效率分布图	44
4.3	Dp1 过程的二维效率分布图	44
4.4	Dp2 过程的二维效率分布图	44
4.5	Ds1 过程的二维效率分布图	45
4.6	$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ 过程拟合结果举例	46
4.7	$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 过程拟合结果举例	47
4.8	$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ 过程拟合结果举例	48
4.9	$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ 过程拟合结果举例	49
4.10	$D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ 过程拟合结果举例	50

4.11 $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ 过程拟合结果举例	51
4.12 $D^+ \rightarrow K_s\pi^+$ 过程拟合结果举例	52
4.13 $D^- \rightarrow K_s\pi^-$ 过程拟合结果举例	53
4.14 $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ 过程拟合结果举例	54
4.15 $D_s^- \rightarrow K^-K^+\pi^-$ 过程拟合结果举例	55
4.16 $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ 过程拟合结果比较	56
4.17 $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 过程拟合结果比较	56
4.18 $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ 过程拟合结果比较	56
4.19 $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ 过程拟合结果比较	57
4.20 $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ 过程拟合结果比较	57
4.21 $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ 过程拟合结果比较	57
4.22 $D^+ \rightarrow K_s\pi^+$ 过程拟合结果比较	58
4.23 $D^- \rightarrow K_s\pi^-$ 过程拟合结果比较	58
4.24 含 D^0 末态的观测截面	59
4.25 含 D^+ 末态的观测截面	60
4.26 含 D_s^+ 末态的观测截面	60
4.27 含粲夸克末态的观测截面	61
4.28 含粲夸克末态的玻恩截面	61
4.29 粒子鉴别前后事例数的对比	64
4.30 数据与 MC 模拟中 π^- 、 π^+ 、 K^- 和 K^+ 粒子鉴别效率及二者的差别	65
4.31 粒子环境对于结果的影响	67
4.32 遍举截面研究举例	68
5.1 质心系能量为 4.600 GeV 处 $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ 过程的散点图	70
5.2 质心系能量为 4.600 GeV 处 $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$ 过程的散点图	70
5.3 MC 中 ΔE 分布的拟合结果	71
5.4 质心系能量为 4.600 GeV 处 Λ_c^- 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比	71
5.5 质心系能量为 4.600 GeV 处 Λ_c^+ 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比	72
5.6 质心系能量为 4.590 GeV 处 Λ_c^- 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比	72

图 目 录

5.7	质心系能量为 4.590 GeV 处 Λ_c^+ 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比	73
5.8	质心系能量为 4.580 GeV 处 Λ_c^- 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比	73
5.9	质心系能量为 4.580 GeV 处 Λ_c^+ 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比	74
5.10	质心系能量为 4.575 GeV 处 Λ_c^- 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比	74
5.11	质心系能量为 4.575 GeV 处 Λ_c^+ 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比	75
5.12	从质心系能量为 4.600 GeV 单举衰变 MC 样本中得到的本底事例的 M_{bc} 的分布	76
5.13	质心系能量为 4.575 GeV 数据的拟合结果	76
5.14	质心系能量为 4.580 GeV 数据的拟合结果	77
5.15	质心系能量为 4.590 GeV 数据的拟合结果	77
5.16	质心系能量为 4.600 GeV 数据的拟合结果	78
5.17	电荷共轭道得到的截面的对比	80
5.18	正负电子质心系下 Λ_c 的角分布图	80
5.19	在质心系能量为 4.600 GeV 时使用较松的 ΔE 要求的拟合结果	82
5.20	北京谱仪得到的 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ 的截面与 Belle 合作组得到的 Breit-Wigner 函数的对比	84
6.1	MC 模拟正负电子对撞产生 $D^0\bar{D}^{*0}$ 的事例中 $D^0\bar{D}^0$ 系统反冲质量平方	86
6.2	运动学拟合 χ^2 分布	89
6.3	D^0 动量的分布	90
6.4	\bar{D}^0 动量的分布	91
6.5	$D^0\bar{D}^0$ 反冲质量的平方的分布	92
6.6	Mode I 中带电径迹动量的分布	93
6.7	Mode I 中带电径迹 $\cos\theta$ 的分布	93
6.8	Mode II 中带电径迹与 π^0 动量的分布	94
6.9	Mode II 中带电径迹与 $\pi^0 \cos\theta$ 的分布	94
6.10	Mode III 中带电径迹与 π^0 动量的分布	95
6.11	Mode III 中带电径迹与 $\pi^0 \cos\theta$ 的分布	95

6.12 Mode IV 中带电径迹的动量的分布	96
6.13 Mode IV 中带电径迹的 $\cos\theta$ 的分布	96
6.14 Mode V 中带电径迹的动量的分布	97
6.15 Mode V 中带电径迹的动量的分布	97
6.16 事例数随着事例选择的要求的变化图	99
6.17 五个 Mode 的结果及平均值	101
6.18 Mode I 的拟合结果	106
6.19 Mode II 的拟合结果	106
6.20 Mode III 的拟合结果	107
6.21 Mode IV 的拟合结果	107
6.22 Mode V 的拟合结果	108
6.23 $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ 与以往实验结果的对比	109
6.24 在 $D^0\bar{D}^0$ 末态中寻找 $\chi_{cJ}(2P)$ 的初步结果图	110
6.25 通过初态辐射过程测量 $\psi(3770)$ 共振参数的初步结果图	111

表 目 录

3.1	北京谱仪数据简介	30
3.2	常用于亮度测量的产生子	31
3.3	Babayaga v3.5 的参数设置	32
3.4	各个子样本的质心系能量及测得的亮度值	34
3.5	亮度测量系统误差的总结	37
3.6	不同能量点上亮度的标准结果和独立检验的结果的对比	38
4.1	粒子鉴别研究时的本底水平	63
4.2	数据与 MC 模拟粒子鉴别效率的差别	66
4.3	拟合引起的系统误差小结	66
5.1	$e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^-$ 截面结果的计算	79
5.2	$e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^-$ 截面测量的系统误差的总结	82
6.1	KKMC 的参数设置表	87
6.2	EvtGen 的参数设置表	88
6.3	从单举 MC 样本中估计的两个信号区的本底事例数	88
6.4	数据中两个衰变道的信号事例数	98
6.5	从 MC 模拟中得到的效率值	98
6.6	分支比结果	101
6.7	在不同的“分水岭”选择下的分支比结果	102
6.8	运动学拟合造成的系统误差的估计	102
6.9	改变动量要求后的本底水平	103
6.10	末态辐射修正引起的系统误差的估计	103
6.11	扩大了 10% 之后的本底水平	104
6.12	本底描述引起的系统误差的估计	104
6.13	MC 样本统计量引起的系统误差的估计	104
6.14	系统误差的总结与合并	105
6.15	通过拟合得到的分支比的结果	108

第一章 引言

人类在不停地探索着这个纷繁复杂的世界，力求一个简单明了的规律，物理学在这个过程中应运而生并扮演着重要角色。粒子物理学作为物理学发展过程中的重要分支，研究的客体是微观粒子，更是认识世界的重要手段。经过接近一百年的探索，粒子物理发展了一个较为自洽完善的理论——粒子物理标准模型（Standard Model），该模型可以解释及预言大部分微观世界的现象，然而这绝对不是可以解释及预言这个世界上最一切现象的的终极理论，无论是标准模型框架本身还是现有的例如暗物质、暗能量等实验现象，都意味着这个探索还要继续。未来可能更精彩。

本章将简要介绍粒子物理的标准模型，然后重点介绍其中关于强相互作用的部分，介绍夸克模型及强子分类，最后讨论本论文的立意及结构。

1.1 粒子物理标准模型

虽然这个世界是由基本模块构成的这一个概念自古有之，例如古希腊人很早就提出了“原子”的概念，中国的哲学家也早就有“一尺之棰，日取其半，万世不竭”这样思考微观事物的意图，但是真正的对微观世界形成科学的认识，还要从二十世纪初电子等微观粒子的发现开始追溯。随着相对论和量子力学的发展，一套描述微观世界的理论——量子场论，在二十世纪三、四十年代被构建起来。随着发现的微观粒子种类逐渐增加，人们对于它们的相互作用规律的了解也逐渐增加，最终在二十世纪六十年代形成了今天被成为标准模型的理论 [1][2]。标准模型将电磁相互作用、弱相互作用及强相互作用统一到一个框架中来，其中构成物质的基本粒子是自旋为 $1/2$ 的费米子，传递相互作用的是自旋为 1 的玻色子，通过对称性自发破缺继而给上述粒子以质量的是新近发现的希格斯粒子。如图1.1所示，在这个框架中有六种夸克、六种轻子以及各自的反粒子，有四种中间玻色子，分别是传递强相互作用的胶子，传递电磁相互作用的光子，传递带电弱相互作用的 W 玻色子及传递中性弱相互作用的 Z 玻色子，还有一个与所有有质量的粒子发生相互作用的希格斯玻色子。

标准模型也可以抽象成如下群表示 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ，其中 $SU(3)_C$ 指代的是强相互作用， C 代表颜色，表示强相互作用只发生在带有颜色量子数的粒子之间； $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 指代电弱统一的相互作用，其中 L 代表只有左手的粒子参与其中， Y 表示超荷。标准模型经受了苛刻的检验，迄今为止还没有在对撞机上发现超出标准模型的物理现象。由于本论文的物理目标与标准模型中强相互作用部分关系密切，下面简要介绍强相互作用及其理论——量子色动力学。

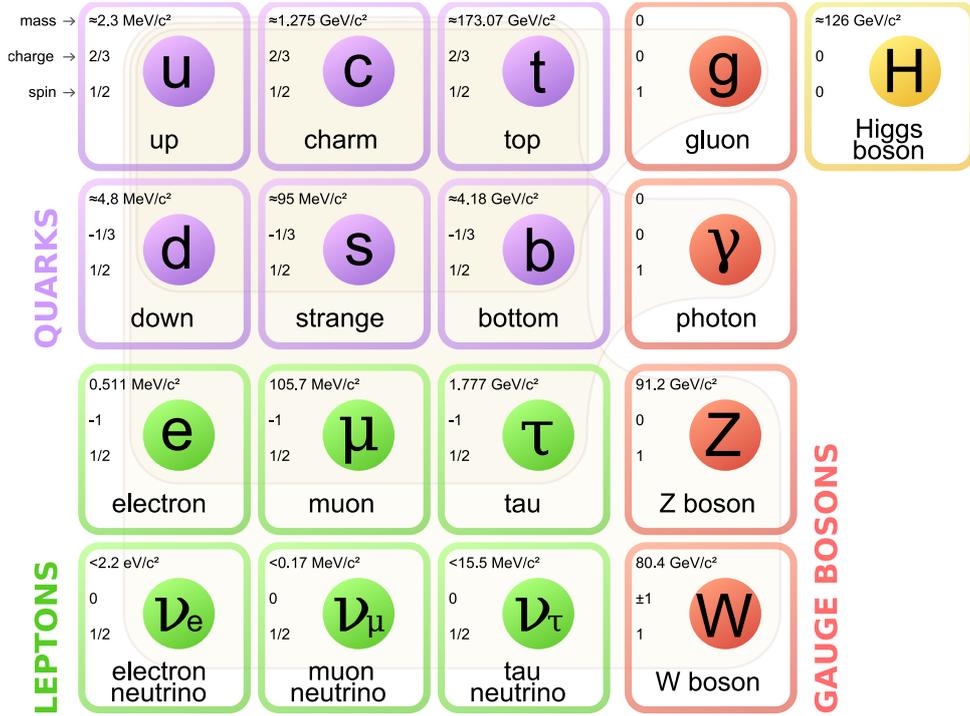


图 1.1: 标准模型所包含的粒子。图中分别给出了粒子的代号，电荷，质量等性质。

1.1.1 强相互作用及量子色动力学

强相互作用是发生在夸克、胶子之间的相互作用，其基本理论是量子色动力学，量子色动力学的拉格朗日量可以写成：

$$L_{QCD} = \sum_{i=1}^6 \bar{\psi}_{q,i} (i\gamma^\mu (D_\mu)_{i,j} - m_q \delta_{ij}) \psi_{q,j} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu},$$

其中求和符号是对所有的夸克种类，即夸克的味道进行求和，角标缩并求和 i, j 是将对夸克的颜色进行的。颜色量子数是上边提及的 $SU(3)$ 群的基本表示，夸克的三种颜色通常被被称为“红”、“绿”、“蓝”。该拉格朗日量的前一部分可以导出夸克之间通过胶子传递相互作用的规律，而后一部分是胶子—胶子的相互作用，后者也是量子色动力学与量子电动力学最大的不同，即中间玻色子也带有相互作用的荷，这一点造成的后果恰恰体现了本论文的必要之处。

强相互作用有两大特点，渐进自由和夸克禁闭，前一个特点已经在理论上严格证明 [3][4]，后一个性质还没有有效的理论依据。这两个特点从跑动的强相互作用的耦合常数上也有很好的体现，如图1.2所示，在高能量区域，耦合常数很小，微扰计算的条件成立，可以将该区域发生的过程通过量子色动力学计算到较高阶的圈图上去与实验进行比较；然而在低能量区域，耦合常数很大，也就预示着在微扰展开计算时，不能保证下一阶的贡献小于上一阶，故在该区域不能通过量子色动力学的第一原理去计算物理过程。夸克禁闭是与前文提到的存在胶子—胶子相互作用这一量子色动力学独有

的特点联系在一起。

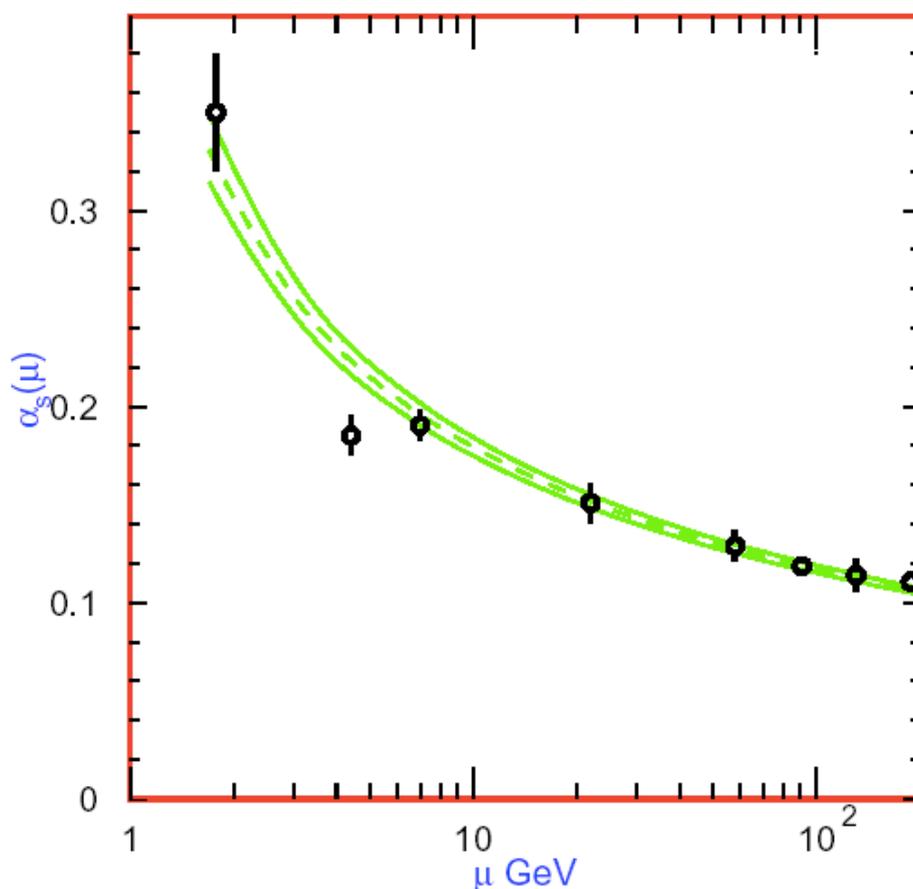


图 1.2: 强相互作用的跑动耦合常数。黑色点为实验数据，绿色带子为拟合值。

虽然强相互作用在低能区不能通过量子色动力学进行很好的计算，然而一方面由于该能区的实验结果是很多高精度测量的必要参数，另一方面人们并不满足于永远不能对该能区发生的现象进行精确描述、期待着新物理的出现，很多有效模型被构建了出来，例如势模型、手征微扰理论、重夸克有效理论、量子色动力学求和规则等，具体细节请参看综述文献 [5]。这些模型通常在遵循量子色动力学的原理的前提下，通过引入一些参数，期望能对该能区的现象在统一的框架下进行解释。而实验上对这些模型可以计算的过程进行精确测量的结果，可以限制模型参数空间，达到验证模型或者排除模型的目的：在很高的精度上某模型的参数对多种实验结果普遍适用，说明这是一个好的模型；反之如果通过某个实验结果得到的模型参数与另外的实验结果得到的模型参数不一致，则要修正该模型。另外一个试图去计算量子色动力学的低能行为的方法是格点计算，虽然它是从第一原理出发，然而迄今为止格点计算的能力还是很受限制的 [6]。

1.1.2 夸克模型及强子分类

虽然夸克跟胶子都参与强相互作用，但是胶子除了带有颜色这个量子数之外没有其余的受量子色动力学制约的本征量子数，且颜色自由度被认为是禁闭起来的，强相互作用体系的量子数都是由里边的夸克成分体现出来的，这种强调夸克成分贡献的对强相互作用体系进行描述的方法被称为夸克模型 [7]。在夸克模型框架中，参与相互作用的体系——强子，分为介子和重子两种，其中介子是由一对正反夸克构成的，重子是由三个夸克构成的。图1.3给出了含有 u 、 d 、 c 、 s 四种夸克低能级的介子及重子排布图，在图中给出的三维坐标中， I_z 表示粒子的同位旋的第三分量， C 表示粲数， Y 是超荷，具体细节参见 [7]。图中的粲介子 D 和粲重子 Λ_c 是本论文的讨论对象。

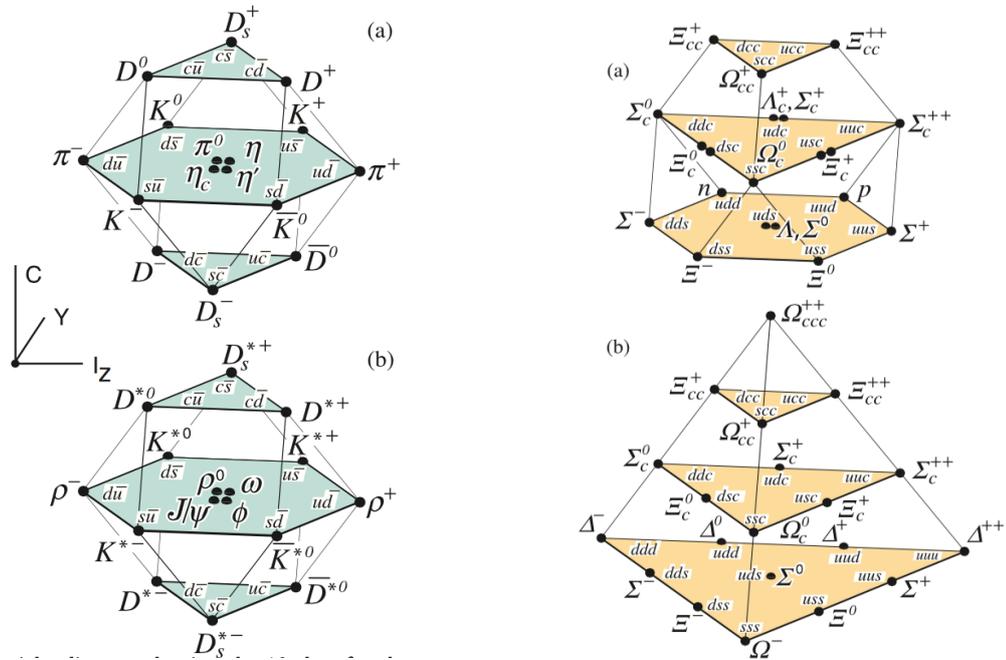


图 1.3: 夸克模型中含有 u 、 d 、 c 、 s 四种夸克的介子（左）及重子（右）。图片来自《粒子物理手册》[8]

量子色动力学并不禁止除了夸克模型中涉及的介子和重子以外的强子体系的存在，北京谱仪新近发现的 $Z_c(3900)$ [9] 粒子就是一个典型的例子，这种性质不同于传统的强子态的粒子被称为奇特态粒子，或者“XYZ”粒子，综述文献 [10] 对之有很多的讨论。

1.2 论文立意与结构

本论文的主题是利用北京谱仪上取得的世界最大的，质心系能量在 3.8 到 4.6 GeV 的正负电子对撞样本，通过研究含有粲夸克的强子态的产生截面及高激发态的

粲介子的衰变分支比，加深人们对基本粒子之间的相互作用、尤其是对低能区强相互作用的理解。

1.2.1 含粲夸克强子末态产生截面

如图1.4所示，质心系能量在 3.8 到 4.6 GeV 的正负电子对撞产生的强子末态中主要成份是几个激发态的粲夸克偶素，即 $\psi(4040)$ ， $\psi(4160)$ ， $\psi(4415)$ ，只含有轻夸克的过程在该能区产生截面较小而且走势平滑。由于该能量在粲介子对产生阈值以上，故这些激发态的粲夸克偶素以大几率通过 OZI 允许的过程衰变到含有粲介子的末态。在本论文中我们提到含粲夸克强子末态的总截面是指的是末态中含有粲介子或者粲重子的过程，不包含例如 $\pi^+\pi^-J/\psi$ 这样的含有隐粲夸克的过程，此类过程的截面与前者相比较小。

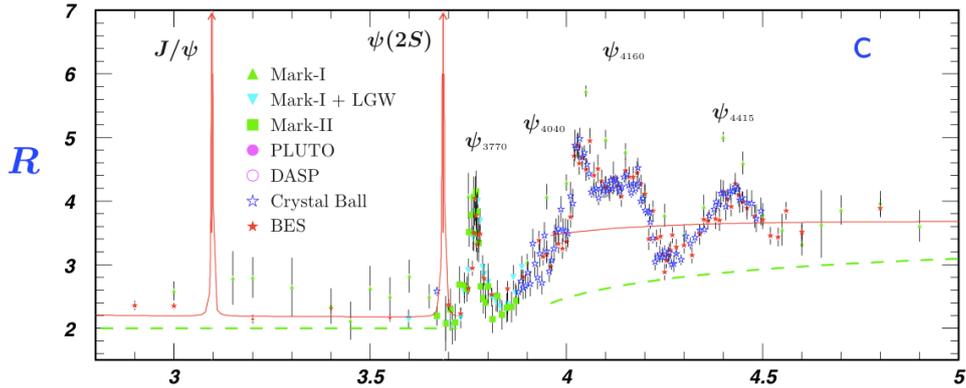


图 1.4: 质心系能量在 3-5 GeV 范围内的 R 值。图片来自《粒子物理手册》[8]。

由于粲夸克在正负电子对撞中是成对产生的，我们可以将含有粲夸克强子末态的总截面 $\sigma_c^{tot.}$ 表述成（此处粲重子没有被包含在内，是因为在北京谱仪上，只有最低能级的粲重子可以产生，即 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ ，而该过程的截面我们是通过单独的一章介绍的）：

$$\sigma_c^{tot.} = \sigma_{D^+} + \sigma_{D^0} + \sigma_{D_s^+}, \quad (1.1)$$

当然可以表述成：

$$\sigma_c^{tot.} = \sigma_{D^-} + \sigma_{\bar{D}^0} + \sigma_{D_s^-}, \quad (1.2)$$

由于粲数守恒的约束，二者是等价的。

正如前面所说，该过程是该能区强子截面主导的过程，通常也将该总截面表示成与 R 值类似的形式，即

$$R_c = \frac{\sigma_c^{tot.}}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1.3)$$

其中 $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ 是该能量点双缪子过程的产生玻恩截面。

该量的精确测量对于粒子物理的标准模型具有重要意义，下面我们分三个方面对其意义进行讨论。

- 对缪子的反常磁矩的理论计算具有重要意义。缪子的磁矩与自旋的关系可以表达成

$$\vec{M} = g_\mu \frac{e}{2m_\mu} \vec{S}, \quad (1.4)$$

经典物理中， $g_\mu=2$ ，量子场论的圈图效应使得该值与 2 有一个小的偏离，用 $a_\mu = \frac{g_\mu-2}{2}$ 表示。无论是实验测量还是以标准模型为基础的理论计算都可以将该值在很高的精度上获得，如果二者存在差别则是新物理存在的有力证据。让人兴奋的是，现在的理论计算与实验测量确实存在三倍标准偏差左右的差别，详情请参见综述文章 [11]。为了验证该差别是否真的来自新物理，实验测量和理论计算两方面都在努力地缩小误差，提高二者差别的显著度。实验方面建造了更加精密的设备，例如在美国费米实验室的 $g-2$ 实验 [12]；理论上则试图将它计算得更准确。图1.5是典型的缪子磁矩的量子圈图修正的费恩曼图，从左向右第一个是来自量子电动力学的修正，可以计算得相对准确；第二、三张图是来自弱相互作用的修正，由于 W 、 Z 玻色子得质量较大，该项贡献较小；最后一项来自强子部分的修正，正如前边多次提及得那样，强相互作用在低能区是不能通过第一原理计算的，该项的误差也是对理论计算总误差贡献最大的。在计算强子部分时，通常采用的方法是将低能区强子的总截面作为输入，通过色散关系公式进行计算。从图1.4中可以看出，该部分强子截面测量并不是很准确，而北京谱仪上质心系能量在 3.8 到 4.6 GeV 的数据允许我们将此处的截面测得更准，继而得到更加准确的缪子反常磁矩的理论计算值来与实验对比，去验证新物理是否存在。

- 对粲夸克质量的抽取具有重要意义。夸克的质量是标准模型中很重要的参数，然而除了顶夸克以外，其余的夸克都是不能以自由的形式存在的，即前文所提到的夸克禁闭的概念。实验上通过测量其它变量来抽取夸克质量的方法中，有一个就是通过测量含粲夸克强子末态总截面来进行的 [13]。北京谱仪上的测量结果将会提高利用该方法抽取夸克质量的精度，能为将来测量希格斯粒子与费米子的耦合常数、CKM 矩阵元等对标准模型的检验较为敏感的过程提供更好的实验输入。

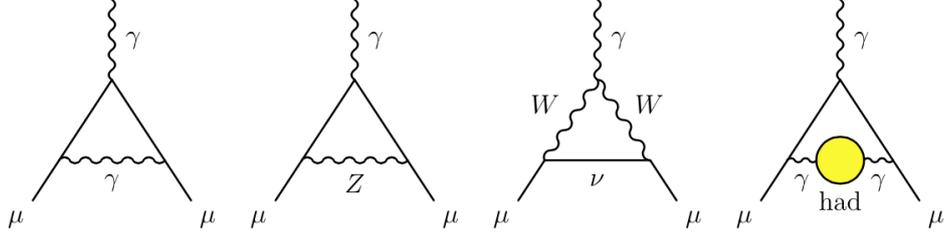


图 1.5: 典型的缪子磁矩的量子圈图修正费恩曼图。

- 对高激发态粲夸克偶素的共振参数的抽取具有重要意义。文献 [14] 中描述了通过拟合 R 值的方法来抽取高激发态粲夸克偶素的共振参数的方法，该方法中需要刻意从 R 值中扣除轻夸克的贡献，且截面测量结果的精度较差。利用北京谱仪上质心系能量在 3.8 GeV 到 4.6 GeV 的正负电子对撞样本测量到的含粲夸克强子末态的总截面将会使该结果更加精确。

随着质心系能量的提高，含有粲夸克的重子也可以在北京谱仪上产生了。含有粲夸克的重子按照其内部夸克构型有 Λ_c , Σ_c , Ξ_c 等，且三者的质量逐次升高。由于北京正负电子对撞机可以达到的最高的质心系能量是 4.6 GeV，只能允许 Λ_c 的产生。

一般情况下 $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ 的产生截面可以参数化成如下形式，其中 f 是自旋为 1/2 的重子：

$$\sigma_{f\bar{f}}(q) = \frac{4\pi\alpha^2 C\beta}{3q^2} [|G_M(q)|^2 + \frac{1}{2\tau} |G_E(q)|^2] \quad (1.5)$$

其中， $\beta = \sqrt{1 - 4m_f^2/q^2}$ 是重子的速度项， q 是 $f\bar{f}$ 系统的不变质量， m_f 是重子的质量， $\tau = q^2/4m_f^2$ 。库仑因子 C 考虑了末态飞行出去的重子间的电磁末态相互作用，它对玻恩截面引入了一项非微扰的修正 [15]，它的一个直观的效果是在产生阈值附近将截面快速抬高。对于 $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ 的情形，BaBar 实验组 [16] 已经发现了这个快速抬起的效应。在 2008 年，Belle 实验组通过初态辐射的方法首次测量了 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ 过程的截面，并通过拟合该截面发现了一个后来被命名为 Y(4630) 的新粒子 [17]。但是在 Belle 的结果中，阈值附近的截面值测量得很不准确，尚不能确定对于 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ 过程是否有同样的阈值增长效应，同时想要更多地理解 Y(4630) 的性质，更精确的截面测量也是需要的。北京谱仪在质心系能量 $\sqrt{s} = 4.575, 4.58, 4.59$ 和 4.60 GeV 分别获取了 47.7, 8.5, 8.1 和 566.9 pb⁻¹ 的数据，这些能量点十分靠近 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ 的产

生阈值，可以对阈值附近的产生截面做较为精确的测量，对上述讨论的问题做进一步的澄清。

1.2.2 含粲夸克介子激发态的衰变

粲介子从夸克模型的角度看是含有一个粲夸克和一个轻夸克的系统，强相互作用的理论模型可以对该简单体系进行较好的预言，该体系是一个检验这些模型的好的“实验室”。

北京谱仪上的数据中，产生了大量的粲介子的激发态，借以可以对它们的衰变行为进行精确测量。无论是产生还是衰变都要遵循特定的物理规律，从实验角度对这些过程进行测量都可以为我们认识这些规律提供重要帮助。

D^{*0} 是 D^0 的激发态，可以通过电磁相互作用和强相互作用衰变成基态粒子，即 $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ 和 $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ ，且上述两个过程是迄今为止发现的 D^{*0} 仅有的两个衰变方式。通常情况下，通过强相互作用发生的过程的比例要远大于电磁相互作用的过程，然而在 $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ 过程中由于相空间较小，致使该强过程的分支比与电磁过程几乎相当，这也是 D^{*0} 衰变较为特殊的地方。两个衰变的分支比可以对于理论模型参数给予约束，也可以作为其他实验结果的中间输入量。几乎所有的强相互作用的有效模型都对上述分支比进行了计算，例如相对论势模型 [18]，手征微扰理 [19]，QCD 求和规则 [20] 等，由于上述模型都需要引入诸多参数，而对这种模型的最好的检验方法就是利用精确的实验数据缩小它们的参数空间，并检查不同实验结果得到的参数空间是否自洽，如果不自洽则意味着模型需要被改写形式，或者被排除了该模型作为通往认识真理的大路上的一段岔路口的可能性。另外像测量 B 介子的半轻衰变的分支比，测量遍举含粲夸克介子产生截面都需要将该分支比作为输入值，精确的中间输入值是得到最终结果的必要条件。然而粒子物理手册上对上述分支比给出的推荐值分别为 $(61.9 \pm 2.9)\%$ 和 $(38.1 \pm 2.9)\%$ [8]，误差相对较大。尤其有意思的是，利用粒子物理手册上的分支比的结果及模型 [21] 中的预言，得到的粲夸克是有较大的反常磁矩的，这是粲夸克作为复合粒子的重要特征，该新物理的迹象更是有待于新的实验数据去澄清。

北京谱仪上在该能区取得的巨大样本可以将其精度大大提高。

1.2.3 论文结构

论文的第二章将要介绍北京谱仪的硬件及软件系统，对探测器硬件、软件有较好的理解是后面的物理分析中事例选择、误差估计等关键步骤的前提；

第三章介绍数据积分亮度的测量，积分亮度是一批数据样本大小的体现，对它的精确测量不仅保证了在测量截面时计算结果的正确性，其较小的误差也能保证物理分析结果精度的需求；

第四章、第五章介绍含有粲夸克的强子的产生截面的研究，其中第四章主要是粲介子的产生截面的测量，包括单举测量和个别过程的遍举测量。第五章讨论的是阈值附近粲重子的产生截面的测量；

第六章介绍了 D^{*0} 衰变分支比的精确测量；

第七章我们对论文的总体进行了总结和讨论，并对该领域的未来进行了展望。

第二章 北京谱仪实验

北京谱仪的历史可以追溯到二十世纪八十年代末，中国建造了自己的正负电子对撞机（BEPC），开始在国内开展对撞机上的粒子物理实验研究。在 BEPC 上负责探测对撞产物、研究物理规律的探测器有两个，按照时间排序分别是北京谱仪一代（BESI[22]）和北京谱仪二代（BESII）[23]。在这两个探测器上，开展了大量的关于轻强子谱学，粲夸克偶素， τ 轻子物理等课题的科学研究，取得了一系列的重要成果，例如精确地测量了 τ 轻子的质量，对 2-5 GeV 的 R 值进行了精确扫描，系统地研究了粲夸克偶素的衰变等。二十世纪九十年代末，鉴于 τ - 粲能区物理意义的要求，中国开始了北京正负电子对撞机重大改造工程，即将 BEPC 升级为 BEPCII，亮度提高 100 倍；将探测器升级为北京谱仪三代，即 BESIII。2008 年工程竣工，2009 年开始物理取数，迄今为止获取了世界上最大的 τ - 粲能区正负电子对撞数据样本。本论文的研究内容即是基于 BESIII 上获取的对撞事例。BESIII 是现如今唯一仍然在该能区取数的探测器，其结果及研究经验对于 τ - 粲能区物理至关重要。如果不加以特殊说明，下文中所涉及的北京谱仪都是指北京谱仪三代。

本章主要包括北京正负电子对撞机的简介，北京谱仪的物理目标，北京谱仪的探测器构成，北京谱仪的离线软件系统的简介。

2.1 北京正负电子对撞机简介

升级后的北京正负电子对撞机如图 2.1 所示，主要由直线加速器和储存环两大部分组成。直线加速器可以将正负电子加速到最高 2.3 GeV，并注入到储存环中实现对撞，其中电子由电子枪直接产生，正电子由电子打靶产生。升级后的北京正负电子对撞机采用双环设计，这也是保证亮度提高 100 倍的关键步骤，储存环可以对正负电子由于同步辐射损失的能量进行补偿。北京谱仪坐落在两个环的一个交叉点上，另外一个交叉点安放的是能量测量系统。北京正负电子对撞机设计将能量优化在 $\psi(3770)$ 的峰位上，设计瞬时亮度为 $1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ，该值意味着对于产生截面为 1cm^2 的过程，每秒钟就可以产生一个事例，经过加速器专家的努力，在 2014 年 11 月 18 日，峰值亮度已经达到 $0.8 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 。北京正负电子对撞机还做到了“一机两用”，即在夏季不适合对撞取数时，可以作为同步辐射光源使用。

加速器的稳定高效稳定运行是探测器数据数量及质量的保障。

2.2 北京谱仪的物理目标

北京谱仪的物理目标可以概括成几个大的方面：粲夸克偶素物理的研究，粲介子物理的研究，轻强子物理的研究， τ 轻子物理的研究，在参考文献 [24] 有详细的介绍，

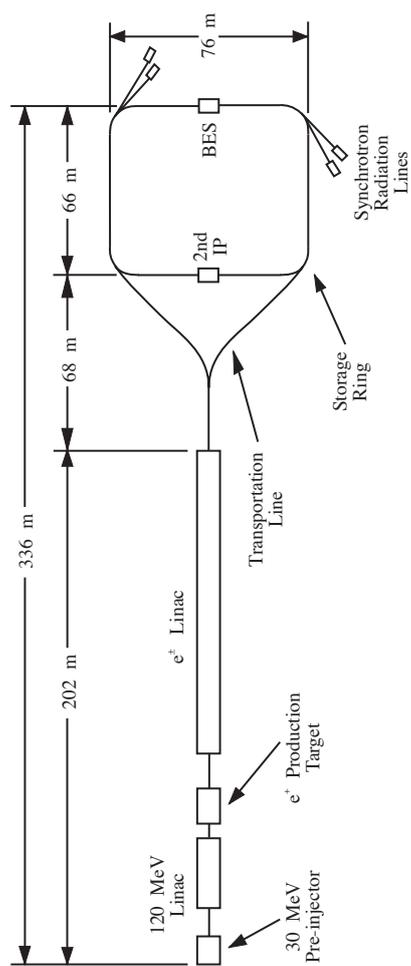


图 2.1: 北京正负电子对撞机设计图。

这里只做简要说明。粲夸克偶素的内部相互作用能标介于量子色动力学的微扰与非微扰范畴之间，研究其产生、跃迁、衰变机制对于理解强相互作用至关重要；粲夸克偶素的衰变产物中存在大量轻强子粒子，很多轻强子的性质至今仍旧没有定论，主要问题在于轻强子谱大多由于其宽度较宽，彼此干涉在一起，对于其性质的判定通常需要仔细的分波分析的研究；粲夸克参与的 CKM 矩阵元尚需精确测量才能更有效地检验标准模型，CKM 三角形闭合与否是味物理研究的重点，也是新物理可能出现的热门之处。 $D^0 - \bar{D}^0$ 混合及 CP 破坏还要更多的实验输入； τ 轻子作为三代轻子家族中最重的一员还有很多有待研究的空间，例如其质量的测量直接影响轻子的普适性的检验，是否有轻子数破坏的物理过程发生也是检验标准模型的重要方法。上述的几点理论与实验中尚未良好统一的部分，恰恰构成了北京谱仪的几个首要的物理目标，得益于史无前例的数据样本及良好的探测器性能，我们可以对上述问题进行精确的研究，可以发现产生几率更小的过程，北京谱仪的结果将为澄清上述问题贡献重要力量。

2.3 北京谱仪探测器构成

大型粒子物理探测器的使命是尽可能精确地测量末态粒子的四动量信息，供数据分析人员从中抽取有价值的物理规律。探测器设计时要综合权衡物理目标的需求、加速器性能指标的约束、经费的限制、技术成熟度、几何尺寸等因素。北京谱仪 [25] 的子探测器的种类选取及探测器的总体设计时也是考虑了加速器的特点及相应的物理目标的要求。例如探测器要适应多束团、高计数率的取数要求；亮度提高 100 倍意味着统计误差变为原来的十分之一，探测器带来的系统误差也要减小到原来的十分之一才得以匹配；BESIII 探测器没有顶点探测器是因为中性粲介子的寿命太短，而北京正负电子对撞机又是一个对称的机器继而末态粒子没有一个很强的前冲效应，现有技术无法测量到中性粲介子的次级顶点；没有强子量能器是因为产生的末态强子动量大部分很低，不需要强子量能器。北京谱仪整体设计如图 2.2 所示，整体性能要求例如对光子的能量分辨率，对带电径迹的动量分辨及粒子鉴别能力都符合物理需求，适应加速器的具体情况。下面几个小结将具体介绍北京谱仪每个子部分的具体信息，包括对撞区，主漂移室系统 (MDC)，飞行时间计数器系统 (TOF)，电磁量能器系统 (EMC)，超导磁铁系统 (Superconducting MG)， μ 子探测器系统 (MUC) 及触发、数据获取及慢控制系统 (Trigger, DAQ, Slow Control)

2.3.1 对撞区

对撞区是加速器与探测器的接口，主要由束流管和辐照本底监测系统等组成。束流管是对撞区的核心部件，正负电子在束流管里碰撞，碰撞产物要穿过束流管进入探测器。束流管的设计除了保证自身的强度及安装要求外，还要满足以下几点要求：

1. 满足加速器超高真空度的要求；

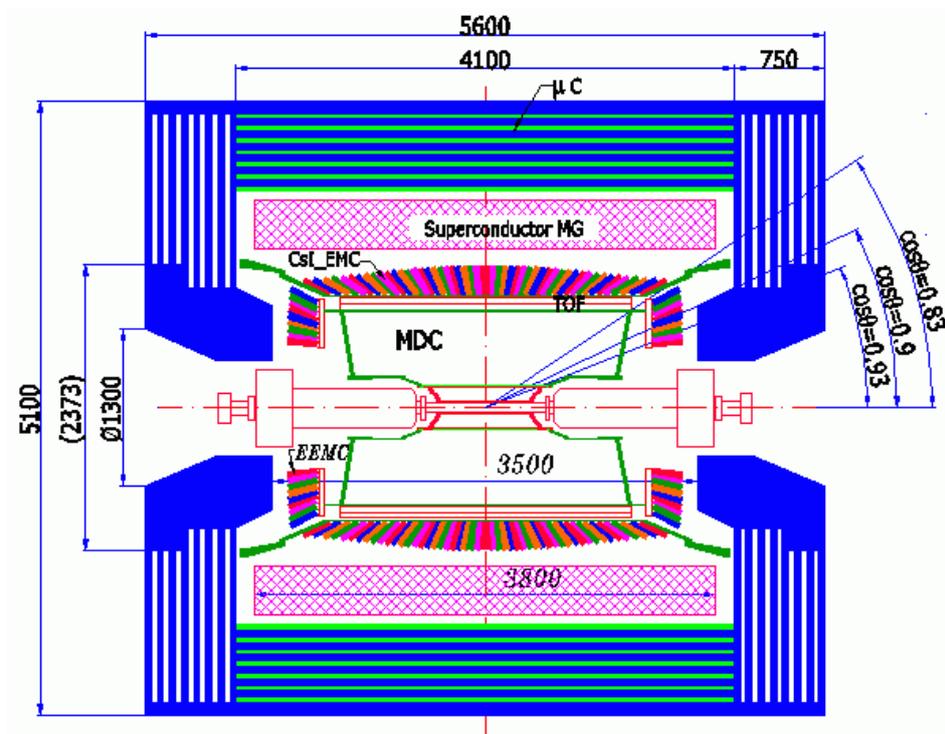


图 2.2: 北京谱仪设计图。图中长度单位为毫米。

2. 对带电粒子的阻挡及散射要足够的小，保证与产生的粒子只存在较为微弱的相互作用，减少粒子径迹测量的不确定性；
3. 能够阻挡同步辐射光，保证漂移室的安全；
4. 能够承受较强的辐照本底，保证自身的寿命；
5. 具有较好的散热本领，容易保持恒温运转，容易将加速器的高次模产生的热量及时传走，保证内层探测器温度稳定；

基于以上几点考虑，束流管选择了铍作为主要材料，并在内层镀金使其能较好地反射同步辐射光。铍管采用内外层设计，中间为冷却介质，内管壁厚 0.8 mm，外管厚 0.6 mm，总重量只有 200 多克。

2.3.2 主漂移室系统

主漂移室 (Main Drift Chamber, MDC) 是 BESIII 最内层的探测器，用来测量带电粒子形成的径迹的位置、动量和电离能损 (dE/dx)。测量动量的方法是通过测量带电粒子在磁场中的轨迹从而计算出其动量；带电粒子会将气体电离并损失能量，而特定动量下损失能量的多少可以作为区分粒子种类的一种方法，这是使用 dE/dx 信息做粒子鉴别的基础。主漂移室的性能指标包括空间分辨率，横向动量分辨率，径向动量分辨率， dE/dx 分辨率。作为 BESIII 的中心径迹探测器，MDC 必须满足以下要求：

(1) 精确测量从相互作用点产生的带电粒子的动量大小和方向；(2) 好的 dE/dx 分辨，提供对低动量带电粒子的鉴别；(3) 对带电粒子的测量有尽可能大的立体覆盖角，并为加速器超导插入磁铁提供空间；(4) 对低动量带电粒子径迹有尽可能大的重建效率；(5) 为带电粒子提供一级硬件触发信号；(6) 适应 BEPCII 的高亮度，能在高计数率条件下正常工作；(7) 能重建次级衰变顶点，比如 K_s 、 Λ ，能为外层探测器提供较好的径迹外推信息；(8) 在高本底的环境下能安全稳定地运行，并有较长的工作寿命。

基于以上要求，BESIII 漂移室被设计成一个使用低质量材料、具有小单元结构的圆柱形漂移室，内半径和外半径分别为 59 mm 和 810 mm，其总体结构如图 2.3 所示。为保证大立体角覆盖，室体设计长度约为 2.4 m，这样包含所有丝层的立体角覆盖可达 $93\% \times 4\pi$ 。考虑到今后可能更换处在高本底区的漂移室内室部分，漂移室被设计为外室和可拆卸的内室两部分。为了满足对撞点附近 Micro- β 聚焦磁铁的安装位置，漂移室外室的端面板必须设计为包含台阶结构的特殊形状，在这种设计下外室端面板被分为台阶和大端板两部分，同时让外室的最大立体覆盖角达到 $93\% \times 4\pi$ 。为减小物质量，漂移室采用氨基混合气体，气压在大气压附近，并使用低质量的铝丝作为单元场丝，同时内外桶均采用碳纤维材料。使用铝场丝还能大幅度降低丝张力，减小漂移室端面板以及内外桶的受力，从而可以减小端面板和内外桶的厚度，进一步降低室体物质量。

主漂移室电子学系统是以漂移室的功能及输出信号特点为基础来设计的，其主要任务是将 6796 根信号丝的微弱的模拟信号处理成可以记录存储的二进制信息，主要设

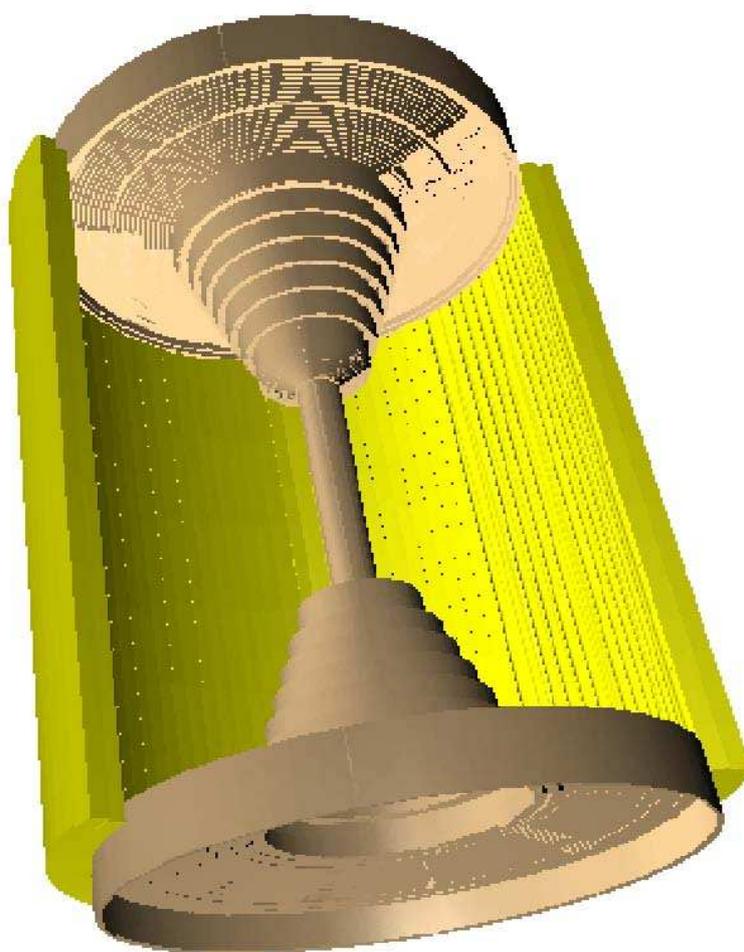


图 2.3: 北京谱仪主漂移室设计图。

计原则是电子学带来的不确定性要远小于探测器性能指标的要求，使其不作为主要误差来源。MDC 测量动量时需要用到电离电子的漂移时间信息，测量 dE/dx 需要知道沉积的电荷量的信息，所以电子学的测量主要分为时间测量及电荷测量两部分。该系统主要包括前置放大器，电荷与时间测量插件，校准刻度电路，读出控制插件，触发接口插件，扇出插件，信号电缆等组成。

BESIII 的漂移室达到的性能指标为：的单丝分辨是 $130 \mu m$ ，对于横动量为 1 GeV 的带电粒子，动量分辨为 $\sigma_{P_t}/P_t=0.5\%$ ， dE/dx 分辨为 6% 。

2.3.3 飞行时间计数器系统

飞行时间计数器 (Time of Flight, TOF) 是绑在漂移室外边的用来测量粒子种类的探测器，其测量逻辑是在已知飞行距离的情况下通过测量粒子的飞行时间得到粒子的飞行速度，结合漂移室测得的动量信息，得到粒子的质量，继而判别粒子的种类。飞行时间计数器还可以提供快的触发信号，确定事例起始时间，也可以通过不同子单元的时间差别来排除宇宙线的本地（宇宙线事例的典型特征是在飞行时间计数器的顶部击中时间要早于底部的击中时间，而对撞事例中的径迹由于是从对撞顶点出发，在飞行时间计数器的各个位置的击中时间几乎是相同的。）飞行时间计数器的性能指标是其时间分辨率及相同动量粒子的飞行时间差，而后者是由探测器的尺寸决定的，受限较多，所以时间分辨是探测器设计时主要考虑的指标，而通常探测器介质的本征时间分辨是影响整个探测器时间分辨的主要因素。

BESIII 的飞行时间计数器采用快塑料闪烁体直接耦合光电倍增管的方案，由于在磁场中工作，所以选择了精细网型抗磁场光电倍增管。整体形状为圆筒状如图2.6所示，为了提高分辨率及可靠性，桶部采用了双层设计。

飞行时间计数器的电子学系统主要完成时间测量，电荷测量 (用于对前沿定时带来的时间游动效应进行修正)，提供粒子击中的快速时间相应信号三项任务。主要包括前置放大器和读出电子学两部分。

BESIII 飞行时间计数器的时间分辨为 90 ps (桶部)， 110 ps (端盖)。

2.3.4 电磁量能器系统

电磁量能器 (Electromagnetic Calorimeter) 的基本功能是测量带电粒子的能量信息及中性粒子的能量及位置信息，同时提供中性事例的触发，并和其他探测器共同完成 Bhabha 事例及带电强子或非强子事例的判选，排除束流本底事例。 J/ψ 衰变末态中的光子大多为低能光子，因此对低能区 ($<500 \text{ MeV}$) 的探测效率和分辨率将是 BESIII 电磁量能器设计和建造的重点。同时，探测高动量的 π^0 需要区分夹角很小的相邻光子，因此量能器必须有足够小的探测粒度。一个性能优越的量能器是精确测量的重要保障。

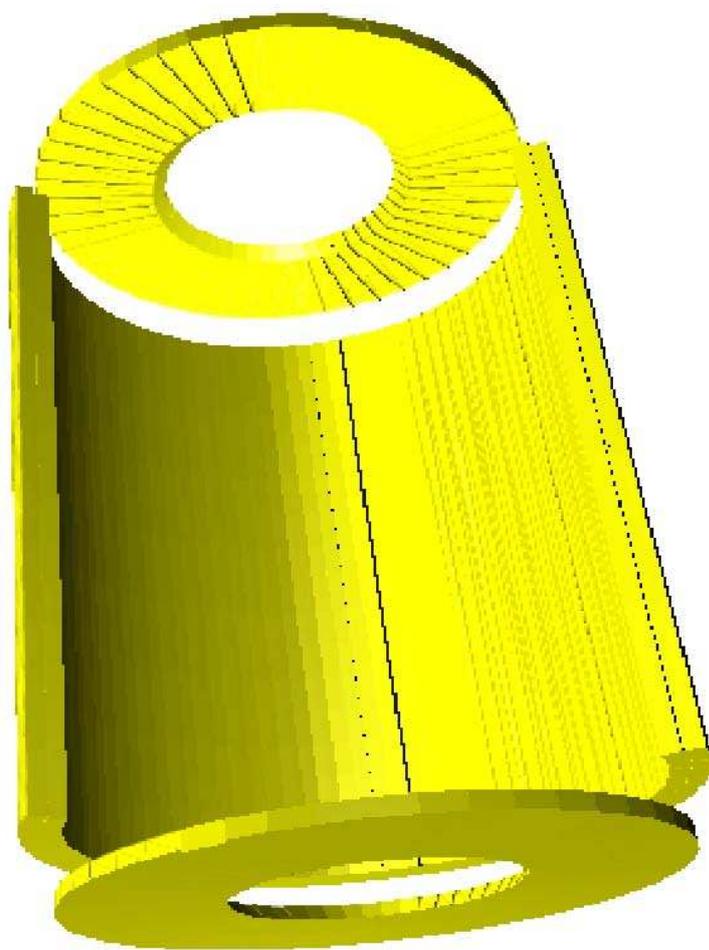


图 2.4: 北京谱仪飞行时间计数器设计图。

BESIII 的量能器选取了 CsI (TI) 晶体作为敏感材料, 使用光二极管收集在晶体中产生的光子, 整体形状为桶状, 共有 6272 块晶体, 如图2.5所示。

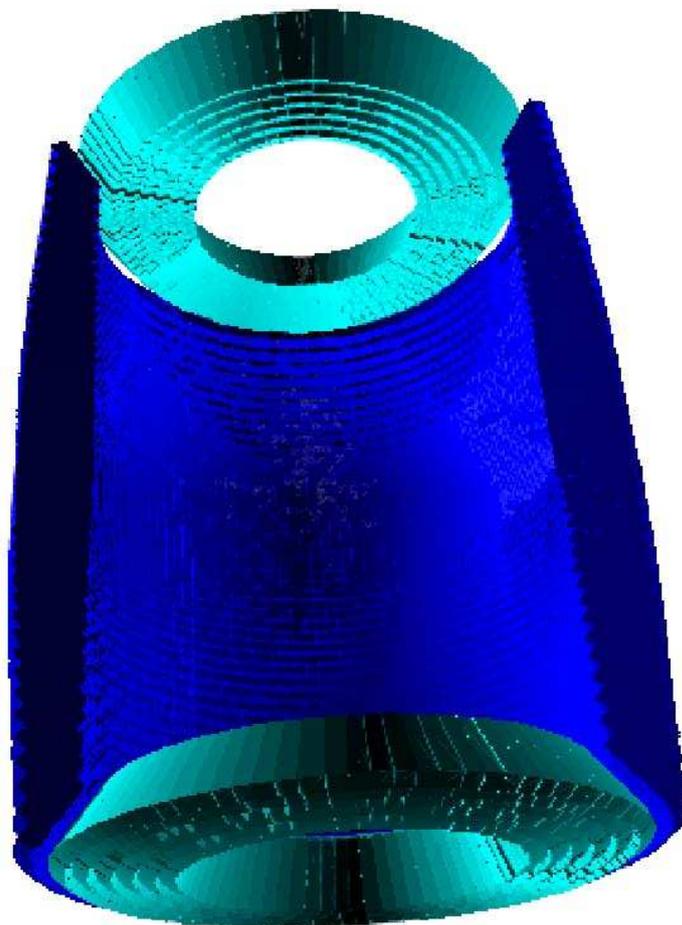


图 2.5: 北京谱仪电磁量能器设计图。

电磁量能器的电子学系统的主要功能是测量光二极管收集的电荷量, 主要包括前置放大器, 主放大器, 电荷测量插件, 测试控制器等。

BESIII 电磁量能器具有如下功能和特点:

- (1) 桶部立体接收度为 $83\% \times 4\pi$, 端盖为 $8.8\% \times 4\pi$;
- (2) 对 1 GeV 的光子, 目前达到的能量分辨是桶部 2.5%, 端盖 5%;
- (3) 电磁簇射的位置分辨: 对 1 GeV 的光子, 目前达到的位置分辨是桶部 6 mm, 端盖 9 mm;
- (4) 提供很好的纯中性事例 (γ) 的触发;
- (5) 通过沉积能量与动量的比例, 在能量大于 200 MeV 的区域具有良好的 e/π 分辨;
- (6) 足够小的探测单元粒度和精细的信号读出, 具有良好的双 γ 角分辨能力, 并具有较强的探测高能 π^0 的能力和区分来自强子衰变产生的假 γ 的能力。

2.3.5 超导磁铁系统

超导磁铁 (Superconducting Solenoid Magnet, SSM) 的功能是提供一个稳定均匀的磁场, 使带电粒子偏转继而通过测量偏转半径计算其动量。

BESIII 的超导磁铁采用线圈内绕及两相氦冷却方案, 直径 3 m, 长度 3.5 m, 磁场强度为 1 T。过低的磁场强度不能使高动量粒子有效偏转, 不能获得很好的动量分辨; 过高的磁场使低动量的粒子打圈而不能到达漂移室, 径迹重建效率降低。BESIII 的超导磁铁主要包括超导线圈, 低温系统, 真空系统等组成, 磁场不均匀度小于 0.5%, 磁场精度小于 0.1%。

2.3.6 μ 子探测器系统

μ 子探测器的主要功能是区分对撞产生的 μ 与 π , 因为 μ 与 π 的质量很接近, 很难通过前文提到的两种粒子鉴别方法进行区分, 好在 μ 只与物质发生电磁相互作用继而穿透能力很强。 μ 子探测器在探测器的最外层, 能够穿透至其深处的大部分都是 μ 子。由于要做径迹匹配, μ 子探测器也要测量击中的位置信息。

BESIII 的 μ 子探测器选用的探测介质为阻性板室, 钽铁作为吸收体, 整体形状也为圆筒状, 如图 2.6 所示。

μ 子探测器电子学的功能是将粒子击中信息数字化, 在触发信号到来时将好事例的数据以固定格式存储。

μ 子鉴别器的性能: 立体接收度 $89\% \times 4\pi$; ϕ 向单层位置分辨达到 1.2 cm; 最低探测动量为 0.35 GeV; 探测效率达到 95%($p > 0.4$ GeV)。目前径迹在 μ 子鉴别器的的位置分辨是 2 cm。

2.3.7 触发、数据获取系统

BESIII 的触发系统 (Trigger) 的功能是实现快速实时的事例选择与控制, 减少数据量, 把事例率从 1.3×10^7 Hz 降到数据获取系统可以接受的 4 000 Hz, 但是同时要保证我们关心的物理事例都保存下来。触发判选系统由 MDC 寻迹、TOF 击中、EMC 能量甄别、径迹配对、总触发及控制等子系统构成。图 2.7 为 BESIII 触发判选逻辑的示意图。来自各子探测器的电子信号经过 VME 机箱中相应的触发电路处理后生成基本的触发参量, 包括 TOF 子探测器的击中时间和击中数, 漂移室径迹数和位置信息, 以及电磁量能器中的沉积能量、簇团数及位置信息等。这些参量在总触发单元中汇总并进行时间匹配, 如果满足预定的触发条件, 则产生一级触发通过信号 L1。L1 信号通过数据获取系统的数据流控制电路或快控制电路经信号分配插件送到各子探测器的读出控制电路。

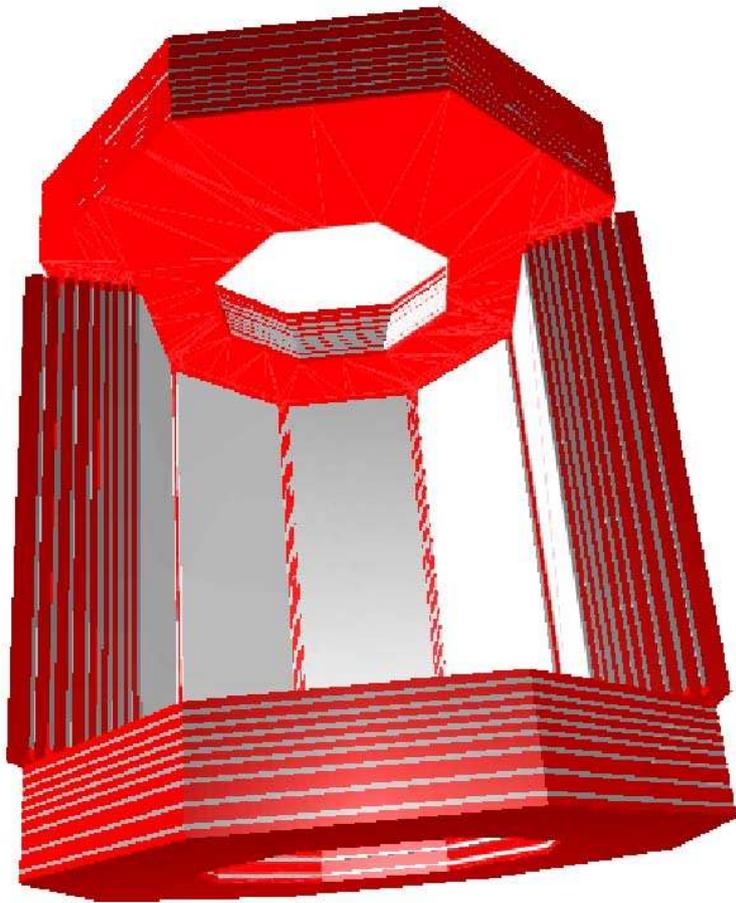


图 2.6: 北京谱仪 μ 子探测器设计图

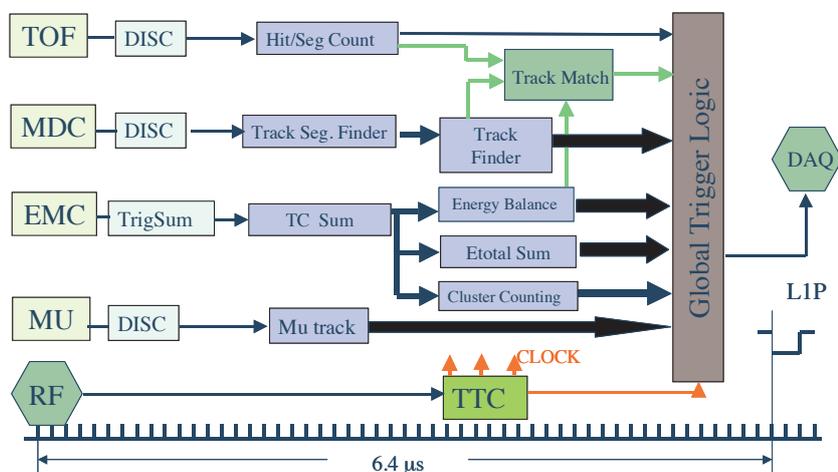


图 2.7: 北京谱仪触发逻辑图。

BESIII 在线数据获取系统 (DAQ) 是基于前端电子学和触发判选的硬件系统, 设计目标是完成 4 000 Hz 高事例率为下, 事例平均长度小于 12 000 字节的条件下数据的读出和处理, 保证稳定工作 24 小时且死时间小于 5%, 由读出系统、在线系统、慢控制系统和校准系统以及其它服务系统组成。BESIII 数据获取系统的主要任务是采集经过一级触发判选后的前端电子学事例数据, 经过两级计算机预处理和高速网络传输, 将分布在各 VME 读出机箱中的事例数据段迅速地汇集到在线计算机系统上进行事例包装和过滤, 整理成为完整的有效事例, 最终将标记的事例数据记录下来。BESIII 的数据获取系统大规模运用先进的计算机和网络技术, 采用多级处理方案。为了从前端电子学系统中快速读出大量数据并使系统死时间尽可能地小, 设计大量采用多级数据缓冲技术、并行处理技术、VME 总线高速读出技术以及网络传输技术。

2.4 离线软件系统

各个子探测器接收的信息, 经过触发判选之后, 经由数据获取系统以二进制的形式被存储下来 (通常称为原始数据), 离线软件系统的功能就是提供给用户一个简单易用、安全可靠、服务齐全的数据处理环境, 最终将探测器信息转化为物理结果, 流程可以抽象为图 2.8 所示。

原始数据经过离线刻度算法, 能够将探测器的电子学记录的信息转化为实际的能量信息, 位置信息等。离线刻度按照不同的子探测器分别进行, 生成大量的刻度常数存于数据库之中; 重建过程是使用刻度常数, 将探测器记录的信息转化为粒子的动量、能

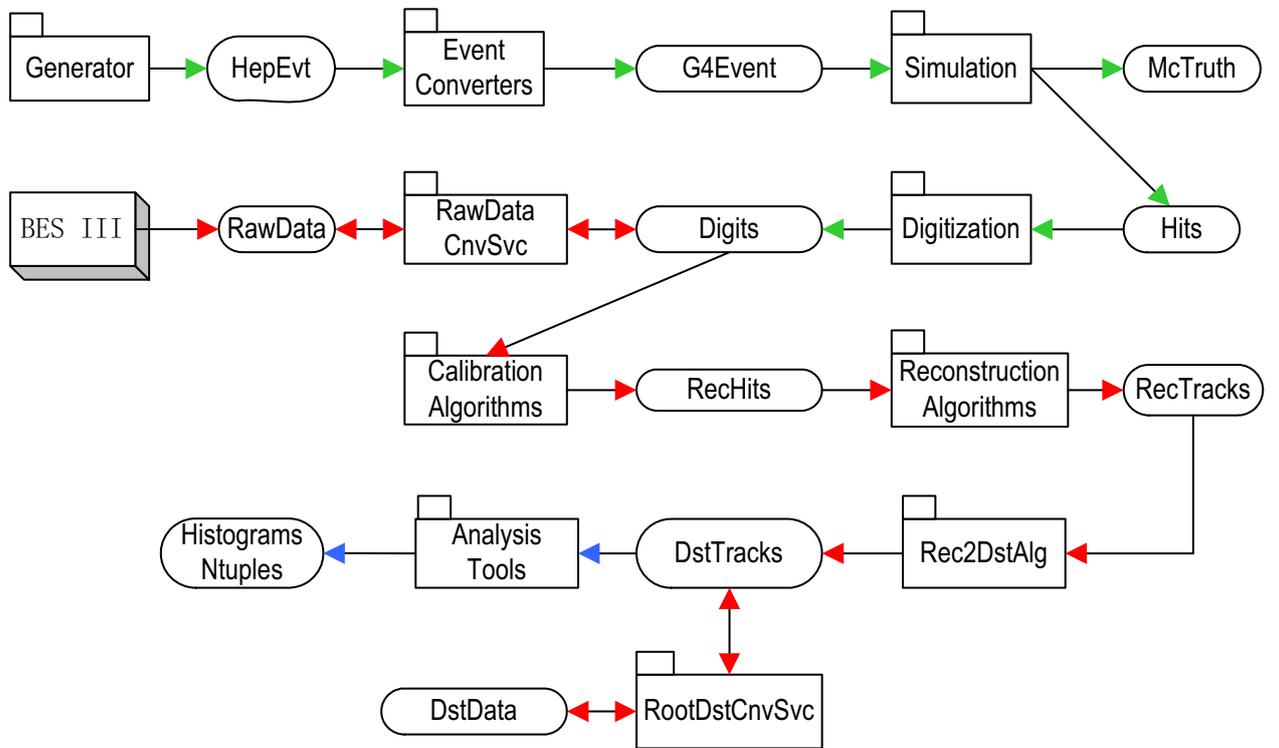


图 2.8: 北京谱仪离线软件系统概念图。

量、粒子种类的几率等信息直接用于物理分析。通常情况下，为了优化事例选择方法，计算事例选择效率还要通过物理事例产生子生成蒙特卡洛事例（MC），并对 MC 做与真实数据同样的处理。

下面将依照产生—模拟—刻度—重建为顺序介绍北京谱仪离线软件系统。

2.4.1 物理事例产生子

虽然物理研究的目的是探索未知，但总是要以一定的已知为基础，物理事例产生子就是在高能物理数据分析过程中常用的使用已知信息探索未知规律的工具。在研究分析方法、计算选择效率、分析本底来源更关键步骤中，产生子扮演着十分重要的角色。产生子的本质是利用已知的动力学及运动学知识，将末态粒子的分布计算出来，形成一个与真实数据发生的行为较为接近的可以控制的样本。BESIII 的产生子的逻辑是利用 KKMC 作为产生粲夸克偶素的工具，其中初态辐射过程已经被考虑在内；利用 EvtGen 模拟粲夸克偶素的衰变过程，末态辐射过程使用 PHOTOS 进行模拟；利用 PYTHIA 模拟连续事例；利用 Babayaga, Bhwide 等 QED 产生子模拟 Bhabha, di-muon, di-gamma 过程。

2.4.2 探测器模拟

光用产生子还不足以系统的描述探测器中真实发生的过程，还需要对探测器进行模拟。要实现精确模拟，重点要研究探测器的复杂相应机制。主要包括探测器几何位形的精确描述，粒子在探测器中的输运及相互作用，探测器的响应等复杂过程的真实化描述。由于很多过程并没有完美的可以依靠的理论，且过程过于复杂，很多时候要依赖于经验与近似。北京谱仪的探测器模拟框架是以 GEANT4 为基础开发的面向对象的模拟软件，模拟了漂移室、飞行时间计数器、电磁量能器、 μ 子探测器、超导磁铁系统、触发判选及数据获取系统、束流管等所有的探测器部件。

2.4.3 探测器刻度

北京谱仪离线软件系统基于 MySQL 数据库和 GAUDI 的数据管理模式，实现了各个探测器刻度常数的有效管理及流程控制，保证了离线刻度的准确与快捷。下面分别介绍各个探测器的刻度细节。

2.4.3.1 漂移室刻度

漂移室离线刻度的主要内容有：X-T 关系刻度，T0 刻度，丝位刻度和 Q-T 关系刻度。

X-T 关系即漂移时间与漂移距离之间的关系。由于 BESIII 漂移室采用小单元结构，单元内电场分布很不均匀，因此 X-T 关系很复杂，需要选取合适的函数来描述。

在单元大部分区域 X-T 关系很光滑，但在边界区域，漂移时间随漂移距离增大迅速增加，因此，BESIII 的 X-T 关系采用分段函数拟合：光滑区采用 5 阶多项式拟合，单元边界附近采用 1 阶多项式拟合。同时要求分段函数在交界点连续。

电子学测量到的时间信息是触发信号和丝信号之间的时间间隔，它和实际的漂移时间相差一个偏移量，包含入射粒子飞行到击中丝的飞行时间，丝信号从雪崩点到前放的传播时间，信号在电子学系统中的延时和其他的一些工作条件相关的时间。离线中把与具体事例无关的，只与电子学通道相关的时间信息常数作为 T_0 来刻度。由于 BESIII 漂移室中的 6796 个电子学通道中，各通道之间都会存在差异，因此， T_0 刻度常数的数目为 6796 个。

在探测器建造过程中，由于加工及装配误差的存在，以及探测器受力形变等原因，信号丝的实际位置与理想位置（即设计丝位）间存在差别，这些会影响径迹拟合的结果，为了获得精确的重建结果，必须对信号丝的位置进行修正，这就是“丝位刻度”。丝位刻度中需要考虑的因素有：定位孔在端面板上的位置精度，定位子与定位孔的配合精度，丝在夹丝小管中的位置，端面板变形等。此项刻度常数的数目为 6796（单元总数）。

由于丝信号经过放大后再定阈甄别，甄别输出信号的前沿给出漂移时间信息，放大的信号具有一定的上升时间，这样测量的漂移时间会有一个偏移量，而且信号的幅度及形状存在差异，也会引起漂移时间测量的晃动，因此需要进行 Q-T 关系刻度。

2.4.3.2 dE/dx 刻度

在 BESIII 漂移室中，影响 dE/dx 分辨的系统效应很多，在 dE/dx 的刻度中需要修正的因素包括了：

1. 径迹在漂移室单元中的取样长度；
2. 不同单元增益的不一致性；
3. 空间电荷效应随极角的变化；
4. 增益随漂移距离的变化；
5. 增益随入射方位角的变化；
6. 增益随中点纵向（z）位置的变化；
7. 电子学中电荷增益的非线性；
8. 粒子种类相关的修正；
9. 不同丝层之间增益的差别；
10. 脉冲高度随时间变化的刻度。

该项工作是保证粒子鉴别准确性的重要步骤。

2.4.3.3 飞行时间计数器刻度

TOF 刻度的内容有：粒子飞行时间修正，有效传播速度的刻度，衰减长度计算等。TOF 刻度采用的修正函数为 BESII 的经验公式：

$$T_{\text{offset}} = T_0^{\text{offset}} + \frac{P_1 + P_2 \times z}{\sqrt{Q}} + P_3 \times Q + P_4 \times Q^2 + P_5 \times Q^3 + \frac{P_6}{0.83^2 + z^2} + P_7 \times z + P_8 \times z^2 + P_9 \times z^3 + P_{10}$$

式中第 1 项为与 RUN 相关的时间偏离，第 2、3、4、5 项分别代表与 Q 相关的修正，6、7 项与计数器厚度相关的修正和光在闪烁体中的传播速度的相关修正，第 8 项为与光电倍增管相关及其他因素修正。修正过程为通过求优化函数 $\chi = T_m - T_{\text{exp}}$ ，即预期值与测量值的差别的极小，得到 TOF 的 10 个刻度系数。

2.4.3.4 电磁量能器刻度

EMC 被击中晶体的原始信息中包含了电子学测量得到的幅度转化数字信号 ADC 和时间转化数字信号 TDC 道数，刻度时需要将上述信息转换为真实的能量沉积。由于每块晶体的光产额和电子学增益都不一样，并且会随着时间的变化，所以 ADC 到能量的转换系数需要从物理事例中刻度得到，该过程被称为量能器能量的刻度。此外，还要进行簇射位置的刻度，现在使用的方法是利用 Bhabha 事例，将漂移室的重建径迹外推到量能器表面，作为击中位置的期待值，在跟量能器重建出的位置做比较，就可以得到修正量。

2.4.3.5 μ 子探测器刻度

μ 子探测器刻度的主要任务是给出各个探测单元的实际效率和噪声水平，并能够反应各种外界条件对探测器性能的影响。刻度方法是使用双 μ 子事例或者宇宙线事例得到出预期击中跟实际击中的关系，计算探测效率，噪声水平等。

2.4.4 事例重建

北京谱仪的事例重建系统由漂移室、电磁量能器、飞行时间计数器、 μ 子探测器子系统，及径迹外推和匹配部分部分组成。依照顺序分别为快寻迹和事例起始时间的计算，漂移室主重建和卡尔曼滤波径迹拟合，然后进行 dE/dx 径迹识别，量能器、飞行时间计数器和 μ 子探测器的事例重建等，下面逐一介绍。

2.4.4.1 事例起始时间的重建

北京正负电子对撞机上每个束团的时间间隔为 8 ns，而北京谱仪触发系统的周期为 24 ns，故每个触发周期内由三个束团发生对撞，准确的事例起始时间无法由在线系

统直接给出，只能使用离线系统重建事例的起始时间。方法为先通过主漂移室径迹快速重建得到带电粒子的径迹长度，再根据不同粒子的速度得到飞行时间。因为不同粒子的质量不同，得到动量之后要做粒子鉴别才能计算出速度。从北京谱仪的几何构型及子探测器的时间响应我们知道只有飞行时间计数器跟漂移室适合用来做事例起始时间的重建，而飞行时间计数器的时间测量精度更高，故在由飞行时间计数器信息时将其作为首选。北京谱仪的事例起始时间重建效率可以达到 99.5% 以上，保证了后续各个步骤的进行。

2.4.4.2 漂移室的径迹重建与拟合

漂移室径迹重建是将击中信息转化为径迹信息的过程。带电粒子在磁场中的运动轨迹是空间螺旋线，在北京谱仪的框架下，磁场与束流管平行，所以径迹在 $r-\phi$ 平面的投影为圆弧线，在 $r-z$ 平面投影为直线。漂移室径迹重建的任务就是利用漂移室所记录的带电粒子的空间击中信息得到粒子的螺旋线径迹参数和动量。目前漂移室对带电径迹的重建采用两种基于不同原理的寻径方法：一种是基于模式识别的径迹重建算法，称为 MdcPatRec 算法；另一种是基于径迹段寻找的径迹重建算法，称为 Track Segment Finding (TSF) 算法。MdcPatRec 算法使用模式匹配的算法进行径迹寻找，首先使用模式识别方法在超层内寻找径迹段；然后，把轴丝超层径迹段连接成圆径迹，并进行圆拟合；把圆径迹与斜丝超层段连接成螺旋线径迹，并进行螺旋线拟合，得到径迹参数等信息。TSF 算法将径迹的击中信息经过共形变换后，同时利用了击中丝的位置和时间信息来组合径迹段的方法。在共形面上，径迹与其相应的击中丝所构造的漂移圆被分别变换为直线及与该直线相切的“漂移圆”。因此在共形面上，可以利用能构成直线的漂移圆来构造径迹段，同时又以相切的约束条件来排除径迹附近噪声干扰。

径迹拟合在径迹寻找的基础上更加精细地计算径迹参数和误差矩阵，包括各种精细修正例如多次散射、能量损失、磁场不均匀性、丝下垂等。北京谱仪的径迹拟合采用卡尔曼滤波方法。一个完整的卡尔曼滤波包括三个部分：预测。利用现有的信息估计下一个时刻的状态；过滤。加权当前的测量结果并预测未来的状态，给出更新后的的状态信息；平滑。使用全部的该时刻以前的信息回推。在预测过程中处理各种效应，在过滤过程中考虑测量信息，更新径迹参数和误差矩阵。

2.4.4.3 dE/dx 重建

dE/dx 重建是将能损信息转化为粒子鉴别是使用的 χ 量的过程。径迹的测量取样值采用双端截断平均的方法，即按照一定的比例将 dE/dx 测量值较大的取样和较小的取样舍弃，对余下的取样测量求平均，从而得到近似高斯状的 dE/dx 的分布。

2.4.4.4 飞行时间计数器的重建

TOF 重建的主要任务是利用 TOF 测量的径迹的飞行时间信息，结合主漂移室重建后外推到 TOF 的径迹信息，给出可以用于分析使用的飞行时间和粒子鉴别的信息。TOF 的重建时首先通过光电倍增管的信号寻找 TOF 的击中信息，然后对 MDC 外推径迹与 TOF 的击中信息进行匹配，重建出 TOF 径迹信息。

2.4.4.5 电磁量能器的能量与位置重建

一个高能电子或光子击中量能器时会形成电磁簇射。电磁簇射在晶体中横向和纵向发展，把能量损失在一系列相邻的晶体中。量能器的重建算法，就是要寻找这些相邻的晶体，进而计算出入射粒子的总能量和击中位置。首先通过刻度服务，将晶体的 ADC 信息转换为真实的沉积能量；再根据晶体编号，用迭代法寻找能量簇团；然后在能量簇团中寻找种子，并且根据种子的数目和簇团的形状将簇团劈裂为一个或多个簇射；最后计算簇射的能量和位置并进行修正。

2.4.4.6 μ 子探测器的重建

μ 子探测器的重建算法主要有三种，外推重建，自重建，极点重建。我们以外推重建为例阐述大致的逻辑：以漂移室的外推径迹为种子，然后在 μ 子探测器中逐层外推拟合，直到最后一层，得到完整径迹。对于真实数据，有时为了提高重建效率经常联合使用外推算法与自重建算法。

2.5 小结

本章讨论了本论文的研究所依赖的平台细节，即加速器、探测器系统，重点放在了探测器子系统的介绍上。加速器、探测器的优越的性能是本论文中数据分析的重要保证，同时对加速器、探测器的理解对于优化分析过程、探索结果的系统误差也至关重要。

第三章 数据积分亮度的测量

正如前文所述，北京谱仪是一个 τ -粲工厂，获取的数据样本十分巨大，可以用来做十分精细的测量，借以对相应的物理规律进行深入地探索。本章介绍的是北京谱仪上数据积分亮度的测量，数据积分亮度的精确测量是物理分析工作的基础，尤其是跟测量特定物理过程截面的工作关系十分密切，前者是后者的中心值的正确性及精度的重要保证。

3.1 积分亮度的定义及常用测量方法

在讨论加速器的性能时，我们提到了亮度这个量，其单位是 $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，例如升级后的北京正负电子对撞机的预期亮度是 $1 \times 10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。对撞机运行一段时间后经由探测器获取的数据样本的大小可以用积分亮度这一概念来衡量，数据的积分亮度的单位跟面积单位的倒数是一致的。物理过程的产生截面是以面积做单位的，通常是以靶 (bar) 为单位，其中 $1 \text{ bar} = 10^{-28}\text{m}^2$ 。将积分亮度与产生截面两者乘在一起就是某个物理过程在如此大的数据样本下产生的次数，即事例数。抽象成公式为 $N = L \times \sigma$ ，其中 N 为产生的事例数， L 为数据的亮度， σ 为该过程的截面。当然，大多数微观世界的事件是服从量子力学的规律的，我们刚刚讨论的关系要在大量统计下才成立，否则就要考虑统计误差。如果能较精确地知道某个过程的产生截面，例如可以计算得很准确的量子电动力学过程，并知道一批数据样本中产生了多少该过程的事例数，我们就可以反推该数据样本的亮度，这即是我们测量亮度的指导思想。

一般情况下，要定量地描述我们并不是很了解的过程，并将其与理论进行比较的时候，在实验上都要测量其产生截面。而得到该过程产生的事例数后，想要得到截面，积分亮度是必须的输入值。北京谱仪的在线系统是可以给出粗略的积分亮度值，即所谓的在线亮度，然而该值的精度不能够满足物理分析工作的要求，我们需要在离线条件下仔细分析各种系统误差，得到更加可信的积分亮度值，即所谓的离线亮度。

3.2 北京谱仪上采集的数据样本

截至到 2014 年北京谱仪上获取的数据样本的简要信息如表 3.1 所示，几乎所有的子样本都是迄今为止世界上同一能量点取得的最大样本。

通常情况下，在窄共振峰上取得的数据，我们用事例数来标定其样本大小，而在宽共振峰附近的数据，我们用数据的积分亮度来标定其样本大小。在 J/ψ 的产生峰值上获取了 13 亿事例，这意味着可以对衰变分支比在 10^{-8} 量级的过程进行研究，对于轻强子谱的性质的研究有重要突破。通常情况下，分波分析技术在轻强子谱学的研究中

表 3.1: 北京谱仪数据简介

样本名称	质心系能量 (GeV)	亮度或事例数	主要物理目标
J/ψ 数据	3.097	13 亿	研究 J/ψ 衰变过程中产生的轻强子态
$\psi(3686)$ 数据	3.686	5 亿	研究粲夸克偶素之间的跃迁机制
$\psi(3770)$ 数据	3.773	2.9 fb^{-1}	研究粲介子的衰变
τ 质量扫描数据	3.554	0.024 fb^{-1}	τ 轻子质量的精确测量
XYZ 数据	3.81-4.60	5 fb^{-1}	研究新型强子态, 研究激发态粲介子
R 值数据	3.85-4.59	0.8 fb^{-1}	R 值的精确测量

有重要应用, 因为轻夸克的质量很低, 轻强子谱的宽度通常很宽, 彼此的干涉效应也很大; 在 $\psi(3686)$ 的峰值上获取的 5 亿事例, 可以对不能在正负电子对撞中直接产生的粲夸克偶素进行研究, 例如 P 波态 χ_{cJ} (正负电子对撞只能直接产生与光子的量子数相同的粲夸克偶素); $\psi(3770)$ 的质量在粲介子产生阈值以上, 可以通过 OZI 允许的过程衰变到粲介子对, 故其主要衰变产物是粲介子, $2.9 \text{ fb}^{-1}\psi(3770)$ 数据可以用来精确研究粲介子的衰变, 对于味物理的研究具有重要意义; 通过 0.024 fb^{-1} 在 τ 产生阈值附近的数据, 可以对其质量在 0.1 MeV 的精度上进行测量; 从 3.85 到 4.59 GeV, 在 104 个能量点进行了扫描取数, 可以对强子的总产生截面进行高精度的测量; 在 3.81 到 4.60 GeV 区间内, 在接近 20 个能量点上取了大约 5 fb^{-1} 的数据, 主要为了研究所谓的 XYZ 粒子及粲介子产生截面。本论文依赖的实验数据主要是 XYZ 数据, 下文的数据积分亮度测量也是针对该数据样本。

3.3 XYZ 数据积分亮度的测量

XYZ 数据取在了 18 个不同的能量点上, 其中在接近 $Y(4260)$, $Y(4360)$, $\psi(4415)$ 及 $Y(4630)$ 产生峰值的能量点上取的数据样本大一些, 其余的能量点是为了测量产生截面随着质心系能量的变化规律。我们选用巴巴过程 ($e^+e^- \rightarrow (\gamma)e^+e^-$, 其中 (γ) 表示辐射光子, 在该过程中由于初末态粒子种类相同不能区分初态辐射还是末态辐射) 来测量亮度, 一是因为该过程的产生截面足够大, 能选出足够多的事例数, 保证了测量结果具有较小的统计误差; 二是因为该过程的截面理论上可以进行很精确的计算 (已经有了几个量子电动力学 (QED) 产生子可以计算该过程的截面), 再加之末态拓扑结构比较简单, 容易进行事例筛选, 这样能够保证有较小的系统误差。后续研究发现, 与系统误差相比, 统计误差在亮度测量过程中可以忽略不计。为了检查结果的可靠性, 我们选用了两光子过程 ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) 对结果进行了独立检验。

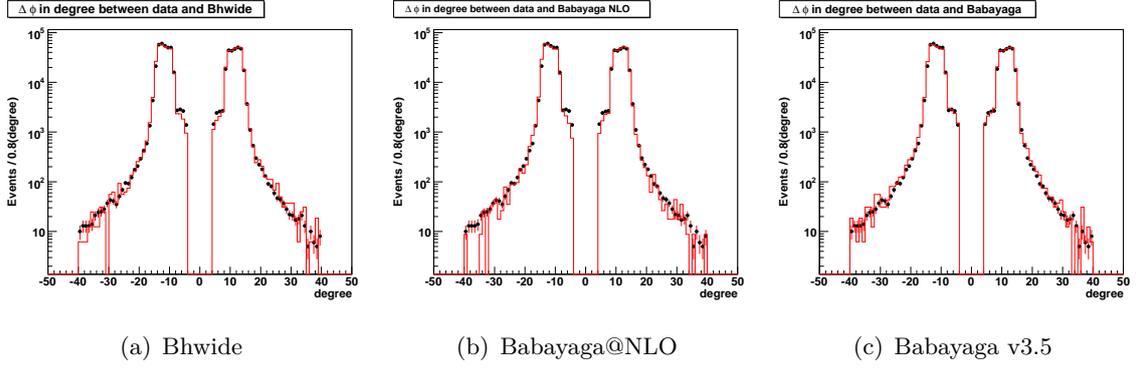


图 3.1: 真实数据与三个产生子在 $\Delta\phi$ 分布上的对比。其中 $\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2| - 180^\circ$, $\phi_{1,2}$ 是两个簇团在量能器中的方位角。

3.3.1 QED 产生子

QED 产生子在本工作中扮演着重要角色, 不但要用来精确计算产生截面, 还要用来模拟数据的运动学变量的分布, 以便能准确计算事例选择效率。文献 [26] 较为详细地介绍了常用 QED 产生子的基本知识, 例如理论基础、精确度等, 这里只对跟本分析相关的产生子做简要的介绍。表 3.2 列举了三个常用于亮度测量的产生子, 并分别给出了理论基础和精度。

名称	理论框架	在 BESIII 能区的精度
Babayaga v3.5	Parton Shower 模型	0.5%
Bhwide	$O(\alpha)$ + YFS 模型	0.1%
Babayaga@NLO	$O(\alpha)$ + Parton Shower 模型	0.1%

虽然 Babayaga v3.5 与另外两个产生子相比精度较低, 但是仍然被选来作为该分析的产生子, 是因为如图 3.1 所示, 它与数据的分布更加吻合。后续研究现实, 另外两个产生子在模拟带有大能量辐射光子, 尤其是光子的能量大于正负电子的能量时, 与真实数据有些出入, 下文会有详细介绍。另外, 0.5% 已经可以满足对于亮度精度的精度要求了, 因为在北京谱仪上一根径迹的寻找引起的系统误差大概是 1% 的量级。

Babayaga v3.5 的参数设置如表 3.3 所示。该产生子可以产生的三个量子电动力学的过程, 分别为巴巴过程, 双缪子过程和两光子过程; 束流能量按照不同能量点单独设置; 产生末态的极角设置得比探测器的接收度稍稍大一点, 这样能在保证需求的情况下节省计算资源; 每个粒子的最小能量要求大于 0.04 GeV, 该值小于我们事例选择所要求的数值, 避免发散部分模拟较慢的现象发生的同时也满足了分析的需求; 产生末态的非共线角没有做要求; 值得注意的是跑动的耦合常数不要与强子态的产生同时打开, 否则就会对真空极化的贡献计算两遍。在本分析所处理的数据处于宽共振态的区

域，选择跑动的耦合常数来处理真空极化的贡献是合适的；末态辐射只对于双缪子过程时是打开的，因为只有此时才有意义。

表 3.3: Babayaga v3.5 的参数设置

参数代号	参数值	参数解释
Channel	1	巴巴过程为 1，双缪子过程为 2，双光子过程为 3。
Ebeam	2.13 GeV	束流能量。
MinThetaAngle	20°	
MaxThetaAngle	160°	二者的范围比探测器的接收度略大。
MinimumEnergy	0.04 GeV	产生粒子的最小能量。
MaximumAcollinearity	180°	正负电子最大非共线角 $180^\circ - \cos^{-1} \frac{\vec{P}_+ \cdot \vec{P}_-}{ \vec{P}_+ \vec{P}_- }$ 。
RunningAlpha	1	跑动的 QED 跑动耦合常数开关打开。
HadronicResonance	0	强子共振态产生关闭。
FSR swich	1	末态辐射的模拟，只有对于产生双缪子事例时打开。

3.3.2 中心值的测量方法

我们选用巴巴过程 ($e^+e^- \rightarrow (\gamma)e^+e^-$) 来测量亮度的中心值，该过程较容易进行事例筛选，本底水平也比较低。

3.3.2.1 事例选择条件

我们选择的事例必须有且只有两根带有相反电荷的径迹，而且这两根径迹必须是从对撞顶点出来的，即 $V_{xy} = \sqrt{V_x^2 + V_y^2} < 1 \text{ cm}$ 且 $|V_z| < 10 \text{ cm}$ ，其中 V_{xy} 是在垂直于束流方向的平面内该径迹与对撞顶点的最近距离， $|V_z|$ 是沿着束流方向径迹与对撞顶点的最近距离，至于 1 cm 与 10 cm 这两个数值，在本分析中并没有进行优化，我们采用的北京谱仪上惯用的两个值，两个要求足够的宽松，不会对结果造成系统的偏差；另外这两根径迹被限制在漂移室的桶部范围内，即 $|\cos\theta| < 0.8$ ，其中 θ 漂移室测量的极角，在此范围内束流相关本底很少且探测器性能较好；因为双缪子过程 ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) 也满足上述条件，为了排除这种本底，我们要求每根径迹在电磁量能器中的沉积能量大于 $\frac{1.55}{4.26} \times E_{\text{cms}}$ ，其中 E_{cms} 是质心系能量，由于缪子与物质的相互作用比电子弱（原因是其质量很大），所以在电磁量能器中的沉积能量小于电子的沉积能量，故可以通过该条件有效地排除双缪子本底。由于有多个能量点的数据亮度需要测量，我们在使用选择条件时采用了质心系能量相关的标准，这样能得到较为均匀的事例选择效率，且使分析工作更加简单，为了方便起见，我们拿质心系能量为 4.26 GeV 的数据作为本分析的参考点；为了排除初态辐射到 J/ψ 或者 ψ' ，然后它们衰变到正负电子对这种事例，我们要求每根径迹的动量大于 $\frac{2}{4.26} \times E_{\text{cms}}$ 。上述所有变量都是在初始

正负电子的质心下测量的。我们通过遍举模拟样本检查了经过上述选择条件的本底水平，发现其小于 2×10^{-4} ，故将通过上述选择的事例都当作信号来处理。图 3.2 通过拿 4.26 GeV 的数据作为例子显示了数据与 MC 模拟在相关运动学变量分布的对比，其中极角分布和动量分布彼此符合得很好，但是能量分布有些差别。研究发现，该差别是由于电磁量能器没有得到完美的描述导致的。北京谱仪在设计是优化在 $\psi(3770)$ 上，在处理高能量点的数据时有些时候并不适宜。当初设计电磁量能器时，将其每一块晶体的读出电子学的模-数转换的量程固定在小于 2 GeV 上。当某块晶体的沉积能量过大时，就会出现电子学的饱和，这就是能量分布上在 1.8 GeV 左右出现一个凸起的原因。由于模拟时对探测器的非线性响应等过程考虑的并不完美，故 MC 模拟的饱和效应与数据不一致。在下一轮的数据刻度中将努力解决这一问题。不过由于我们在能量分布上选取的选择条件很宽松，所以这不会对我们的结果造成明显的影响，且在估计系统误差时，我们考虑了这一误差来源。

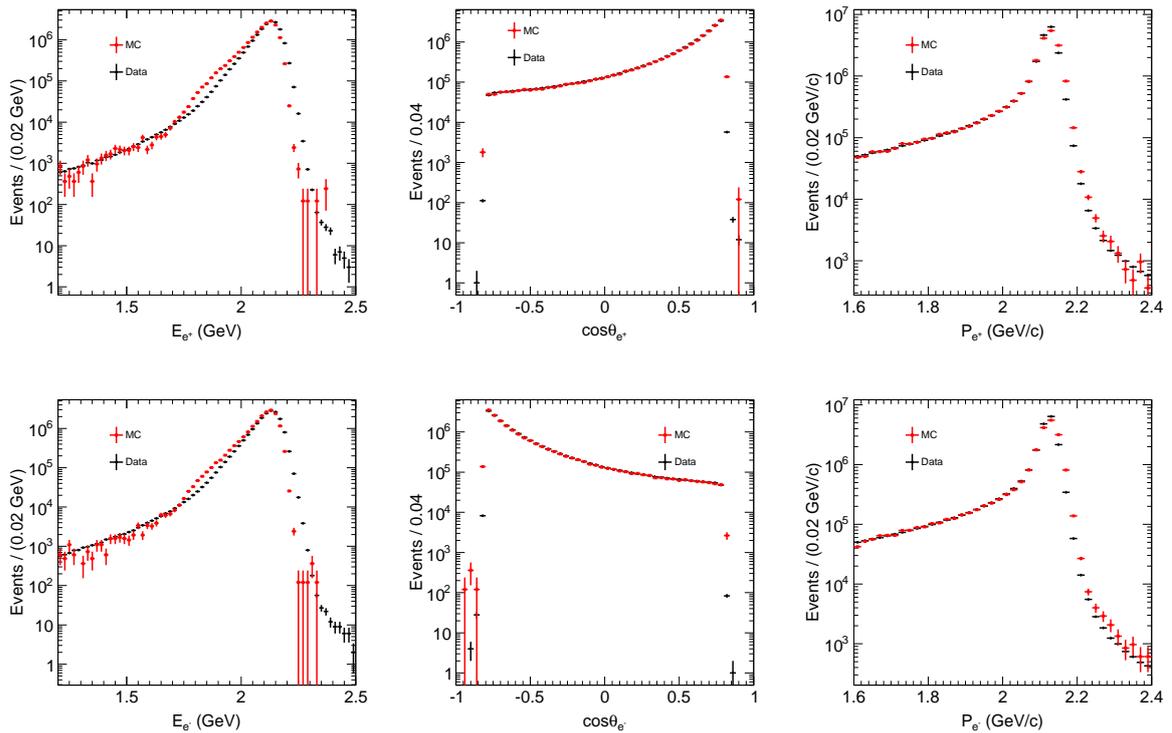


图 3.2: 4.26 GeV 处数据与 MC 模拟分布的对比。上边一行是对于正电子而言的，下边一层是对于电子而言的。从左到右分别是电磁量能器中的能量分布，漂移室测量的极角分布，还有漂移室测量的动量分布。黑色的带有误差棒的点代表数据，红色的代表 MC 模拟。值得注意的是，每个图的纵轴都是以对数坐标的形式表现。在画图时，将 MC 按照事例数归一到了数据上。当显示某一变量时，对于其余变量的选择条件都是加上的。

3.3.2.2 结果

通过如下共识计算亮度的结果：

$$L = \frac{N_{\text{Bhabha}}^{\text{obs}}}{\sigma_{\text{Bhabha}} \times \epsilon}, \quad (3.1)$$

其中 $N_{\text{Bhabha}}^{\text{obs}}$ 是经过选择之后的巴巴事例的数目； ϵ 是事例选择效率，可以通过模拟已知数目的信号样本，并检查有多少通过了事例筛选来计算； σ_{Bhabha} 是某一个能量点下巴巴过程的产生截面，这个值可以通过产生子直接得到。通过在所有子数据样本上重复上述在 4.26 GeV 上进行的步骤，得到了各自的亮度，如表格3.4第一列及第二列所示，所给的误差为统计误差。

表 3.4: 各个子样本的质心系能量及测得的亮度值 (L)，误差为统计误差。表格中上标用来区分在同一个能亮点但是在不同时间段所取得的数据。

质心系能量 (GeV)	L (pb^{-1})
3.81	50.54±0.03
3.90	52.61±0.03
4.009	481.96±0.01
4.09	52.63±0.03
4.19	43.09±0.03
4.21	54.55±0.03
4.22	54.13±0.03
4.23 ¹	44.40±0.03
4.23 ²	1047.34±0.14
4.245	55.59±0.04
4.26 ¹	523.74±0.10
4.26 ²	301.93±0.08
4.31	44.90±0.03
4.36	539.84±0.10
4.39	55.18±0.04
4.42 ¹	44.67±0.03
4.42 ²	1028.89±0.13
4.47	109.94±0.04
4.53	109.98±0.04
4.575	47.67±0.03
4.60	566.93±0.11

3.3.3 系统误差的估计

由于对亮度结果的精度要求较高，而且从上文得知结果的统计误差很小，系统误差的分析是亮度分析工作的重点。从亮度的计算公式上可以看出，对结果有影响的是三个量，信号事例数、截面和效率。其中第一项的误差是统计误差，其余两项会引起系统误差。我们在用产生子计算截面时，由于结算的阶数等近似处理过程会使结果与真实情况有差别；我们在计算效率时，是通过 MC 模拟的事例来计算的，而我们真正需要的是对于数据的选择效率，两者之间的差别也是系统误差的来源。按照以上原则及以往的经验，本分析研究了以下系统误差的来源：径迹重建效率，对于量能器中沉积能量的选择要求，极角的选择要求，动量的选择要求，MC 的统计量，束流能量的不确定性，触发效率的不确定性，产生子计算截面的不确定性。下面对具体操作方法逐项解释。

为了估计径迹重建效率的系统误差，也就是数据跟 MC 模拟在径迹重建效率上的差别，我们采用的方法是先不用漂移室的信息选出一个巴巴事例的控制样本，此时对径迹重建信息没有任何要求，然后用这个样本分别研究数据与 MC 中的径迹的重建效率，并计算二者差别。此样本的事例选择的条件是：在电磁量能器中至少有两个能量簇团，能量最大的两个簇团被认为是正负电子对引起的；每个簇团的能量都要大于 $\frac{\sqrt{s}}{4.26} \times 1.8$ (GeV)，以便排除多末态粒子事例的本底；对于质心系能量大于 4.42 GeV 的数据，此条件被改为 $\frac{\sqrt{s}}{4.26} \times 1.55$ (GeV)，这样能够避免事例选择条件选在由于上文提及的电磁量能器电子学饱和效应的非完美模拟引起的数据和 MC 不一致的区域；每个簇团在量能器中的极角都要满足 $|\cos\theta^{\text{EMC}}| < 0.8$ ；为了排除两光子事例本底，要求 $\Delta\phi$ 必须要在 $[-40^\circ, -5^\circ]$ 或者 $[5^\circ, 40^\circ]$ 范围内，其中 $\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2| - 180^\circ$ ， $\phi_{1,2}$ 是两个簇团在量能器中的方位角，由于光子在磁场中不会偏转，故双光子事例在该分布上集中在 0 左右。上述所有变量都是在初始正负电子的质心系下计算的。图3.3显示了相关运动学变量数据与 MC 模拟的对比。在 $\Delta\phi$ 分布中，可以看见数据中的双光子样本是可以通过我们的筛选条件有效去除的。另外，正是由于用了此方法来估计径迹重建效率的系统误差，在选择产生子时，我们选取了在 $|\Delta\phi|=5^\circ$ 左右处与数据符合得较好的 Babayaga v3.5 来作为本分析的产生子。此处的事例是辐射光子的能量大于正电子或负电子的能量，在选两个簇团时一个来自正电子或负电子，另一来自光子，故该种事例的 $\Delta\phi$ 值是两个都来自带电粒子的事例一半。

对于量能器中沉积能量的选择要求，极角的选择要求，动量的选择要求引起的系统误差，我们的做法是在所做的要求附近范围内变动该要求，把最终结果的差别作为系统误差。对于沉积能量，我们把要求从 $\frac{\sqrt{s}}{4.26} \times 1.55$ (GeV) 变为 $\frac{\sqrt{s}}{4.26} \times 1.71$ (GeV)；对于极角，我们把要求 $|\cos\theta| < 0.8$ 变为 $|\cos\theta| < 0.7$ ；对于动量，我们把要求从 $\frac{\sqrt{s}}{4.26} \times 2$ (GeV/c) 变为 $\frac{\sqrt{s}}{4.26} \times 2.06$ (GeV/c)。这些变动不是随意的，选择的原则是它们在该局域内与标准的结果存在最大的差别，保证系统误差估计的保守性。

由于计算机速度及存储资源有限，我们在每个能量点只生成 100 万的事例数，从

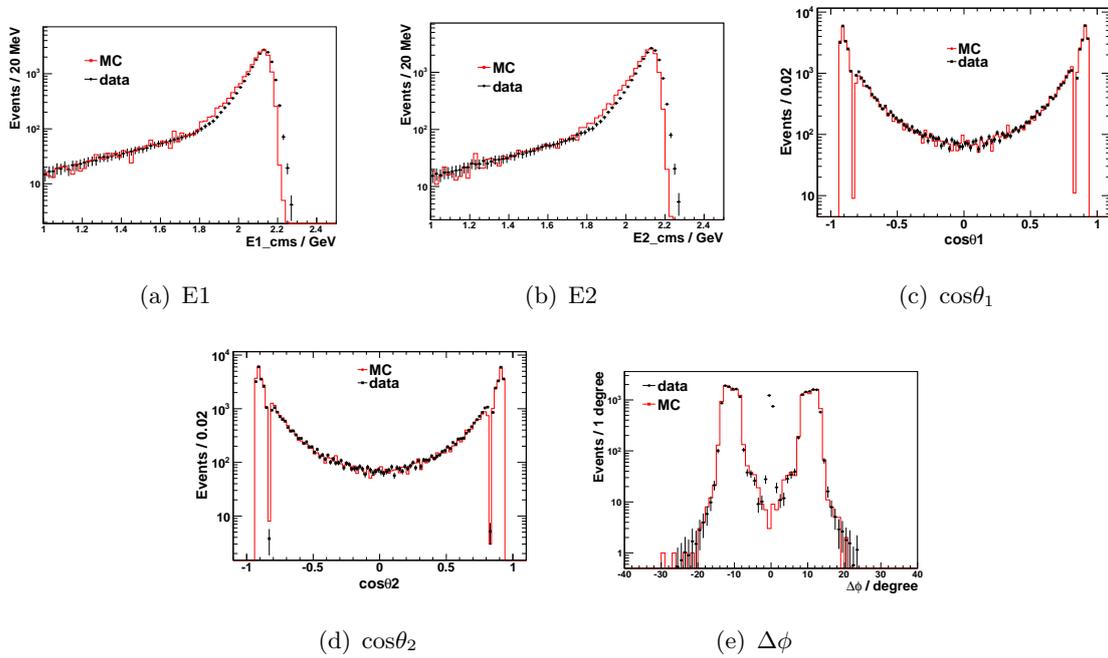


图 3.3: 不使用漂移室信息时筛选的巴巴事例的运动学变量的分布, 红色的直方图代表 MC 模拟, 黑色的点代表数据。从子图 (a) 到 (d) 分别是能量最大及次大的簇团的能量分布及极角分布, 子图 (e) 是 $\Delta\phi$ 分布。当显示某一变量时, 对于其余变量的选择条件都是加上的。

该样本得到的效率是带有从这 100 万的样本的统计误差继承下来的误差的，即为 MC 的统计量造成的系统误差，其估计方法是用二项分布的误差公式来计算。表格3.4所列的质心系能量是取数是我们希望通过调节加速器的偏转磁铁来得到的值，会存在一定的不确定性。我们使用 $e^+e^- \rightarrow (\gamma)\mu^+\mu^-$ 过程来重新计算了质心系能量，具体方法是通过计算双缪子系统的不变质量，并考虑初态辐射和末态辐射过程对该不变质量的修正[27]。所得到的值与表格 3.4所列的值有 2 MeV 的差别，我们在模拟的时候将质心系能量改变 2 MeV，并把所得的亮度值与标准值的差别当作了质心系能量的不确定性引起的系统误差。巴巴过程的触发效率为 100%，误差为 0.1%[28]。产生子计算的截面的误差为 0.5%[29]。

我们对每一个子样本都使用了同样的系统误差的估计方法，为了保守起见，把所有子样本中得到的每项系统误差的最大值选为普适于所有子样本的系统误差，并列于表3.5中。忽略各项系统误差之间的关联性，把各项的值平方和开根号得到总的系统误差，为 0.97%，并推荐将 1% 作为物理分析中使用的亮度结果的不确定性。

表 3.5: 亮度测量系统误差的总结

来源	相对值 (%)
径迹重建	0.39
沉积能量的选择要求	0.09
动量的选择要求	0.43
极角的选择要求	0.38
MC 的统计量	0.25
质心系能量	0.42
触发	0.10
产生子	0.50
总和	0.97

3.3.4 结果的独立检验

为了检查亮度结果的可靠性，我们选用了两光子过程 ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) 对结果进行了独立检验。事例选择条件与只用量能器选巴巴事例相同，除了将 $\Delta\phi$ 的要求从 $[-40^\circ, -5^\circ]$ 或者 $[5^\circ, 40^\circ]$ 改为 $[-0.8^\circ, 0.8^\circ]$ ，因为光子在磁场中不会偏转，该值集中于 0 处。质心系能量在 4.26 GeV 的数据与 MC 的对比如图3.4所示。

在各个能量点上独立检验的结果与标准结果的对比在表格3.6中展示，在所有的能量点上二者在误差范围内彼此一致，表征着亮度测量的结果是可靠的。

表 3.6: 不同能量点上亮度的标准结果 (L), 独立检验的结果 (L_{ck}) 的对比, 误差为统计误差。

质心系能量 (GeV)	L (pb^{-1})	L_{ck} (pb^{-1})	相对差别 (%)
3.81	50.54 ± 0.03	50.11 ± 0.08	-0.85 ± 0.17
3.90	52.61 ± 0.03	52.57 ± 0.08	-0.08 ± 0.17
4.009	481.96 ± 0.01	480.54 ± 0.23	-0.30 ± 0.05
4.09	52.63 ± 0.03	52.37 ± 0.08	-0.49 ± 0.17
4.19	43.09 ± 0.03	43.08 ± 0.08	-0.03 ± 0.20
4.21	54.55 ± 0.03	54.27 ± 0.09	-0.62 ± 0.18
4.22	54.13 ± 0.03	54.22 ± 0.09	$+0.17 \pm 0.18$
4.23 ¹	44.40 ± 0.03	44.64 ± 0.08	$+0.54 \pm 0.20$
4.23 ²	1047.34 ± 0.14	1041.56 ± 0.37	-0.56 ± 0.04
4.245	55.59 ± 0.04	55.52 ± 0.09	-0.13 ± 0.18
4.26 ¹	523.74 ± 0.10	524.57 ± 0.26	$+0.16 \pm 0.06$
4.26 ²	301.93 ± 0.08	301.11 ± 0.20	-0.28 ± 0.08
4.31	44.90 ± 0.03	45.29 ± 0.08	$+0.87 \pm 0.19$
4.36	539.84 ± 0.10	541.38 ± 0.28	$+0.29 \pm 0.06$
4.39	55.18 ± 0.04	55.27 ± 0.09	$+0.16 \pm 0.18$
4.42 ¹	44.67 ± 0.03	44.77 ± 0.08	$+0.22 \pm 0.20$
4.42 ²	1028.89 ± 0.13	1029.63 ± 0.37	$+0.07 \pm 0.04$
4.47	109.94 ± 0.04	109.51 ± 0.13	-0.39 ± 0.13
4.53	109.98 ± 0.04	109.47 ± 0.13	-0.46 ± 0.13
4.575	47.67 ± 0.03	47.57 ± 0.08	-0.21 ± 0.18
4.60	566.93 ± 0.11	563.45 ± 0.28	-0.62 ± 0.06

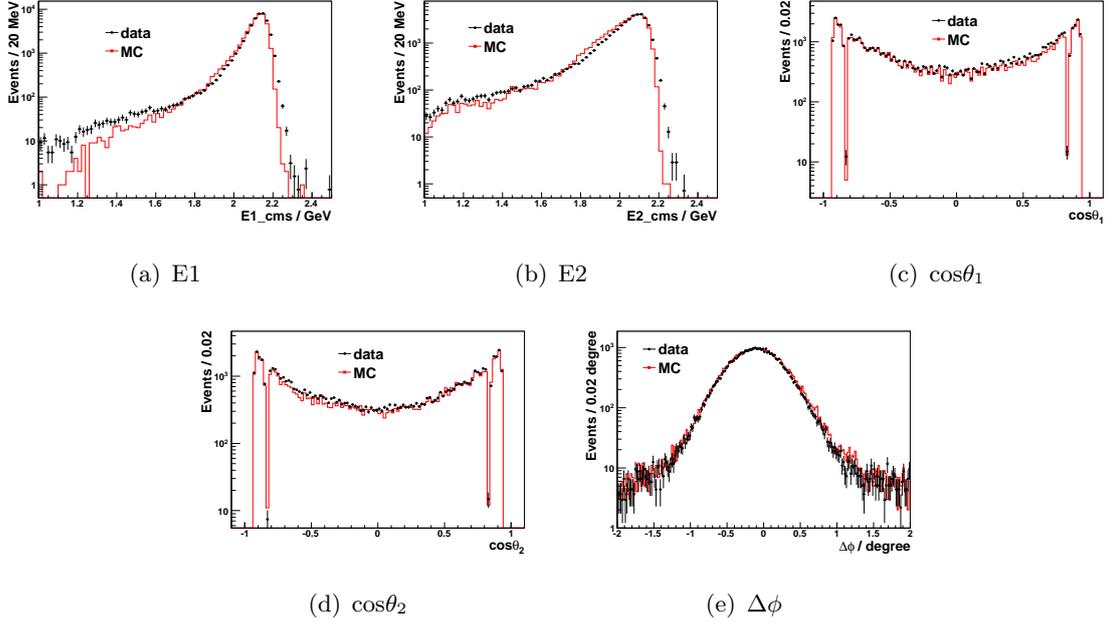


图 3.4: 两光子过程事例的运动学变量的分布上数据与 MC 对比, 红色的直方图代表 MC 模拟, 黑色的点代表数据。从子图 (a) 到 (d) 分别是能量最大及次大的簇团的能量分布及极角分布, 子图 (e) 是 $\Delta\phi$ 分布。当显示某一变量是, 对于其余变量的选择条件都是加上的。

3.4 总结、讨论与拓展

利用巴巴散射事例, 北京谱仪上获取的质心系能量在 3.8 到 4.6 GeV 的数据的积分亮度被精确测量了, 总误差为 1%。该结果的稳定性被使用双光子事例进行的独立检验所验证。如此高精度的亮度的结果保证了使用该批数据的物理分析, 例如北京谱仪上最近的研究热点——类粲夸克偶素产生截面结果的精确性 [9][30]。

此时误差是由系统误差主导的, 在估计各项系统误差时, 我们使用了从所有的能量点估计的值中最大的一个, 此种方法较为保守。该分析中使用的产生子造成的系统误差是所有来源中最大的一项。未来的分析中, 如果有对亮度的精度更高要求的物理结果, 可以在上述两方面对亮度的测量进行改进。

该分析所用的末态, 即正负电子末态, 也可以用来进行其他的分析之中, 例如搜寻超出标准模型的粒子, 且该粒子衰变到正负电子末态。寻找的方法就是在正负电子的不变质量谱上寻找超出已知的的峰状结构。利用北京谱仪上 3.8 GeV 到 4.6 GeV 的数据对该分析进行了尝试, 并未发现明显的信号。

第四章 含粲介子单举末态的截面测量

上一章介绍的是数据积分亮度的测量，从本章开始将讨论具有物理意义的实验数值的测量。前文已经介绍，北京谱仪主要关注的是 τ -粲能区的物理，本章将要介绍的内容是在该能区正负电子对撞产生的含有粲夸克末态的总截面的测量。质心系能量在 3.8 GeV 以下，正负电子对撞产生的含有粲夸克末态的过程由 J/ψ ， $\psi(3686)$ 和 $\psi(3770)$ 三个定义较好的粲夸克偶素主导，本分析针对的是质心系能量在 3.8 GeV 和 4.6 GeV 之间的数据。本分析使用的数据样本为北京谱仪在 104 个能量点进行的 R 值扫描的对撞样本（R 值样本），及在上一章中提及的用于研究奇特强子态的 18 个能量点的数据样本（XYZ 样本），前者每个能量点的亮度约为 5 pb^{-1} ，后者的亮度要高一到两个数量级。

4.1 测量方法与事例选择

本分析要测量的量可以表述成如下形式：

$$\sigma_c^{tot.} = \sigma_{D^0} + \sigma_{D^+} + \sigma_{D_s^+}, \quad (4.1)$$

即测量所有含有粲介子末态过程的总截面。只要末态中含有 D^0 、 D^+ 或者 D_s^+ 中的任意一个，便是我们要选择的事例。值得注意的是由于粲数守恒的约束，该能区的正负电子对撞末态中不能同时含有上述三者中的任意两者。测量的方法是将三个结果 σ_{D^0} 、 σ_{D^+} 、 $\sigma_{D_s^+}$ 独立测量出来，然后再加在一起。对于上述三个结果，只需从数据中挑选出各自对应的粲介子（ D^0 、 D^+ 、 D_s^+ ）即可，对于粲介子以外的末态粒子无需做任何要求。

在挑选上述粲介子时，本分析中使用了分支比较大且末态拓扑结构简单的衰变道，如下所示，分别为末态代号、衰变链及相应分支比。为了保证后续拟合过程简单，末态中含有 π^0 的衰变道没有被使用，因为此时存在量能器能量泄漏现象，使得重建的粲介子的不变质量谱形发生畸变。这些衰变道提供的样本统计量足以保证结果的统计误差小于系统误差。如果没有明确的说明，电荷共轭的过程在本分析的全部环节内是包含在其中的。

- D01: $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, 3.88%;
- D02: $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$, 8.07%;
- Dp1: $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, 9.13%;
- Dp2: $D^+ \rightarrow K_s \pi^+$, 1.47%;

- D_s1: $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, 5.49%。

在挑选粲介子时，我们使用了北京谱仪合作组统一的粲介子挑选算法程序包 [31]，该算法包可以自动对所选的末态粒子进行组合。下面以 $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ 过程为例具体介绍事例挑选细节：至少有两条好的带电径迹，其中好径迹的标准与亮度测量时所用的标准一样；两条径迹被分别鉴别成 K^- 和 π^+ ，粒子鉴别时来自飞行时间信息（TOF）及电离能损信息（dE/dx）被联合起来对该径迹作为 π 介子（或者 K 介子）的几率做了计算，记作 P_π （或者 P_K ）。为了鉴别出一个真正的 π 介子（或者 K 介子），我们要求 P_π （ P_K ）要大于其作为 K 介子（或者 π 介子）的几率。所有的满足上述要求的组合都被保存下来作为后续分析的备选事例。

本分析中用于计算截面的公式如下所示：

$$\sigma^{Born} = \frac{\sigma^{obs.}}{1 + \delta} = \frac{N^{obs.}}{L \times \epsilon \times Br. \times (1 + \delta)}, \quad (4.2)$$

其中 σ^{Born} 是我们想要测量的玻恩截面， $\sigma^{obs.}$ 被称为观测截面； $1 + \delta$ 是初态辐射及真空极化修正因子，其中初态辐射的部分可以通过将初步测得的截面放入 KKMC 产生子中计算出来，真空极化因子可以采用现成的计算程序包计算而得 [32]； $N^{obs.}$ 是观测事例数，可以通过拟合粲介子不变质量谱来抽取； L 是数据积分亮度，测量方法如前一章所描述， ϵ 是事例选择效率，测量方法将在下一节具体描述； $Br.$ 是所用用来标记信号的衰变道的分支比，数值来源于粒子物理手册 [8]。

4.2 基于数据的事例选择效率

通常情况下计算事例选择效率使用的方法是用 MC 模拟一定的信号事例，然后计算有多少事例通过了与在数据中挑选信号同样的选择条件，后者与前者之商便是对于 MC 模拟的选择效率，然后假定数据中的选择效率也是同样的，同时把 MC 与数据可能的差别当作系统误差处理。能这样做的前提是可以获得一个与数据在末态粒子运动学变量分布上较为一致的 MC 样本，继而可以避免较大的系统误差。本分析所挑选的是单举末态事例，即只挑选一个粲介子，不管它的伴随产物是什么。在不同遍举末态事例中，粲介子的运动学分布是有差别的，例如在同一个质心系能量下正负电子对撞产生的 $D^0 \bar{D}^0$ 和 $D^0 \bar{D}^{*0}$ 过程中 D^0 的动量分布及角分布是不一样的，继而其探测效率也不一样，因为北京谱仪不是一个全角度覆盖、各向同性的探测器，且对于不同动量的径迹的重建效率和粒子鉴别效率也不一样。由于对于各个能量点的遍举过程，尤其是多体遍举过程的截面了解的比较少，所以不能够得到一个可以很好地描述数据中末态粒子分布的 MC 样本，故本分析不能使用传统的方法计算事例选择效率。

本分析中计算单举过程的事例选择效率的方法是先产生子 EvtGen 模拟具有某个动量分划、某个角度分划的单一粲介子，并让它衰变到上述用来重建的末态，然后在

这个二维平面上计算由动量和角度分划围成的格子内的事例选择效率。在数据中测得某个格子内的重建后的事例数后，便可用该格子内对应的效率去计算原始产生的事例数，继而按照上一节提到的截面计算公式计算截面。我们模拟的粲介子的动量介于 0.1 与 1.5 GeV 之间，极角介于 $-1 < \cos\theta < 1$ 之间，其中动量分成 15 个分划，极角分成 20 个分划，故该二维平面总共有 300 个格子，每个格子中每个衰变道产生 5000 个事例。上述动量范围及极角范围涵盖了数据中所能出现的所有情况。之所以可以使用该方法去计算基于数据的事例选择效率，得益于粲介子是自旋为 0 的介子，其衰变末态具有各向同性。对于在某一个格子内的本底事例我们也使用了同样于信号的效率，尽管这样拟合出来的本底事例数可能与实际有些出入，但是这不会影响我们截面的结果，因为在计算产生截面时只使用了信号事例数。

图4.1、4.2、4.3、4.4和4.5给出了对于 5 个重建末态及其共轭过程的二维效率曲面。由于带电粒子的动量越高，径迹重建效率越高，但粒子鉴别效率会变低，二维曲面的形状是二者效率博弈的结果，对于不同末态形状有些差别。例如对于 $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ 过程，由于是两体衰变，末态动量较高，动量升高时径迹重建增加的效率不足以补偿粒子鉴别减小的效率，故总体看来效率随动量的升高而减小；在动量较高时， $|\cos\theta|$ 值较小的事例效率较高，是因为这些事例的末态粒子倾向于沿着束流方向，它们到达飞行时间计数器的飞行距离较长、飞行时间较长，粒子鉴别的效率便高一些。

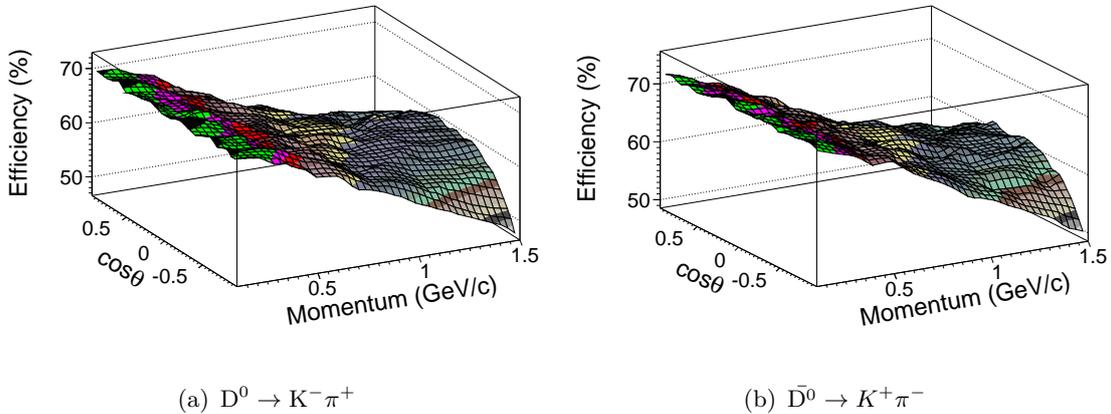


图 4.1: D01 过程的二维效率分布图。

4.3 拟合数据

我们是通过拟合粲介子的不变质量谱获得观测事例数的，在做拟合时每个事例的权重是该事例所在的动量、极角空间中相应的效率的倒数。信号形状用高斯函数描述，在拟合时，高斯函数的中心值和标准差都是自由的；本底形状用二阶多项式描述，参数也是自由的。在图4.6给出了从 XYZ 数据样本中选出的 12 个能量点上对于 $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ 过程的拟合结果图（其余过程也是以这 12 个点的结果作为例子，因为这

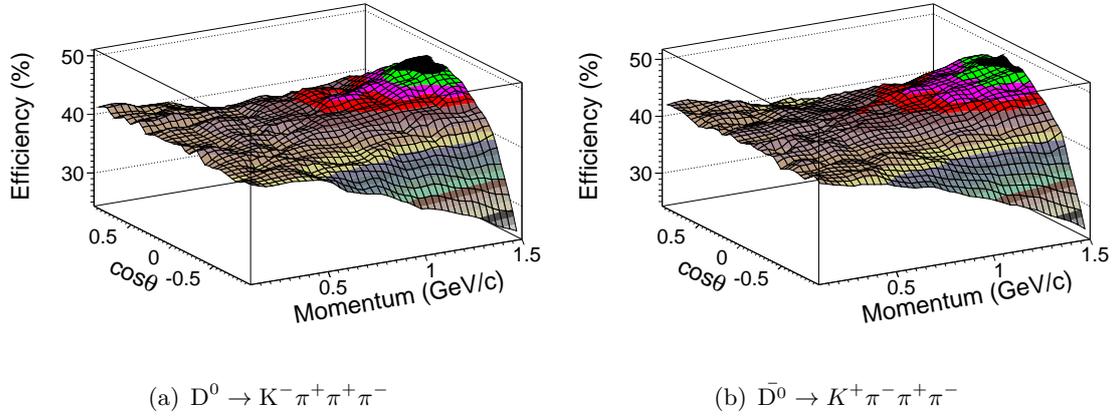


图 4.2: D02 过程的二维效率分布图。

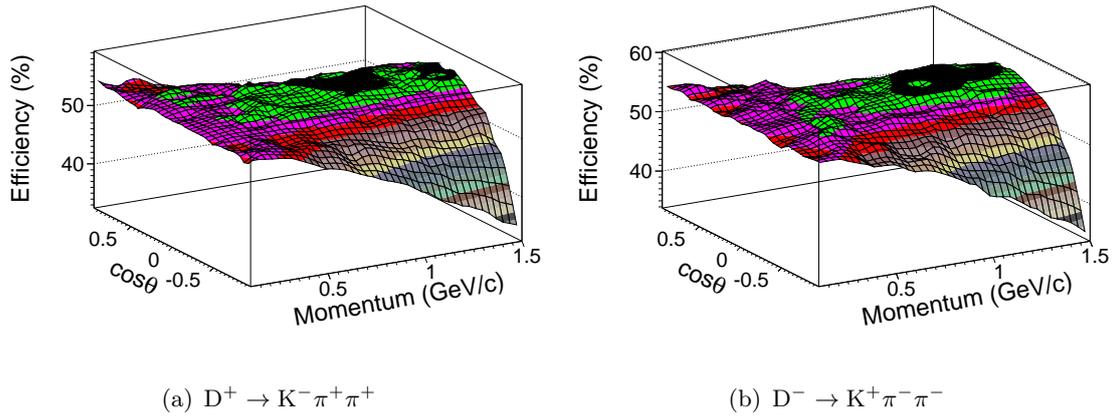


图 4.3: Dp1 过程的二维效率分布图。

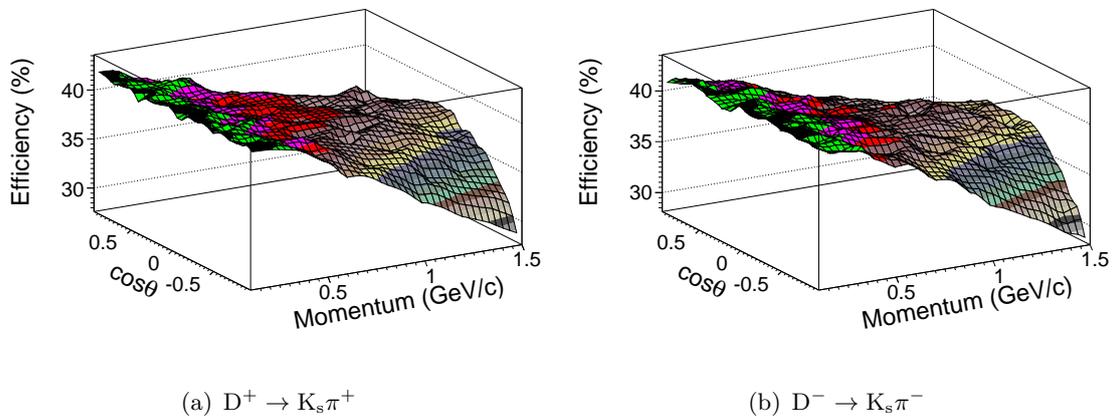
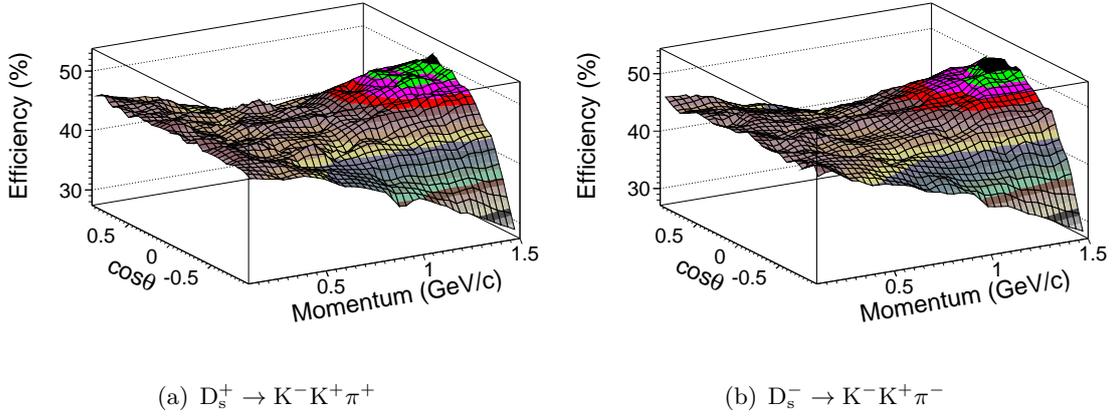


图 4.4: Dp2 过程的二维效率分布图。


 图 4.5: D_s1 过程的二维效率分布图。

是第一批获取的 XYZ 的样本，质心系能量跨度较大且样本亮度也较大），从图中可以看出拟合总体情况较好，本底形状较为平坦，可能的不足之处将在系统误差的分析中加以讨论。图4.7、4.8、4.9、4.10、4.11、4.12、4.13、4.14和4.15分别来自 $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ 、 $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ 、 $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ 、 $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ 、 $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ 、 $D^+ \rightarrow K_s \pi^+$ 、 $D^- \rightarrow K_s \pi^-$ 、 $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ 和 $D_s^- \rightarrow K^- K^+ \pi^-$ 过程的拟合结果。

图4.16、4.17、4.18、4.19、4.20、4.21、4.22和4.23分别给出了上述过程的在所有能量点的高斯函数的参数的对比。各个点得到的高斯函数的参数可以用直线成功地拟合（统计学上的表现为拟合的 χ^2/ndf 在 1 左右，其中 ndf 是自由度的数目），这说明在所有能量点上拟合较为稳定。图中误差较大的点是因为事例数较小。对于 $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ 和 $D_s^- \rightarrow K^- K^+ \pi^-$ 过程，由于产生截面较低，从亮度较小 R 值数据样本中得到的事例数很少，如果将高斯函数的参数放开，拟合结果通常很不稳定，于是我们使用 XYZ 数据得到的相应的高斯函数的平均值对它们进行固定信号参数的拟合。

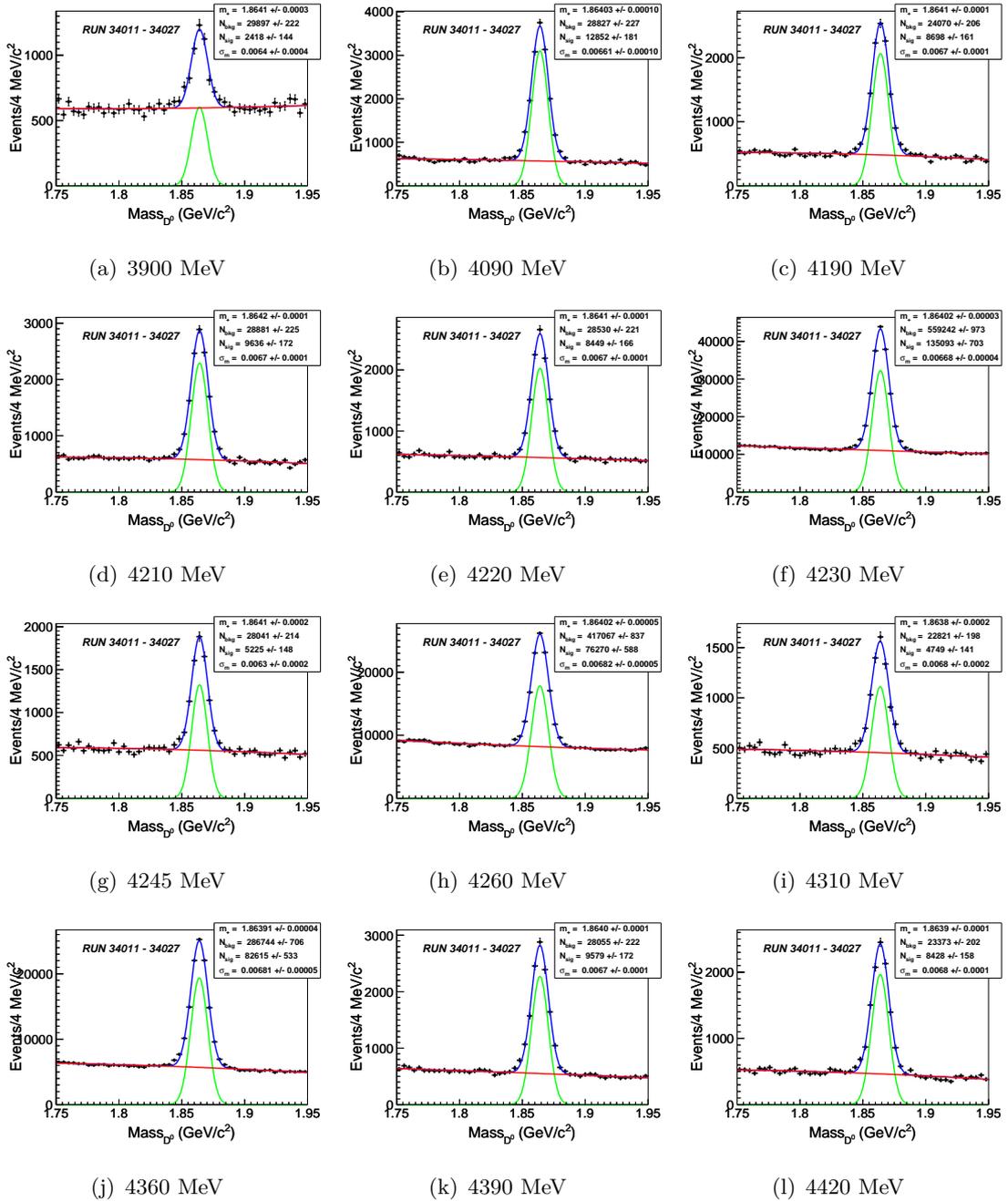


图 4.6: $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ 过程拟合粲介子不变质量的结果举例。绿色曲线为信号，红色曲线为本底，蓝色曲线为二者之和，黑色点为数据中粲介子不变质量谱的分布。

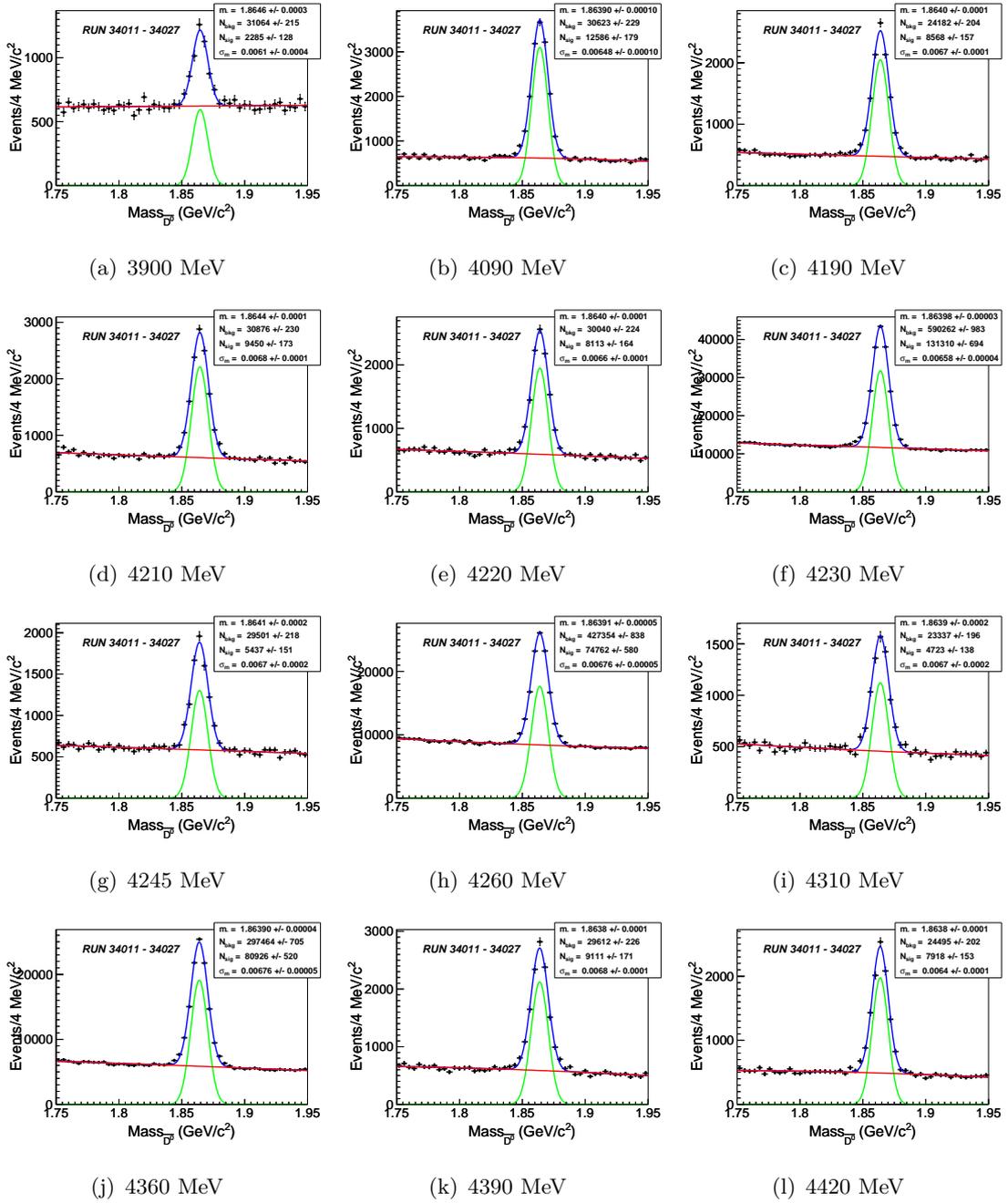


图 4.7: $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 过程拟合粲介子不变质量的结果举例。绿色曲线为信号，红色曲线为本底，蓝色曲线为二者之和，黑色点为数据中粲介子不变质量谱的分布。

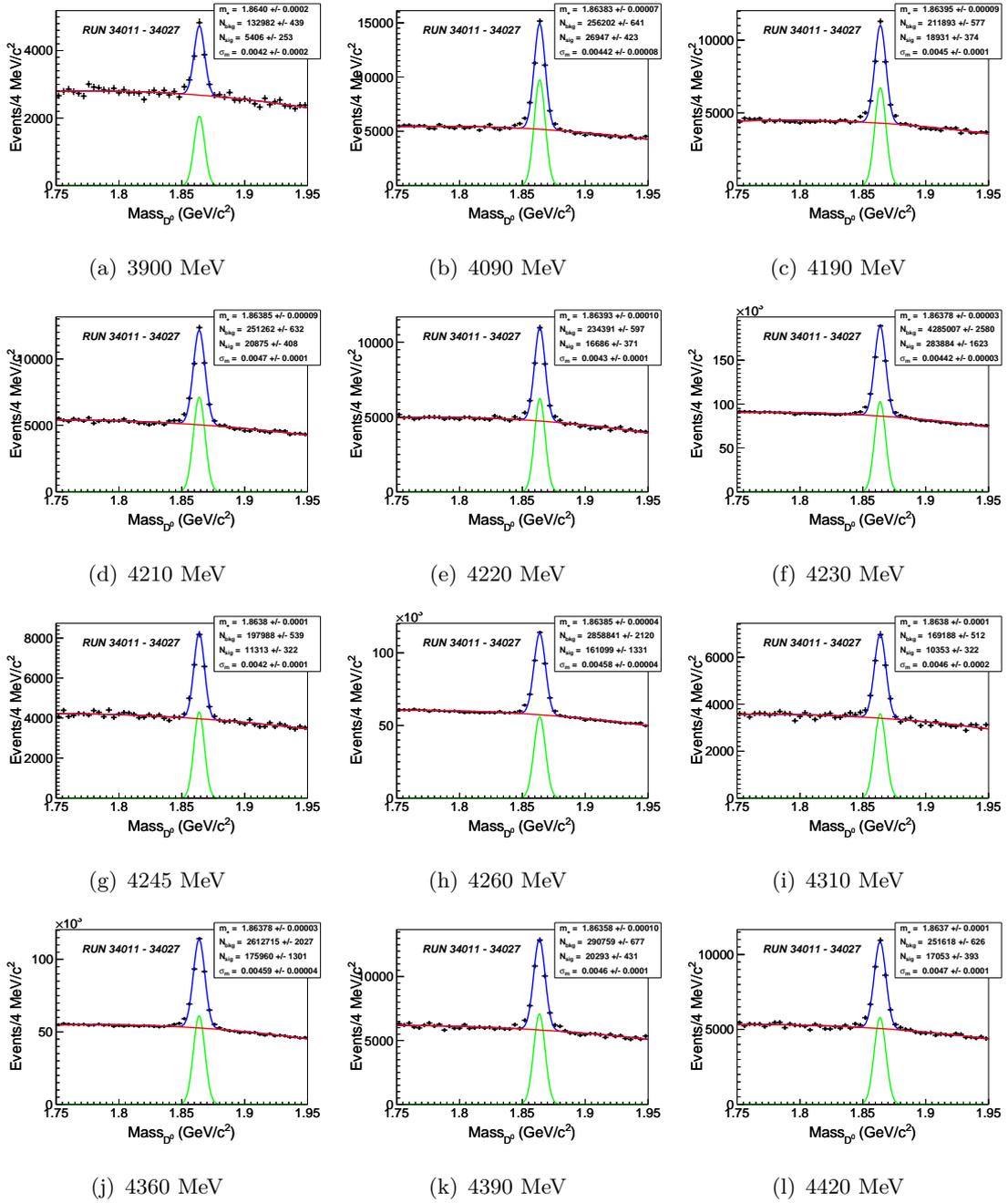


图 4.8: $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ 过程拟合粲介子不变质量的结果举例。绿色曲线为信号，红色曲线为本底，蓝色曲线为二者之和，黑色点为数据中粲介子不变质量谱的分布。

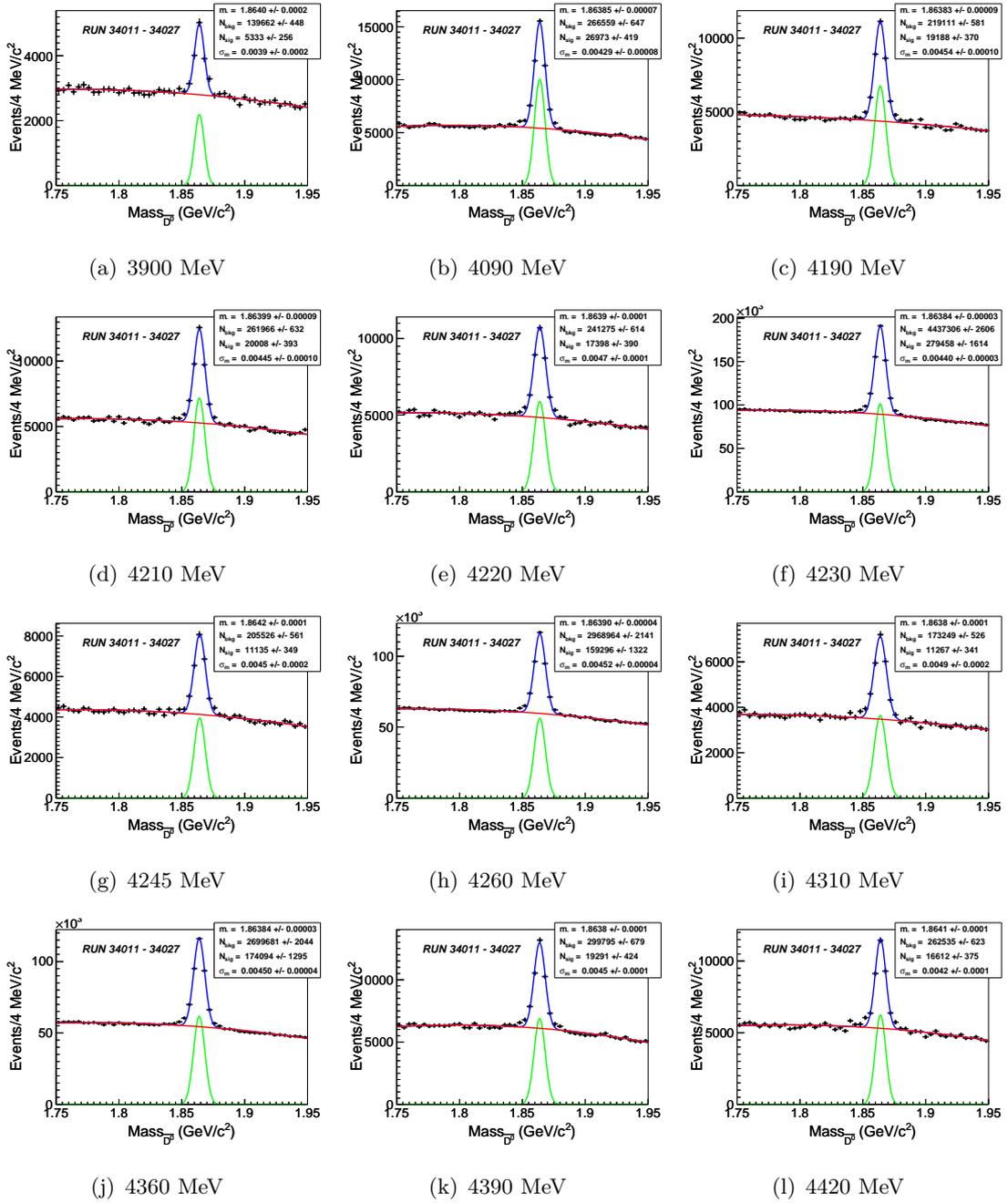


图 4.9: $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ 过程拟合粲介子不变质量的结果举例。绿色曲线为信号，红色曲线为本底，蓝色曲线为二者之和，黑色点为数据中粲介子不变质量谱的分布。

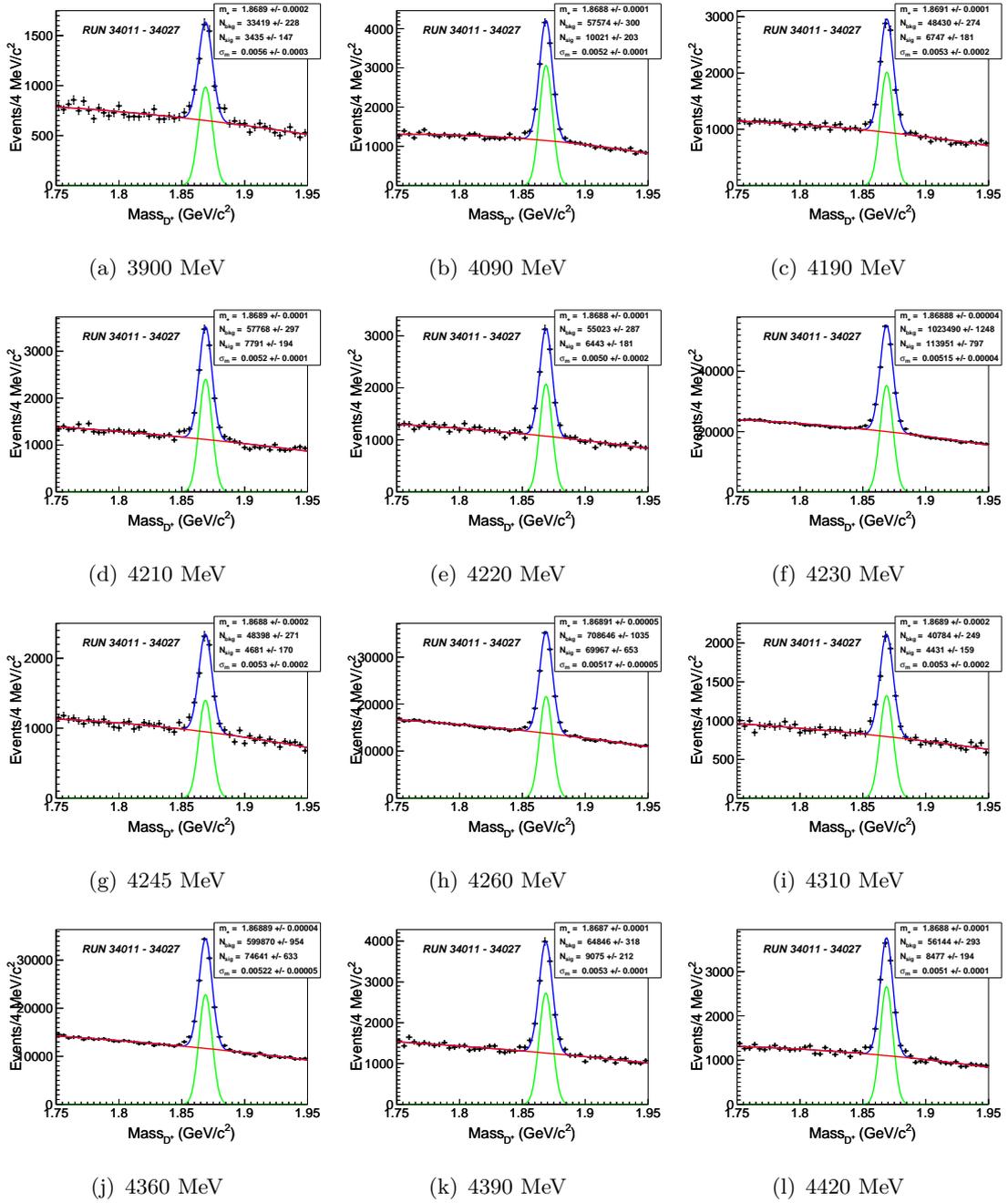


图 4.10: $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ 过程拟合粲介子不变质量的结果举例。绿色曲线为信号，红色曲线为本底，蓝色曲线为二者之和，黑色点为数据中粲介子不变质量谱的分布。

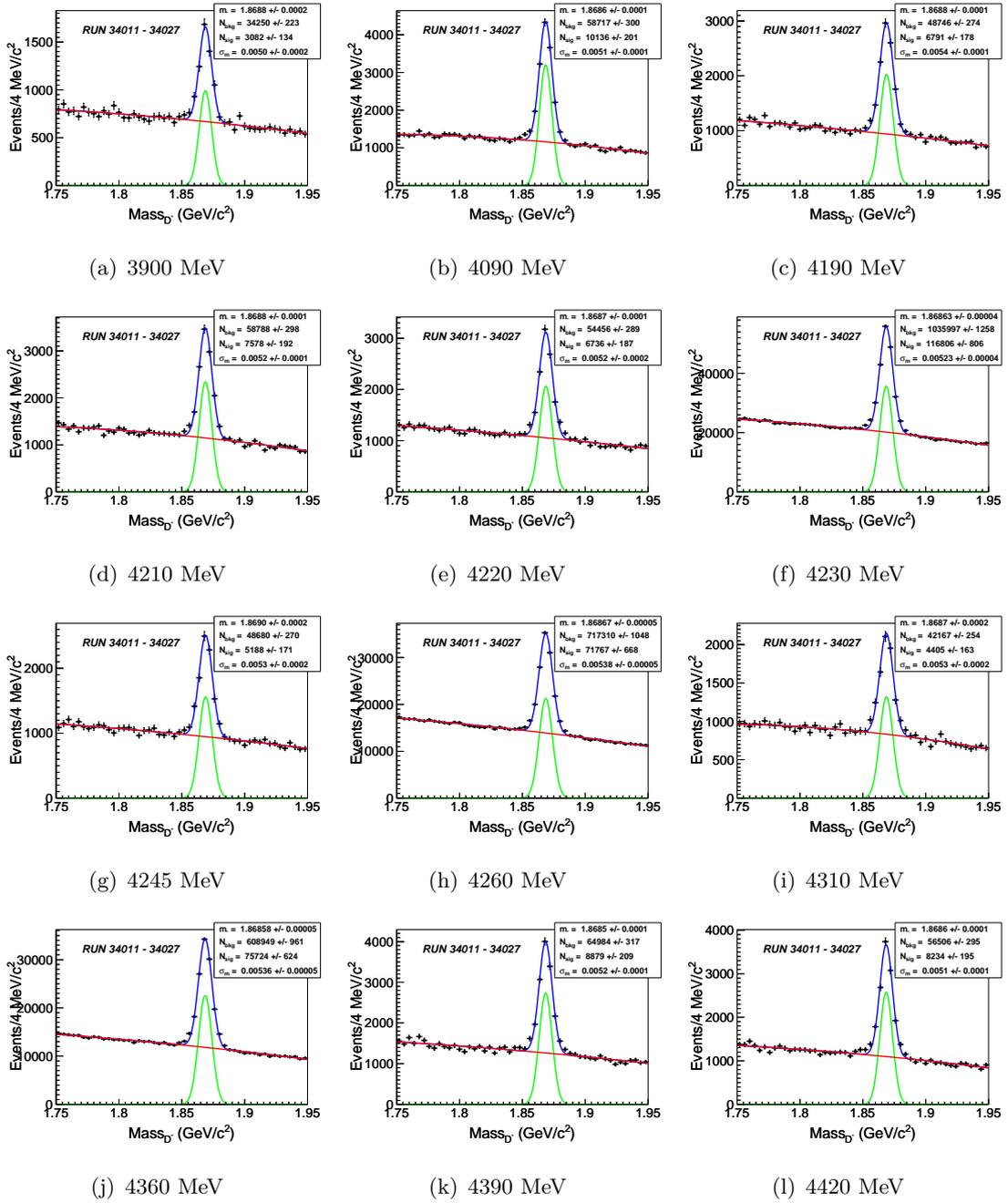


图 4.11: $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ 过程拟合粲介子不变质量的结果举例。绿色曲线为信号，红色曲线为本底，蓝色曲线为二者之和，黑色点为数据中粲介子不变质量谱的分布。

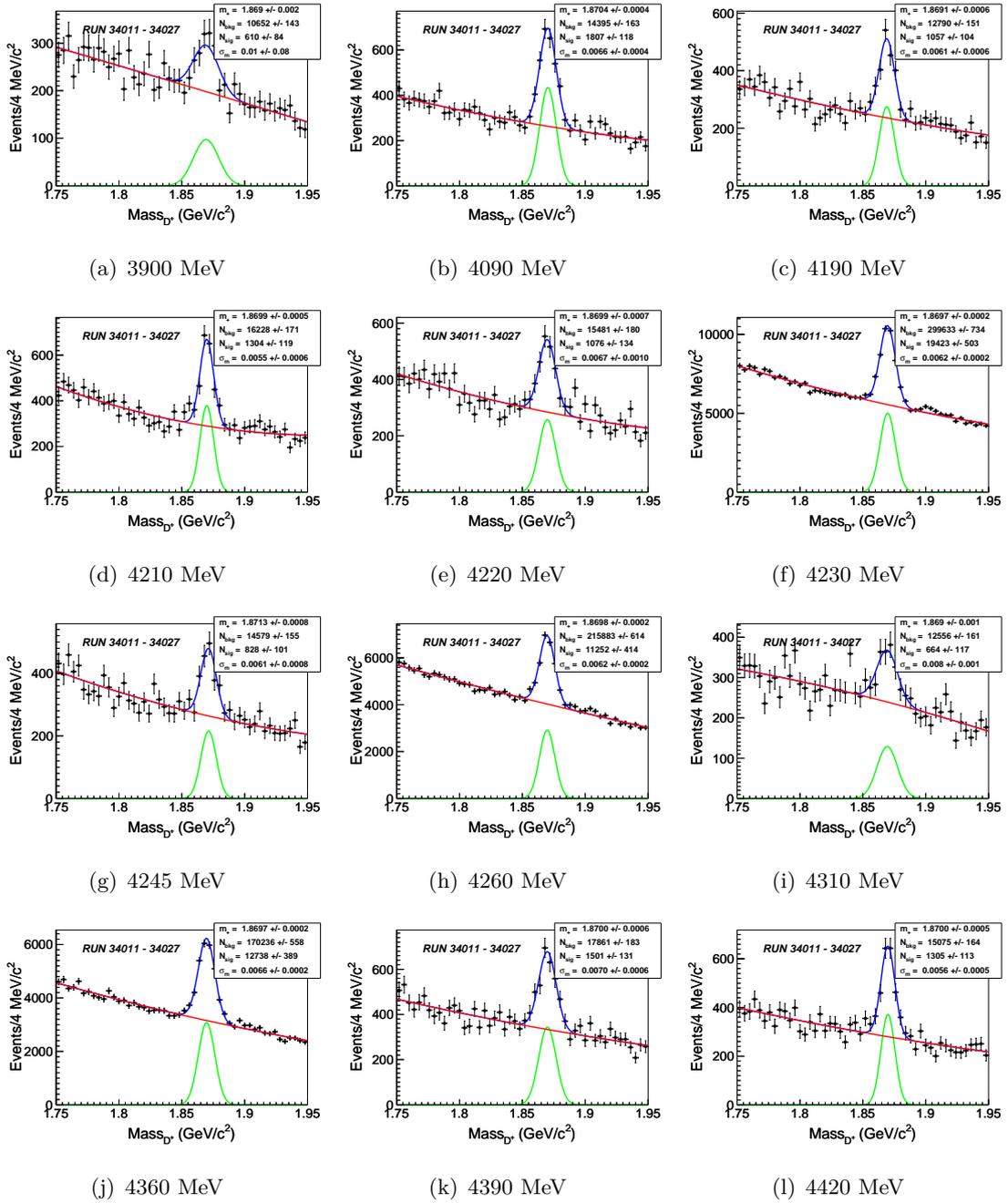


图 4.12: $D^+ \rightarrow K_s \pi^+$ 过程拟合粲介子不变质量的结果举例。绿色曲线为信号，红色曲线为本底，蓝色曲线为二者之和，黑色点为数据中粲介子不变质量谱的分布。

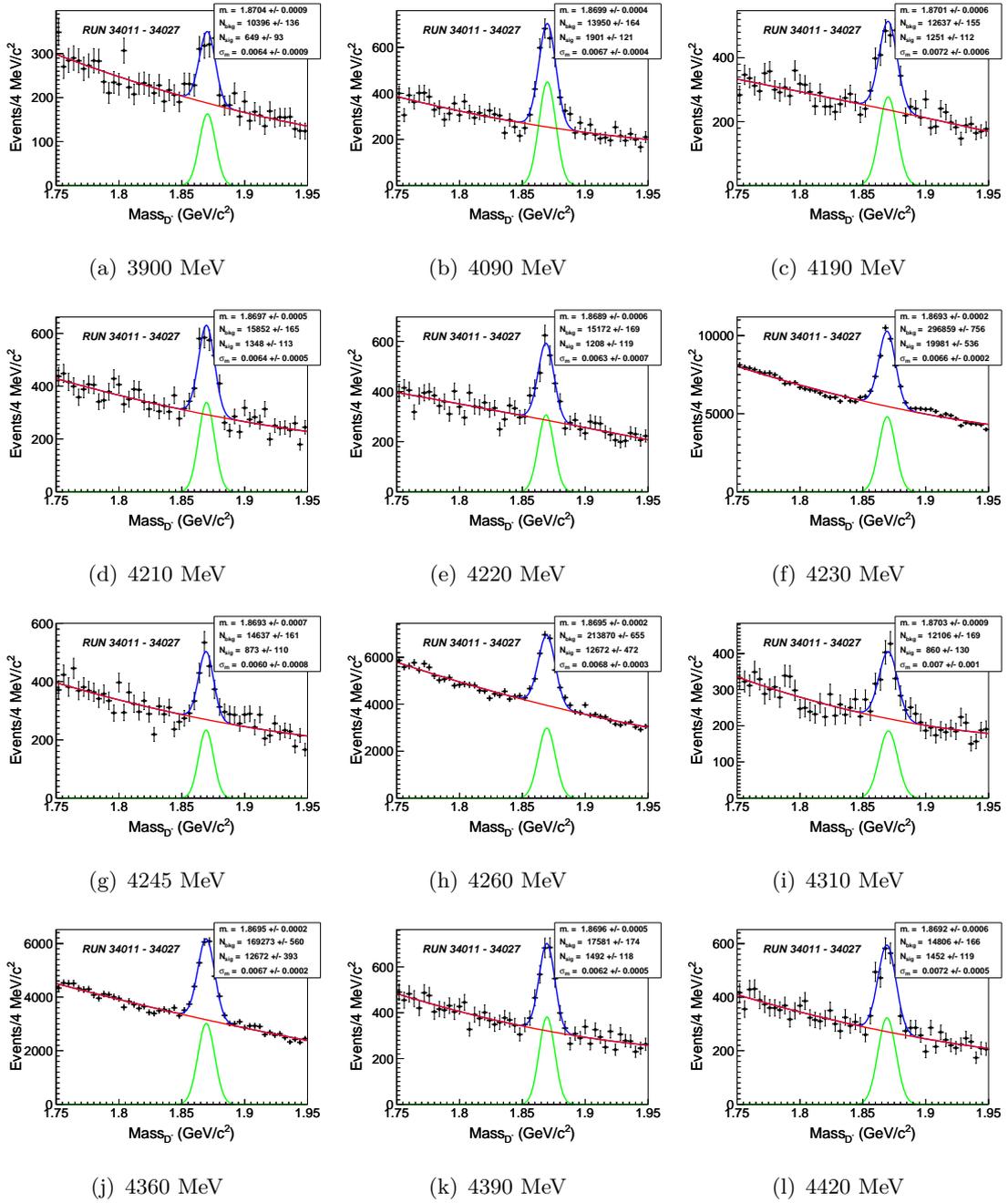


图 4.13: $D^- \rightarrow K_s \pi^-$ 过程拟合粲介子不变质量的结果举例。绿色曲线为信号，红色曲线为本底，蓝色曲线为二者之和，黑色点为数据中粲介子不变质量谱的分布。

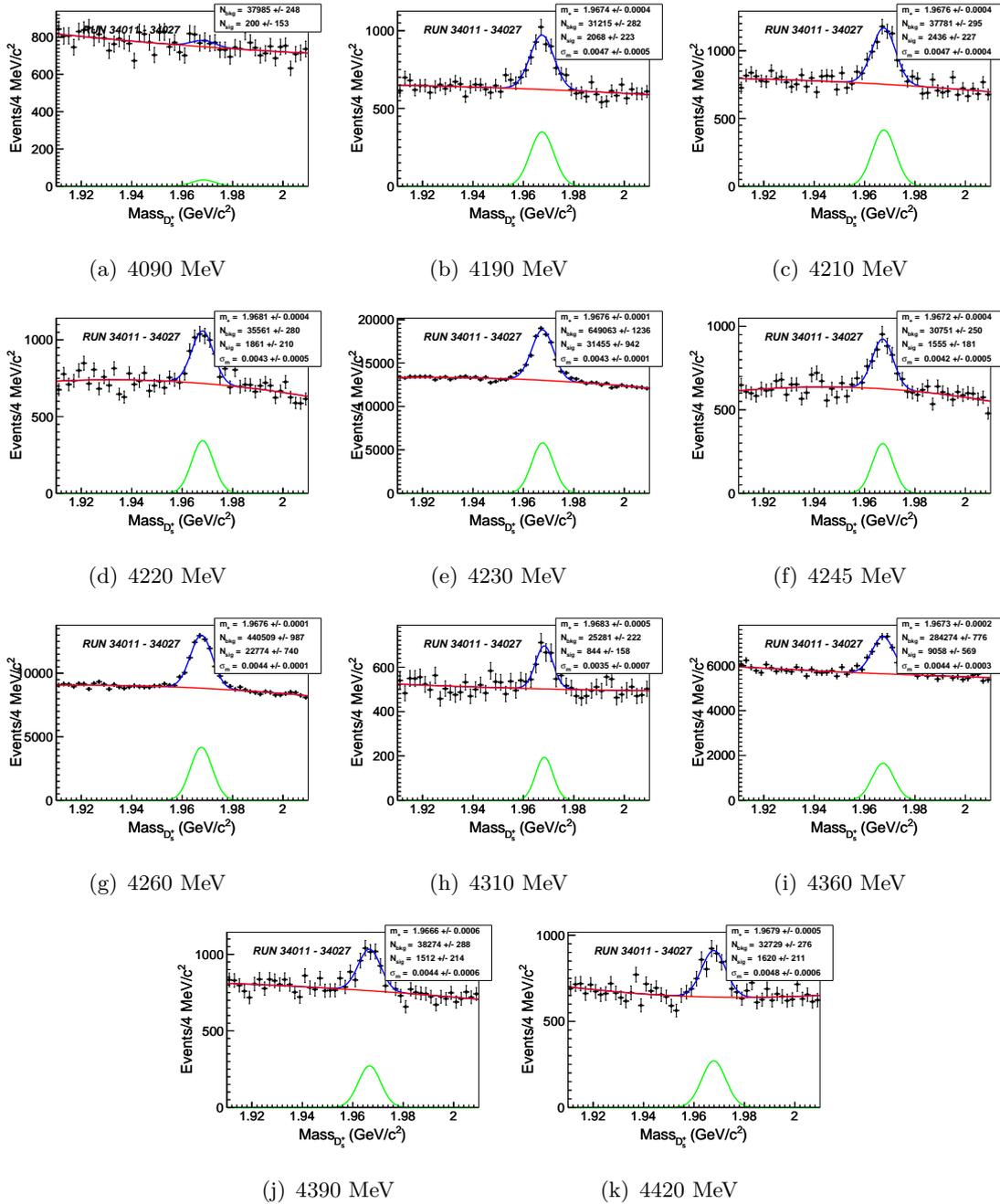


图 4.14: $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ 过程拟合粲介子不变质量的结果举例。绿色曲线为信号，红色曲线为本底，蓝色曲线为二者之和，黑色点为数据中粲介子不变质量谱的分布。

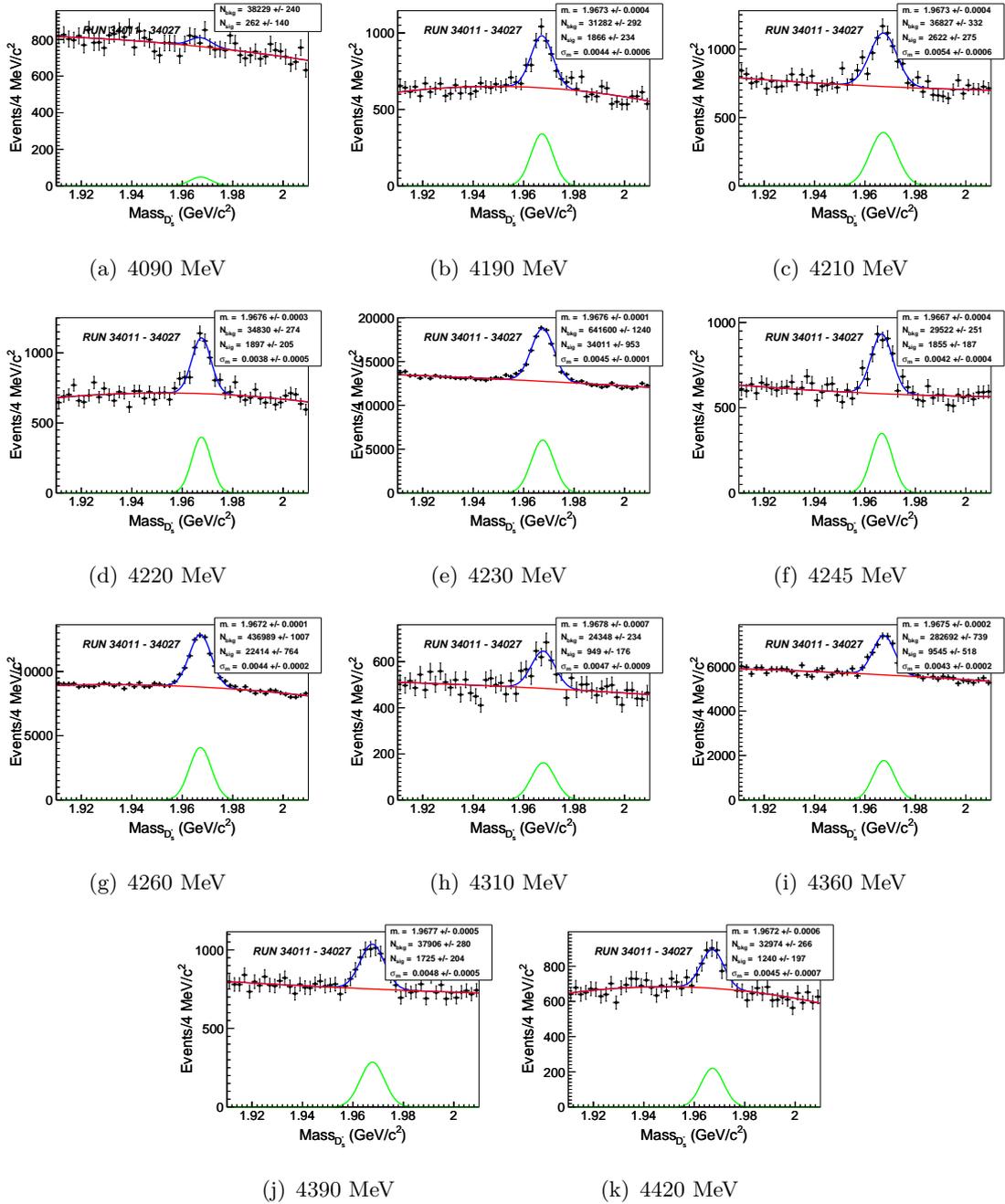


图 4.15: $D_s^- \rightarrow K^- K^+ \pi^-$ 过程拟合粲介子不变质量的结果举例。绿色曲线为信号，红色曲线为本底，蓝色曲线为二者之和，黑色点为数据中粲介子不变质量谱的分布。

4.4 截面结果的计算

拟合得到效率修正的事例数后，加上使用相应的分支比及通过巴巴过程测得的亮度，便可以计算观测截面，如图4.24、4.25和4.26所示，分别对应 σ_{D^0} 、 σ_{D^+} 、 $\sigma_{D_s^+}$ ，即含有 D^0 、 D^+ 、 D_s^+ 末态的单举过程的观测截面。图中绿色点来自上文用于举例的能量点，蓝色点来自其余的能量点，二者彼此符合得很好。值得注意的是，通过拟合直接得出

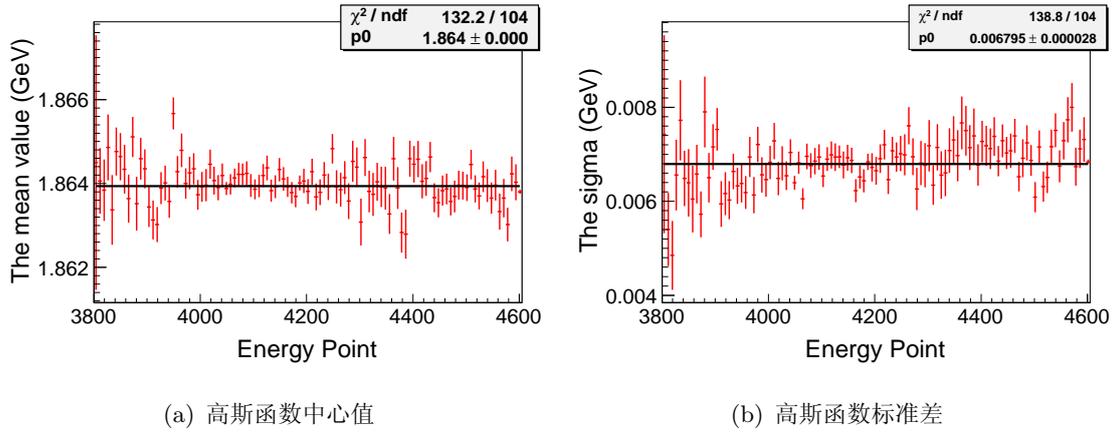


图 4.16: $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ 过程拟合粲介子不变质量的结果比较。红色的误差棒是来自不同能量点的高斯函数的参数，黑色直线是通过拟合得到的直线函数。

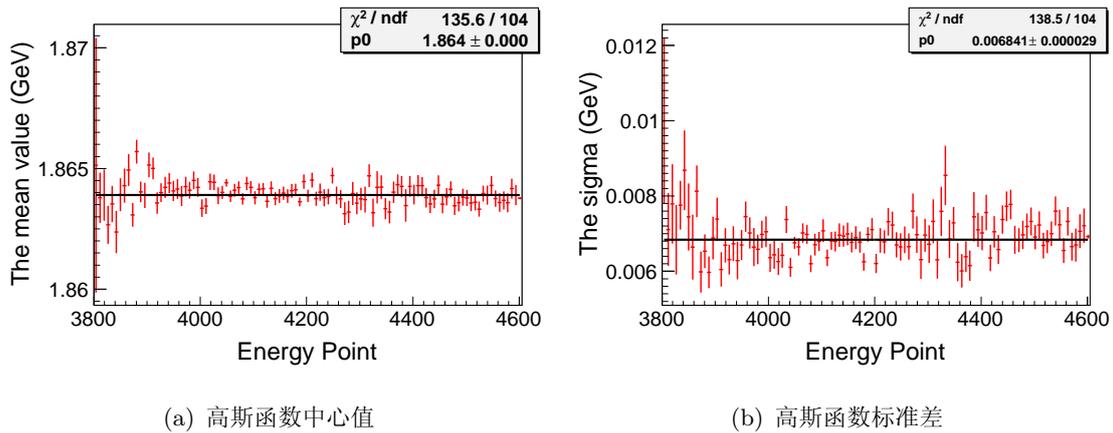


图 4.17: $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ 过程拟合粲介子不变质量的结果比较。红色的误差棒是来自不同能量点的高斯函数的参数，黑色直线是通过拟合得到的直线函数。

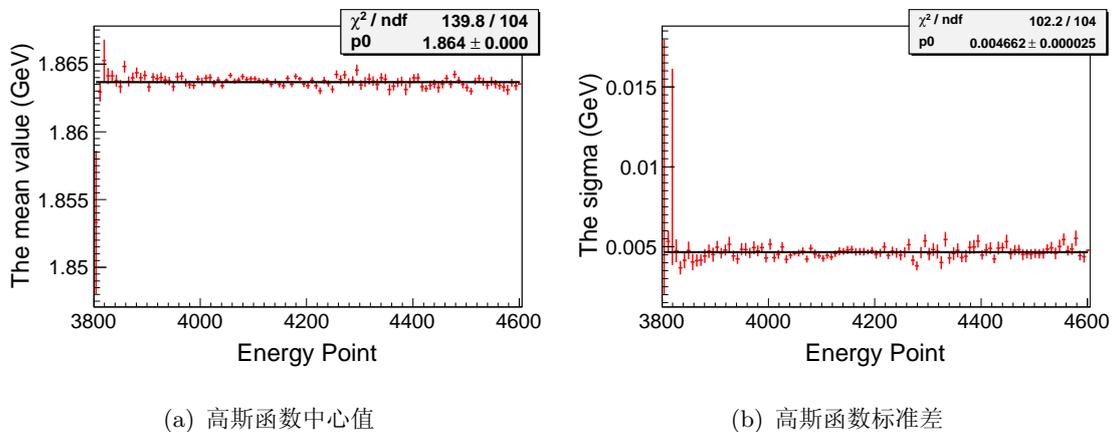


图 4.18: $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ 过程拟合粲介子不变质量的结果比较。红色的误差棒是来自不同能量点的高斯函数的参数，黑色直线是通过拟合得到的直线函数。

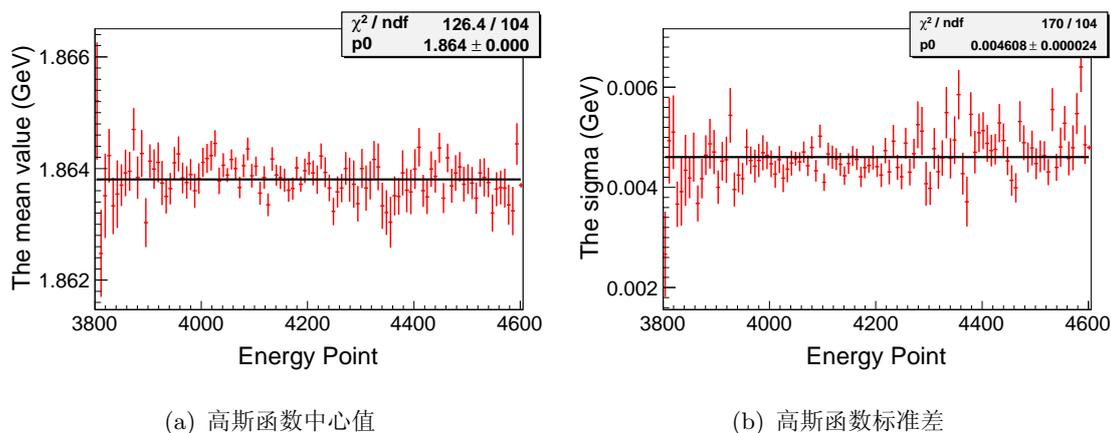


图 4.19: $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ 过程拟合粲介子不变质量的结果比较。红色的误差棒是来自不同能量点的高斯函数的参数，黑色直线是通过拟合得到的直线函数。

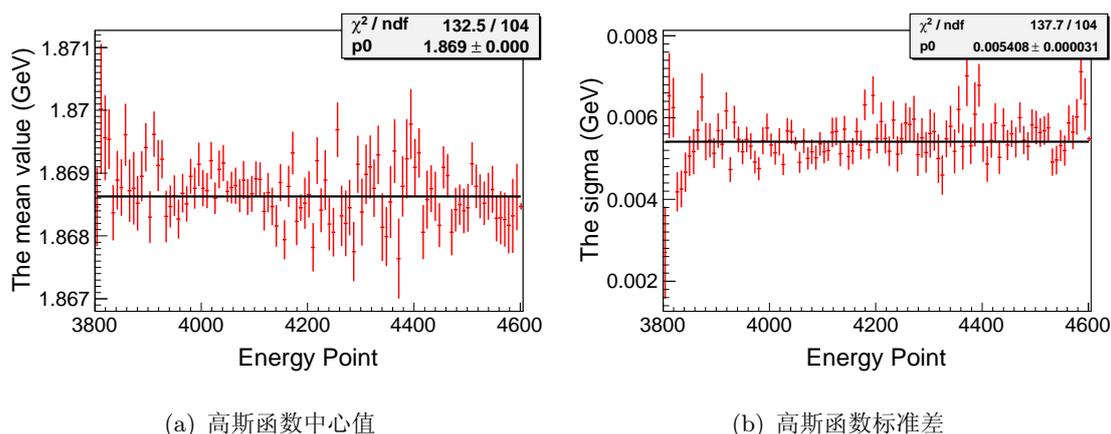


图 4.20: $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ 过程拟合粲介子不变质量的结果比较。红色的误差棒是来自不同能量点的高斯函数的参数，黑色直线是通过拟合得到的直线函数。

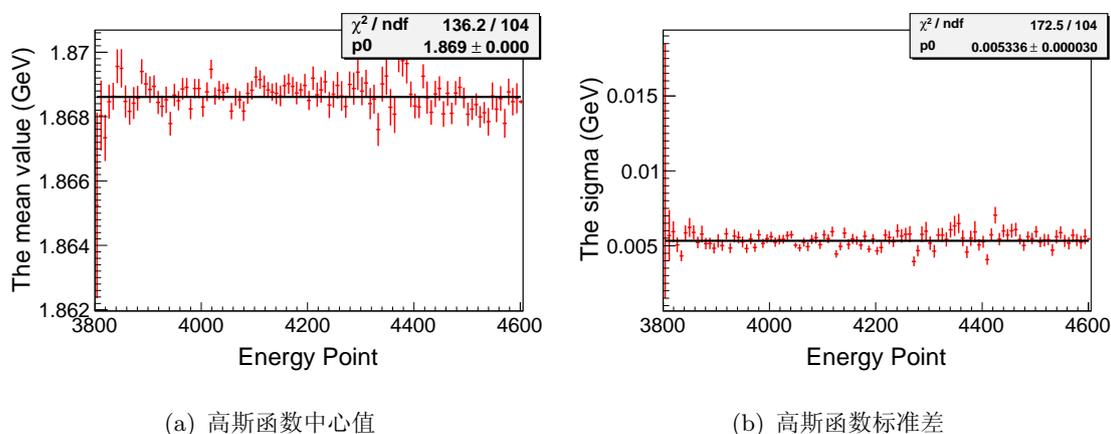


图 4.21: $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ 过程拟合粲介子不变质量的结果比较。红色的误差棒是来自不同能量点的高斯函数的参数，黑色直线是通过拟合得到的直线函数。

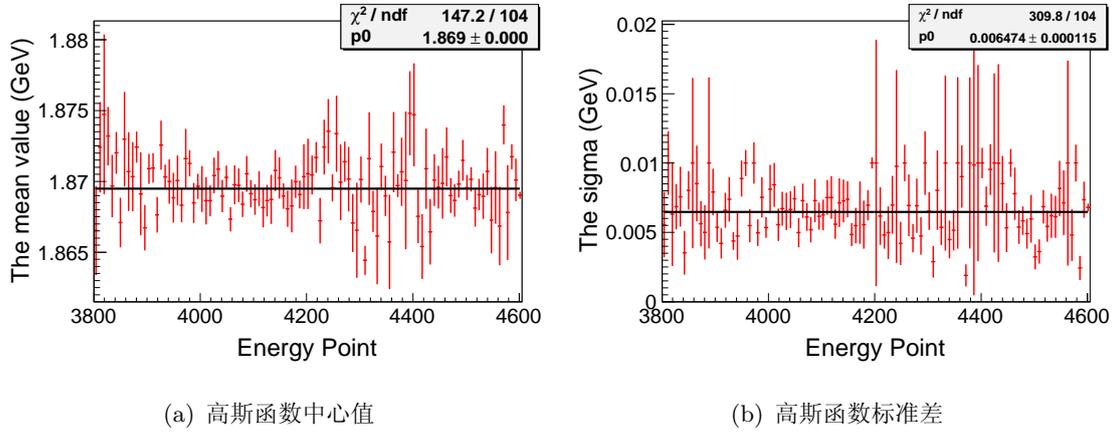


图 4.22: $D^+ \rightarrow K_s \pi^+$ 过程拟合粲介子不变质量的结果比较。红色的误差棒是来自不同能量点的高斯函数的参数，黑色直线是通过拟合得到的直线函数。

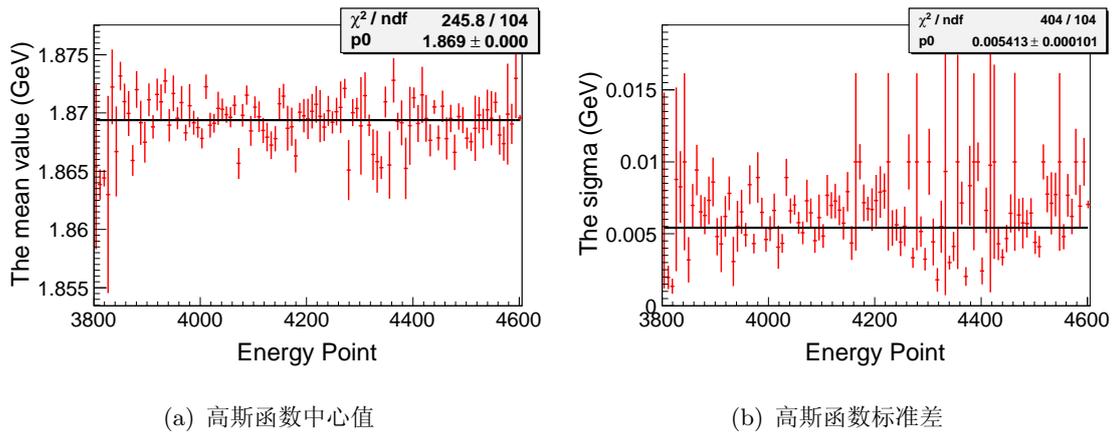


图 4.23: $D^- \rightarrow K_s \pi^-$ 过程拟合粲介子不变质量的结果比较。红色的误差棒是来自不同能量点的高斯函数的参数，黑色直线是通过拟合得到的直线函数。

的事例数的误差并不服从泊松分布，因为这是加权拟合，在计算误差时拟合算法先计算未加权的事例数的误差，然后再将误差除以权重得到新的误差。这样的处理时符合实际的，例如观测事例数是 100，按照泊松分布计算的误差为 10；如果权重为 10，则真正的事例数为 1000，误差应该为 100，而不是 $10\sqrt{3}$ 。

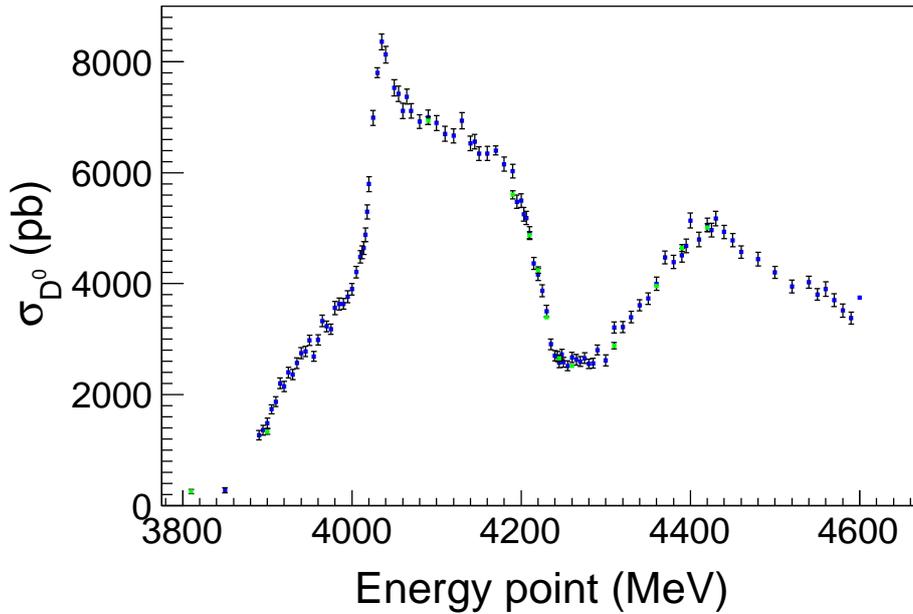


图 4.24: 含 D^0 末态的观测截面。绿色点来自上文用于举例的能量点，蓝色点来其余的能量点。

将上述三个截面加起来便得到了含有粲介子单举末态的总截面，如图4.27，对于数据亮度较小的 R 值数据，该结果的统计误差约为 3%。

为了得到玻恩截面，需要将观测截面做初态辐射修正和真空极化修正，如图4.28所示，在文献 [26] 中对初态辐射和真空极化修正有较为详细的讨论。通常称只做了初态辐射修正的结果为“dressed”截面。

从上述截面的走势中可以清楚的观测到 $\psi(4040)$ 、 $\psi(4160)$ 、 $\psi(4415)$ 三个高激发态的粲夸克偶素及其干涉行为。

4.5 系统误差

在本分析中，事例选择较为简单，这意味着可能引入的系统误差的来源较少。主要包括粒子鉴别引起的系统误差，拟合信号时的拟合范围、本底形状、信号形状引起的系统误差，衰变环境引起的系统误差，径迹重建引起的系统误差，亮度测量的误差，辐射修正因子的不确定性等，以下将对系统误差来源进行逐一讨论。系统误差通常情

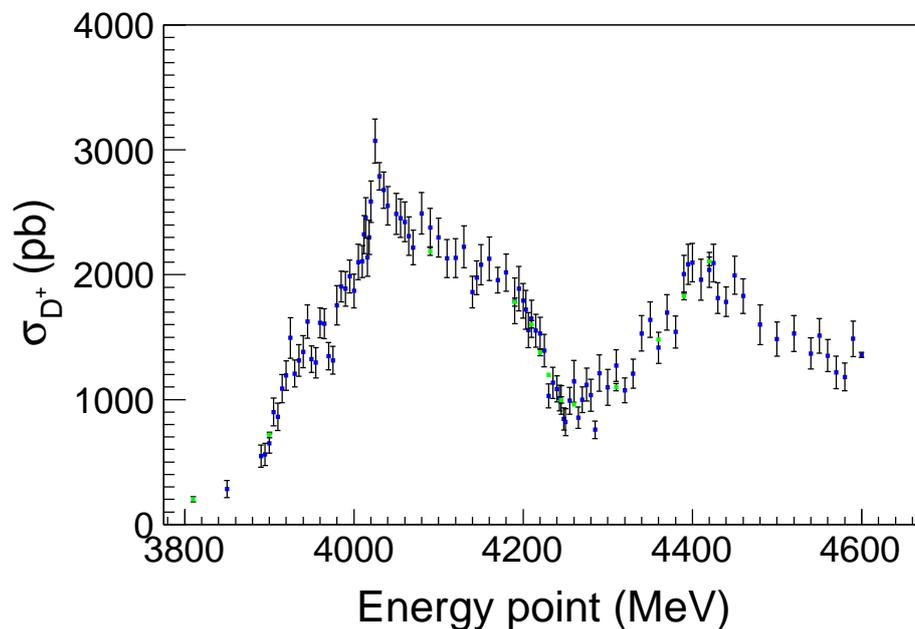


图 4.25: 含 D^+ 末态的观测截面。绿色点来自上文用于举例的能量点，蓝色点来其余的能量点。

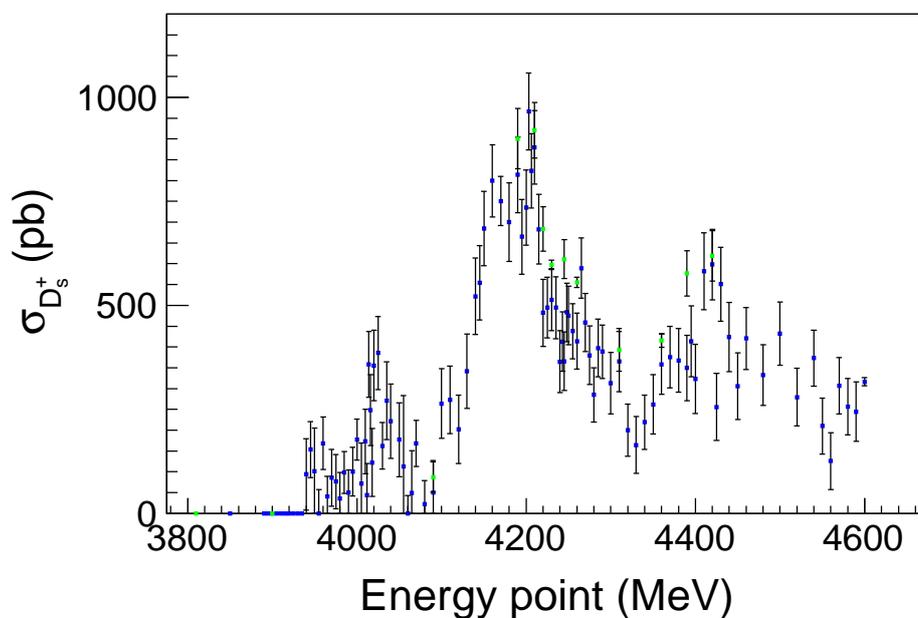


图 4.26: 含 D_s^+ 末态的观测截面。绿色点来自上文用于举例的能量点，蓝色点来其余的能量点。

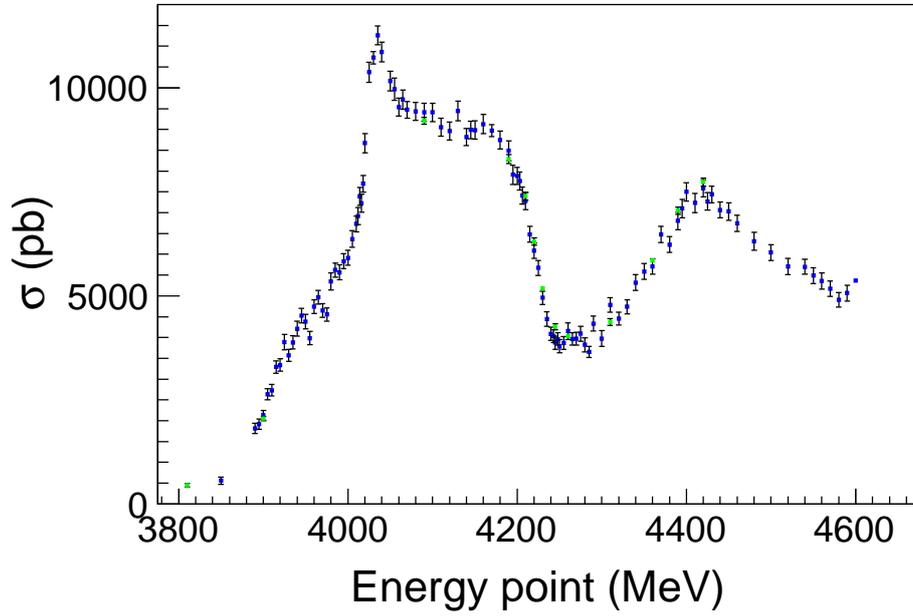


图 4.27: 含粲夸克末态的观测截面。

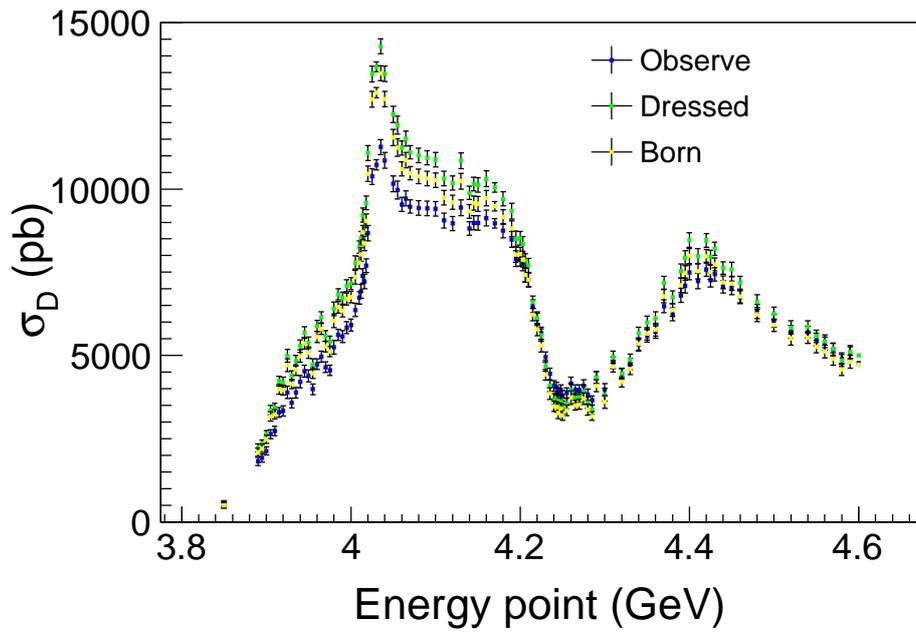


图 4.28: 含粲夸克末态的玻恩截面。

况下在不同能量点上差别不大，也就是说系统误差影响的是每个能量点截面的绝对值，而对于整体的截面的走势影响很小。

4.5.1 粒子鉴别效率的研究

在做事例选择时，我们对带电的径迹做了粒子鉴别，如果数据与 MC 模拟对与粒子鉴别的效率不同，从 MC 模拟计算出来的事例选择效率便不能描述数据中的选择效率，继而对截面的结果造成了系统的偏差。尤其本分析使用的数据质心系能量较高，意味着径迹动量较高，而通常情况下高动量径迹的粒子误鉴别比例较大。为此，我们对所使用的数据与 MC 模拟做了粒子鉴别效率的研究。为了研究 K^\pm 和 π^\pm 的粒子鉴别效率，需要得到一个较大的 K^\pm 和 π^\pm 的控制样本，然而在我们使用的数据的质心系能量下，常用来作为控制样本的 $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ 过程截面较小，故在研究粒子鉴别效率时，我们将几个亮度较大的样本做了合并，他们的质心系能量分别为 4.23、4.26、4.36、4.42 和 4.60 GeV。

我们以 π^- 作为例子，来阐述粒子鉴别效率的研究方法和事例选择方法。 π^- 的粒子鉴别效率可以从如下公式中计算出来：

$$\epsilon = \frac{N^{\text{PID}}}{N^{\text{noPID}}} = \frac{N^{\text{PID}}}{N^{\text{PID}} + N^{\text{misPID}}}, \quad (4.3)$$

其中 N^{PID} 是经过了粒子鉴别后的 π^- 的数目， N^{noPID} 是没有粒子鉴别的原始的 π^- 的数目，二者之商即为粒子鉴别效率。在实际操作中，我们使用 $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ 过程作为控制样本， N^{PID} 相当于对该过程的四根径迹都做了粒子鉴别的要求后选到的事例数； N^{noPID} 相当于只对除了 π^- 以外的三根径迹做粒子鉴别的要求后选到的事例数，我们知道如果一个过程只有四根径迹且其中三根分别是 K^+ 、 K^- 、 π^+ 的话，那么第四根径迹一定是 π^- 。另外不做粒子鉴别的事例的集合等价于做对了粒子鉴别的事例的集合上做错了粒子鉴别的事例的集合，即 $N^{\text{noPID}} = N^{\text{PID}} + N^{\text{misPID}}$ 。需要声明的是，本研究只针对 K 和 π 彼此误判的情况，对于它们与质子之间的误判没有考虑在内。由于它们的质量与质子相差较多，它们被于质子间的误判几率较小。另外我们也没有考虑电荷相反的粒子彼此的误判，这样的事例的几率也很小。

在计算 N^{PID} 时的事例选择要求为，有且仅有 4 根好的带电径迹，其中好径迹的标准与本论文中的其他章节中保持一致；对四根径迹做粒子鉴别时，要求它们分别是 π^+ 、 π^- 、 K^+ 和 K^- ；将四根径迹的总的能动量约束在相应的质心系能量上，并要求该运动学拟合的 χ^2 小于 50；

在计算 N^{misPID} 时同样要求有四根好的带电径迹，在做粒子鉴别时要求 π^+ 、 K^+ 各有一个， K^- 有两个，因为正如上文我们声明的那样，我们假定 π^- 只能被误判为 K^- ；同样的也对这 4 根径迹做了运动学拟合，在两个被鉴别为 K^- 的粒子中，做运动学拟合时我们要假定其中一个 K^- 的质量为 π 的质量，因为它本来是 π 只不过被鉴别成了

K 而已。在两个相应的组合中，我们挑选了运动学拟合时 χ^2 较小的组合，并要求该 χ^2 也要小于 50。

对于 $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ 过程，可能的本底为 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ 和 $e^+e^- \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ 过程。为了研究本底水平，我们对上述三个过程每个产生了 100,000 个事例，并应用上述选择条件检验有多少本底事例剩下，如表格4.1所示。因为三者的产生截面在一个量级，从表格4.1中剩余事例的比例可以知道本底水平较低，小于千分之一。

表 4.1: 从 MC 模拟中估计的本底水平，其中第一个过程为信号，第二、三过程为潜在本底，在模拟时三者的事例数是相等的，都为 100,000 个。

过程	$N^{\pi_{\text{PID}}^-}$	$N^{\pi_{\text{mis-PID}}^-}$
$e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$	29926	3502
$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	11	1
$e^+e^- \rightarrow K^+K^-K^+K^-$	0	0

我们对 π^+ 、 K^+ 和 K^- 做了与上述 π^- 同样的处理，如图4.29所示，图中给出了四种带电粒子在数据和 MC 模拟中 N^{PID} 、 N^{noPID} 随着各自动量的变化。

数据与 MC 中通过公式4.3计算的粒子鉴别效率及二者的差别如图4.30所示。带电粒子的动量超 1.5 GeV 时，选到的控制样本较小，相应的误差较大。

数据与 MC 中粒子鉴别效率的在不同动量段的差别如表格4.2所示，当粒子的动量小于 1.5 GeV 时，对于 π 来说二者的差别小于 1%，对于 K 来说二者的差别小于 2%。本分析中带电径迹的动量绝大部分小于 1.5 GeV，故我们采用 1% (2%) 为每根 π (K) 径迹的粒子鉴别引起的系统误差的估计值。

4.5.2 拟合引起的系统误差

源于拟合的系统误差大致可以分为两部分，其一是来自信号形状的不确定性，其二是来自本底形状的不确定性。一般情况下信号区的本底是靠信号区两边的本底形状来固定的，故通常在估计本底形状的不确定性时要考虑本底函数和拟合范围两个方面。下面以质心系能量为 4260 MeV 的 $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ 过程为例子来做说明。

拟合时信号形状用的是高斯函数，尽管从图4.16上可以看出不同能量点的高斯函数的参数彼此符合得很好，但也并不能保证单高斯能完美地描述数据中的不变质量分布，于是我们使用双高斯去拟合，且将两个拟合的本底形状固定成相同的以避免各个误差项彼此关联，将结果的差别 1.2%，当成该项系统误差的估计值。

为了估计拟合范围的系统误差，我们把原来的不变质量谱的拟合范围 [1.75, 1.95] GeV 变为 [1.80, 1.93] GeV 重新做拟合，同样为了保证各个误差彼此不关联，将两个拟合的信号参数固定成相同值，并将差别 0.3% 当作该项系统误差的估计值。为了估计

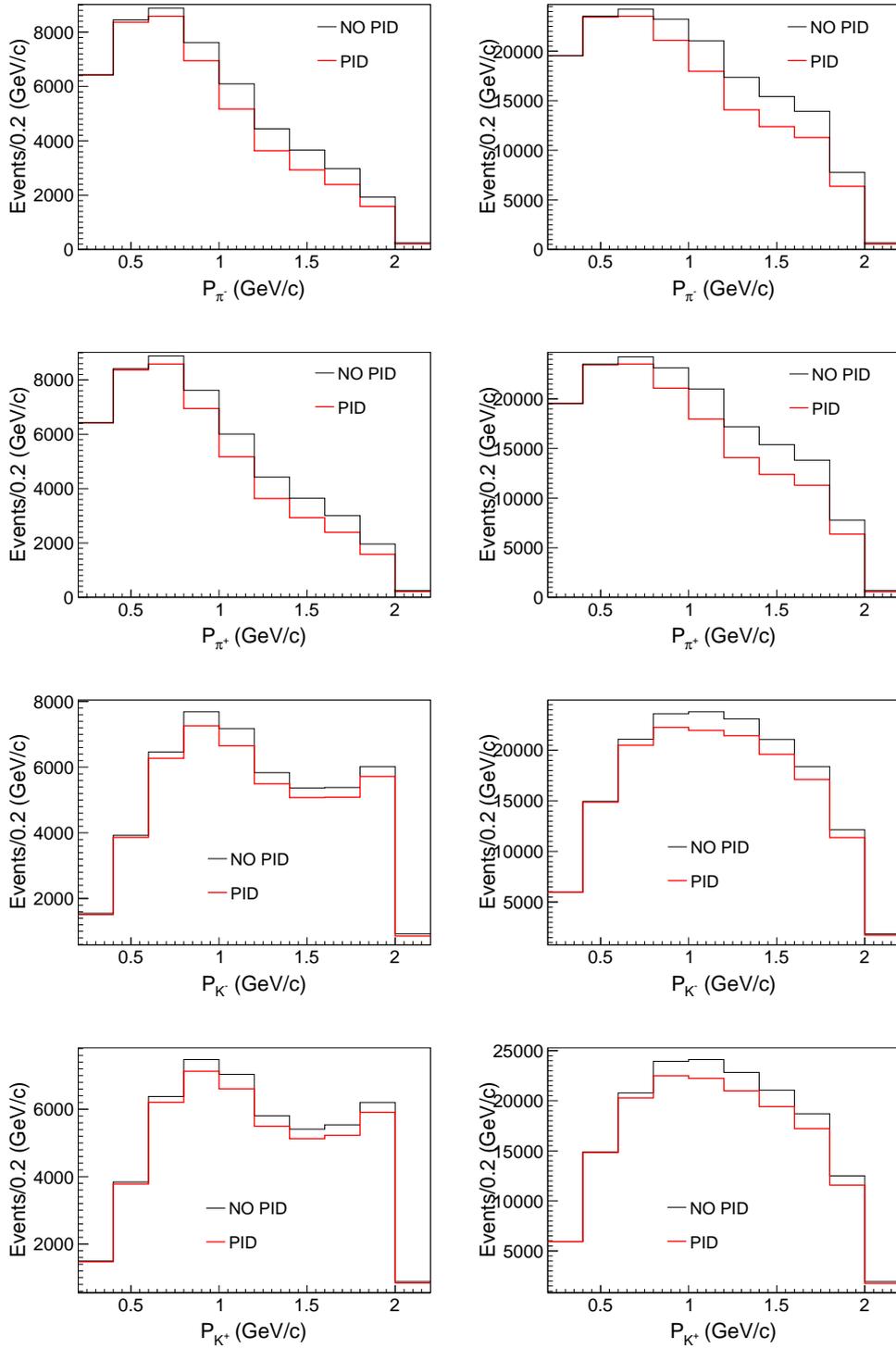


图 4.29: 四种带电粒子在数据（左侧图）和 MC 模拟（右侧图）中 N^{PID} 、 N^{noPID} 随着各自动量的变化，其中第一行是对于 π^- 来说的，第二行是对于 π^+ ，第三行是对于 K^- ，第四行是对于 K^+ 。

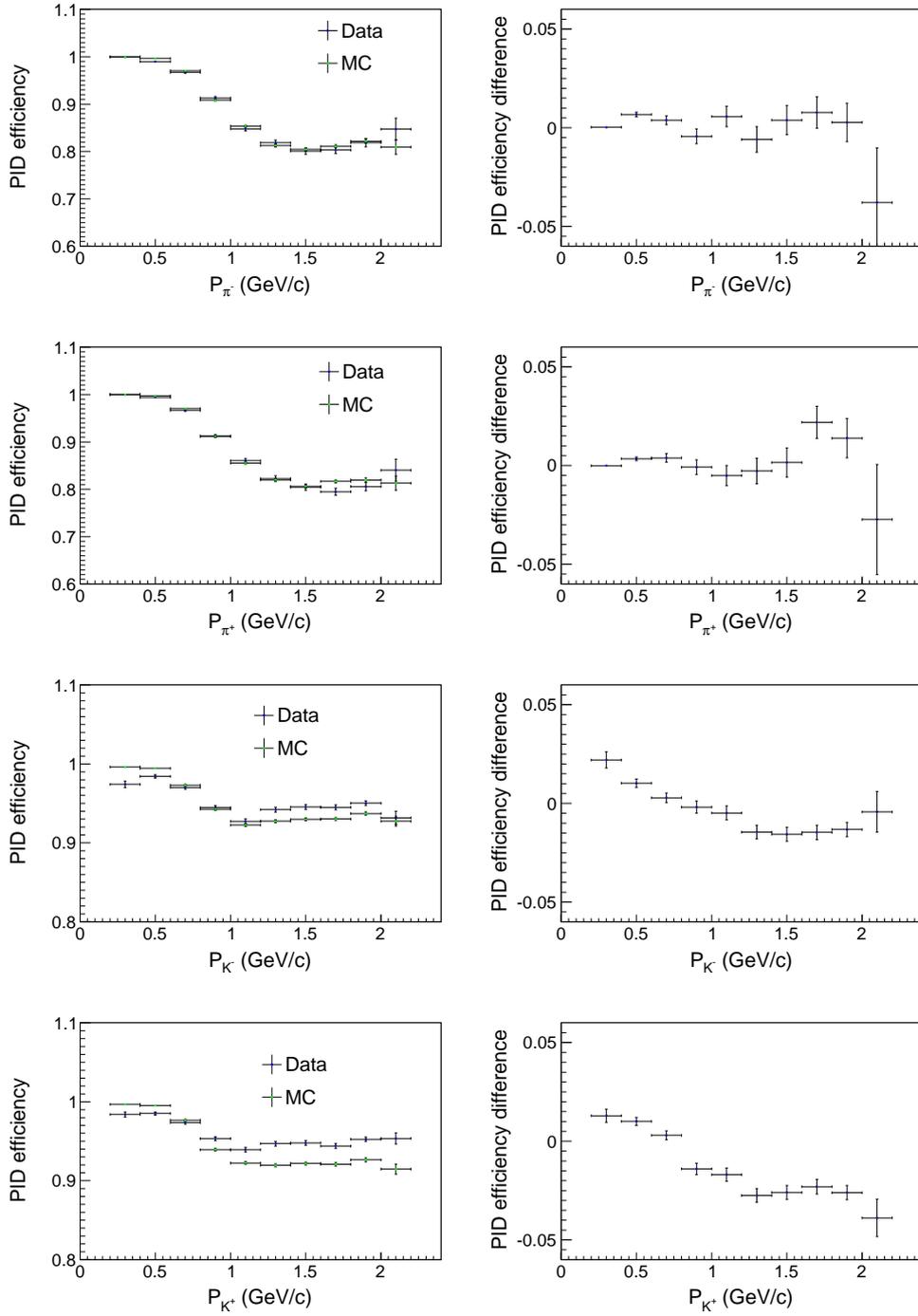


图 4.30: 不同动量段中数据与 MC 中 π^- (第一行)、 π^+ (第二行)、 K^- (第三行) 和 K^+ (第四行) 粒子鉴别效率及二者的差别。

表 4.2: 不同动量段中数据与 MC 中 π^- (第二列)、 π^+ (第三列)、 K^- (第四列) 和 K^+ (第五列) 粒子鉴别效率的差别。

动量段 (GeV)	$\epsilon_{\text{Diff.}}^{\pi^-}$ (%)	$\epsilon_{\text{Diff.}}^{\pi^+}$ (%)	$\epsilon_{\text{Diff.}}^{K^-}$ (%)	$\epsilon_{\text{Diff.}}^{K^+}$ (%)
(0.2-0.4)	0.03 ± 0.03	0.00 ± 0.00	2.20 ± 0.41	1.29 ± 0.33
(0.4-0.6)	0.67 ± 0.12	0.34 ± 0.10	1.03 ± 0.21	1.01 ± 0.20
(0.6-0.8)	0.38 ± 0.22	0.38 ± 0.22	0.28 ± 0.24	0.30 ± 0.23
(0.8-1.0)	0.44 ± 0.38	0.08 ± 0.38	-0.19 ± 0.30	-1.40 ± 0.29
(1.0-1.2)	0.57 ± 0.52	0.50 ± 0.51	-0.49 ± 0.35	-1.69 ± 0.33
(1.2-1.4)	0.59 ± 0.65	0.27 ± 0.66	-1.46 ± 0.35	-2.75 ± 0.34
(1.4-1.6)	0.39 ± 0.74	0.15 ± 0.73	-1.56 ± 0.36	-2.60 ± 0.35
(1.6-1.8)	0.77 ± 0.80	0.22 ± 0.81	-1.47 ± 0.36	-2.30 ± 0.37
(1.8-2.0)	0.27 ± 0.98	1.39 ± 1.00	-1.32 ± 0.36	-2.61 ± 0.36
(2.0-2.2)	3.78 ± 2.77	2.73 ± 2.79	-0.43 ± 1.02	-3.88 ± 0.95

本底形状造成的系统误差，我们把本底多项式的阶数增加一阶重新做拟合，并将差别 0.3% 当作该项系统误差的估计值。

表格 4.3 总结了 4260 MeV 由于拟合造成的系统误差，总和为 1.3%。使用类似的方法对其他的能量点及衰变过程做了同样的操作，并将不同过程的误差传递到最后的截面上来，计算结果现实拟合的不确定性对总截面的影响小于 2%，为了保守起见，我们把 2% 当作所有能量点由于拟合造成的系统误差的估计值。

表 4.3: 拟合引起的系统误差小结

能量点 (MeV)	信号形状 (%)	拟合范围 (%)	本底形状 (%)	总和 (%)
4260	1.2	0.3	0.3	1.3

4.5.3 粒子环境对于结果的影响

在模拟粲介子的衰变时，我们使用的是单粒子模拟，即对其余的伴随粒子并没有做模拟，在这种情况下 MC 模拟的的粒子环境与真实数据中的情况便有了差别，在粒子误判效率、径迹重建效率上便可能产生差异。为了估计这种系统误差，我们对比了单粒子模拟与全末态模拟时效率的差别。图 4.31 显示的是 $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ 衰变过程在不同的运动学格子里二者的差别，通过用直线函数拟合，得到效率的相对差别为 $\Delta_\epsilon = -0.88 \pm 0.08\%$ 。对于其余几个末态也做了类似的处理，得到的差别也都小于 1%，故我们把 1% 当作该效应引起的系统误差。

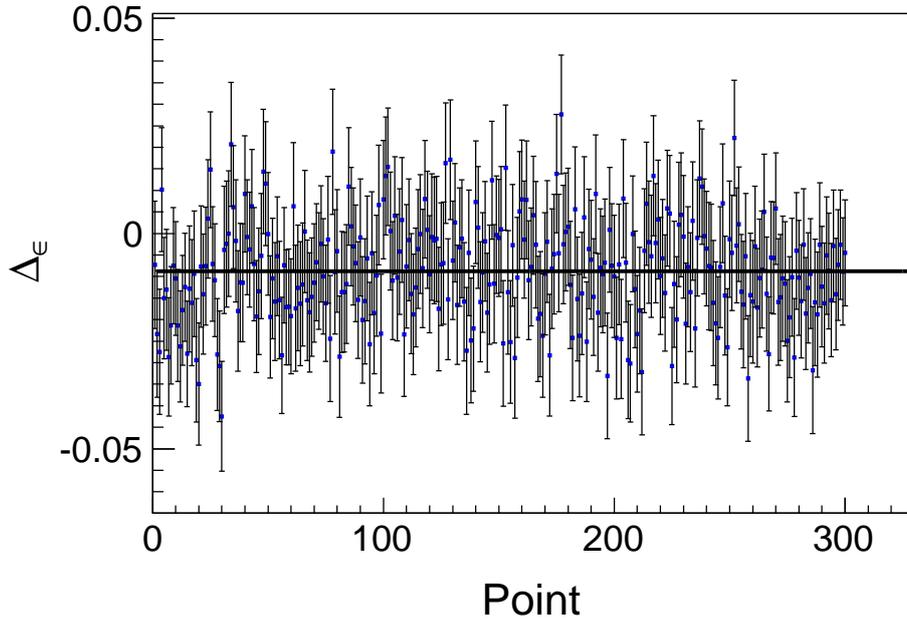


图 4.31: 粒子环境对于结果的影响。 $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ 衰变过程在不同的运动学格子里是否模拟粲介子以外的粒子两种情形的效率差别。误差棒来自各个运动学格子，直线为拟合结果。

4.5.4 其它的系统误差

由于本分析中没有用到低动量的径迹，径迹重建引起的系统误差使用的是北京谱仪的官方值 1%；亮度的结果使用的是巴巴散射测量的结果，精度为 1%；在辐射修正因子时我们用了迭代的方法，即将初步的截面结果放到产生子里去计算该因子，由于使用的数据能量点间隙很小，再加之截面测量较为准确，我们发现该因子的不确定性小于 1%。以上为我们暂时考虑的系统误差的来源，由于本分析还在北京谱仪合作组内部审查，随着研究的深入，可能发现其余的误差来源，不过预期其余的误差不会很大。假设各项误差无关联，将上述来源平方和开根号得到本分析总的系统误差为 4%。

4.6 总结、讨论与拓展

本分析在质心系能量介于 3.80 到 4.60 Ge 的 100 多个能量点上，使用单举标记粲介子的方法测量了含粲介子末态的总截面。对于 R 值扫描数据，统计误差约为 3%，系统误差的研究之中，从主要系统误差来看预计在 4% 范围内。得到的结果于以往实验的结果相符合，却有着更高的精度、更大的能量测量范围、更小的质心系间隙。利用该结果可以对粲夸克的质量等物理量进行更精确的抽取。从该分析得到的截面的走势中可以清楚的观测到 $\psi(4040)$ 、 $\psi(4160)$ 、 $\psi(4415)$ 三个高激发态的粲夸克偶素及其干涉行为，具体的抽取它们的共振参数的工作正在进行。在本分析的结果中

没有发现未知的新的矢量共振态。

Y(4260)[33] 因为其较强的耦合到隐粲末态等奇异性质而很难被归结到传统的强子态的框架中，但是从本分析的截面上来看，Y(4260) 在 $\pi^+\pi^-J/\psi$ 过程表现出来的截面的峰值位置（大概在 4.23 GeV）并不对应含粲介子末态截面的峰谷，故我们并不能论断没有一个遍举的含粲介子过程在该处有峰状结构。因而我们需要对更多的遍举粲介子末态进行实验研究。通过拟合 D_s^+ 动量谱，在几个亮度较大的能量点，我们初步得到了 $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_s^-$ 、 $e^+e^- \rightarrow D_s^{*+}D_s^-$ 、 $e^+e^- \rightarrow D_s^{*+}D_s^{*-}$ 三个过程的遍举末态的截面，如图4.32所示，其中值得注意的是 $e^+e^- \rightarrow D_s^{*+}D_s^{*-}$ 过程在 Y(4260) 的峰位附近截面是凸起的，该过程的更深入的研究正在继续。

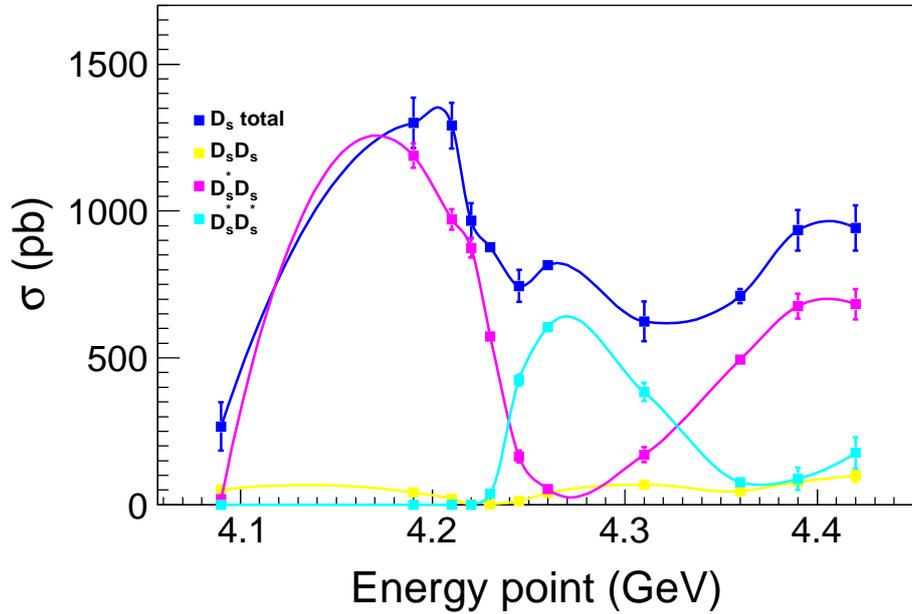


图 4.32: 通过拟合 D_s^+ 动量谱，我们初步得到了 $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_s^-$ 、 $e^+e^- \rightarrow D_s^{*+}D_s^-$ 、 $e^+e^- \rightarrow D_s^{*+}D_s^{*-}$ 三个过程的遍举末态的截面。

第五章 阈值附近含粲夸克重子对产生截面的实验研究

本章将要讨论的是利用北京谱仪上获取的质心系能量为 4.575, 4.580, 4.590 和 4.600 GeV 的数据, 对 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ 的截面进行精确测量。4.575 GeV 和 4.600 GeV 的数据亮度分别约为 40 pb^{-1} 和 570 pb^{-1} , 而其余两个点来自 R 值扫描的数据, 每个点的亮度约为 8 pb^{-1} 。这是粲重子在北京谱仪上的首次研究。

5.1 测量方法与事例选择

本分析中, 我们使用单标记的方法来选择 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ 事例, 即在事例选择时我们只要求一侧的 Λ_c^+ 通过衰变链 $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ 被标定出来, 然后通过相应运动学变量的约束对 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ 事例进行挑选。此方法对于阈值附近的两体产生过程的选择有较大的优势, 既有较高的效率, 本底也可以控制得很低。如果没有明确说明, 在本章中电荷共轭的过程是被包含进来的。

正如上文所述, 我们只要求末态中有 $pK^-\pi^+$ 三条径迹。对于好的带电径迹, 我们要求其离对撞顶点的最近距离在沿着束流方向要在 $\pm 10 \text{ cm}$ 以内, 在垂直于束流的平面内要小于 1 cm , 同时要求其在漂移室的接收范围内, 即 $|\cos\theta| < 0.93$, θ 是漂移室测量的极角。对于每一条带电径迹, 我们利用飞行时间信息 (TOF) 及电离能损信息 (dE/dx) 对它作为 π 介子 (或者 K 介子、质子) 的几率做了计算, 记作 P_π (或者 P_K 、 P_p)。为了鉴别出一个真正的 π 介子 (或者 K 介子), 我们要求 P_π (P_K) 要大于 0.1%, 且要大于其作为 K 介子 (或者 π 介子) 及质子的几率。为了选择质子, 我们要求 P_p 要比 P_K 和 P_π 都要大。

在本分析中, 我们要求 $pK^-\pi^+$ 每种粒子的数目至少有一个, 并将所有的 $pK^-\pi^+$ 的组合都保存了下来以备进一步的事例选择。

为了优化事例选择条件及计算事例选择效率, 我们产生了信号的 MC 模拟事例, 其中模拟 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ 过程时 Λ_c^\pm 的角分布参数是从实验的初步测量结果中抽取出来的, 而 Λ_c 衰变到 $pK\pi$ 的机制我们采用了数据的初步分波分析的结果作为输入去模拟。在每个能量点都产生了 10, 000 个信号事例。

散点图 5.1 和 5.2 显示的是, 经过了上述选择后, 数据与 MC 中束流约束质量 (M_{bc}) 与能量差别 (ΔE) 的二维分布, 其中 $M_{bc} = \sqrt{E_{beam}^2 - |p_{\Lambda_c}|^2}$, $\Delta E = E_{\Lambda_c} - E_{beam}$, E_{beam} 是束流能量, p_{Λ_c} 是重建出来的 Λ_c 的动量, E_{Λ_c} 是重建出来的 Λ_c 的能量。 M_{bc} 分布上的“尾巴”是由于初态辐射过程导致的。我们对 MC 中的 ΔE 分布使用双高斯函数做了一个拟合, 以便得到其分辨的大小, 如图 5.3 所示, 从图中可以看出分辨大概在 7 MeV 左右, 为了不过多地损失选择效率又能较好地压制本底, 我们要求数据中信号

的 ΔE 在 $[-20, 20]$ MeV 范围之内。值得注意的是, 该分辨研究只在 4.600 GeV 做了研究, 因为该点的数据样本最大, 不过在其他三个能量点的数据中质量分辨不会有太大的差别, 因为他们的质心系能量与 4.600 GeV 是十分接近的。

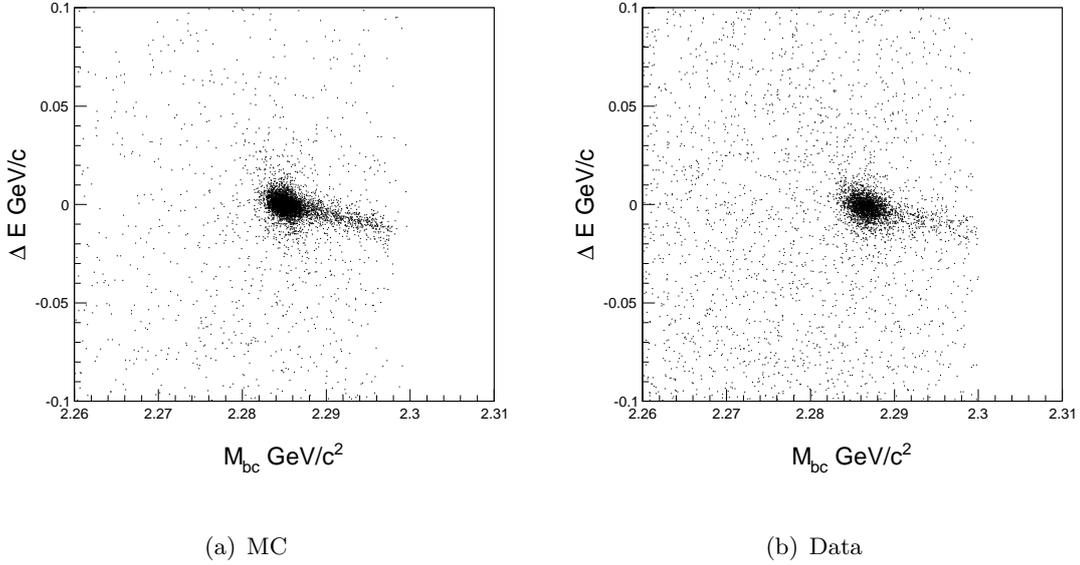


图 5.1: 质心系能量为 4.600 GeV 处 $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ 过程的散点图。(a) 图对应于 MC 模拟, (b) 图对应于数据。

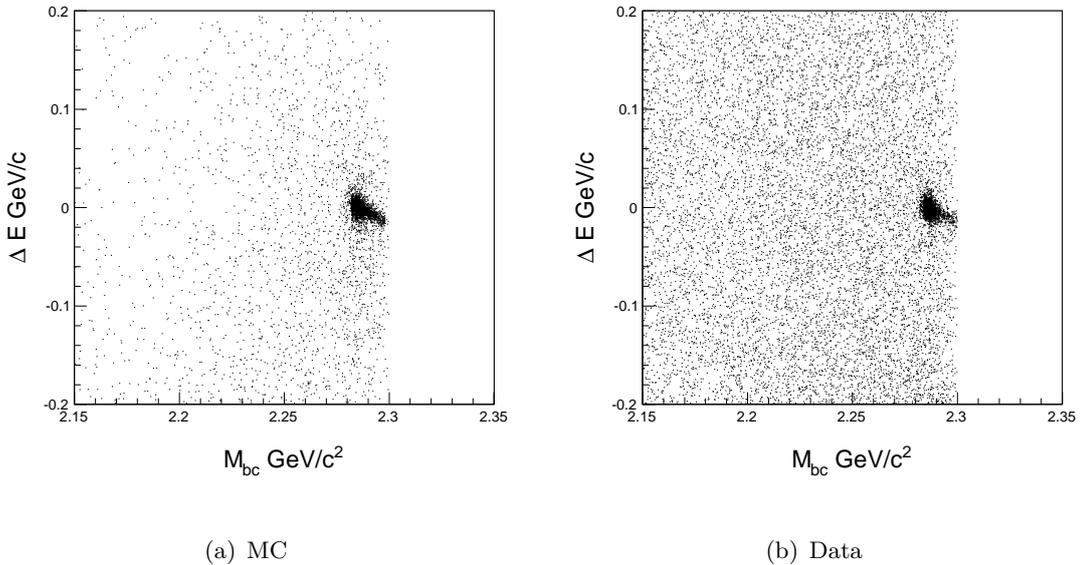


图 5.2: 质心系能量为 4.600 GeV 处 $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$ 过程的散点图。(a) 图对应于 MC 模拟, (b) 图对应于数据。

在上面提及的 4 个能量点中, 带电粒子动量分布及角分布的数据与 MC 模拟的对比分别显示在图 5.4, 5.5, 5.6, 5.7, 5.8, 5.9, 5.10 和 5.11。所有的这些分布都是经过了

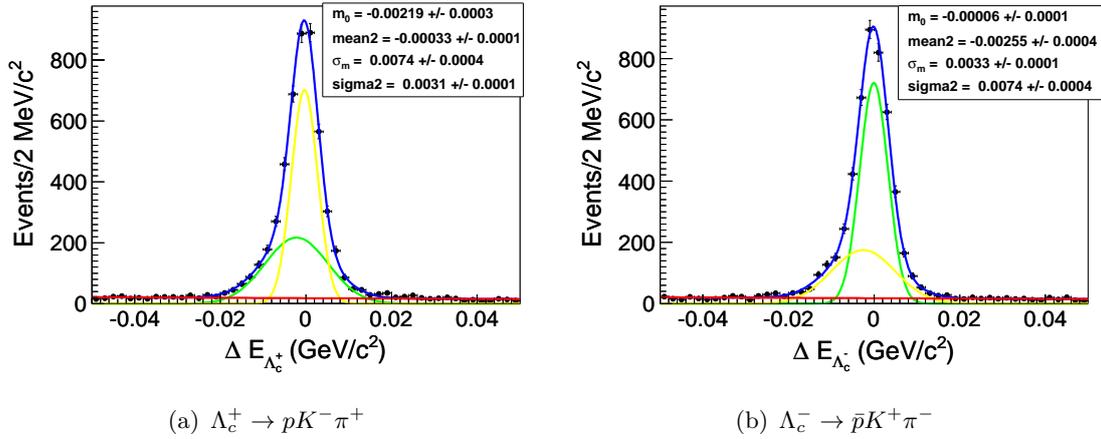


图 5.3: MC 中 ΔE 分布的拟合结果。绿色及黄色曲线为两个高斯函数, 蓝色曲线为二者之和, 黑色的点为 MC 模拟的事例。

ΔE 等上述提及的筛选要求的。由于我们从数据中抽取了衰变参数去做模拟, 在这些分布上, 二者还是足够一致的。除了低动量的质子外, 其余的粒子的选择效率对动量分布或角分布依赖性不是很强, 这意味着其上微小的差别不会对最终的结果造成很大的影响。

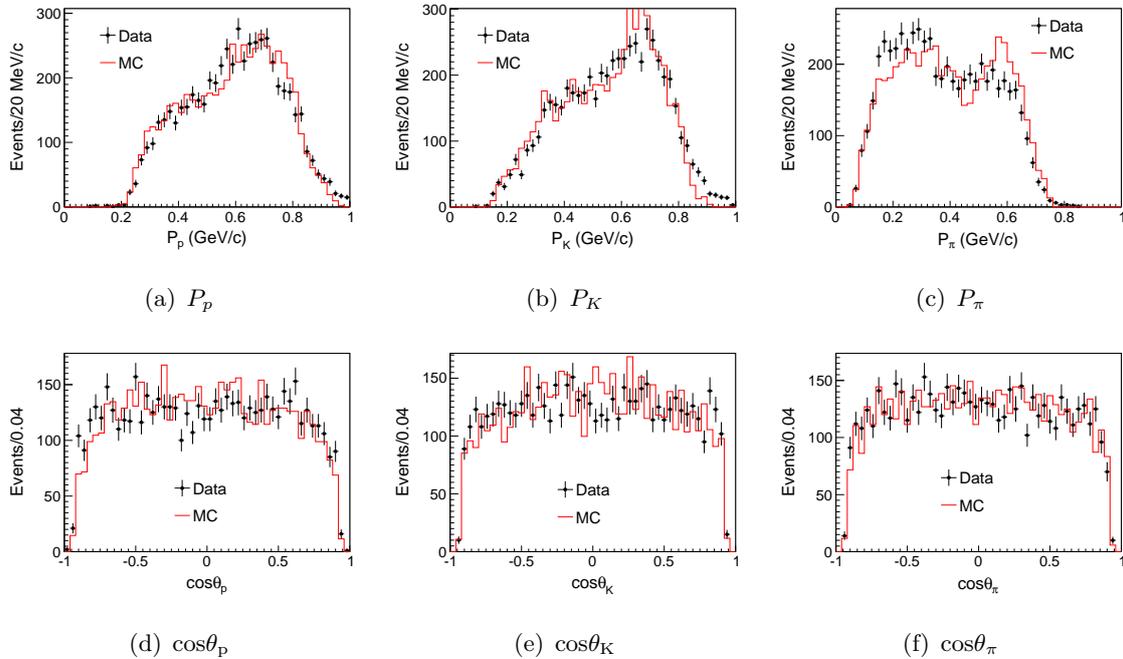


图 5.4: 质心系能量为 4.600 GeV 处 Λ_c^- 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比。红色直方图代表 MC 模拟, 黑色的点代表数据。

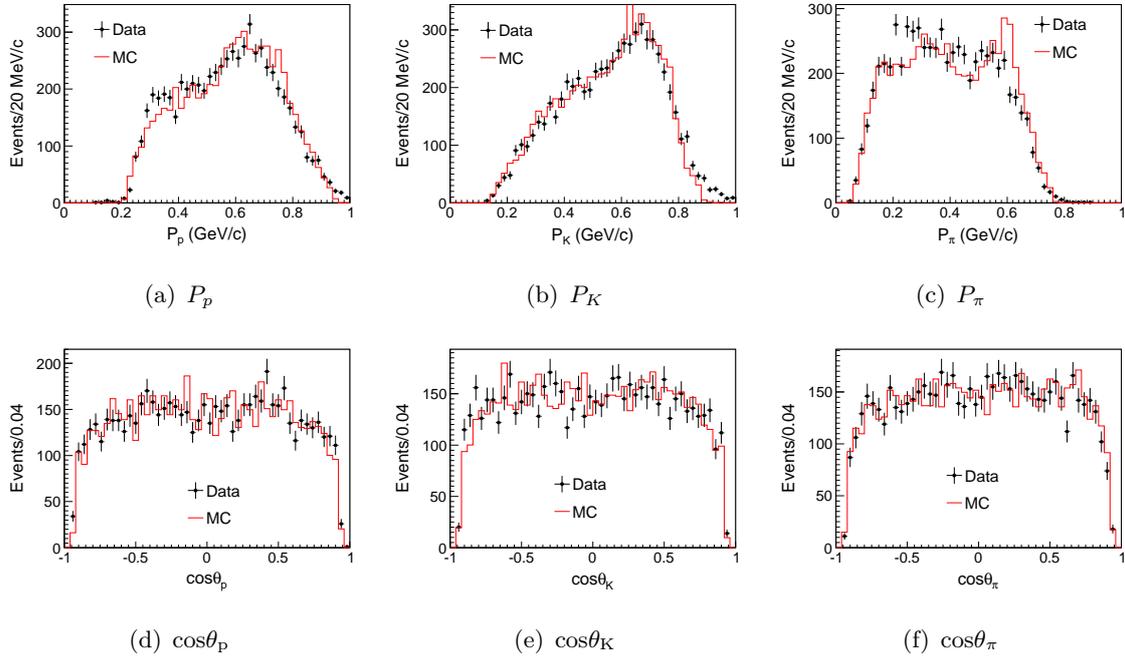


图 5.5: 质心系能量为 4.600 GeV 处 Λ_c^+ 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比。红色直方图代表 MC 模拟，黑色的点代表数据。

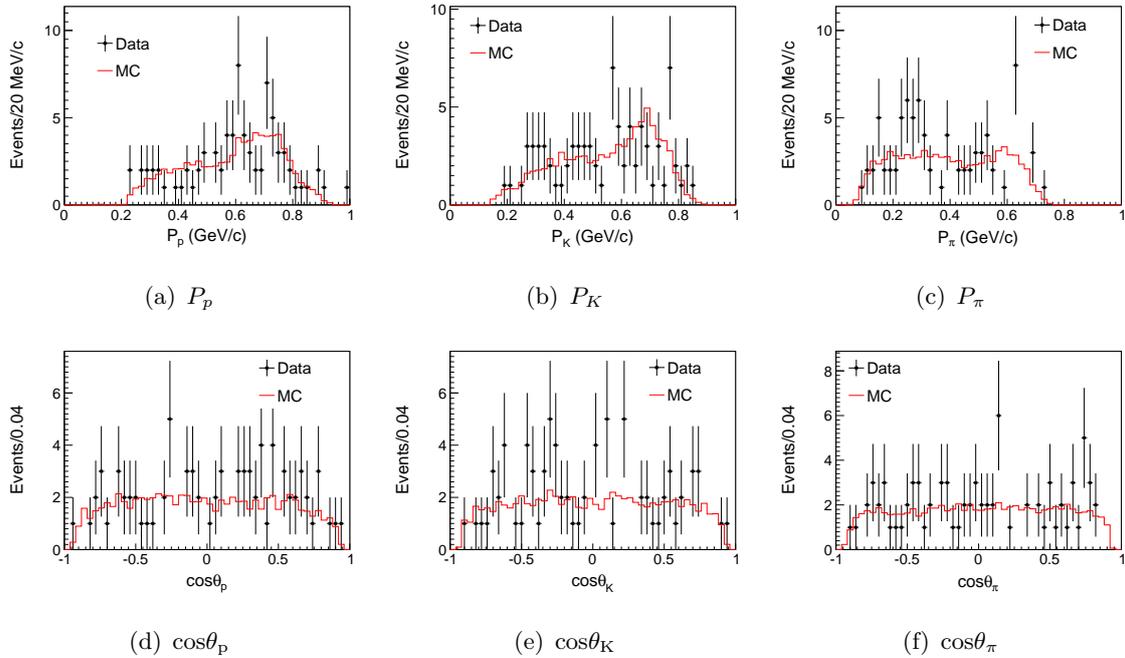


图 5.6: 质心系能量为 4.590 GeV 处 Λ_c^- 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比。红色直方图代表 MC 模拟，黑色的点代表数据。

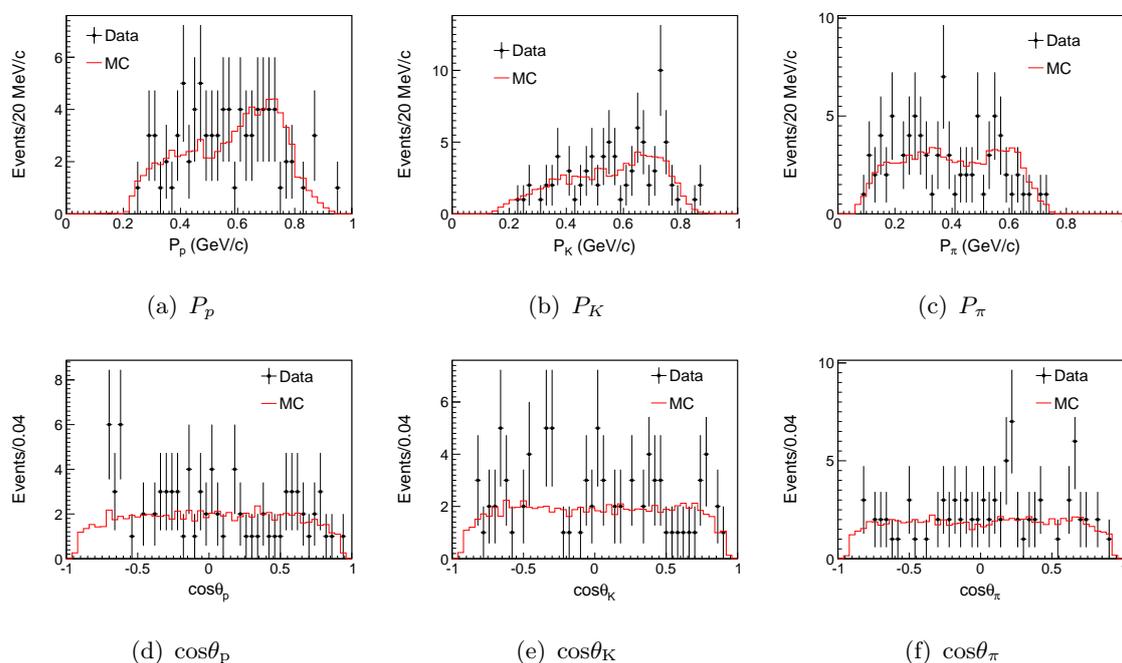


图 5.7: 质心系能量为 4.590 GeV 处 Λ_c^+ 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比。红色直方图代表 MC 模拟，黑色的点代表数据。

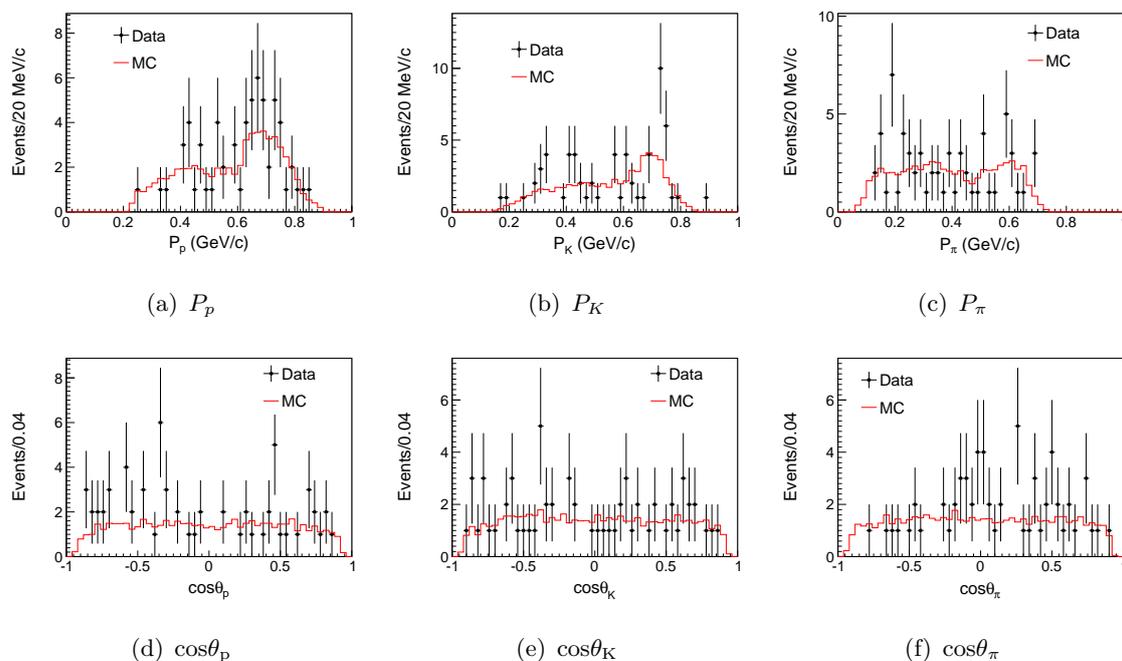


图 5.8: 质心系能量为 4.580 GeV 处 Λ_c^- 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比。红色直方图代表 MC 模拟，黑色的点代表数据。

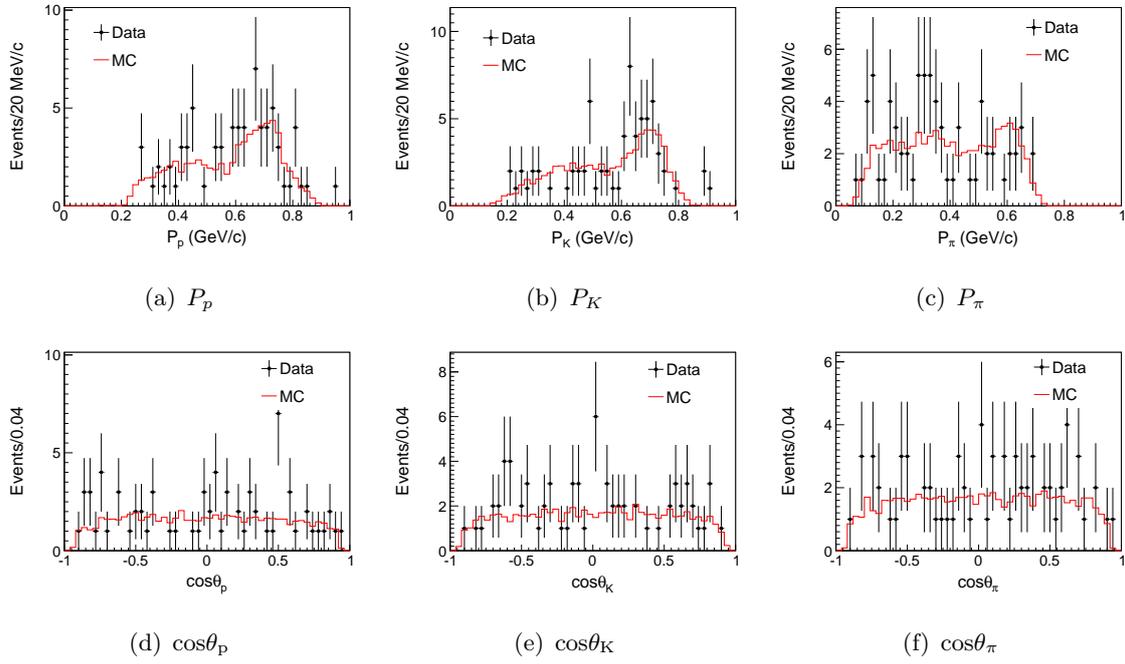


图 5.9: 质心系能量为 4.580 GeV 处 Λ_c^+ 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比。红色直方图代表 MC 模拟，黑色的点代表数据。

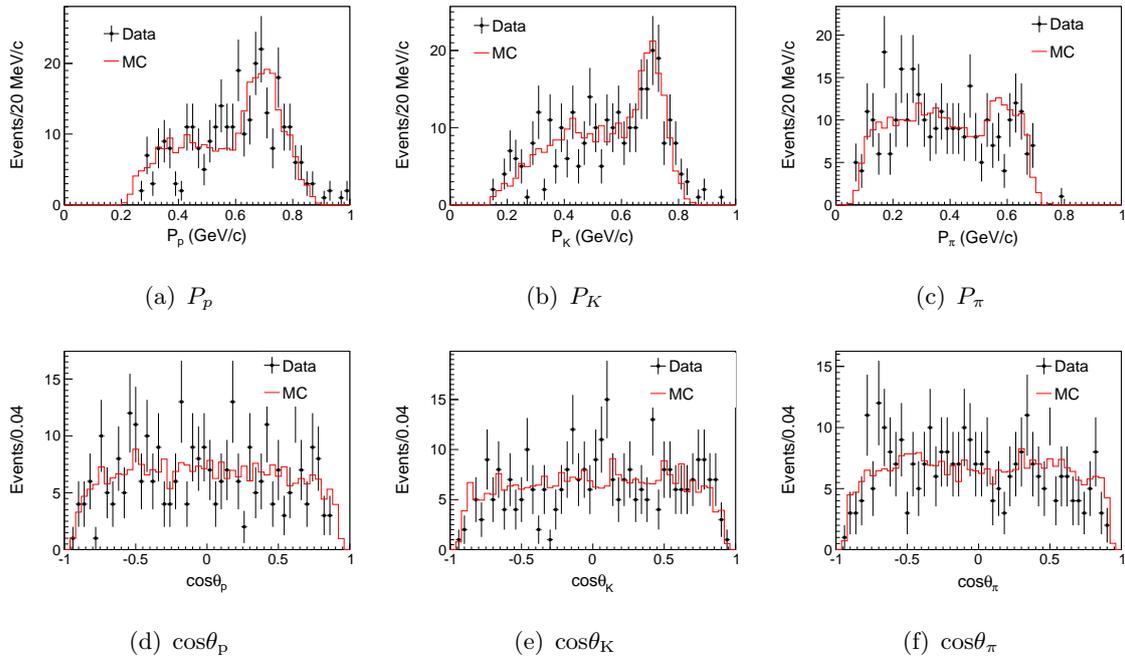


图 5.10: 质心系能量为 4.575 GeV 处 Λ_c^- 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比。红色直方图代表 MC 模拟，黑色的点代表数据。

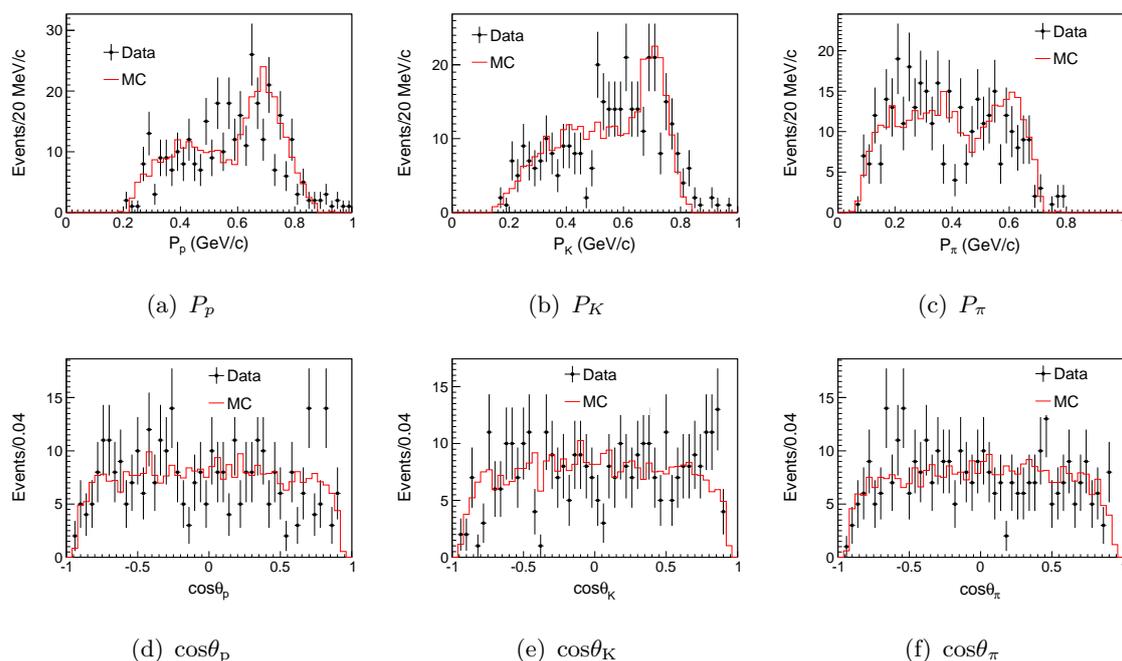


图 5.11: 质心系能量为 4.575 GeV 处 Λ_c^+ 衰变出来的带电粒子的动量及极角分布的对比。红色直方图代表 MC 模拟，黑色的点代表数据。

5.2 本底估计

为了研究本底事例的特点，我们在质心系能量为 4.600 GeV 产生了单举 MC 样本，所谓的单举 MC 样本就是正负电子对撞可以产生的所有事例的样本。从该样本中得到的本底的 M_{bc} 分布如图 5.12。从 MC 模拟的信息中我们得知，主要本底来自正负电子对撞产生的连续区本底，所谓的连续区就是正负电子湮灭产生轻夸克对的过程。由于本底的分布较为光滑，在信号区内没有形成峰状结构，我们可以通过拟合的方法将本底与信号区分开。

5.3 结果抽取

我们通过拟合数据中 M_{bc} 的分布抽取信号事例数，如图 5.13, 5.14, 5.15 和 5.16 所示，信号的概率密度函数是 MC 形状卷积上用高斯分布来描述的分辨差别（绿色线条），本底的形状使用的是 ARGUS 函数（红色线条）。在以下的四幅图中，左侧的对应 $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$ ，右侧的对应 $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ 。信号分布中右侧的“尾巴”是由于初态辐射过程造成的，正负电子对撞之前辐射了一个或多个光子，导致末态粒子的动量偏低，计算出的 M_{bc} 便会偏高。对于离阈值极其近的能量点，例如 4.575 GeV 来说，初态辐射之后较为容易使剩余的质心系能量低于产生阈值，不再产生 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ 事例，故其“尾巴”较小；反之对于 4.600 GeV，便可以存在更多的初态辐射事例，“尾巴”较大。

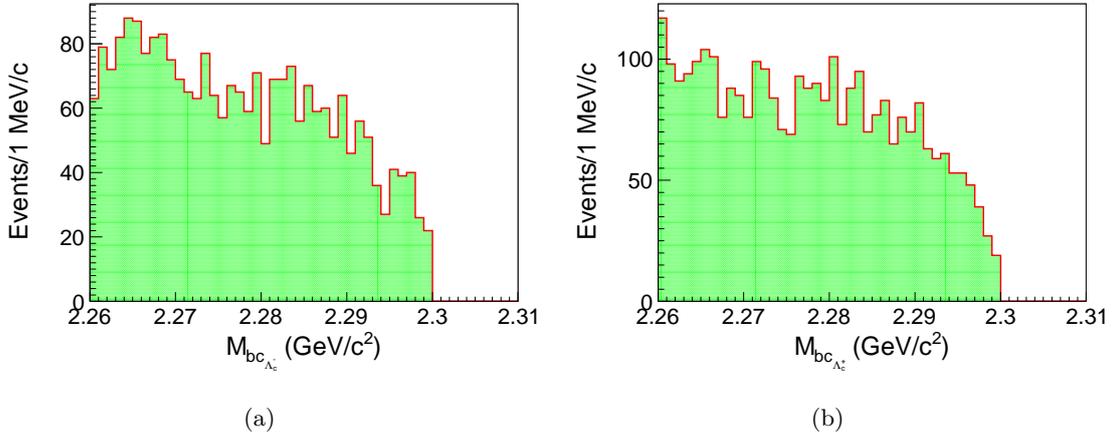


图 5.12: 从质心系能量为 4.600 GeV 单举衰变 MC 样本中得到的本底事例的 M_{bc} 的分布。(a) 图相对于 $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$ and (b) 图相针对于 $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ 。

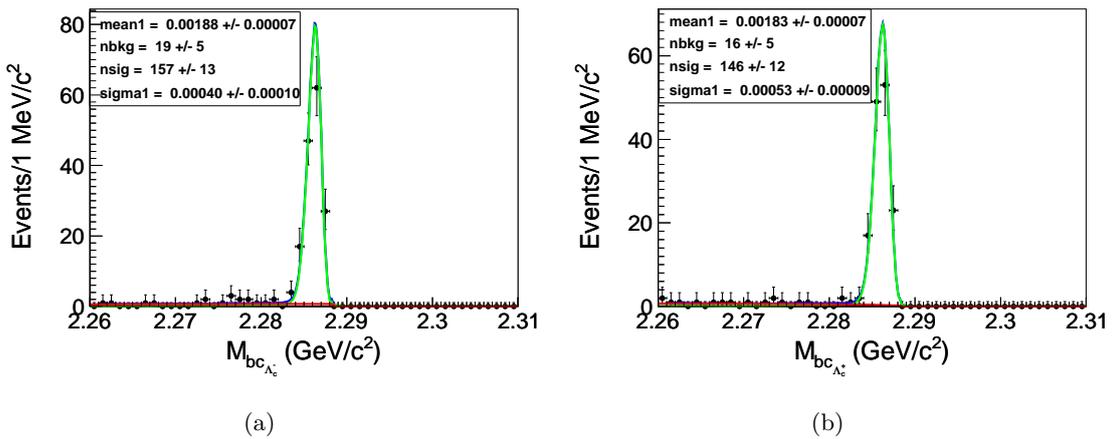


图 5.13: 质心系能量为 4.575 GeV 数据的拟合结果。(a) 图针对于 $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$, (b) 图针对于 $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ 。

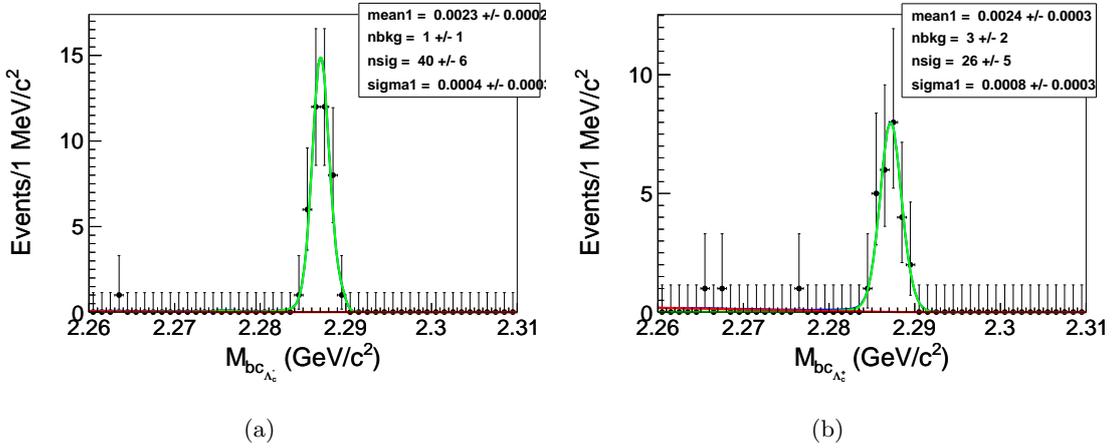


图 5.14: 质心系能量为 4.580 GeV 数据的拟合结果。(a) 图针对于 $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$, (b) 图针对于 $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ 。

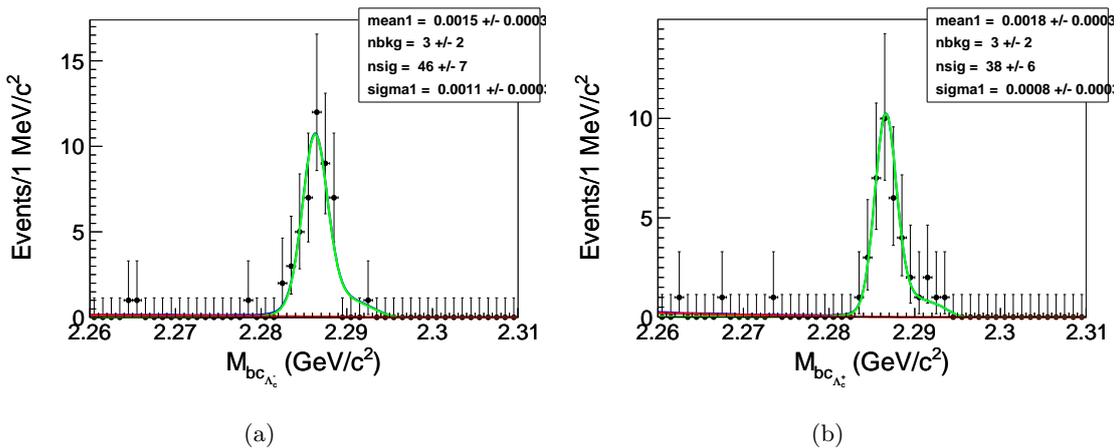


图 5.15: 质心系能量为 4.590 GeV 数据的拟合结果。(a) 图针对于 $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$, (b) 图针对于 $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ 。

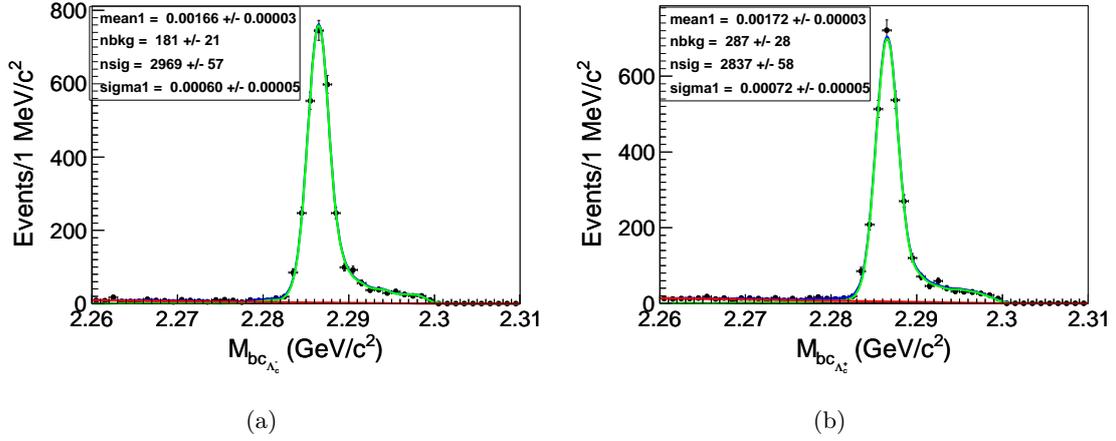


图 5.16: 质心系能量为 4.600 GeV 数据的拟合结果。(a) 图针对于 $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$, (b) 图针对于 $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ 。

在本分析中，截面可由如下公式计算而得：

$$\sigma^{Born} = \frac{\sigma^{obs.}}{1 + \delta} = \frac{N^{obs.}}{L \times \epsilon \times Br. \times (1 + \delta)}, \quad (5.1)$$

其中 σ^{Born} 是我们想要测量的玻恩截面， $\sigma^{obs.}$ 被称为观测截面， $1 + \delta$ 是初态辐射及真空极化修正因子， $N^{obs.}$ 是观测事例数， L 是数据积分亮度， ϵ 是事例选择效率， $Br.$ 是所用用来标记信号过程的衰变道的分支比。

表格 5.1 中列举了计算截面的结果时用到的量。亮度是通过巴巴散射测量的结果，如本论文关于亮度测量的一章所描述；两个互为电荷共轭道的选择效率分别是通过各自的 MC 模拟事例得到的；初态辐射修正因子是将初步测得的这几个点的截面的形状放入到 KKMC 计算得到的；真空极化因子是参照文献 [32] 的方法计算的；结果的平均值 σ^{obs} 是通过两个道的结果 σ^{obs+} 、 σ^{obs-} 加权平均得到的；玻恩截面 σ^{Born} 是上述平均值经过初态辐射修正和真空极化修正计算出来的。

在计算截面时， $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ 的分支比采用的是 Belle 合作组刚刚发表的结果 $(6.84 \pm 0.24^{+0.21}_{-0.27})\%$ [34]。粒子物理手册上该值的中心值比我们使用的值要小、误差要大。

为了检验结果的合理性，我们将通过 Λ_c^- 到 $\bar{p}K^+\pi^-$ 得到的结果和通过 Λ_c^+ 到 $pK^-\pi^+$ 得到的结果进行了对比，如图 5.17 所示，纵轴是两个道得到的截面的差。通过使用直线函数对截面的差别进行拟合得到直线函数的参数值为 $p_0 = -15 \pm 10$ ，该结果的统计学意义是我们在 95% 的置信区间上不能排除两个结果是一致的。

由于质心系能量为 4.575 与 4.600 GeV 处数据的积分亮度较大，使得我们可以对 Λ_c 的角分布进行研究，如图 5.18 所示，值得注意的是尽管两个能量点离产生阈值较近，却有较为明显的非 S 波的贡献，具体表现为角分布不是平的。该角分布的计算方法是在不同的 $\cos\theta$ 区间内计算 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ 的微分截面，其中 θ 为 Λ_c 在质心系中的极

表 5.1: $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ 截面结果的计算。

能量 (GeV)	L (pb^{-1})	ϵ^+ (%)	ϵ^- (%)	σ^{obs+} (pb)	σ^{obs-} (pb)	$1 + \delta$	σ^{obs} (pb)	σ^{Born} (pb)
4.575	42.0	47.9	48.2	103 ± 12	113 ± 10	0.60×1.06	108 ± 8	170 ± 13
4.580	7.9	46.5	47.5	103 ± 20	155 ± 24	0.65×1.06	129 ± 17	187 ± 25
4.590	7.7	47.0	48.1	154 ± 25	182 ± 28	0.69×1.06	168 ± 19	230 ± 26
4.600	566.9	49.0	48.5	167 ± 4	176 ± 4	0.73×1.06	172 ± 3	222 ± 4

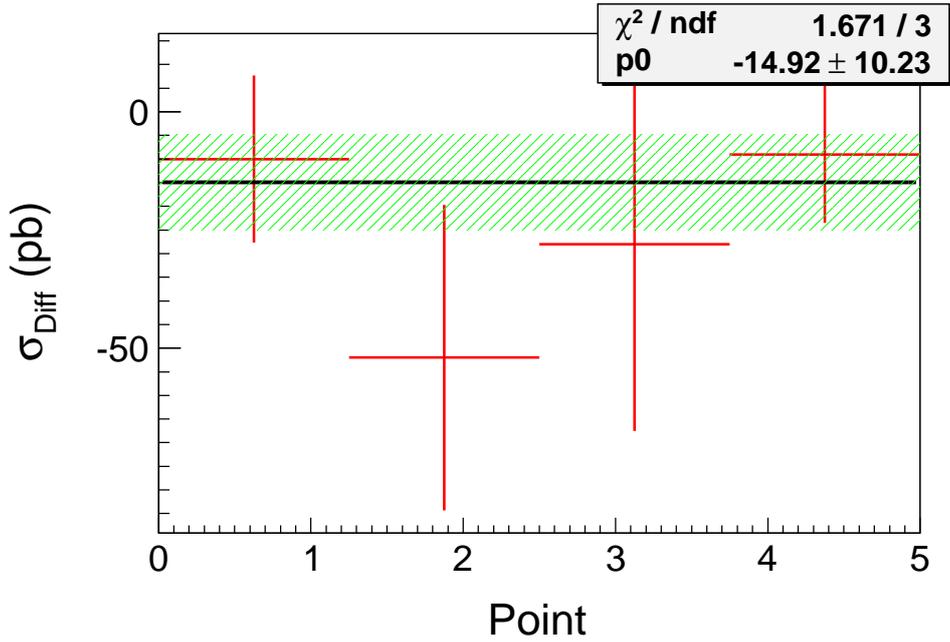


图 5.17: 电荷共轭道得到的截面的对比。

角。对于质心系为 4.600 GeV 的数据，确凿的非 S 波的贡献是存在的，因为用形式为 $p0 \times (1 + p1 \times (\cos\theta)^2)$ 的函数拟合该微分截面时，得到参数 $p1 = -0.236 \pm 0.064$ ，该值是显著的不为零的，对于纯的 S 波情形时该值为 0；对于质心系能量为 4.575 GeV，因为数据量太小，得到的相应的参数为 $p1 = -0.31 \pm 0.16$ ，需要更大的数据样本来确定在如此的接近阈值的能量点是否仍旧有非 S 波的贡献。

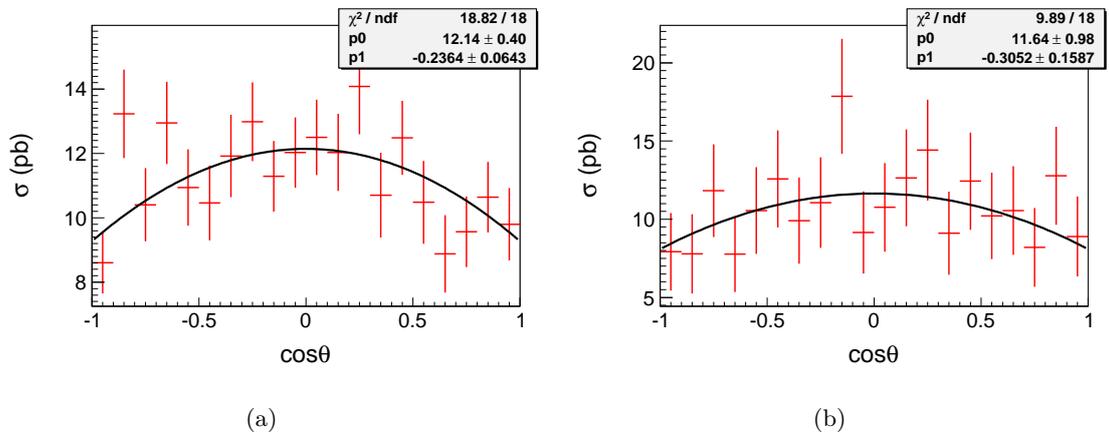


图 5.18: 正负电子质心系下 Λ_c 的角分布图。(a) 图对应于 4.600 GeV 的数据，(b) 图对应于 4.575 GeV 的数据。

5.4 系统误差

来自数据亮度、径迹重建、粒子鉴别的系统误差使用的是北京谱仪合作组的官方数据：亮度的误差来自前文的结果 1%，每条 K 和 π 的径迹重建和粒子鉴别 1%，每条质子和反质子的径迹重建和粒子鉴别 2%。

在模拟初态辐射事例时，放入产生子里的截面走势会影响计算出的修正因子的大小。在本分析中，我们采用迭代的方法，即利用初次测量的截面值作为输入，然后计算修正因子、计算玻恩截面，然后将得到的新的玻恩截面作为产生子的二次输入，如此往复，直到得到收敛的结果。在得到收敛的结果时，最后一次和倒数第二次结果的差别 2% 被当作了此项的系统误差。

我们选定的拟合束流约束质量的范围是 $[2.26, 2.31]$ GeV/c^2 ，虽然在计算效率时我们也是用的同样的范围，但是还是有可能因为选取了该范围而造成结果的系统的偏差，例如 MC 并没有完美地描述数据的分布。我们估计该项系统误差的方法是将拟合范围变换为 $[2.24-2.31]$ GeV/c^2 ，将得到的结果与标准值的差别 1% 当作系统误差。

在计算效率时，我们只模拟了有限数量的 MC 事例，该样本的统计误差也会传递到最终的结果中来，造成结果存在偏差。我们估计该系统误差的方法是利用二项分布的误差计算公式来计算效率的统计误差，并把结果 1% 当成该项系统误差的大小。

束流的能散会对束流约束质量的分布有一定的影响，对束流能散的模拟的不完美也会对结果造成偏差。我们估计的方法是将束流能散从 1.1 MeV 变换为 1.7 MeV，四个能量点在最终的结果上的差别都小于 1%，为了保守起见，我们把 1% 当成该项的系统误差。

对于质心系能量在 4.600 GeV 和 4.575 GeV 的数据，我们可以测量 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^-$ 过程中 Λ_c 的角分布，如图 5.18，然后放到产生子的产生模型里。然而对于其余的两个能量点，因其亮度太小，不足以抽取角分布，在这两个点我们用的是在 4.600 GeV 和 4.575 GeV 的数据中得到的角分布的数值的差值来描述的。为了估计该项的系统误差，我们对比了在质心系能量为 4.600 GeV 时用相空间产生模型，即只考虑了 S 波贡献的 MC 样本，和从数据中测量测量了角分布之后的 MC 样本对结果造成的差别，发现该值小于 1%。我们知道越远离阈值，产生的非 S 波贡献的越小，故通过 4.600 GeV 得到的差别对于其余的能量点是足够保守的。

在选择信号时，我们要求 ΔE 要小于 20 MeV，我们估计该要求造成的系统误差的方法是将该要求变为小于 100 MeV，拟合结果如图 5.19 所示，此时本底水平变高。将此时得到的结果与标准结果的差别 2% 当作该要求引起的系统误差。

文献中分支比的不确定性为 5% [34]，分支比的不确定性只会对截面结果的绝对值造成系统偏差，不会对截面的走势造成影响，因为各个点用的分支比都是同一的。

表 6.14 总结了各项系统误差的情况，如果我们假定各项系统误差彼此是不关联的，我们可以通过平方和开根号的计算方法计算出总的系统误差，为 8.5%。

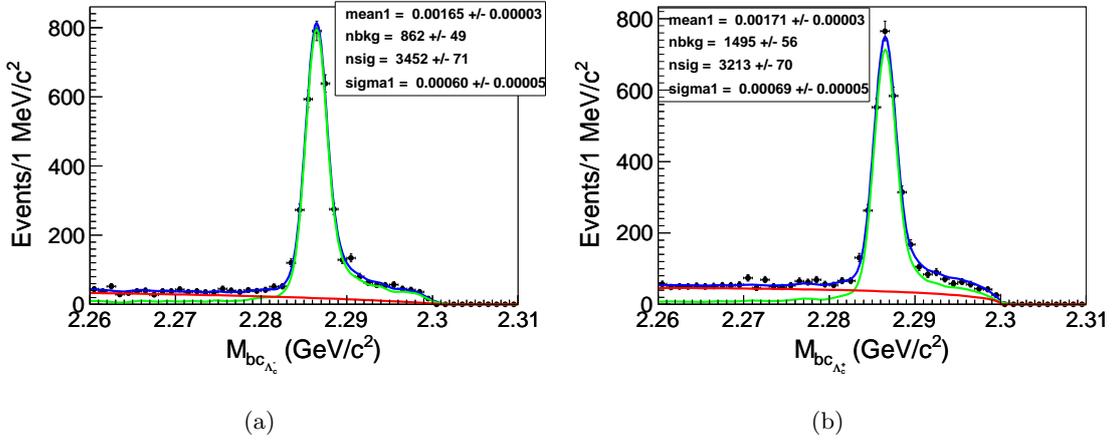


图 5.19: 在质心系能量为 4.600 GeV 时使用较松的 ΔE 要求的拟合结果。(a) 图对应于 $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$ (b) 图对应于 $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ 。

表 5.2: $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ 截面测量的系统误差的总结。

来源	误差 (%)
亮度	1.0
径迹效率	4.0
粒子鉴别	4.0
初态辐射修正	2.0
拟合范围	1.0
MC 统计量	1.0
束流能散	1.0
MC 模型	1.0
ΔE 要求	2.0
小结	6.8
分支比	5.0
总和	8.5

5.5 总结、讨论与拓展

利用北京谱仪上在质心系能量为 4.575、4.580、4.590 和 4.600 GeV 的数据样本， $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^-$ 的截面被精确的测量了，结果为：

- $\sigma_{4.575 \text{ GeV}}^{Born} = (170 \pm 13 \pm 12 \pm 9) \text{ pb}$,
- $\sigma_{4.580 \text{ GeV}}^{Born} = (187 \pm 25 \pm 13 \pm 10) \text{ pb}$,
- $\sigma_{4.590 \text{ GeV}}^{Born} = (230 \pm 26 \pm 16 \pm 12) \text{ pb}$,
- $\sigma_{4.600 \text{ GeV}}^{Born} = (222 \pm 4 \pm 15 \pm 12) \text{ pb}$.

上述结果中的第一项误差为统计误差，第二项误差为实验测量相关的系统误差，第三项误差为 $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ 分支比相关的系统误差。在这四个能量点的截面测量结果为世界上最精确的值。

我们对比了从该分析中得到的截面的走势和 Belle 合作组通过拟合该过程截面得到的 $Y(4630)$ 的 Breit-Wigner 函数的差别，如图 5.20 所示，在阈值附近该截面的过程确实不能用简单的 Breit-Wigner 函数进行描述，一个较为明显的阈值增强效应是存在的。该结果是第一次在粲重子的过程中发现截面的阈值增强效应，对于理解重子对产生的阈值增强效应有重要意义。

一般情况下，我们可以将 $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ 过程的界面描述成如下形式，其中 b 代表自旋位 $\frac{1}{2}$ 的重子：

$$\sigma_{b\bar{b}}(q) = \frac{4\pi\alpha^2 C\beta}{3q^2} [|G_M(q)|^2 + \frac{1}{2\tau} |G_E(q)|^2] \quad (5.2)$$

此公式中 $\beta = \sqrt{1 - 4m_b^2/q^2}$ 是重子的速度项， q 是 $b\bar{b}$ 系统的不变质量， m_b 是重子的质量， $\tau = q^2/4m_b^2$ ， C 是库仑相互作用因子，表征着末态重子之间的库仑相互作用。库仑因子可以继续参数化成两部分 $\varepsilon = \pi\alpha/\beta$ 和 $\sqrt{1 - \beta^2}/(1 - e^{-\pi\alpha/\beta})$ ，其中第一项是所谓的增强项，在阈值附近抵消了此时运动学带来的较小的 β ，继而将截面在阈值附近迅速提高，这与本分析观测到的现象是一致的；第二项是所谓的索墨菲求和因子，在远离阈值的地方，使库仑因子不再起作用，继而使截面随着质心系能量的提高而增加，然而本分析的结果在阈值以上的很大范围内截面走势较为平缓，与该预测不一致，这意味着更复杂的阈值附近的相互作用需要考虑，例如末态重子间通过胶子的相互作用等等。

本分析中虽然对阈值附近的角分布进行了一定的讨论，在 4.600 GeV 确凿的发现了非 S 波的贡献；在极其接近阈值的 4.575 GeV 处发现了非 S 波的迹象，但是想要确定该现象的存在与否还需要在该能量点获取更多的数据。该取数计划正在被北京谱仪合作组审议。

利用与本分析相近的事例筛选条件可以对五夸克态 [35]、 Ω^* [8] 等迄今并没有被发现但具有重要意义的粒子进行寻找。其中对于五夸克态，可以使用 $K_S^0 +$ 质子末态进行

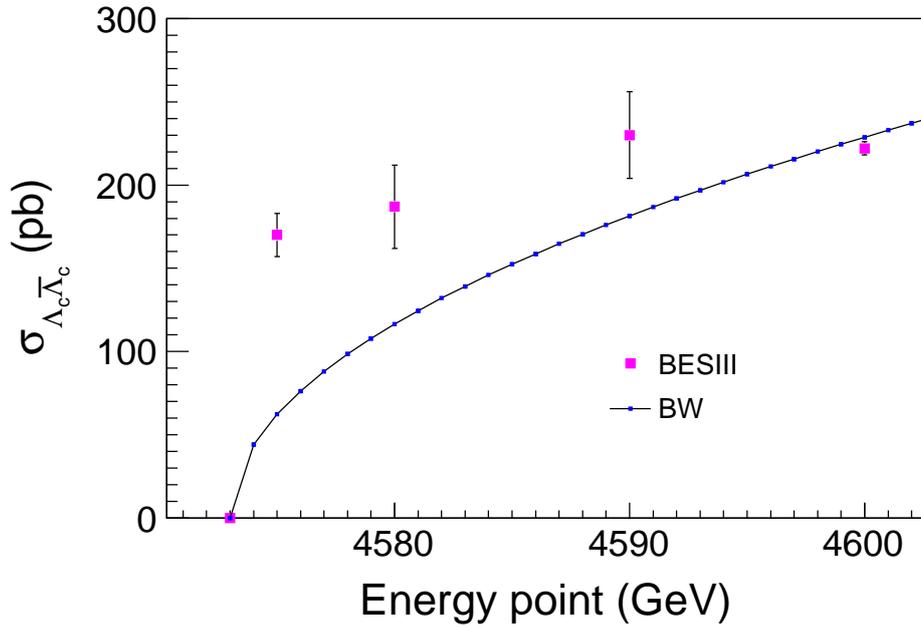


图 5.20: 北京谱仪得到的 $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ \Lambda_c^-$ 的截面与 Belle 合作组得到的 Breit-Wigner 函数的对比。其中蓝色的点线来自 Belle 合作组，粉色带有误差棒的点来自北京谱仪的结果。从左数第一个点为产生阈值，截面设为零。

寻找；对于 Ω^* ，可以研究正负电子对撞产生的 Ω 的反冲侧去寻找。我们利用北京谱仪的数据对上述两个过程进行了初步的寻找，但并没有发现明显的信号，具体结论还有待于下一步的细致研究。

第六章 D^{*0} 衰变分支比的实验研究

前面几个分析内容都是关于产生截面的测量的，本章讨论的是北京谱仪上精确测量 D^{*0} 衰变分支比的工作。 D^{*0} 是粲介子的最低级激发态，主要通过电磁过程和强过程衰变到基态的粲介子，由于其质量小于带电的粲介子加上带电 π 介子的质量和，其衰变道只有 $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ 和 $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ 两个。且由于相空间的限制，尽管 $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ 是强相互作用，其强度被压制到与电磁相互作用 $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ 相当的水平。因为我们开发了新的测量方法，是上述分支比的精度较世界平均值的精度提高了三倍。

6.1 测量方法概述

正如本论文关于亮度测量一章描述的那样，北京谱仪在质心系能量为 4.009 GeV 处获取了 482 pb^{-1} 的数据，而该能量点处于 $D^0\bar{D}^{*0}$ (3.871 GeV) 和 $D^{*0}\bar{D}^{*0}$ (4.014 GeV) 的阈值之间，也就是说在该点 D^{*0} 是可以产生的，不过只能伴随 \bar{D}^0 ，不能伴随 \bar{D}^{*0} 产生，如果我们重建 $D^0\bar{D}^0$ 系统，然后研究它的反冲质量，则应该是一个质量约为 0.135 GeV 的 π^0 ，或者是一个质量为零的光子。图6.1是用 MC 模拟正负电子对撞产生 $D^0\bar{D}^{*0}$ 的事例来验证上述观点的示意图，从图中可以清晰的看见两个峰状结构，分别对应 $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ 和 $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ 事例。使用该方法的优势在于不需要重建 D^{*0} 衰变出来的 π^0 或者光子便可测量两个分支比，能消除由于中性径迹的重建带来的系统误差。另外，由于分支比可以从两个峰下的事例数的比例算出，与带电径迹重建、粒子鉴别等引起的系统误差也都可以抵消。这些是本分析的结果的精度很高的主要原因。

6.2 事例选择与本底估计

正如前文所说，在本分析中，我们只重建两个中性的粲介子。为了提高统计量且要保持较低的本底水平，我们选用如下五个分支比较大且拓扑结构较简单的衰变末态来重建 $D^0\bar{D}^0$ 介子，并分别命名为 Mode I 至 V：

- Mode I: $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ (3.88%) , $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$.
- Mode II: $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$
- Mode III: $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ (13.9%) , $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$.
- Mode IV: $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$
- Mode V: $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ (8.07%) , $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$.

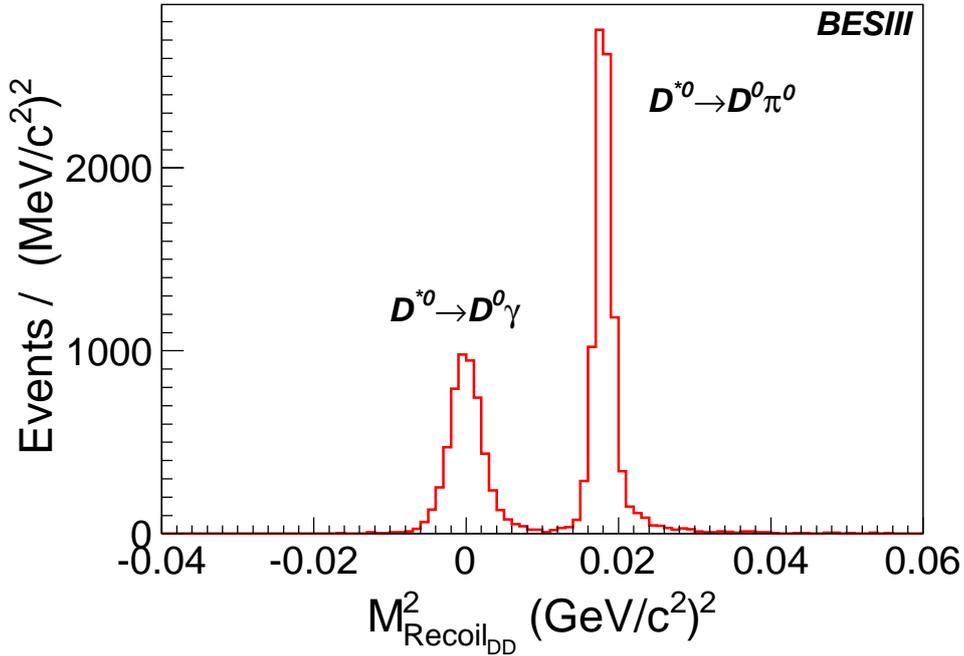


图 6.1: MC 模拟正负电子对撞产生 $D^0 \bar{D}^{*0}$ 的事例中 $D^0 \bar{D}^0$ 系统反冲质量平方。

上述末态中最多还有一个 π^0 ，最多有六条带电径迹，更复杂的组合将会有较高的误组合本底且效率较低。

对于好的带电径迹，我们要求其离对撞定点的距离在沿着束流方向要在 ± 10 cm 内，在垂直于束流的平面内要小于 1 cm，同时要求其在漂移室的接收范围内，即 $|\cos \theta| < 0.93$ ， θ 是漂移室测量的极角。

π^0 是用两个光子重建的，在本分析中光子是通过电磁量能器中的孤立簇团来重建的，孤立的意思是该簇团的方向要与已知的所有带电径迹至少有 20 度的夹角，借以保证重建出来的光子是真正从 π^0 衰变产生的，而不是带电径迹辐射出来的，也不是来自带电径迹打在量能器上在击中点附近形成的假簇团。为了排除量能器电子学噪声形成假的簇团及与真实事例无关的其他能量沉积，备选光子在量能器中的响应时刻要与正负电子束团碰撞时刻匹配上，即前者不能晚于后者 700 纳秒。对于 Mode II 和 Mode III，要求末态中光子数不能少两个。

对于每一条带电径迹，我们利用飞行时间信息 (TOF) 及电离能损信息 (dE/dx) 对它作为 π 介子 (或者 K 介子) 的几率做了计算，记作 P_π (或者 P_K)。为了鉴别出一个真正的 π 介子 (或者 K 介子)，我们要求 P_π (P_K) 要大于 0.1%，且要大于其作为 K 介子 (或者 π 介子) 的几率。对于 Mode I-III 来说，要求末态粒子中要有且只有一对带有相反电荷的 π 介子，一对带有相反电荷的 K 介子；对于 Mode IV 和 Mode V，要求有且只有两对带有相反电荷的 π 介子，一对带有相反电荷的 K 介子。为了提

高 $D^0\bar{D}^0$ 反冲谱的分辨率（通常情况下，提高分辨意味着将信号锁定在一个更小的范围内，而本底的分布则是随机且均匀的，继而提高信噪比，不但能减少统计误差，也能减少系统误差。在本分析中，提高分辨，还可以将两个信号区分得更开，使彼此的交叉污染更小，继而能得到误差更小得结果），我们将末态的合理组合的不变质量约束到 D^0 （或者 \bar{D}^0 ）本征质量 1.865 GeV[8] 上来。在含有 π^0 的末态中，两个光子的不变质量在排除了远离其标准质量 15 MeV 以外的组合后，也被约束在了 π^0 的本征质量上。经过上述选择后，如果存在多于一种组合的情形时，我们选择可以得到最小的运动学拟合 χ^2 值的那一种组合。多个组合之所以会出现，是因为两个粲介子的衰变中有相同种类的带电粒子，而且我们对于光子数的要求也较松。

为了优化事例选择条件，计算事例选择效率，我们对本分析中的信号做了模拟。在模拟过程中，产生子 KKMC 用来模拟正负电子对撞产生粲夸克偶素到这一过程，初态辐射过程也是用 KKMC 来做模拟的。产生子 EvtGen 用来模拟粲夸克偶素的衰变过程，带电粒子的末态辐射过程是使用产生子 PHOTOS 来模拟的。对于 $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ 这个三体衰变过程，以前的实验是做过 Dalitz 分析的，且结果已经被包含在了 EvtGen 产生子的框架之内；对于 $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ 这样一个四体衰变过程，我们比较了利用相空间模型去产生的事例与考虑了分支比较大的中间共振态之后再去产生的事例之间的末态粒子的分布，发现二者几乎没有差别，得出的结论是相空间模型已经足够描述该过程，且考虑到本分析中的分支比是通过相对测量得到的，结果对粲介子的衰变模型依赖较小，所以在产生四体衰变时，我们使用了相空间模型。表格 6.1 和 6.2 分别列出了产生子 KKMC 和 EvtGen 的具体参数设置。

表 6.1: KKMC 的参数设置表

参数代号	参数值
CMSEnergy	4.009 GeV
BeamEnergySpread	0.0011 Gev
NumberOfEventPrinted	10
GeneratePsi4030	true
ParticleDecayThroughEvtGen	true
ThresholdCut	3.8718 GeV

为了研究本底的分布，我们模拟了单举产生过程，也就是模拟了该能量点正负电子对撞的所有产生过程。该技术也被本论文中的其他分析过程使用。

在下面所列的几幅图中，我们对比了应用了前边阐述的事例选择条件之后的数据与 MC 模拟之间的对比，我们使用黑色的点状图代表数据，红色的直方图代表 MC 模拟，绿色的直方图代表通过单举 MC 模拟得到的本底。在画图时，为了便于比较。我们将 MC 模拟的分布以事例数为参考标准归一到数据的分布上来。图 6.2 显示的是五个

表 6.2: EvtGen 的参数设置表

衰变过程	衰变模型
$\psi(4040) \rightarrow D^{*0}\bar{D}^0 + \text{c.c.}$	VVS_PWAVE
$D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$	VSS
$D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$	VSP_PWAVE
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	PHSP
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	D_DALITZ
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	PHSP

Mode 中运动学拟合的 χ^2 分布, 其中为了是数据与 MC 模拟符合得更好, 将 MC 模拟时的径迹参数进行了修正, 具体细节请参看文献 [36]。为了进一步压低本底, 我们要求 χ^2 必须要小于 30。

图6.3和图6.4分别是 D^0 与 \bar{D}^0 在初始的正负电子质心系中的动量分布, 其中在 0.75 GeV/c 的峰是从 $D^0\bar{D}^0$ 的直接产生过来的, 所谓的直接产生就是 $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0$ 过程。为了为了排除该本底, 我们要求两个粲介子的动量都要小于 0.65 GeV/c。

图6.5是我们重建出来的 $D^0\bar{D}^0$ 的反冲不变质量的平方的分布, 可以看见清楚的分别对应于 $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ 和 $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ 两个过程的峰状结构, 且 MC 较好地模拟了数据, 我们也正是从这个分布中抽取两个衰变道的信号数并计算他们的分支比。图6.6到6.15显示的是各个 Mode 中末态径迹的动量分布与极角分布, 可以看出在所有分布中 MC 较好地模拟了数据, 这样就能保证我们从 MC 得到的效率可以很好的与数据的选择效率吻合, 保证结果的可靠性。

从图6.1和图6.5中我们得知, 两个峰状结构分别对应 $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ 和 $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$ 过程, 我们定义二者的信号区分别为 $[-0.01, 0.01] (\text{GeV}/c^2)^2$ 与 $[0.01, 0.04] (\text{GeV}/c^2)^2$, 表格6.3给出了从单举 MC 模拟中估计的对应于两个道的本底的事例数。

表 6.3: 从单举 MC 样本中估计的两个信号区的本底事例数

Mode	$D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$	$D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$
I	4	24
II	5	36
III	6	38
IV	10	30
V	11	35

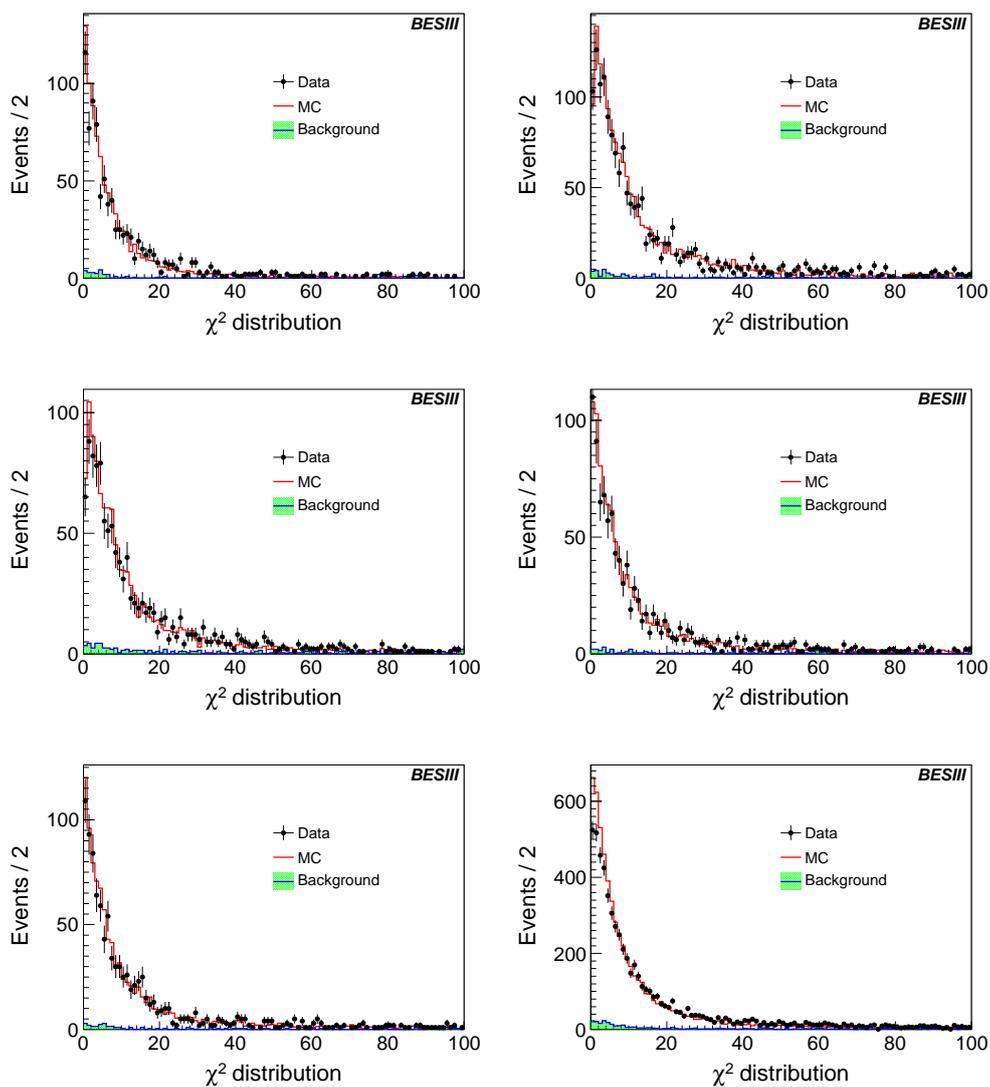


图 6.2: 运动学拟合 χ^2 分布。左上方的图来自 Mode I, 右上方的图来自 Mode II, 中间左侧的图来自 Mode III, 中间右侧的图来自 Mode IV, 左下方的图来自 Mode V, 右下方的图是将 5 个 Mode 放在一起的结果。

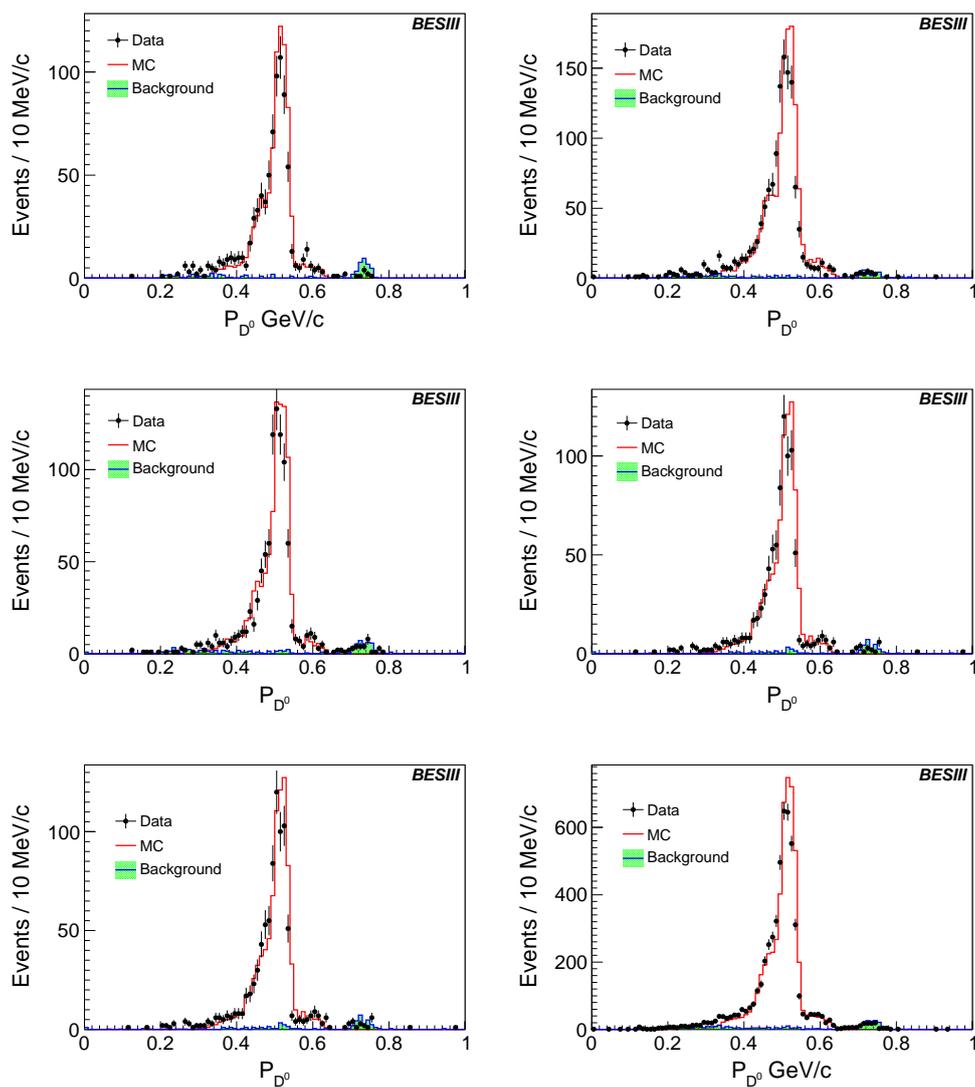


图 6.3: D^0 动量的分布。左上方的图来自 Mode I，右上方的图来自 Mode II，中间左侧的图来自 Mode III，中间右侧的图来自 Mode IV，左下方的图来自 Mode V，右下方的图是将 5 个 Mode 放在一起的结果。

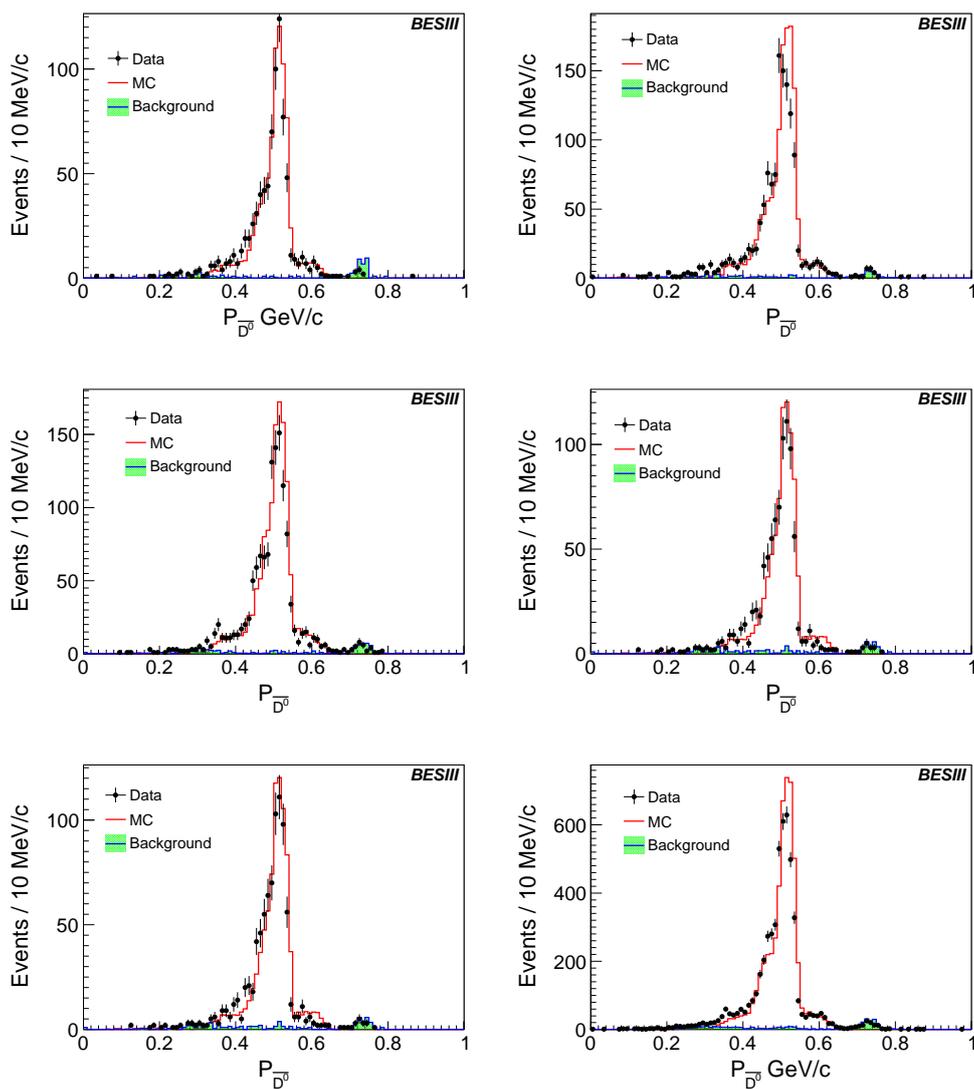


图 6.4: \bar{D}^0 动量的分布。左上方的图来自 Mode I, 右上方的图来自 Mode II, 中间左侧的图来自 Mode III, 中间右侧的图来自 Mode IV, 左下方的图来自 Mode V, 右下方的图是将 5 个 Mode 放在一起的结果。

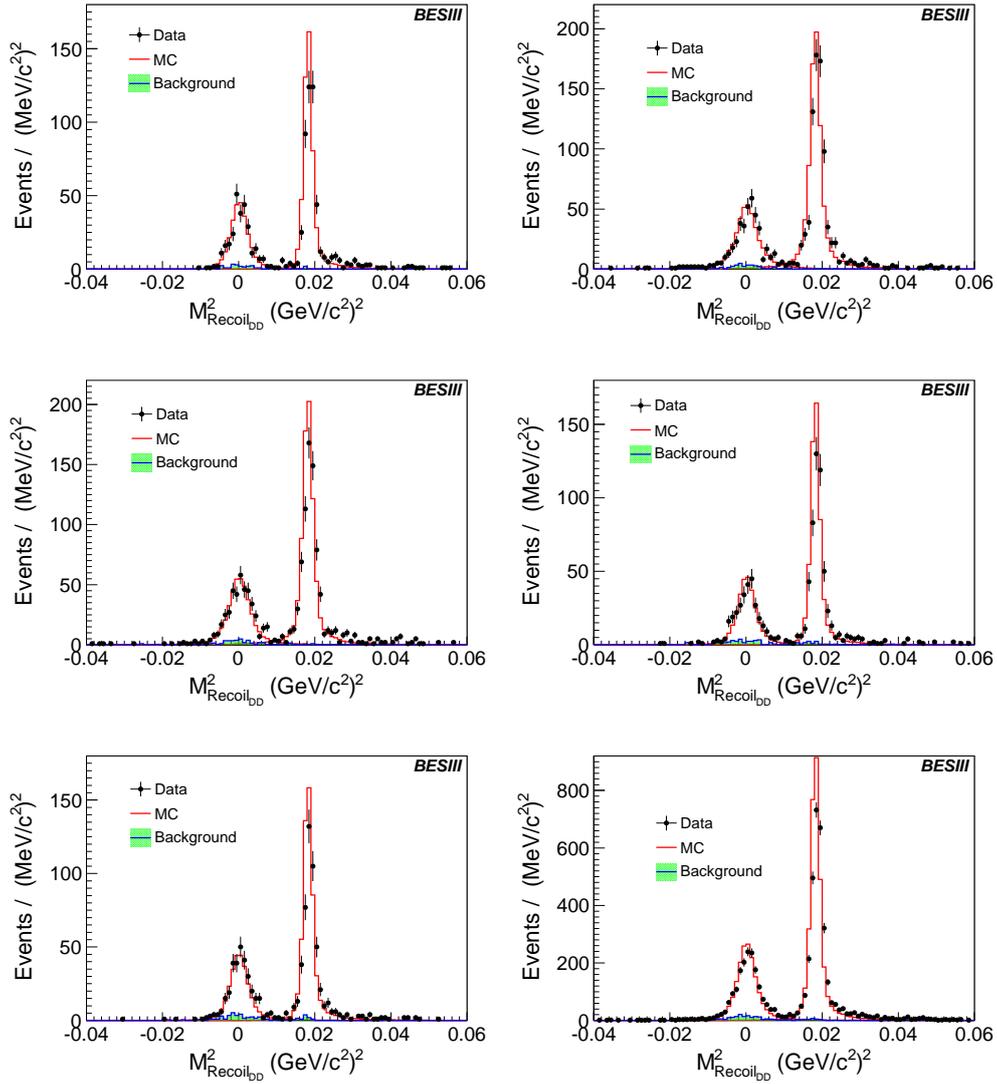


图 6.5: $D^0 \bar{D}^0$ 反冲质量的平方的分布。左上方的图来自 Mode I, 右上方的图来自 Mode II, 中间左侧的图来自 Mode III, 中间右侧的图来自 Mode IV, 左下方的图来自 Mode V, 右下方的图是将 5 个 Mode 放在一起的结果。

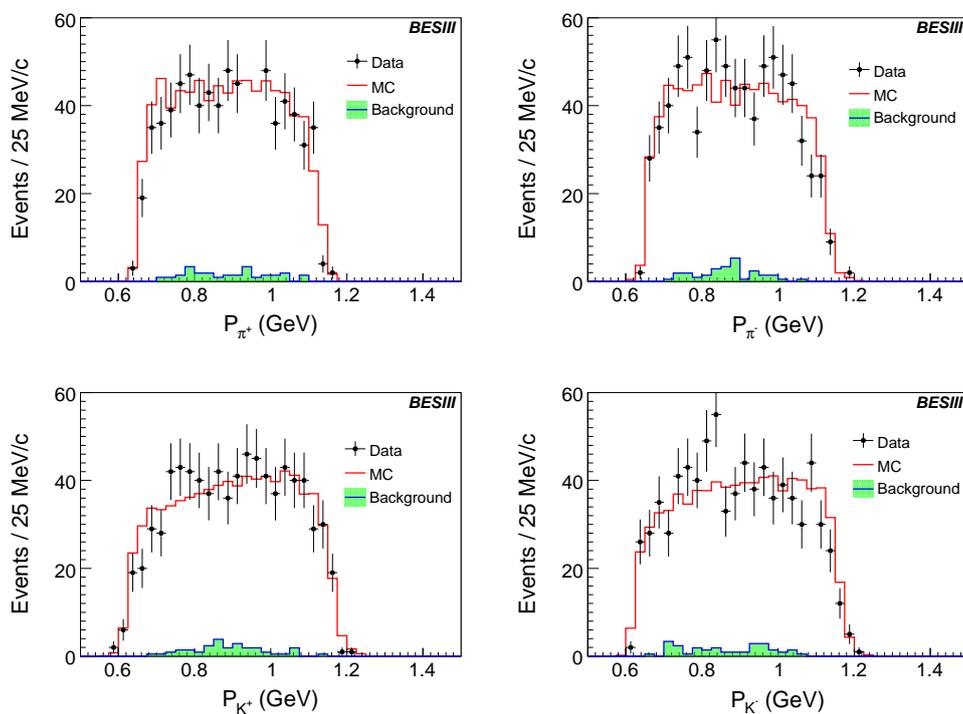


图 6.6: Mode I 中带电径迹动量的分布。

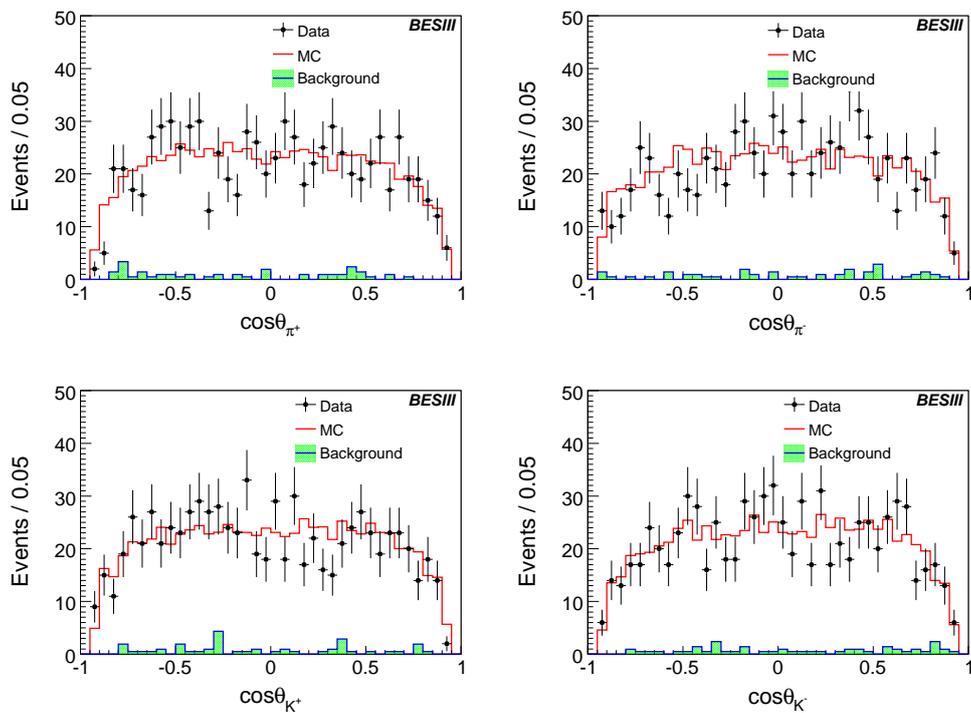


图 6.7: Mode I 中带电径迹 $\cos\theta$ 的分布。

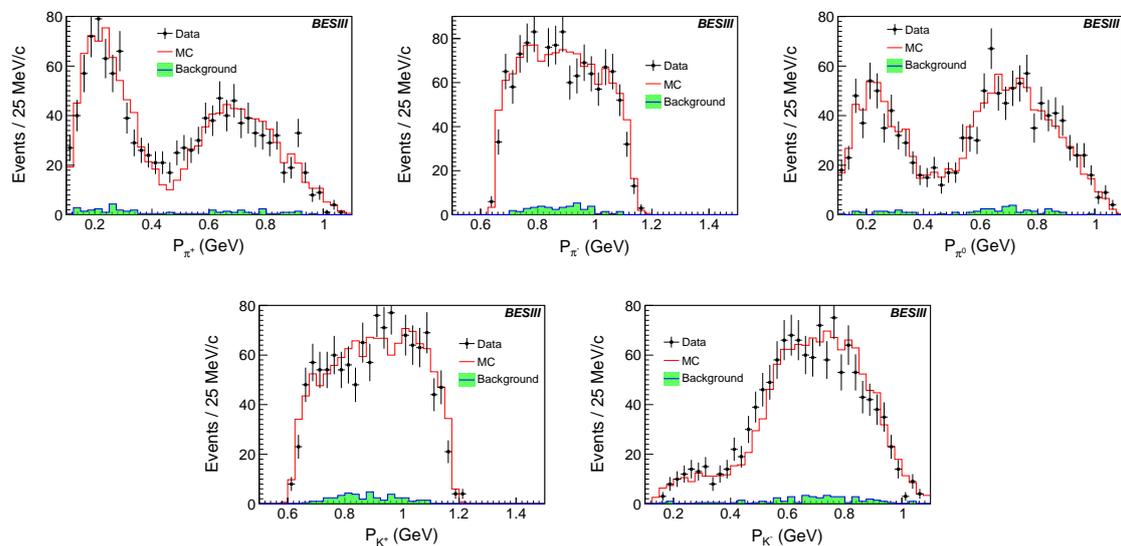


图 6.8: Mode II 中带电径迹与 π^0 动量的分布。

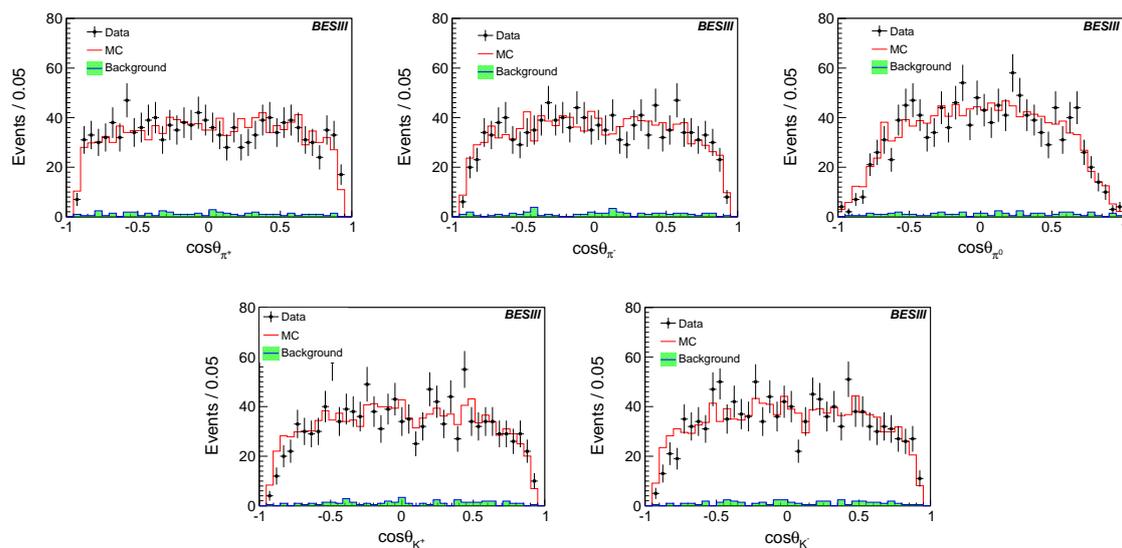


图 6.9: Mode II 中带电径迹与 $\pi^0 \cos\theta$ 的分布。

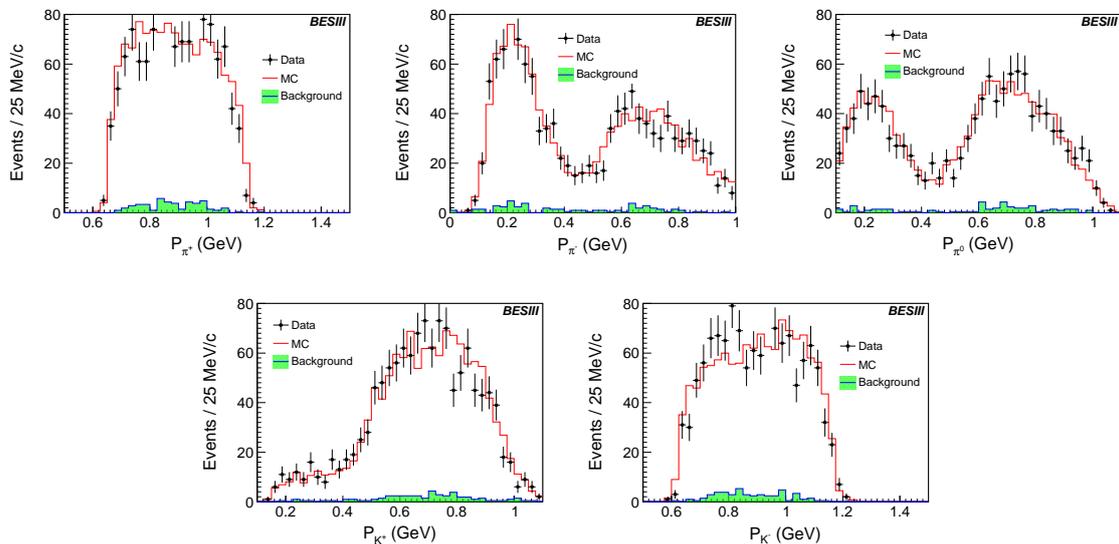


图 6.10: Mode III 中带电径迹与 π^0 动量的分布。

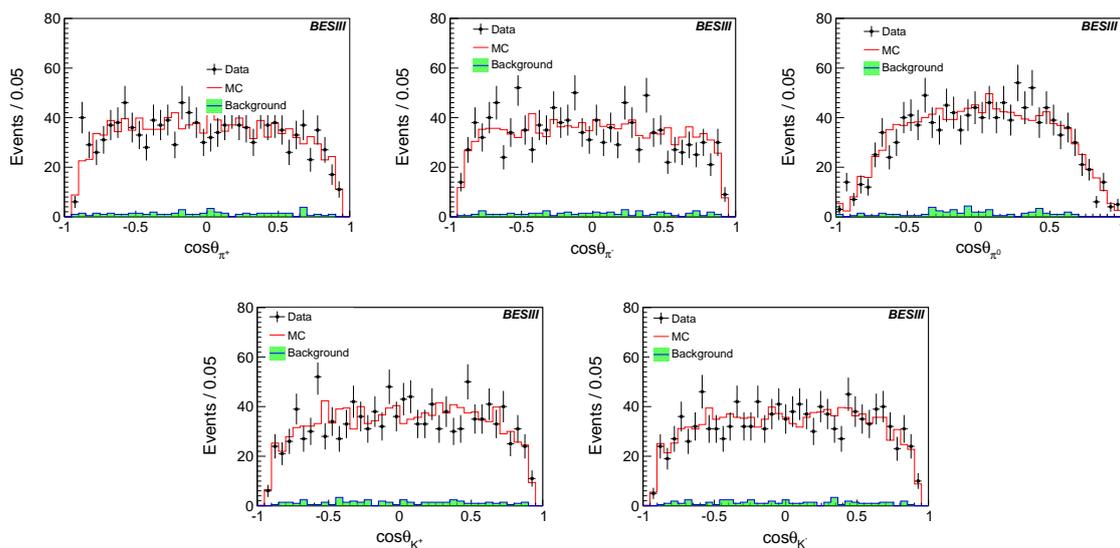


图 6.11: Mode III 中带电径迹与 $\pi^0 \cos\theta$ 的分布。

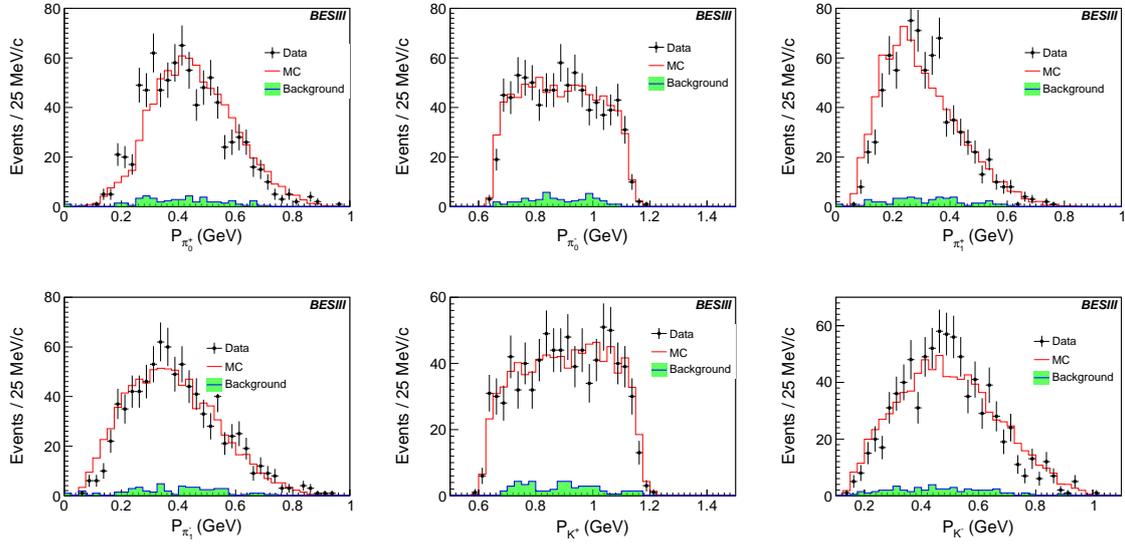


图 6.12: Mode IV 中带电径迹的动量的分布。其中 π_0^- 是从 \bar{D}^0 衰变出来的。

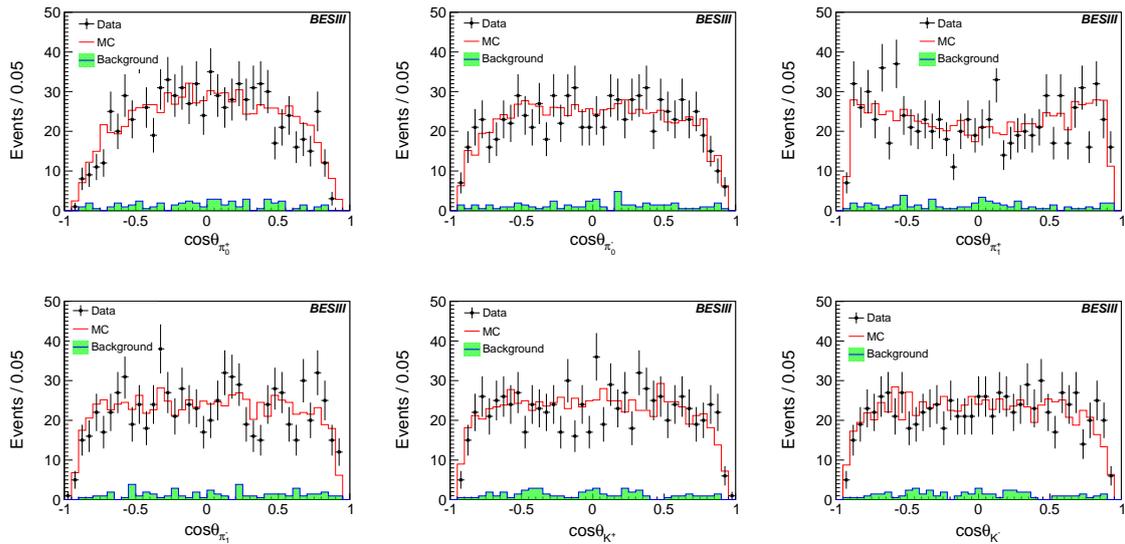


图 6.13: Mode IV 中带电径迹的 $\cos\theta$ 的分布。其中 π_0^- 是从 \bar{D}^0 衰变出来的。

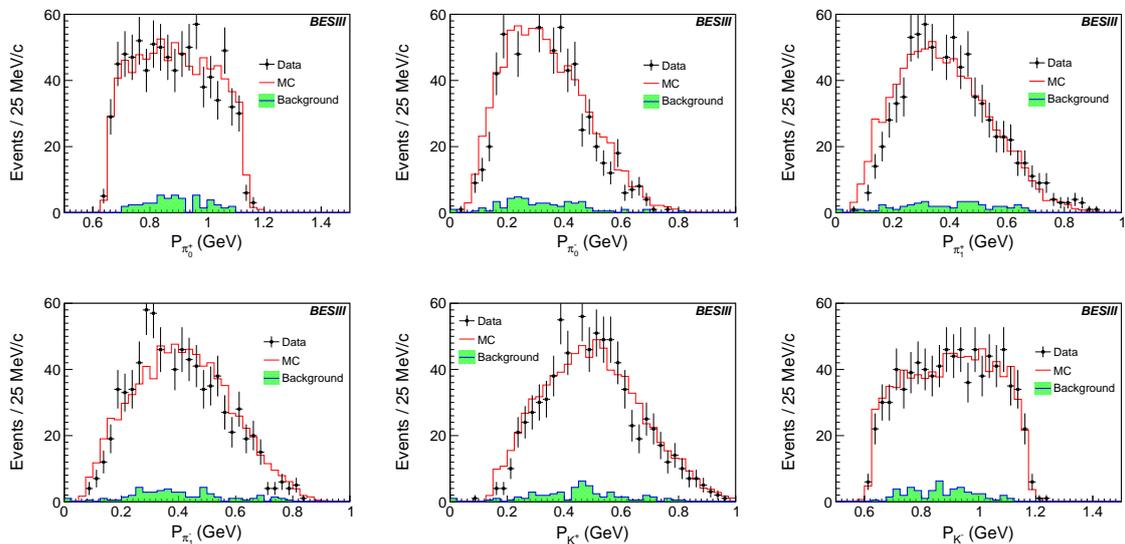


图 6.14: Mode V 中带电径迹的动量的分布。其中 π_0^+ 是从 \bar{D}^0 衰变出来的。

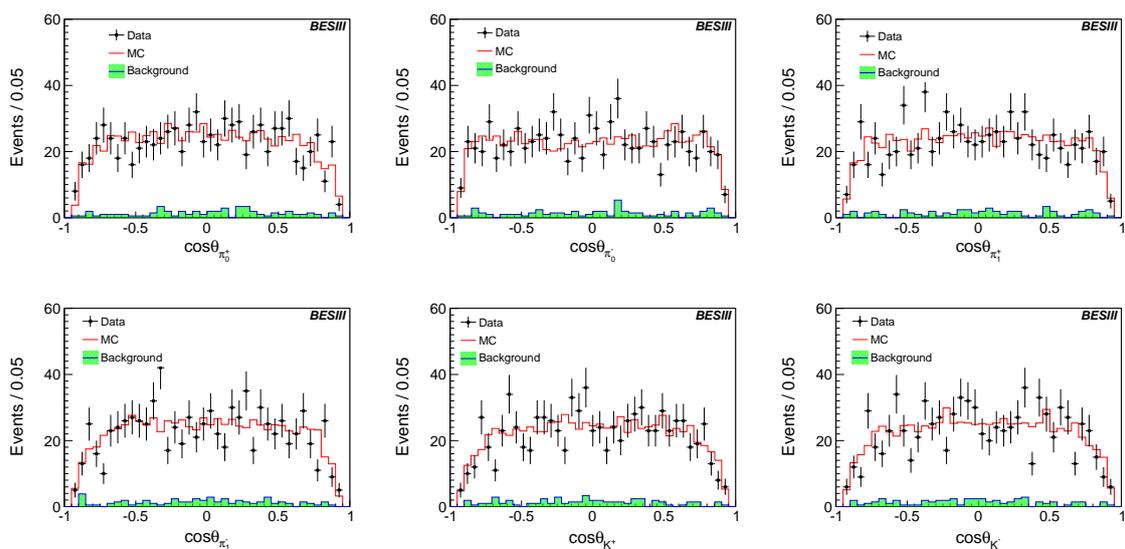


图 6.15: Mode V 中带电径迹的动量的分布。其中 π_0^+ 是从 \bar{D}^0 衰变出来的。

6.3 分支比结果

我们在计算上述两个道的分支比时，做的假设是 D^{*0} 只有 $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ 和 $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ 这两个衰变模式，所以可以通过下边的公式计算分支比：

$$B(D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma) = \frac{N_{\gamma}^{prod.}}{N_{\gamma}^{prod.} + N_{\pi^0}^{prod.}}, \quad (6.1)$$

其中 $N_{\gamma}^{prod.}$ 和 $N_{\pi^0}^{prod.}$ 分别是 $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ 和 $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ 过程的产生事例数，两个事例数可以从下边的矩阵中算出：

$$\begin{pmatrix} N_{\pi^0}^{obs.} - N_{\pi^0}^{bkg.} \\ N_{\gamma}^{obs.} - N_{\gamma}^{bkg.} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\pi^0 \rightarrow \pi^0} & \epsilon_{\gamma \rightarrow \pi^0} \\ \epsilon_{\gamma \rightarrow \gamma} & \epsilon_{\pi^0 \rightarrow \gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_{\pi^0}^{prod.} \\ N_{\gamma}^{prod.} \end{pmatrix}$$

其中 $N_{\pi^0}^{bkg.}$ 和 $N_{\gamma}^{bkg.}$ 是对应于两个衰变的本底，具体数值参见表格6.3； $N_{\pi^0}^{obs.}$ 和 $N_{\gamma}^{obs.}$ 分别是数据中得到的两个衰变的事例数，具体数据参见表格6.4，我们得到这些数值的方法是直接数在所定义的信号区间各自的事例数； $\epsilon_{\pi^0 \rightarrow \pi^0}$ 与 $\epsilon_{\gamma \rightarrow \gamma}$ 分别是两个道的事例选择效率， $\epsilon_{\gamma \rightarrow \pi^0}$ 和 $\epsilon_{\pi^0 \rightarrow \gamma}$ 是两个道之间彼此误判的效率，上述的所有效率都是通过信号 MC 样本得来的，效率的具体数值如表格6.5所示。

表 6.4: 数据中两个衰变道的信号事例数

Mode	$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ 观测事例数	$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ 观测事例数
I	504±14	281±14
II	831±17	419±17
III	780±17	441±17
IV	538±14	301±14
V	518±14	320±14

表 6.5: 从 MC 模拟中得到的效率值。误差为统计误差，计算方法依照二项分布的误差计算公式

Mode	$\epsilon_{\gamma \rightarrow \gamma}(\%)$	$\epsilon_{\pi^0 \rightarrow \pi^0}(\%)$	$\epsilon_{\gamma \rightarrow \pi^0}(\%)$	$\epsilon_{\pi^0 \rightarrow \gamma}(\%)$
I	35.22±0.11	36.19±0.11	0.99±0.02	0.11±0.01
II	14.46±0.08	15.54±0.08	0.65±0.02	0.47±0.02
III	14.60±0.08	15.37±0.08	0.51±0.02	0.43±0.02
IV	18.34±0.09	19.04±0.09	0.51±0.02	0.09±0.01
V	18.48±0.09	19.05±0.09	0.53±0.02	0.11±0.01

在表格6.5中，对于 Mode I, Mode IV 和 Mode V 来说， $\epsilon_{\pi^0 \rightarrow \pi^0} + \epsilon_{\pi^0 \rightarrow \gamma}$ 几乎等于 $\epsilon_{\gamma \rightarrow \gamma} + \epsilon_{\gamma \rightarrow \pi^0}$ ，这是因为我们并没有对 D^{*0} 衰变出来的 π^0 或者光子做任何特殊的要求，

所以所以两个道的总的选择效率应该几乎相等。然和对于 Mode II 和 ModeIII，二者的差别较大。经过分析，我们发现是因为 Mode II 和 ModeIII 在重建粲介子时用到了含有 π^0 的末态，故当 D^{*0} 衰变中有 π^0 时，其效率会稍大一些。该推论被我们用信号 MC 做的事例数随着我们的事例选择的要求的变化图所印证，如图6.16所示，图中编号为 5 的事例选择条件便是成功地找到一个好的 π^0 的要求。

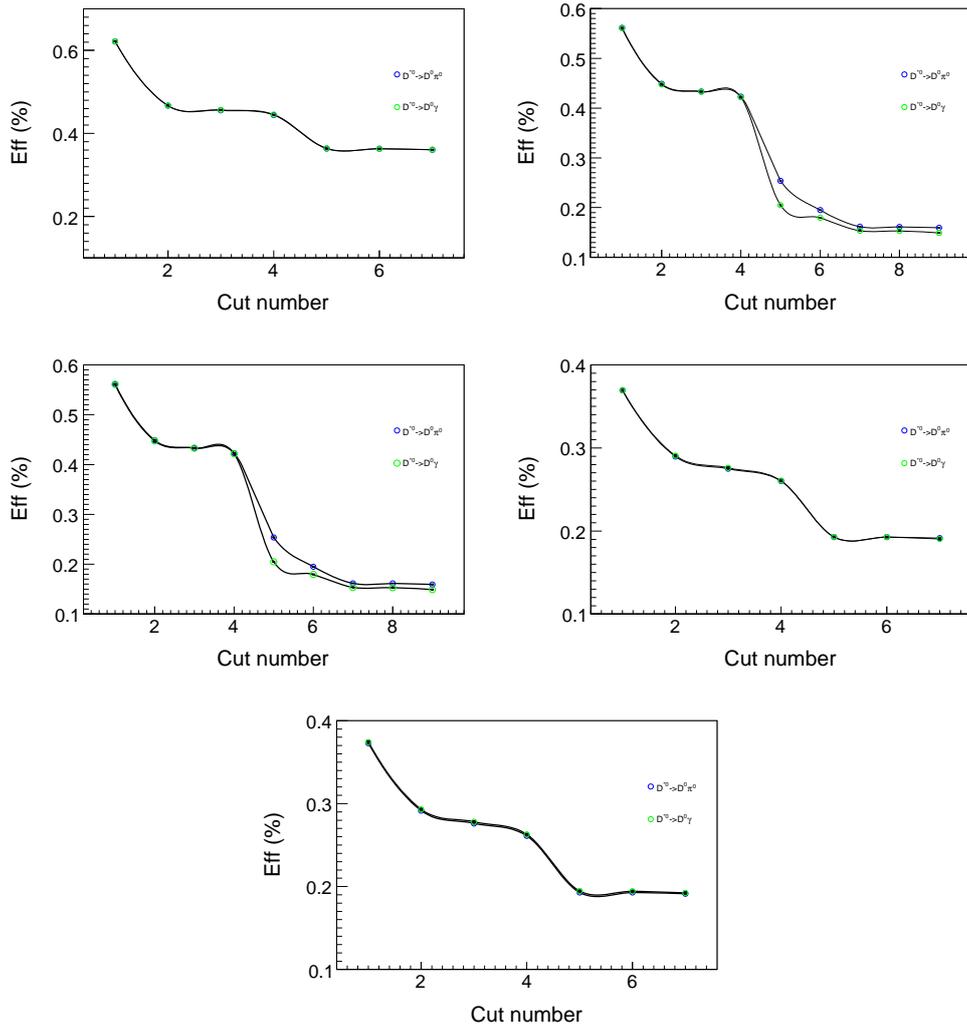


图 6.16: 事例数随着事例选择的要求的变化图。左上方的图来自 Mode I，右上方的图来自 Mode II，中间左侧的图来自 Mode III，中间右侧的图来自 Mode IV，最下方的图来自 Mode V。

对上述矩阵做一个变换，我们得到:

$$N_{\pi^0}^{prod.} = \frac{\epsilon_{\gamma \rightarrow \gamma} \times (N_{\pi^0}^{obs.} - N_{\pi^0}^{bkg.}) - \epsilon_{\gamma \rightarrow \pi^0} \times (N_{\gamma}^{obs.} - N_{\gamma}^{bkg.})}{\epsilon_{\pi^0 \rightarrow \pi^0} \times \epsilon_{\gamma \rightarrow \gamma} - \epsilon_{\pi^0 \rightarrow \gamma} \times \epsilon_{\gamma \rightarrow \pi^0}}, \quad (6.2)$$

$$N_{\gamma}^{prod.} = \frac{\epsilon_{\pi^0 \rightarrow \pi^0} \times (N_{\gamma}^{obs.} - N_{\gamma}^{bkg.}) - \epsilon_{\pi^0 \rightarrow \gamma} \times (N_{\pi^0}^{obs.} - N_{\pi^0}^{bkg.})}{\epsilon_{\pi^0 \rightarrow \pi^0} \times \epsilon_{\gamma \rightarrow \gamma} - \epsilon_{\pi^0 \rightarrow \gamma} \times \epsilon_{\gamma \rightarrow \pi^0}}, \quad (6.3)$$

将两个事例数的表达式代入分支比的计算公式，我们得到：

$$\begin{aligned} & B(D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0) \\ &= \frac{\epsilon_{\gamma \rightarrow \gamma} \times (N_{\pi^0}^{obs.} - N_{\pi^0}^{bkg.}) - \epsilon_{\gamma \rightarrow \pi^0} \times (N_{\gamma}^{obs.} - N_{\gamma}^{bkg.})}{\epsilon_{\gamma \rightarrow \gamma} \times (N_{\pi^0}^{obs.} - N_{\pi^0}^{bkg.}) - \epsilon_{\gamma \rightarrow \pi^0} \times (N_{\gamma}^{obs.} - N_{\gamma}^{bkg.}) + \epsilon_{\pi^0 \rightarrow \pi^0} \times (N_{\gamma}^{obs.} - N_{\gamma}^{bkg.}) - \epsilon_{\pi^0 \rightarrow \gamma} \times (N_{\pi^0}^{obs.} - N_{\pi^0}^{bkg.})} \\ &= \frac{\epsilon_{\gamma \rightarrow \gamma} \times (N_{\pi^0}^{obs.} - N_{\pi^0}^{bkg.}) - \epsilon_{\gamma \rightarrow \pi^0} \times (N_{\gamma}^{obs.} - N_{\gamma}^{bkg.})}{(\epsilon_{\gamma \rightarrow \gamma} - \epsilon_{\pi^0 \rightarrow \gamma}) \times (N_{\pi^0}^{obs.} - N_{\pi^0}^{bkg.}) + (\epsilon_{\pi^0 \rightarrow \pi^0} - \epsilon_{\gamma \rightarrow \pi^0}) \times (N_{\gamma}^{obs.} - N_{\gamma}^{bkg.})} \end{aligned} \quad (6.4)$$

观测事例数的统计误差传递到分支比的表达式中即为分支比的统计误差，即：

$$\begin{aligned} & \Delta(B(D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0)) \\ &= \sqrt{\left(\frac{\partial BR.}{\partial N_{\pi^0}^{obs.}}\right)^2 \times \Delta^2 N_{\pi^0}^{obs.} + \left(\frac{\partial BR.}{\partial N_{\gamma}^{obs.}}\right)^2 \times \Delta^2 N_{\gamma}^{obs.} - 2 \times \left(\frac{\partial BR.}{\partial N_{\pi^0}^{obs.}}\right) \times \left(\frac{\partial BR.}{\partial N_{\gamma}^{obs.}}\right) \times \Delta N_{\pi^0}^{obs.} \times \Delta N_{\gamma}^{obs.}} \\ &= \Delta N_{\pi^0}^{obs.} \times \frac{(N_{\pi^0}^{obs.} - N_{\pi^0}^{bkg.} + N_{\gamma}^{obs.} - N_{\gamma}^{bkg.}) \times (\epsilon_{\gamma \rightarrow \gamma} \times \epsilon_{\pi^0 \rightarrow \pi^0} - \epsilon_{\gamma \rightarrow \pi^0} \times \epsilon_{\pi^0 \rightarrow \gamma})}{((\epsilon_{\gamma \rightarrow \gamma} - \epsilon_{\pi^0 \rightarrow \gamma}) \times (N_{\pi^0}^{obs.} - N_{\pi^0}^{bkg.}) + (\epsilon_{\pi^0 \rightarrow \pi^0} - \epsilon_{\gamma \rightarrow \pi^0}) \times (N_{\gamma}^{obs.} - N_{\gamma}^{bkg.}))^2} \end{aligned} \quad (6.5)$$

利用上述方法得到的分支比的结果如表6.6所示，其中加权平均值是用直线函数拟合五个 Mode 的结果得到的。图6.17给出了五个 Mode 的结果之间的对比，及用直线函数的拟合结果。拟合优度为 $\chi^2/ndf=3.6/4$ ，这说明从各个 Mode 得到的结果彼此符合得很好，这也能从一个侧面反应我们的分析是可靠的。

6.4 系统误差估计

在本分析中，我们只重建了两个粲介子，没有对 D^{*0} 衰变出来的光子或者 π^0 做任何要求，在计算分支比时我们使用的是两个信号区间的信号数的比例，在这种情形下，大部分系统误差都是可以抵消的，例如寻迹效率、粒子鉴别效率引起的系统误差等，下边将逐一对剩余的系统误差来源进行分析，估计他们对于分支比的影响。

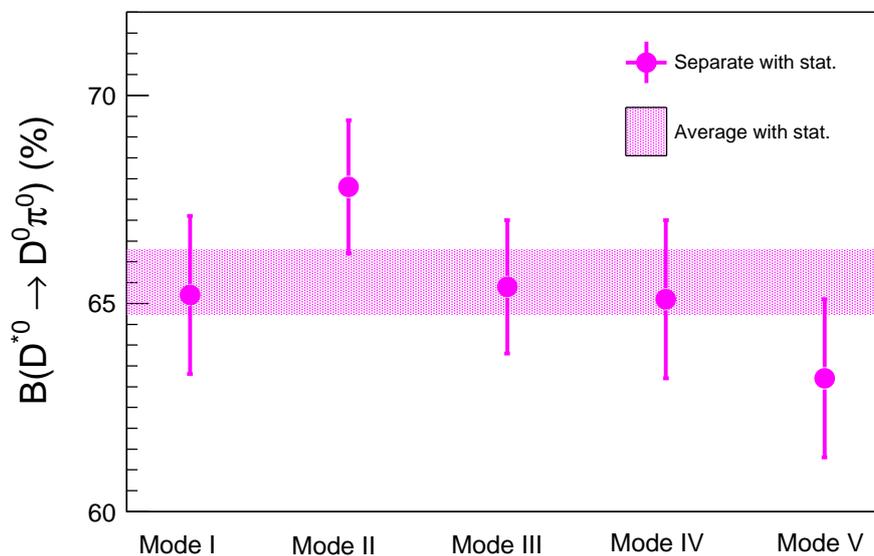


图 6.17: 五个 Mode 的结果（点状）及平均值（带状）。

表 6.6: 分支比结果。此处的误差仅仅是统计误差

Mode	$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ (%)	$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ (%)
I	65.2 ± 1.9	34.8 ± 1.9
II	67.8 ± 1.6	32.2 ± 1.6
III	65.4 ± 1.6	34.6 ± 1.6
IV	65.1 ± 1.9	34.9 ± 1.9
V	63.2 ± 1.9	36.8 ± 1.9
加权平均值	65.5 ± 0.8	34.5 ± 0.8
PDG	61.9 ± 2.9	38.1 ± 2.9

6.4.1 信号区间的选择

我们选择 $0.01 \text{ (GeV}/c^2)^2$ 作为两个过程的“分水岭”，同时对彼此的交叉污染做了估计，不过如果数据与 MC 在“分水岭”附近有不一致的话，该选择还是会对分支比的结果造成一定的系统偏差。我们估计这个偏差的方法是将这个“分水岭”做一些变动，即从 $0.01 \text{ (GeV}/c^2)^2$ 变为 $0.008 \text{ (GeV}/c^2)^2$ 和 $0.012 \text{ (GeV}/c^2)^2$ ，将结果的差别作为该项系统误差。表6.7给出了两个变动之后的分支比的结果，0.2% 作为该项系统误差的估计值。

表 6.7: 在不同的“分水岭”选择下的分支比结果

Mode	$0.01 \text{ (GeV}/c^2)^2$	$0.008 \text{ (GeV}/c^2)^2$	$0.012 \text{ (GeV}/c^2)^2$
$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0 (\%)$	34.5 ± 0.8	34.7 ± 0.8	34.3 ± 0.8
$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma (\%)$	65.5 ± 0.8	65.3 ± 0.8	65.7 ± 0.8

我们在选择信号区间时还要求， $D^0 \bar{D}^0$ 的反冲不变质量的平方要介于 $[-0.01, 0.04] \text{ (GeV}/c^2)^2$ 之间，我们估计这项系统误差的方法时，去掉这个要求重新计算一次分支比，把所得值于标准值的差别 0.2% 当成该项系统误差的估计。

6.4.2 运动学拟合

为了提高分辨，我们使用了运动学拟合的要求，虽然我们使用的是相对的测量，但是两个衰变道在运动学拟合的表现上可能有一点差异，如此也会造成一定的系统误差。前面我们提及，在做运动学拟合时，MC 中的径迹参数是经过修正的，这样做的原因就是让它与数据符合得更好；换言之，如果不做修正二者之间将会有较大的差别。我们估计这样系统误差的方法就是使用未做修正的 MC 重新计算一次分支比，并把所得结果与标准值的差别 0.1% 当成系统误差，如表6.8所示。

表 6.8: 运动学拟合造成的系统误差的估计

Mode	修正径迹参数	不修正径迹参数
$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0 (\%)$	34.5 ± 0.8	34.3 ± 0.8
$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma (\%)$	65.5 ± 0.8	65.7 ± 0.8

6.4.3 对于 D^0 和 \bar{D}^0 动量的要求

为了消除 $e^+e^- \rightarrow D^0 \bar{D}^0$ 这种直接产生过程造成的本底，我们要求 D^0 和 \bar{D}^0 的动量必须要小于 $0.65 \text{ GeV}/c$ ，为了估计该要求引起的系统误差，我们将该要求改为 $0.6 \text{ GeV}/c$ ，重新估计了本底水平，如表6.9所示，发现本底水平基本不变，这也可以说明该要求对于最终的结果几乎没有影响。

表 6.9: 改变动量要求后的本底水平

Mode	$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$	$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$
I	4 ± 2	23 ± 3
II	4 ± 2	36 ± 3
III	5 ± 3	38 ± 3
IV	13 ± 4	34 ± 4
V	11 ± 4	36 ± 4

6.4.4 末态辐射修正

从文献 [37] 中我们得知, 在模拟带电粒子的末态辐射事例的比例时数据与 MC 是有 20% 左右的差别的。对于 K 介子来说, 末态辐射的事例很少; 对于 π 介子来说, 末态辐射事例的比例稍大一些。为了估计这项系统误差, 我们把 MC 中带有末态辐射事例的比例扩大了 1.2^X 倍, 其中 X 是末态中带电的 π 的数目, 然后重新利用新的 MC 去计算分支比的结果, 如表 6.10 所示, 该差别对结果造成系统误差为 0.1%。

表 6.10: 末态辐射修正引起的系统误差的估计

Mode	未扩大末态辐射事例比例	扩大末态辐射事例比例
$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ (%)	34.5 ± 0.8	34.6 ± 0.8
$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ (%)	65.5 ± 0.8	65.4 ± 0.8

6.4.5 初态辐射修正

初态辐射事例的模拟是依赖于放到产生里正负电子对撞产生 $D^0 \bar{D}^{*0}$ 的截面的走势的, 我们使用了北京谱仪上获取的 R 值扫描的数据对该截面进行了精确测量, 结果的误差很小, 对我们关心的分支比的结果几乎不会造成误差。

6.4.6 本底估计

在本分析中, 我们是使用 MC 模拟来估计本底水平的, 在模拟各种可能的本底时, 是需要将以前的实验对于相应过程的截面的测量结果放进去的, 然而我们都知道每一个测量结果都是有误差的, 放进去的截面的不确定性会造成我们关心的分支比的结果的不同, 继而我们需要估计该效应的系统误差。本分析的主要本底来自 $e^+e^- \rightarrow D^0 \bar{D}^0$ 过程, 及初态辐射过程产生的 $\psi(3770)$ 过程, 其中前者在模拟时我们放进去的是 CLEO-c 合作组对该过程的截面的测量结果 [38], 误差约为 5%; 后者在模拟时, 我们放进去的是 $\psi(3770)$ 的共振态参数, 将粒子物理手册上 $\psi(3770)$ 的共振参数都变化一倍标准偏差得到其产生截面的不确定性为 9%。为了保守起见, 我们将本底水平统一提高了

10%，如表格6.11所示，然后重新结算分支比的结果，并把差别 0.2% 当成系统误差，如表格6.13所示。

表 6.11: 扩大了 10% 之后的本底水平

Mode	$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$	$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$
I	5	27
II	6	40
III	7	42
IV	11	33
V	13	39

表 6.12: 本底描述引起的系统误差的估计

Mode	扩大本底之后	扩大本底之前
$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ (%)	34.3 ± 0.8	34.5 ± 0.8
$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ (%)	65.7 ± 0.8	65.5 ± 0.8

6.4.7 MC 样本统计量

表格6.5中的效率是基于每个 Mode 产生 200,000 个信号事例数来计算的，这个样本的统计量不是无限的大，所以计算出来的效率也会有统计误差，而该误差也会传递到我们关心的分支比的结果上。然后本分析中，只是两个衰变道的相对比例才是有意义的，所以上述影响不会很大。我们的估计方法是将 $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ 的效率提高一倍标准偏差，重新计算分支比，把分支比的差别 0.2% 引用为该项的系统误差，如表格6.13 所示。

表 6.13: MC 样本统计量引起的系统误差的估计

Mode	增加效率之后	增加效率之前
$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ (%)	34.3 ± 0.8	34.5 ± 0.8
$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ (%)	65.7 ± 0.8	65.5 ± 0.8

6.4.8 系统误差小结

我们假设前文讨论的各项系统误差的来源之间是彼此独立的，便可以将各个子项合并通过平方和开根号的方式合并到一起，正如表6.14所示。

表 6.14: 系统误差的总结与合并

来源	(%)
“分水岭”的选择	0.2
信号区的选择	0.2
运动学拟合	0.2
D^0 和 \bar{D}^0 动量的要求	–
末态辐射的模拟	0.1
初态辐射的模拟	–
本底的估计	0.2
MC 样本统计量	0.2
总和	0.5

6.5 结果的检验

在上文中，我们是使用数数的方法得到的两个衰变道的事例数，接下来我们用另一种方法对结果进行独立检验，在该方法中我们用 MC 模拟的分布去拟合数据，继而得到两个衰变道的分支比，为了弥补数据与 MC 模拟分辨的差别，我们在 MC 模拟的分布上卷积了一个高斯函数。我们使用的概率密度函数的形式为：

$$f_{\text{total}} = n \times \text{br.} \times \epsilon_1 \times \text{MC}_1 \otimes \text{Gaussian}_1 + n \times (1 - \text{br.}) \times \epsilon_2 \times \text{MC}_2 \otimes \text{Gaussian}_2 + \text{BKG}, \quad (6.6)$$

其中 n 是总的事例数， br. 是 $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ 的分支比， $(1 - \text{br.})$ 是 $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ 的分支比， ϵ_1 和 ϵ_2 是这两个衰变道的事例选择效率， MC_1 和 MC_2 是二者从 MC 模拟中得到的分布， Gaussian_1 和 Gaussian_2 是为了弥补分辨差别卷积的函数， BKG 是本底的分布。在拟合时，除了本底事例数是固定的以外，其他所有的参数都是自由的，图6.18, 6.19, 6.20, 6.21和6.22是拟合的结果。我们同样使用直线函数拟合了从 5 个 Mode 得到的结果，得到的 $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ 分支比的平均值为 65.9%，这一结果是与用数数的方法得到的平均值吻合的，如表格6.15所示。

6.6 总结、讨论与拓展

在假定 D^{*0} 只有两个衰变道的前提下，我们的测量得到了如下结果： $B(D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0) = (65.5 \pm 0.8 \pm 0.5)\%$ 和 $B(D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma) = (34.5 \pm 0.8 \pm 0.5)\%$ ，其中第一项误差为统计误差，第二项误差为系统误差。值得注意的是此时两个分支比的误差相同，二者的和为 1，这正是上述假定的必然结果。同时我们也计算了二者的比例，即 $B(D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0)/B(D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma) = 1.90 \pm 0.07 \pm 0.05$ ，这个值是不依赖于上述假定的，所以在有其余的 D^{*0} 的衰变模式发现的时候，该比例也是适用的。

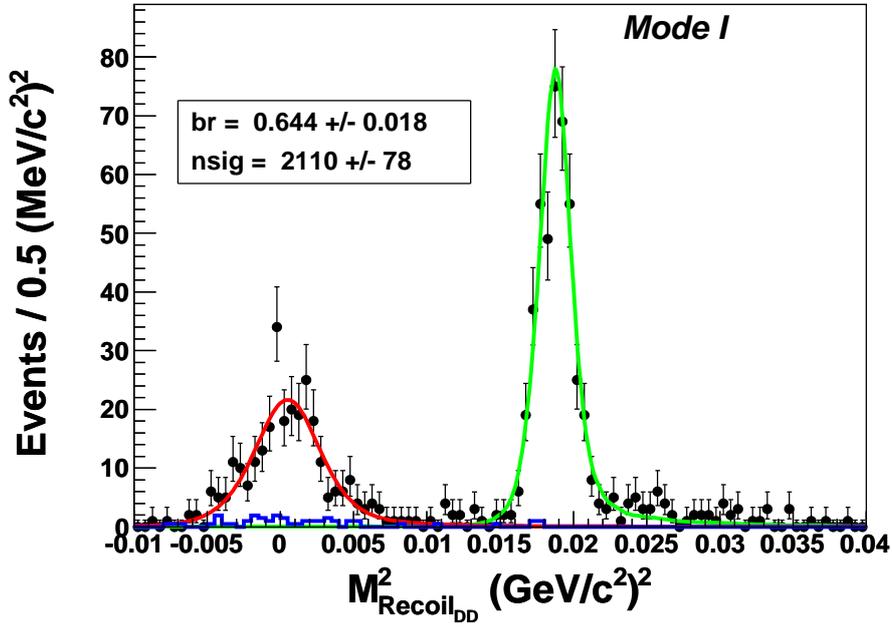


图 6.18: Mode I 的拟合结果。红色曲线代表 $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ 的贡献, 绿色曲线代表 $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ 的贡献, 蓝色直方图代表本底的贡献。

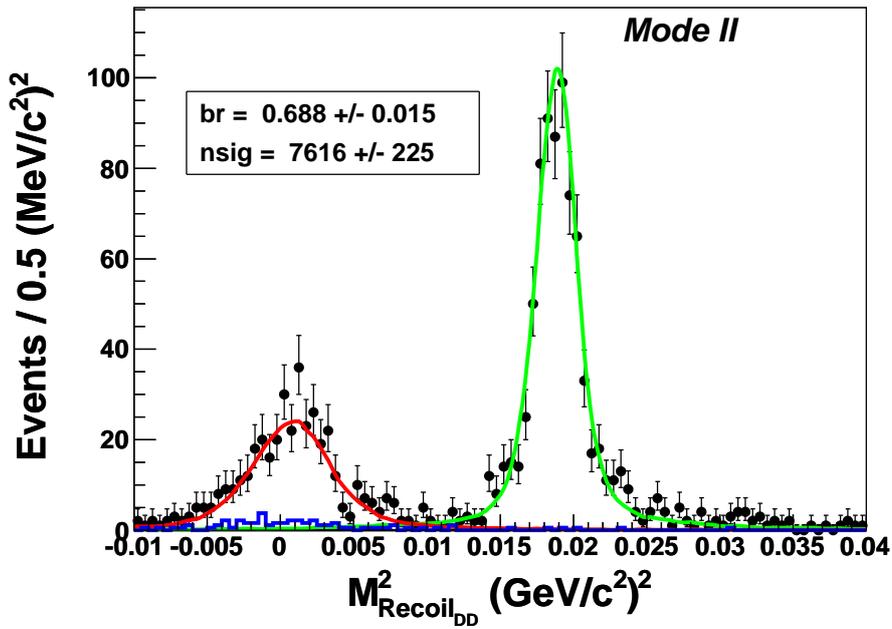


图 6.19: Mode II 的拟合结果。红色曲线代表 $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ 的贡献, 绿色曲线代表 $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ 的贡献, 蓝色直方图代表本底的贡献。

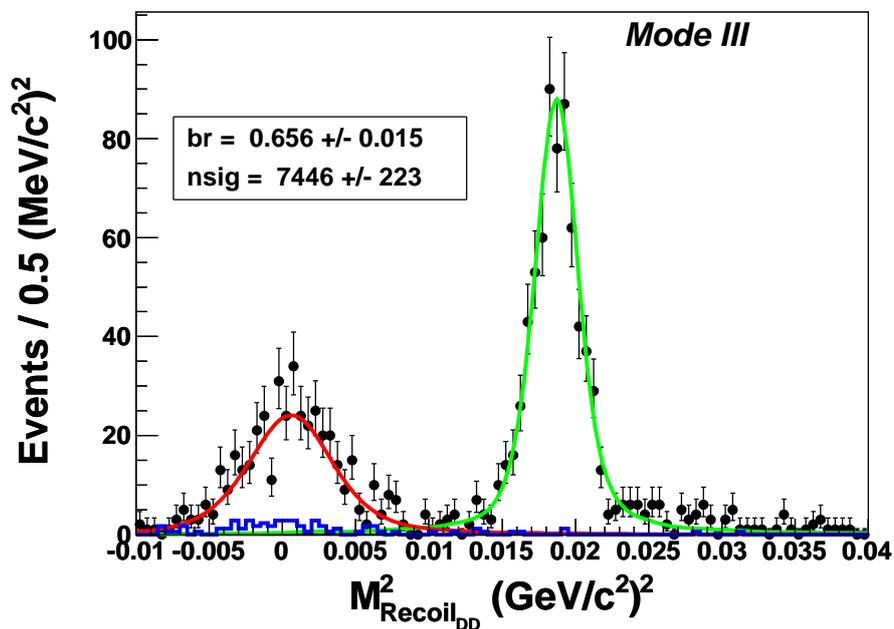


图 6.20: Mode III 的拟合结果。红色曲线代表 $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ 的贡献, 绿色曲线代表 $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ 的贡献, 蓝色直方图代表本底的贡献。

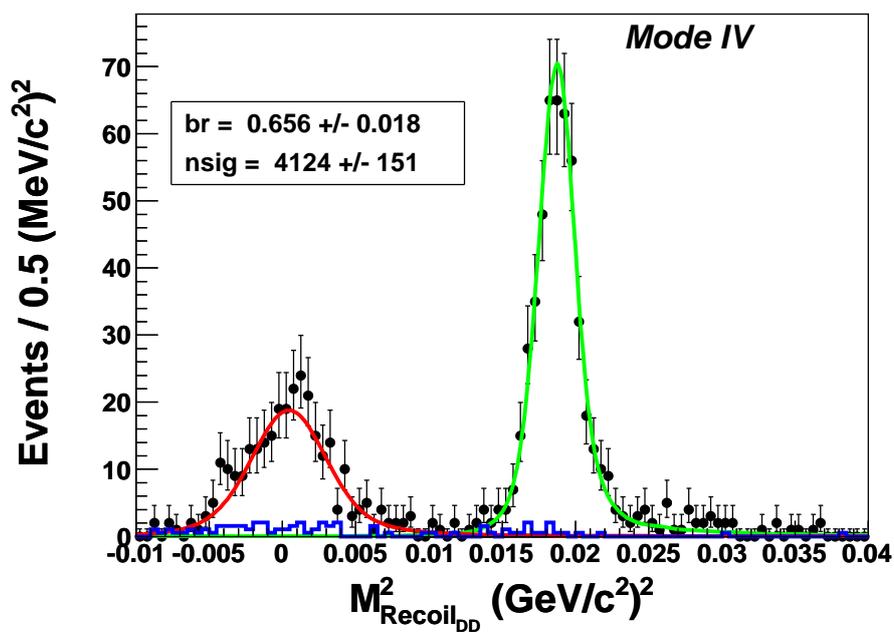


图 6.21: Mode IV 的拟合结果。红色曲线代表 $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ 的贡献, 绿色曲线代表 $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ 的贡献, 蓝色直方图代表本底的贡献。

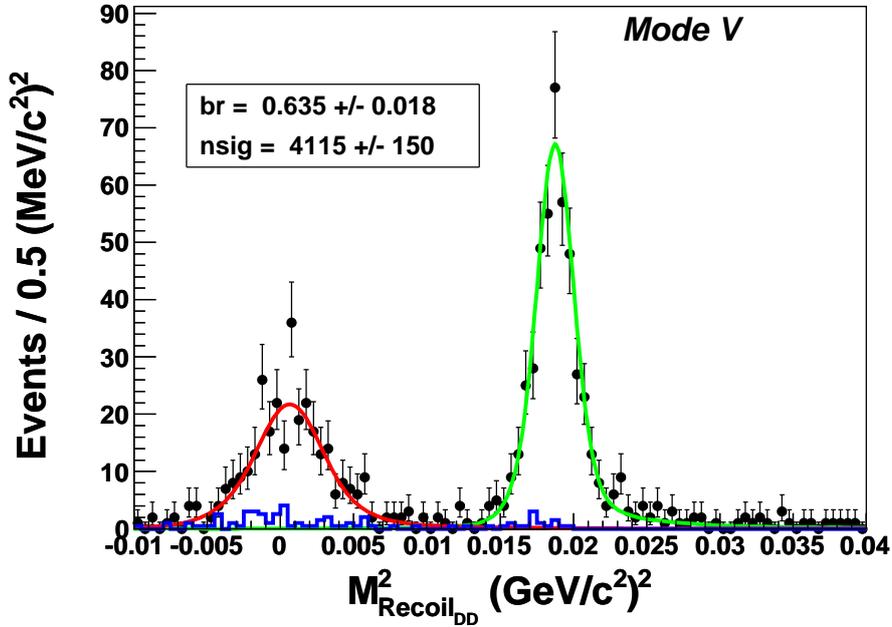


图 6.22: Mode V 的拟合结果。红色曲线代表 $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ 的贡献，绿色曲线代表 $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ 的贡献，蓝色直方图代表本底的贡献。

表 6.15: 通过拟合得到的分支比的结果。误差为统计误差

Mode	$D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ (%)	$D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ (%)
I	64.4 ± 1.8	35.6 ± 1.8
II	68.8 ± 1.5	31.2 ± 1.5
III	65.6 ± 1.5	34.4 ± 1.5
IV	65.6 ± 1.8	34.4 ± 1.8
V	63.5 ± 1.8	36.5 ± 1.8
加权平均值	65.9 ± 0.8	34.1 ± 0.8
数数得到的结果	$65.5 \pm 0.8 \pm 0.5$	$34.5 \pm 0.8 \pm 0.5$

图6.23给出了本分析得到的 $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ 分支比的结果与以往实验及世界平均值的对比。该分析得到的结果是和以往实验在一倍的标准偏差内符合的，但是该分析的结果的误差只是现有世界平均值的三分之一。利用如此高精度的结果，可以得到对于前文所述的有效模型中引入的参数更加严格的限制，例如粲夸克的质量 [20, 39]，有效的耦合常数 [19]，粲夸克的磁矩 [21] 的参数空间都将受到更强的限制。将此结果作为输入，可以将 B^\pm 半轻衰变的分支比 [40] 的误差变得更小，如此就能对标准模型及其扩展进行更深入的理解。在测量末态含有 D^{*0} 过程的产生截面时，往往也需要将本分析测量的分支比作为中间量对结果进行计算，本分析得到的如此高精度的分支比保证了相关截面测量的精度。

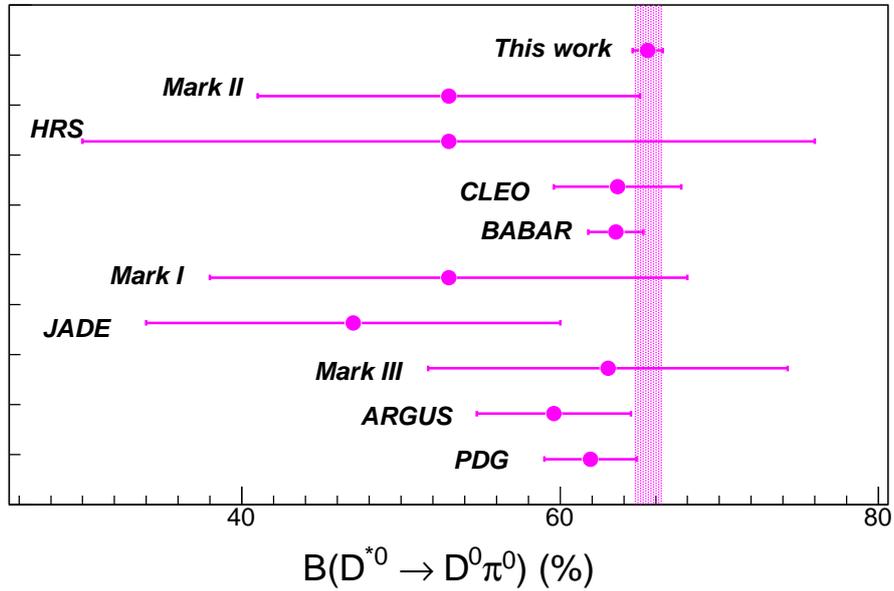


图 6.23: 本分析得到的 $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ 与以往实验结果的对比。带有误差棒的点来自于以前的各个实验，带子来自本分析的结果。画图时系统误差与统计误差都包含在内。

基于本分析的框架可以做一系列的拓展的探索，下面我们列举几个我们尝试的例子。

传统的粲夸克偶素 $\chi_{cJ}(2P)(J = 0, 2)$ 迄今为止还没有被实验所证实，其主要衰变到为 $D^0\bar{D}^0$ ，预期其从 $\psi(4040)$ 的辐射衰变中也可以产生，故本分析的事例选择可以用来寻找 $\chi_{cJ}(2P)$ 。图6.24分别显示了 5 个 Mode 中 $D^0\bar{D}^0$ 的不变质量谱、MC 及数据中的散点图的分布，此时要求反冲侧为光子。从图中可以得出 MC 与数据符合得很好且数据中除了我们关心的信号之外并没有例如 $e^+e^- \rightarrow \gamma X, X \rightarrow D^0\bar{D}^0$ 这样的本底，保证所抽取信号的合理性。

该分析的事例选择过程也可以用来寻找 $e^+e^- \rightarrow \eta D^0\bar{D}^0$ 过程，甚至可以用来寻找该末态中可以衰变到 ηD^0 的高激发态的粲介子，寻找方法就是要求重建的两个粲介子

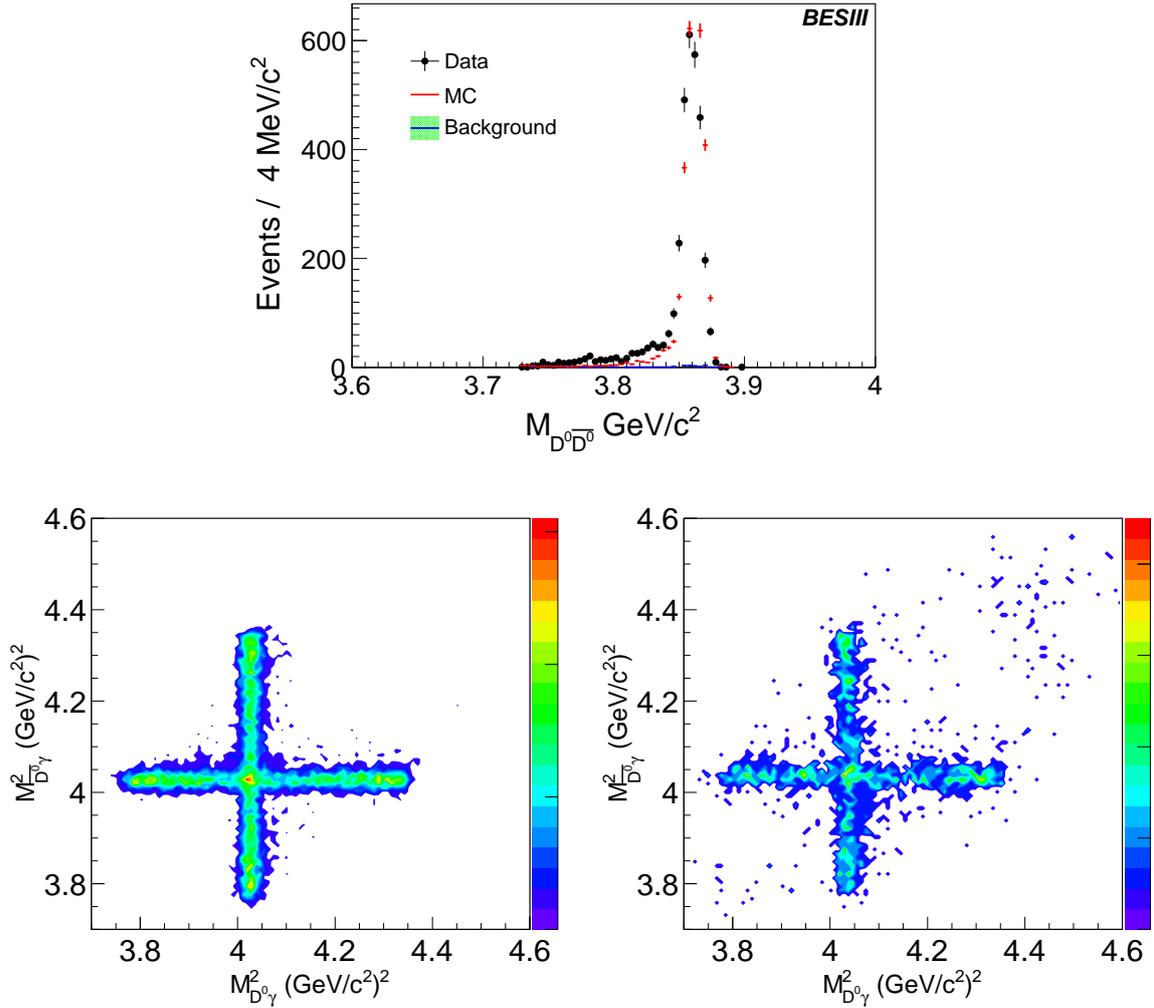


图 6.24: 在 $D^0\bar{D}^0$ 末态中寻找 $\chi_{cJ}(2P)$ 的初步结果图。上图为反冲侧是 γ 时, $D^0\bar{D}^0$ 系统的不变质量; 下图表示的是 $D^0\gamma$ 不变质量的平方相对于 $\bar{D}^0\gamma$ 不变质量的平方在质心系能量为 4.009 GeV 的数据 (左) 和 MC 模拟中 (右) 的分布。从上述图中发现, 数据中的分布于未包含 $\chi_{cJ}(2P)$ 的 MC 符合的较好, $\chi_{cJ}(2P)$ 存在的证据不明显。

的反冲侧的不变质量落在 η 的质量范围内。利用北京谱仪上的数据，该过程并没有明显的迹象。

该分析也可以拓展到通过初态辐射过程测量 $\psi(3770)$ 的共振参数上来，方法就是要求两个重建的粲介子的反冲侧是一个光子，然后在两个粲介子的不变质量谱上寻找 $\psi(3770)$ 的信号，继而去拟合其共振参数。利用 4.26 GeV 的数据可以得到如图6.25的结果，是有较为明显的 $\psi(3770)$ 信号的，但此分析方法还需要进一步的优化。

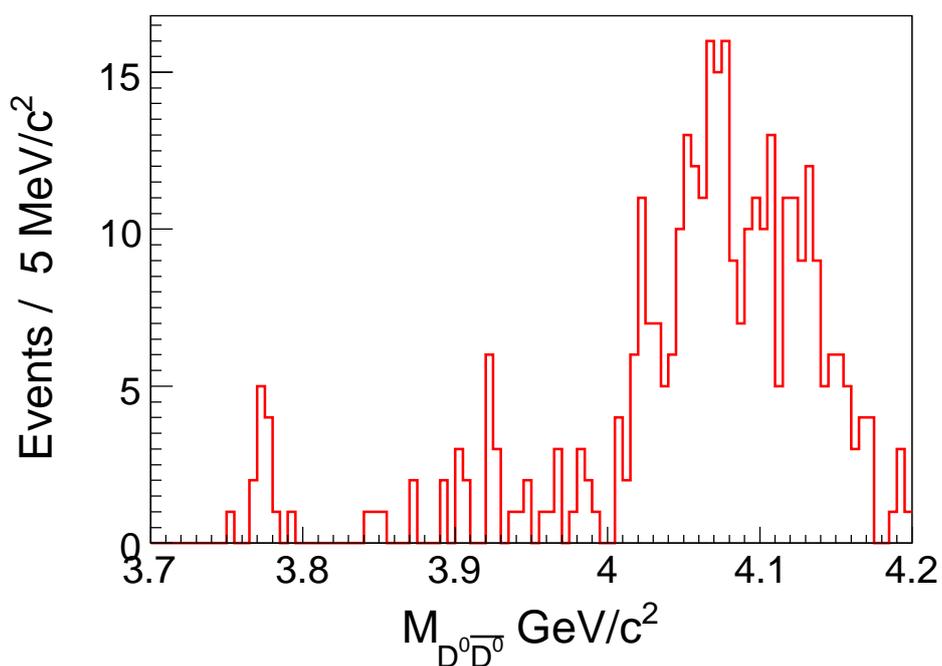


图 6.25: 通过初态辐射过程测量 $\psi(3770)$ 共振参数的初步结果图，聚集在 3.77 GeV 就是想要研究的信号。

第七章 全文回顾与展望

回顾全局，可以将本论文大致分为三个部分，引言、探测器等相关背景简介、基于质心系能量从 3.8 到 4.6 GeV 的数据样本进行的几个关于粲强子产生与衰变过程的研究。

在引言中，我们介绍了粒子物理标准模型的大致框架，重点介绍了其中跟强相互作用相关的部分，因为它与本论文的主题关系密切。强相互作用的理论量子色动力学的一个典型特征是在低能区不可以微扰计算，然而该能区的物理过程的精确描述经常是探究新物理的必要前提，而且人们并不满足于对该能区的计算无计可施，所以提出了很多理论模型，希望能解决上述问题。

北京谱仪是唯一运行在量子色动力学微扰与非微扰能区衔接处的探测器，其上获取的巨大的数据样本允许我们对发生于此的强相互作用的现象进行精确的实验研究，这对于验证或者排除理论模型是至关重要的。本论文介绍了北京谱仪的各个子探测器的构成及性能，它们对于物理分析工作中的题目选择、事例筛选、误差估计等都有指导意义。

北京谱仪在质心系能量从 3.8 到 4.6 GeV 获取了大约 5 fb^{-1} 的数据，在该质心系能量下，正负电子对撞的主要产物是含有粲夸克的强子，这使得我们可以精确地研究这些粲强子的产生和衰变规律。本论文重点叙述的几个数据分析工作总结如下：

利用巴巴事例，精确地测量了数据的积分亮度。该分析的重点是保证结果的精度，难点是合理地估计截面计算的不确定性和探测效率的不确定行引起的系统误差，我们分别通过仔细对比、调节用来计算截面的量子色动力学产生子，和系统地研究探测器的响应及其模拟克服了上述难点，将结果的误差控制在 1/% 以内。该结果是使用该数据进行物理量测量的前提，不但保证了本文中的结果的精度，也被北京谱仪上发现类粲夸克偶素的工作所使用；

在 100 多个能量点对粲介子单举截面进行了精确测量。本分析的结果可用于缪子反常磁矩、粲夸克质量等重要物理量的抽取，可以对粒子物理标准模型在多个方面进行检验。本分析的难点是事例选择效率的获取，因为对遍举粲介子的产生机制了解得不多，很难通过传统的依赖于信号 MC 的方法来计算事例选择效率，为此我们开发了基于数据的事例选择效率的计算方法。该结果对于 R 值数据统计误差约为 3/%，对于 XYZ 数据统计误差可以忽略不计。与以前的实验相比，该结果具有较小的质心系能量间隙，较高的截面精度，可以得到上述物理量更为精确的结果。同时该结果可以用于抽取激发态粲夸克偶素的共振参数，研究奇特强子态的性质等工作。

在产生阈值附近的 4 个能量点上，我们测量了粲重子的产生截面及角分布，这是北京谱仪上对粲重子的首次研究。该分析中首次发现了粲重子产生截面的阈值增强效

应，发现了阈值附近非 S 波的迹象。上述结果可以用来抽取粲重子的形状因子，理解产生阈值附近的末态相互作用。

利用北京谱仪上质心系能量为 4.009 GeV 的数据，我们精确地测量了 D^{*0} 的衰变分支比，精度较世界平均值提高了 3 倍。如此高的精度得益于我们巧妙的利用了该数据质心系能量的特点，开发了使用两个基态粲介子反冲的测量方法，此方法允许我们在不需要重建 D^{*0} 衰变出来的 π^0 或者光子的情况下，测量这两个分支比，消去了大部分系统误差。对于 D^{*0} 的两个衰变，几乎所有的强相互作用的理论模型都可以对之进行计算，我们得到的高精度的结果可以给模型参数很强的限制。

在本论文每一章节的讨论中，我们也提及了基于各个分析的拓展研究内容，然而所列举的仅仅是一小部分。我们追求的目的是通过理论家与实验家的共同努力，最后能对低能区的强相互作用给出一个行之有效的描述方法，为此需要对该能区的大量实验现象进行测量。北京谱仪上这方面的研究还在继续。

在除了北京谱仪的其他实验中，也可以进行粲强子的产生及衰变的研究。B 工厂上可以通过 B 介子衰变或者初态辐射事例进行研究，尤其是升级后的 Belle II 实验，亮度将提高两个数量级；正在德国建造的 PANDA 实验，将通过强子打靶产生粲夸克偶素和粲介子，该实验的优势在于可以直接产生正负电子对撞上不能直接产生的粲夸克偶素；在大型强子对撞机上的实验，尤其是 LHCb 实验，其上含粲末态产生截面很大，也可以对粲介子的性质进行研究，该类实验的劣势在于对撞环境相对于正负电子对撞来说较为复杂。

总之，研究粲强子的产生与衰变是理解强相互作用的一种有效手段，虽然已经有了大量的该方面的结果，不过在未来一段时间内，该领域仍旧会是研究热点。

虽然不知何时才能彻底理解夸克禁闭等量子色动力学的关键问题，但是我们正走在理解低能区强相互作用的路上；或许研究强子的产生与衰变不是通往我们追求的终极目标的最佳路径，但是这是一种可能的方法，况且一路上可以享受花的芬芳。

参 考 文 献

- [1] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1967.
- [2] A. Salam. *Conf. Proc. C*, 680519, 1968.
- [3] D. J. Gross and F. Wilczek. *Phys. Rev. Lett.*, 30, 1973.
- [4] H. D. Politzer. *Phys. Rev. Lett.*, 30, 1973.
- [5] N. Brambilla *et al.* *Eur. Phys. J. C*, 74(2981), 2014.
- [6] G. Peter Lepage. *Phys. Rev. D*, 48(2250), 1993.
- [7] C. Amsler *et al.* *PDG review*, 2014.
- [8] K.A. Olive *et al.* [Particle Data Group]. *Chin. Phys. C*, 38(090001), 2014.
- [9] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration]. *Phys. Rev. Lett.*, 110(252001), 2013.
- [10] N. Brambilla *et al.* *Eur. Phys. J. C*, 71:1534, 2011.
- [11] F. Jegerlehner and A. Nyffeler. *Phys. Reports*, 477(1), 2009.
- [12] J. Grange *et al.* Muon (g-2) Technical Design Report. 2015.
- [13] Johann H. Kuhn *et al.* *hep-ph*, 0702103.
- [14] M. Ablikim *et al.* [BESII Collaboration]. *Phys. Lett. B*, 660(315), 2008.
- [15] A. Sommerfeld. *Ann. Phys.*, 403:257, 1931.
- [16] J.P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration]. *Phys. Rev. D*, 87(015014), 2013.
- [17] G. Pakhlova *et al.*. (Belle Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 101(172001), 2008.
- [18] P. Colangelo *et al.* *Phys. Lett. B*, 334(175), 1994.
- [19] Hai — Yang Chen *et al.* *Phys. Rev. D*, 49(5857), 1994.
- [20] T. M. Aliev *et al.* *Phys. Lett. B*, 334(169), 1994.
- [21] G. A. Miller and P. Singer. *Phys. Rev. D*, 37(2564), 1988.

- [22] 郑志鹏, 朱永生. 广西科学技术出版社, 1998.
- [23] 郑志鹏, 李卫国. 中国科学技术大学出版社, 2009.
- [24] Kuang-Ta Chao and Yifang Wang. *Modern Physics A*, 24(Supplement 1), 2009.
- [25] 王贻芳. 北京谱仪 (*BESIII*) 的设计与研制. 上海科学技术出版社, 2011.
- [26] S. Actis *et al.* [Working Group on Radiative Corrections and Monte Carlo Generators for Low Energies]. *Eur. Phys. J. C*, 66:585–686, 2010.
- [27] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration]. *BESIII* 合作组内部备忘录.
- [28] N. Berger *et al.* *Chin. Phys. C*, 34(1779), 2010.
- [29] G. Balossini *et al.* *Nucl. Phys. B*, 758(227), 2006.
- [30] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration]. *Phys. Rev. Lett.*, 111(24):242001, 2013.
- [31] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration]. *BESIII* 合作组内部备忘录.
- [32] F. Jegerlehner. *Z. Phys. C*, 32(195), 1986.
- [33] Aubert and Bernard *et al.* [BaBar Collaboration]. *Phys. Rev. Lett.*, 95:142001, 2005.
- [34] A. Zupanc *et al.* [Belle Collaboration]. *Phys. Rev. Lett.*, 113(4):042002, 2014.
- [35] Mini Review in PDG. *Phys. Lett. B*, 667(1), 2008.
- [36] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration]. *BESIII* 合作组内部备忘录.
- [37] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration]. *BESIII* 合作组内部备忘录.
- [38] Cronin Hennessey *et al.* [CLEO Collaboration]. *Phys. Rev. D*, 80(072001), 2007.
- [39] E. Eichten *et al.* *Phys. Rev. D*, 21(203), 1980.
- [40] A. Bozek *et al.* [Belle Collaboration]. *Phys. Rev. D*, 82(072005), 2010.
- [41] G. Pakhlova *et al.* [Belle Collaboration]. *Phys. Rev. Lett.*, 101(172001), 2008.

致 谢

人在回忆过去时，总会觉得时光过得很快，记忆完全忽略了曾经一定有过的迷惘和颓废，反倒将五年来走过的脚印刻画得比真实的更加深沉。博士生活中，有太多的人需要感谢，感谢那些教诲和鼓励，感谢那些耐心和真诚。

首先要感谢我的博士生导师苑长征研究员。苑老师是真正的物理学家，他学识丰富、思维缜密、工作踏实、为人和善。我博士阶段所获取的所有的知识和成果，都离不开苑老师的指导和帮助，小到一个公式的推导、一个概念的理解，大到科研的态度、为人的作风，他都一点一滴地教，并以身作则。苑老师总是能及时有效地帮助我解决工作中遇到的问题，也能耐心细致地决绝我心中的疑惑。我总是满足于对问题肤浅的认识，例如对于各种理论模型、数据分析中用到的技巧我经常不去做透彻的理解，透彻的理解真的是一个痛苦的过程，苑老师总是批评我这个弱点。苑老师能将一个数据分析工作的物理意义、分析技巧、探测器性能等一系列因素综合起来思考问题，这也是我一直训练自己想要追求的目标，尽管我总是模仿他的思维方法，然而到现在还是没有将这项技能完全掌握。

我要感谢我的良师益友张景芝研究员。张老师工作踏实、努力，对我的工作帮助很多，在生活中张老师对我的照顾也很多。我要感谢蔡夸克偶素组的李刚、朱凯、平荣刚、王志勇等老师，钟彬、王亮亮、刘智青、王亚乾等师兄，郭玉萍、李春花等师姐，还有师弟师妹们，我跟你们学习了太多的知识，从你们那里得到了太多的帮助。要感谢沈肖雁研究员、李海波研究员、何康林研究员等实验物理中心学识渊博的老师们。要感谢陈元柏、娄辛丑等实验物理中心的管理人员们，给我提供了一个安静、愉悦的科研环境。要感谢我的同学们，跟你们一起玩耍给科研生活增加了许多色彩。

越长大越能体会和理解亲情的浓厚，每当想起父母渐渐变老的容颜我都会更加努力地工作。我要感谢我的父母这么多年来对我的无私的爱和鼓励。他们可能已经不再能理解我所从事的科研活动的内容和意义，他们每天希望的就是儿子健康开心。

爱情带给人的是甜蜜，同时也教会了人责任，我要感谢我的女朋友吕洋同学几年来的关怀、理解和支持，也要感谢她带给我的温馨和快乐。也要感谢吕洋的父母待我如子。

最后，再一次对上述所有点出名字的、没有点出名字的曾经帮助过我的人表示感谢，此论文恰恰是因为你们的帮助才能够完成。

作者简历

基本情况

姓名：宋维民 性别：男 出生日期：1988 年 05 月 籍贯：吉林

教育经历

2010 年 7 月 — 2015 年 7 月，中国科学院高能物理研究所，博士

2006 年 7 月 — 2010 年 7 月，吉林大学，学士

【攻读博士学位期间发表的论文】

- [1] 文章 1: “**Observation of a Charged Charmoniumlike Structure in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-J\psi$ at $\sqrt{s}=4.26$ GeV**”, [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **110**, 252001 (2013).
- [2] 文章 2: “**Precision measurement of D^{*0} branching fractions at BESIII**”, [BESIII Collaboration], Phys. Rev. D **91**, 031101(R) (2015).
- [3] 文章 3: “**Precision measurement of the integrated luminosities of the data taken by BESIII at center of mass energies between 3.81 GeV and 4.42 GeV**”, [BESIII Collaboration], arXiv: hep-ex 1503.03408, be submitted to Chinese Physics C.
- [4] 文章 4: “**The cross section measurement of $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ near the threshold**”, BESIII Collaboration internal review.