

分类号:

单位代码: 10422

密 级:

学 号: 200711199



山东大学

博士 学 位 论 文

Shandong University Doctoral Dissertation

论文题目: η'_c 的寻找与 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程截面的测量

**Search for η'_c in ψ' transition and measurement of the
 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ cross-section**

作者姓名 : 王亚乾

专 业 : 粒子物理与原子核物理

指导教师 : 张学尧 (教授) 菡长征 (研究员)

2012 年 4 月 12 日

原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的科研成果。对本文的研究作出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律责任由本人承担。

论文作者签名：_____ 日期：_____

关于学位论文使用授权的声明

本人完全了解山东大学有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留或向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅；本人授权山东大学可以将本学位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、缩印或其他复制手段保存论文和汇编本学位论文。

（保密论文在解密后遵守此规定）

论文作者签名：_____ 导师签名：_____ 日期：_____

目 录

目 录

| | |
|--------------------------------------------------|-----|
| 摘要 | I |
| Abstract | III |
| 符号和缩略词 | V |
| 1 引言 | 1 |
| 1.1 粒子物理学 | 1 |
| 1.2 粒子偶素物理 | 3 |
| 1.3 粒子物理实验 | 6 |
| 1.4 选题背景及论文内容 | 7 |
| 1.4.1 $\eta_c' \rightarrow X$ | 7 |
| 1.4.2 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ | 11 |
| 2 北京正负电子对撞机II和北京谱仪III | 15 |
| 2.1 北京正负电子对撞机 (BEPCII) | 15 |
| 2.2 北京谱仪 (BESIII) | 17 |
| 2.2.1 束流管 | 18 |
| 2.2.2 主漂移室 (MDC) | 19 |
| 2.2.3 飞行时间计数器 (TOF) | 20 |
| 2.2.4 电磁量能器 (EMC) | 20 |
| 2.2.5 超导磁体 | 21 |
| 2.2.6 μ 子鉴别器 (MUC) | 21 |
| 2.2.7 触发判选系统 | 21 |
| 2.2.8 在线数据获取系统 | 22 |
| 2.3 BESIII 离线软件系统 | 23 |
| 2.3.1 离线数据处理计算环境 | 23 |
| 2.3.2 BESIII 离线软件系统框架 (BOSS) | 24 |
| 2.3.3 BESIII 探测器模拟软件 (BOOST) | 26 |

| | |
|--------------------------------------------------|-----------|
| 2.3.4 BESIII 离线重建软件 | 27 |
| 2.3.5 BESIII 离线刻度系统 | 27 |
| 2.3.6 BESIII 物理分析软件及其它 | 28 |
| 3 粒子鉴别 | 29 |
| 3.1 带电粒子 | 29 |
| 3.1.1 dE/dx | 29 |
| 3.1.2 TOF | 30 |
| 3.1.3 粒子鉴别算法 | 31 |
| 3.2 中性粒子 | 32 |
| 4 寻找 η'_c | 37 |
| 4.1 简介 | 37 |
| 4.2 数据和 MC 模拟 | 38 |
| 4.2.1 数据 | 38 |
| 4.2.2 MC 模拟 | 38 |
| 4.3 $\eta'_c \rightarrow 4$ 条带电径迹 | 38 |
| 4.3.1 选择条件 | 38 |
| 4.3.2 本底估计 | 41 |
| 4.3.3 信号形状 | 55 |
| 4.3.4 质量谱拟合 | 55 |
| 4.4 $\eta'_c \rightarrow$ 两条带电径迹 | 55 |
| 4.4.1 $\eta'_c \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ | 55 |
| 4.4.2 $\eta'_c \rightarrow p\bar{p}$ | 57 |
| 4.5 $\eta'_c \rightarrow VV$ | 59 |
| 4.5.1 选择条件 | 59 |
| 4.5.2 数据拟合 | 61 |
| 4.6 系统误差分析 | 67 |
| 4.7 结果与讨论 | 72 |
| 4.7.1 $\eta'_c \rightarrow 4$ 条带电径迹 | 72 |
| 4.7.2 $\eta'_c \rightarrow VV$ | 73 |

目 录

| | | |
|-----------------|----------------------------------------------|------------|
| 5 | $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程截面的测量 | 75 |
| 5.1 | 简介 | 75 |
| 5.2 | 数据样本 | 76 |
| 5.3 | 选择条件 | 77 |
| 5.4 | MC 模拟和选择效率 | 80 |
| 5.5 | 质量谱拟合与一致性检查 | 82 |
| 5.6 | 系统误差分析 | 89 |
| 5.6.1 | 寻迹效率 | 89 |
| 5.6.2 | 运动学拟合 | 89 |
| 5.6.3 | π^0 质量窗口 | 90 |
| 5.6.4 | 去除来自 π^0 的 ISR 光子 | 90 |
| 5.6.5 | 不标记 ISR 光子的方向 | 90 |
| 5.6.6 | 积分亮度 | 90 |
| 5.6.7 | 系统误差总结 | 90 |
| 5.7 | 结果与讨论 | 90 |
| 6 | 总结和展望 | 97 |
| 6.1 | 寻找 η'_c | 97 |
| 6.2 | $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程截面的测量 | 98 |
| 参 考 文 献 | | 99 |
| 致 谢 | | 105 |
| 博士期间发表论文 | | 107 |

Contents

| | |
|----------------------------------------------------------|-----|
| Abstract (in Chinese) | I |
| Abstract (in English) | III |
| Notations and abbreviations | V |
| Chapter 1 Introduction | 1 |
| 1.1 Particle physics..... | 1 |
| 1.2 Charmonium physics | 3 |
| 1.3 High energy physics experiment | 6 |
| 1.4 Background and introduction..... | 7 |
| 1.4.1 $\eta'_c \rightarrow X$ | 7 |
| 1.4.2 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ | 11 |
| Chapter 2 BEPCII and BESIII | 15 |
| 2.1 Beijing Electron-Positron Collider II (BEPCII) | 15 |
| 2.2 BESIII detector..... | 17 |
| 2.2.1 Beam pipe | 18 |
| 2.2.2 Main drift chamber (MDC)..... | 19 |
| 2.2.3 The time of flight (TOF) System | 20 |
| 2.2.4 Electromagnetic Calorimeter (EMC)..... | 20 |
| 2.2.5 Superconducting magnet..... | 21 |
| 2.2.6 Muon chamber (MUC) | 21 |
| 2.2.7 Trigger system..... | 21 |
| 2.2.8 Data acquisition system..... | 22 |

| | | |
|--------------------------------------------------|------------------------------------------------|-----------|
| 2.3 | BESIII offline software system | 23 |
| 2.3.1 | Offline computing system | 23 |
| 2.3.2 | BESIII offline software framework (BOSS) | 24 |
| 2.3.3 | BESIII full simulation system (BOOST) | 26 |
| 2.3.4 | BESIII offline reconstruction software | 27 |
| 2.3.5 | BESIII offline calibration system | 27 |
| 2.3.6 | Physics analysis software and others | 28 |
| Chapter 3 Particle identification | | 29 |
| 3.1 | Charged particles | 29 |
| 3.1.1 | dE/dx | 29 |
| 3.1.2 | TOF | 30 |
| 3.1.3 | Algorithm for PID | 31 |
| 3.2 | Neutral particles | 32 |
| Chapter 4 Search for η'_c | | 37 |
| 4.1 | Introduction | 37 |
| 4.2 | Data and MC simulation | 38 |
| 4.2.1 | Data | 38 |
| 4.2.2 | MC simulation | 38 |
| 4.3 | $\eta'_c \rightarrow 4$ prongs | 38 |
| 4.3.1 | Event selection | 38 |
| 4.3.2 | Background estimation | 41 |
| 4.3.3 | Signal shape | 55 |
| 4.3.4 | Fit to the mass spectrum | 55 |
| 4.4 | $\eta'_c \rightarrow 2$ prongs | 55 |
| 4.4.1 | $\eta'_c \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ | 55 |
| 4.4.2 | $\eta'_c \rightarrow p\bar{p}$ | 57 |

| | | |
|-----------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------|-----------|
| 4.5 | $\eta'_c \rightarrow VV$ | 59 |
| 4.5.1 | Event selection | 59 |
| 4.5.2 | Fit to the data | 61 |
| 4.6 | Systematic uncertainties | 67 |
| 4.7 | Result and discussion | 72 |
| 4.7.1 | $\eta'_c \rightarrow 4$ prongs | 72 |
| 4.7.2 | $\eta'_c \rightarrow VV$ | 73 |
| Chapter 5 Measurement of $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ | | 75 |
| 5.1 | Introduction | 75 |
| 5.2 | Data sample | 76 |
| 5.3 | Event selection | 77 |
| 5.4 | MC simulation and efficiency | 80 |
| 5.5 | Fit to the mass spectrum and consistency check | 82 |
| 5.6 | Systematic uncertainties | 89 |
| 5.6.1 | Tracking | 89 |
| 5.6.2 | Kinematic fit | 89 |
| 5.6.3 | π^0 mass window | 90 |
| 5.6.4 | π^0 veto | 90 |
| 5.6.5 | angle for the untagged ISR photon | 90 |
| 5.6.6 | Luminosity | 90 |
| 5.6.7 | nodulus | 90 |
| 5.7 | Result and discussion | 90 |
| Chapter 6 Summary and outlook | | 97 |
| 6.1 | Search for η'_c | 97 |
| 6.2 | Measurement of $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ | 98 |
| Reference | | 99 |

Acknowledgments **105**

Production **107**

图 目 录

图 目 录

| | | |
|------|------------------------------------------------------|----|
| 1.1 | 基本粒子的分类 | 3 |
| 1.2 | 正负电子对撞机上粲偶素的产生机制 | 4 |
| 1.3 | $p\bar{p}$ 湮灭实验上粲偶素的产生机制 | 5 |
| 1.4 | 粲偶素家族谱 | 6 |
| 1.5 | 粲偶素主要衰变模式的费曼图 | 7 |
| 1.6 | Crystal Ball 实验的测量结果 | 8 |
| 1.7 | Belle 实验对 $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ 的拟合结果 | 9 |
| 1.8 | BaBar 实验上关于 η'_c 的最新研究 | 10 |
| 1.9 | Belle 实验上关于 η'_c 的最新研究 | 10 |
| 1.10 | BaBar 实验上关于 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 的研究 | 12 |
| 1.11 | 不同实验中 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 的测量结果 | 13 |
| 2.1 | BESIII 总体结构侧向示意图 | 18 |
| 2.2 | BOSS 框架的体系结构 | 25 |
| 2.3 | BESIII 离线重建流程图 | 27 |
| 3.1 | dE/dx 的性能 | 30 |
| 3.2 | β 随带电粒子动量的分布 | 31 |
| 3.3 | 光子 time 分布 | 33 |
| 3.4 | 光子 seed/hit 分布 | 34 |
| 3.5 | 光子 a20P 分布 | 35 |
| 3.6 | 光子样本中各变量之间的关系 | 36 |
| 3.7 | 光子选择效率 | 36 |
| 4.1 | η'_c 质量和宽度平均值 | 39 |
| 4.2 | χ^2_{4C} 的比较 | 41 |
| 4.3 | $\pi^+\pi^-$ 反冲不变质量的比较和优化 | 42 |
| 4.4 | $\psi' \rightarrow \eta'\rho^0$ 对 η'_c 的污染 | 44 |

| | | |
|------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.5 | $3C$ 和 $4C$ 运动学拟合比较 | 45 |
| 4.6 | 估计 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 本底示意图 | 46 |
| 4.7 | $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 选择中 χ^2_{5C} 的比较和优化 | 46 |
| 4.8 | $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 本底的估计 | 47 |
| 4.9 | $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 本底的拟合 | 48 |
| 4.10 | ISR 和 FSR | 49 |
| 4.11 | $\psi' \rightarrow \gamma\gamma_{\text{FSR}} X$ 事例中两光子的不变质量 | 50 |
| 4.12 | $\psi' \rightarrow \gamma\gamma_{\text{FSR}} X$ 样本中 M_X^{3C} 对 $M_{\gamma\gamma_{\text{FSR}} X}^{3C}$ 的二维分布 | 51 |
| 4.13 | $\psi' \rightarrow \gamma\gamma_{\text{FSR}} X$ 样本的一维分布 | 52 |
| 4.14 | 数据中的 π^0 信号拟合结果 | 53 |
| 4.15 | 数据和 MC 之间 FSR 光子的对比 | 54 |
| 4.16 | $\psi' \rightarrow \gamma X$ 质量谱拟合 | 56 |
| 4.17 | η 的 “sideband” | 58 |
| 4.18 | 数据中 $\psi' \rightarrow \gamma\eta\pi^+\pi^-$ 的质量谱 | 58 |
| 4.19 | $p\bar{p}$ 的不变质量 | 59 |
| 4.20 | 对数据中 ρ^0 、 $K^*(892)^0$ 和 ϕ 的拟合 | 60 |
| 4.21 | 数据里面 VV 的不变质量 $3C$ 和 $4C$ 的比较 | 60 |
| 4.22 | $G'(\mu, \sigma)$ 中 μ 和 σ 的外推 | 61 |
| 4.23 | VV 质量谱及其拟合 | 62 |
| 4.24 | η'_c 的 “sideband” | 64 |
| 4.25 | $\pi^+\pi^-$ 组合的不变质量 | 64 |
| 4.26 | η'_c 的 “sideband” 本底的形状和大小 | 64 |
| 4.27 | 不考虑干涉时 V 不变质量的二维拟合 | 65 |
| 4.28 | 考虑干涉时 V 不变质量的二维拟合 | 66 |
| 4.29 | 干涉拟合的输入输出检查 | 67 |
| 4.30 | MC 和数据之间寻迹效率的差别随动量变化的关系 | 68 |
| 4.31 | 带电径迹的横动量分布 | 68 |
| 4.32 | 不同 f_{damp} 形式的比较 | 70 |
| 4.33 | 两个 “continuum” 样本得到的本底形状 | 71 |
| 5.1 | e^+e^- 湮灭到强子末态 | 75 |

图 目 录

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------|----|
| 5.2 γ_{ISR} 和 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 的角分布 | 76 |
| 5.3 运动学拟合的 χ^2 分布 | 78 |
| 5.4 数据中带电径迹的 E/P 分布 | 78 |
| 5.5 π^0 “sideband”的选取 | 79 |
| 5.6 其它的选择条件 | 79 |
| 5.7 来自 $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}}\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ 的本底 | 80 |
| 5.8 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ 的选择条件 | 81 |
| 5.9 $e^+e^- \rightarrow 4\pi$ 本底的估计 | 81 |
| 5.10 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ MC 样本。 | 82 |
| 5.11 $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}}\pi^+\pi^-\pi^0$ 的选择效率 | 82 |
| 5.12 数据中 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 的不变质量谱 | 83 |
| 5.13 MC 数据中探测器的分辨效应 | 86 |
| 5.14 MC 数据中的探测器分辨随 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不变质量的变化 | 87 |
| 5.15 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不变质量谱的拟合 | 87 |
| 5.16 中质量区间 π^+ 、 π^- 的角分布 | 88 |
| 5.17 带电径迹的寻迹效率随粒子横动量的变化 | 89 |
| 5.18 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程截面的测量结果 | 92 |

表 目 录

表 目 录

| | |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1 不同末态对 a_μ^{had} 的贡献 | 11 |
| 2.1 BEPCII 主要参数设计目标 | 15 |
| 2.2 BEPCII 直线加速器的性能 | 16 |
| 2.3 BEPCII 储存环参数 | 16 |
| 2.4 BESII 与 BESIII 探测器设计参数比较 | 18 |
| 4.1 粒子鉴别对区分事例末态的影响 | 40 |
| 4.2 $\pi^+\pi^-$ 反冲不变质量的效果 | 41 |
| 4.3 单举 ψ' MC 中 η'_c 区间的本底 | 41 |
| 4.4 选择效率 | 43 |
| 4.5 不同数据样本得到的 $e^+e^- \rightarrow \eta'\rho^0$ 过程截面 | 43 |
| 4.6 利用不同数据样本得到的 $\psi' \rightarrow \eta'\rho^0$ 过程分支比 | 44 |
| 4.7 $\psi' \rightarrow \gamma\eta\pi^+\pi^-$ 的选择效率 | 57 |
| 4.8 $\psi' \rightarrow \gamma\eta\pi^+\pi^-$ 的预期本底 | 57 |
| 4.9 信号区间 $\psi' \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 的预期本底 | 59 |
| 4.10 $\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c \rightarrow \gamma VV$ 的选择效率和数据中的事例数 | 61 |
| 4.11 $\psi' \rightarrow \gamma VV$ 的拟合结果 | 63 |
| 4.12 不同数据样本估计得到的“continuum”贡献 | 69 |
| 4.13 联合分支比 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow VV)$ 的系统误差 | 71 |
| 4.14 $\eta'_c \rightarrow X$ 的测量结果 | 73 |
| 4.15 $\eta'_c \rightarrow VV$ 的测量结果 | 74 |
| 5.1 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ MC 样本估计的本底情况 | 80 |
| 5.2 系统误差总结 | 91 |
| 5.3 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ 的拟合结果 | 92 |
| 5.4 标记 ISR 光子的结果 | 93 |
| 5.5 不标记 ISR 光子的结果 | 94 |

| | | |
|-----|-----------------------------------------|----|
| 6.1 | $\eta_c' \rightarrow X$ 的分支比上限..... | 97 |
| 6.2 | ω 、 ϕ 和 J/ψ 的分支比 | 98 |

摘要

北京谱仪 (BESIII) 是运行在北京正负电子对撞机 (BEPCII) 上的大型探测器, 自 2008 年开始运行以来, 已经在多个能量点采集了大量的数据样本。其中包括 225 M J/ψ 事例, 106 M ψ' 事例, 这两批数据已成为目前世界上最大的 J/ψ 和 ψ' 数据样本。此外, 还采集了 2.9 fb^{-1} 的 $\psi(3770)$ 数据, 0.5 fb^{-1} $\psi(4040)$ 数据, 44 pb^{-1} 连续区 ($\sqrt{s} = 3.65 \text{ GeV}$) 数据等。这些数据样本可用于研究 τ -粲能区丰富的物理课题。

η'_c 是粲偶素家族里面 S-波自旋单态的第一径向激发态, 可以通过 ψ' 的辐射衰变产生。利用 ψ' 数据对 η'_c 的寻找不仅有利于我们加深对粲偶素家族成员性质的理解, 而且可以用来验证 12% 规则。我们利用 106 M ψ' 事例, 尝试了对 η'_c 的寻找。研究的衰变模式主要包括: $2(\pi^+\pi^-)$ 、 $\pi^+\pi^-K^+K^-$ 、 $\pi^+\pi^-p\bar{p}$ 和 $2(K^+K^-)$ 等。在所研究的几个末态中, 均未发现显著的 η'_c 信号, 确定联合分支比的上限为: $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)) < 2.19 \times 10^{-6}$ 、 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-) < 1.36 \times 10^{-6}$ 、 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \pi^+\pi^-p\bar{p}) < 3.23 \times 10^{-6}$ 、 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow 2(K^+K^-)) < 4.29 \times 10^{-7}$ 、 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \rho^0\rho^0) < 1.27 \times 10^{-6}$ 、 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow K^{*0}(892)\bar{K}^{*0}(892)) < 1.96 \times 10^{-6}$ 和 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \phi\phi) < 7.8 \times 10^{-7}$ 。利用已有的分支比 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c)$, 可以计算出 $\eta'_c \rightarrow X$ 的分支比上限为: $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)) < 6.2 \times 10^{-3}$ 、 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-) < 3.5 \times 10^{-3}$ 、 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \pi^+\pi^-p\bar{p}) < 9.4 \times 10^{-3}$ 、 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow 2(K^+K^-)) < 1.1 \times 10^{-3}$ 、 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \rho^0\rho^0) < 3.1 \times 10^{-3}$ 、 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}) < 5.4 \times 10^{-3}$ 和 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \phi\phi) < 2.0 \times 10^{-3}$ 。这些测量结果低于已有的理论模型中关于 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow X)$ 的预期范围。

光子的真空极化可用于标准模型的精确检验和新物理的寻找, 对于 μ 子反常磁距 ($g - 2$) 的计算有重要的贡献。真空极化中包含了电磁相互作用, 弱相互作用和强相互作用的贡献。其中, 低能区强子部分的贡献 (a_μ^{had}) 可以测量 $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ 的截面通过色散积分得到。 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 是强子末态中一个比较重要的过程, 鉴于已有的测量结果中, 不同的实验之间存

在非常大的差别，我们利用 922 pb^{-1} 的 $\psi(3770)$ 数据，进行了该过程截面的测量。基于一个大的数据样本，可以利用初态辐射 (ISR) 的方法来测量质心系能量 (\sqrt{s}) 从 1.05 GeV 到 2.00 GeV 间的强子截面。和传统的能量扫描方法不同的是，ISR 方法不仅可以测量一个很大范围（从阈值到对撞能量）内的强子截面，而且由于来自同一个数据样本，可以避免不同能量点之间的系统偏差。根据 ISR 光子的出射角度，分析可以分为两部分：一是标记 ISR 光子，即要求 ISR 光子落在探测器的有效范围之内，并被重建出好的中性径迹；二是不标记 ISR 光子，即只用强子末态的信息来重建事例，并要求 ISR 光子接近束流方向。最终通过拟合 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 的不变质量谱，得到： $\mathcal{B}(\omega \rightarrow e^+e^-) \times \mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (6.70 \pm 0.08) \times 10^{-5}$ ， $\mathcal{B}(\phi \rightarrow e^+e^-) \times \mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (4.02 \pm 0.16) \times 10^{-5}$ ， $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (1.91 \pm 0.05)\%$ ，以上结果与世界平均值一致。在 $1.05 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 2 \text{ GeV}$ 区间，得到： $\Gamma(\omega' \rightarrow e^+e^-) = 390 \text{ eV}$ ， $\Gamma(\omega'' \rightarrow e^+e^-) = 570 \text{ eV}$ ，与 $\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) = 600 \text{ eV}$ 在同一数量级，这与夸克模型关于介子激发态的电子宽度至少要低一个数量级的预言不一致。

关键词： 粒偶素， η'_c ，ISR，截面

Abstract

The Beijing Spectrometer (BESIII) is a large detector that operates on the Beijing electron-positron collider (BEPCII). Since 2009, BESIII has collected data samples at several different energy points. There are 2.25×10^8 J/ψ events and 1.06×10^8 ψ' events, which are the largest data sample for J/ψ and ψ' at present. On the other hand, 2.9 pb^{-1} $\psi(3770)$ data, 0.5 fb^{-1} $\psi(4040)$, and 44 pb^{-1} continuum data. All these data samples can be used to study the physical topics at $\tau - charm$ energy region.

As the first radially excited S-wave spin singlet state in charmonium family, η'_c can be produced via M1 transition of ψ' . Searching for η'_c with the ψ' data sample is not only enhance the knowledge of the charmonium member, but also test the 12% rule. Based on the 156 pb^{-1} ψ' data taken at the BESIII experiment, we searched for η'_c from several final states, including $2(\pi^+\pi^-)$, $\pi^+\pi^-K^+K^-$, $\pi^+\pi^-p\bar{p}$, $2(K^+K^-)$ and so on. But in all the final states we studied, no significant η'_c signal was found. The product branching fraction upper limits are determined to be: $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)) < 2.19 \times 10^{-6}$, $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-) < 1.36 \times 10^{-6}$, $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \pi^+\pi^-p\bar{p}) < 3.23 \times 10^{-6}$, $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow 2(K^+K^-)) < 4.29 \times 10^{-7}$, $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \rho^0\rho^0) < 1.27 \times 10^{-6}$, $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow K^{*0}(892)\bar{K}^{*0}(892)) < 1.96 \times 10^{-6}$, $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \phi\phi) < 7.8 \times 10^{-7}$. Using the branching fraction of $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta_c)$ measured from the $K_SK^\pm\pi^\mp$ final state, the upper limits for branching fractions $\eta'_c \rightarrow X$ are calculated to be: $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)) < 6.2 \times 10^{-3}$, $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-) < 3.5 \times 10^{-3}$, $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \pi^+\pi^-p\bar{p}) < 9.4 \times 10^{-3}$, $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow 2(K^+K^-)) < 1.1 \times 10^{-3}$, $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \rho^0\rho^0) < 3.1 \times 10^{-3}$, $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}) < 5.4 \times 10^{-3}$, and $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \phi\phi) < 2.0 \times 10^{-3}$ at the 90% confidence level. The upper limits are lower than the theoretical prediction for the branching fractions of $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow X)$.

Vacuum polarization is important for the tests of the Standard Model and searching for new physics, especially for the muon magnetic anomaly ($g - 2$). Generally,

there are three-part contributions included in the vacuum polarization: electromagnetic interaction, weak interaction, and hadronic interaction. The hadronic contribution can be obtained through cross-section measurement from experiments with dispersion integral at low energy region. The process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ is an important one in the hadronic decays, but the difference between results from different experiments is large. we perform a measurement on the cross section for this process using the e^+e^- collision data sample with center of mass energy $\sqrt{s} = 3.773$ GeV. The integral luminosity of this data sample is 922 pb^{-1} , which is large enough to measure the cross section with the initial state radiation (ISR) method. Comparing to the traditional energy scan method, the advantage of the ISR method is that the hadronic cross section can be measured in a wide energy range (from threshhold to the machine energy). Two ISR methods are used to do the analysis. One is to tag the ISR photon and fully reconstruct the final state $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}}\pi^+\pi^-\pi^0$ and the other one is to reconstruct the event by using information from $\pi^+\pi^-\pi^0$ only, and the ISR photon is required to be along the beam direction. The cross sections $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ are measured from 1.05 GeV to 2.00 GeV. A binned χ^2 fit is performed and gives following results: $\mathcal{B}(\omega \rightarrow e^+e^-) \times \mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (6.70 \pm 0.08) \times 10^{-5}$, $\mathcal{B}(\phi \rightarrow e^+e^-) \times \mathcal{B}(\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (4.02 \pm 0.16) \times 10^{-5}$, and $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (1.91 \pm 0.05)\%$, which are consistent with the world averaged value. In the region with center of mass energy $1.05 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 2.00 \text{ GeV}$, we obtain: $\Gamma(\omega' \rightarrow e^+e^-) = 390 \text{ eV}$ and $\Gamma(\omega'' \rightarrow e^+e^-) = 570 \text{ eV}$, which are comparable to the $\omega(782)$ electronic width $\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) = 600 \text{ eV}$. This result is in disagreement with expectations of the quark model, which predicts at least one order of magnitude lower values for the electronic widths for the excited meson states.

Keywords: charmonium, η'_c , ISR, cross section

符号和缩略词

| | |
|---------------|------------------------|
| E | 能量 |
| P | 动量 |
| GeV(MeV) | 能量单位, $10^9(10^6)$ 电子伏 |
| V | 矢量 (vector) 介子 |
| PDF | 概率密度函数 |
| \mathcal{B} | 分支比 |
| \sqrt{s} | 质心能量 |

第一章 引言

1.1 粒子物理学

总的来说，物理学是研究世界是由什么组成，世间万物是怎样运作，以及它们之所以如此运作的原因等问题，并尝试通过这些研究来理解事物和各种现象之间的相互联系。作为物理学的一个分支，粒子物理学的研究就更为细致。它试图解释组成世界的最小单元是什么，以及探求事物之间相互作用所遵循的最基本的规律。

公元前 4 世纪，古希腊的唯物主义哲学家德谟克利特（Demokritos，约公元前 460 – 前 370）就开创了原子唯物论的学说。他认为，所有事物都是由原子组成的，而原子是一种不可再分的细小微粒。另一位古希腊学者亚里士多德（Aristotle，公元前 384 – 前 322）却反对原子学说，在他看来，物质应该是连续的，这种观点在之后近 2000 年的时间里被人们普遍认同。直到 18 世纪以后，新的原子学说才由英国科学家道尔顿（John Dalton，1766 – 1844）和意大利科学家阿伏加德罗（Ameldeo Avogardo，1776 – 1856）等人逐步建立起来。

1897 年，英国科学家汤姆逊（Joseph John Thomson，1856 – 1940）在真空管阴极射线实验中发现电子，开启了原子内部结构研究的序幕。最初由汤姆逊提出的被称之为“葡萄干面包”的原子模型，后经卢瑟福（Ernest Rutherford，1871 – 1937）、玻尔（Niels Bohr，1885 – 1962）等人的不断改进，日趋完善。人们普遍接受原子是由原子核和核外电子组成的观点。之后，随着质子、中子的发现证实了原子核确实存在内部结构。从 1947 年开始，一系列的奇异粒子（强产生弱衰变）相继在宇宙线和加速器中被发现。这些多至上百种的“基本粒子”让人迷惑不解，它们是否还有内部结构成为更加引人关注的问题。由于各种粒子的数量不断增多，根据它们是否参与强相互作用可以分为两类：强子和轻子。1928 年，狄拉克的相对论量子力学预言了反粒子的存在。随后，电子、质子、中子的反粒子被一一发现。1964 年，美国物理学家盖尔曼（Murray Gell-Mann，1929 –）和兹韦格（George Zweig，1937 –）分别提出了夸克模型

[2, 3]，他们认为，强子是由更基本的单元-夸克组成的。至此，夸克被认为是组成物质的最基本单元之一。随着实验物理的不断发展，人们共发现 6 种不同“味道”的夸克，若是考虑到夸克内部的自由度（“颜色”）以及与之对应的反粒子，组成强子的夸克种类将达 $6 \times 3 \times 2 = 18$ 种之多。随着研究的深入，轻子家族的成员也陆续被发现。1931 年，奥地利物理学家泡利（Wolfgang Pauli, 1900 – 1958），预言了中微子的存在。1936 年，安德森（Carl David Anderson, 1905 – 1991）在宇宙线中发现 μ 子。1975 年，美国科学家佩尔（Martin L. Perl, 1927 – ）等人在美国 SLAC 实验室的 SPEAR 正负电子对撞机上发现 τ 子。加上最早被发现的电子，以及它们对应的中微子，轻子的数量增加到 6 种。轻子和它们对应的反粒子组成了整个轻子家族。迄今为止，尚未发现夸克和轻子有内部结构，一般认为它们属于同一层次的基本粒子。

物质之间的相互作用有四种不同的形式：引力相互作用、电磁相互作用、弱相互作用和强相互作用。在 20 世纪 6、70 年代，由格拉肖（Sheldon Lee Glashow, 1932 – ）、温伯格（Steven Weinberg, 1933 – ）和萨拉姆（Abdus Salam, 1926 – 1996）提出的弱电统一理论将电磁力和弱力统一起来 [4–6]。1983 年，弱作用传播子 W^\pm 和 Z^0 的发现验证了弱电统一理论的正确性，使得四种基本相互作用实现了部分统一。1972 年，荷兰理论物理学家特·霍夫特（Gerard 't Hooft 1946 – ）和 1973 年美国物理学家格罗斯（David Jonathan Gross, 1941 – ）、威尔茨克（Frank Wilczek, 1951 – ）及波利茨（Hugh David Politzer, 1949 – ）发现了夸克的“渐近自由”性质 [7–9]：夸克之间的距离越接近，强作用力越小，每个夸克都可以看作自由活动的粒子。这一发现导致了全新的描述夸克和胶子之间强相互作用的动力学理论-量子色动力学的诞生。

成形于 20 世纪 70 年代的粒子物理学标准模型可以很好的描述高能物理实验中基本粒子的特性以及它们之间的相互作用。标准模型根据粒子的自旋不同将其分为费米子和玻色子两大类。其中，费米子有半整数自旋，包括组成物质的夸克和轻子；玻色子有整数自旋，包括传递作用力的光子、胶子、 W^\pm 和 Z^0 。这些基本粒子的分类如图 1.1 所示。由玻色子或偶数个费米子组成的复合粒子也是玻色子，由奇数个费米子组成的系统仍为费米子。尽管标准模型取得了很大的成功，但依然不是一个完美的终极理论。首先，引力相互作用尚未包含其中；其次，标准模型中的多个自由参数必须由实验确定；最后，模型中预

言的 Higgs 粒子至今未被发现。所有这些问题都激励着科学家们去建立一种超越标准模型的新理论。虽然人们提出了很多关于大统一模型的理论，但是还存在各种各样的缺陷，需要进一步的探索和研究。所以，距离大统一理论的成功还有一段相当曲折的道路 [10]。

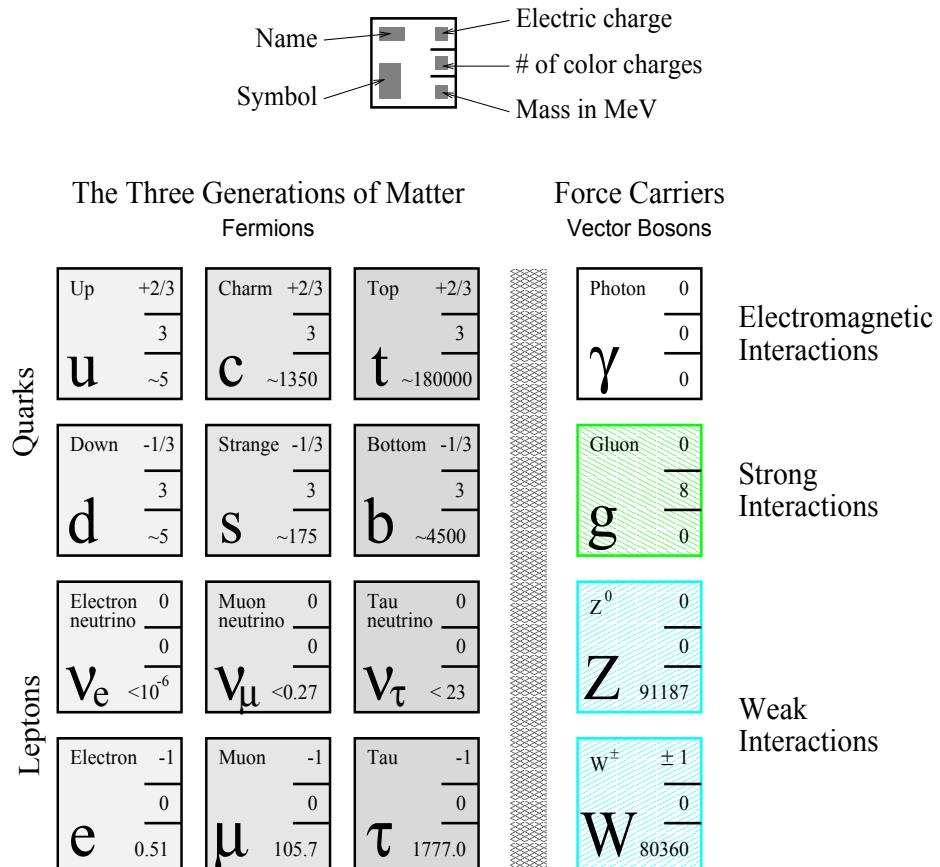


图 1.1 基本粒子的分类(不含引力子)。

1.2 粒子物理

在粒子物理学中，夸克偶素表示了一个无“味”(flavor)的介子，是由一个夸克和与它对应的反粒子通过胶子结合在一起的束缚态。粲偶素即是粲夸克(c)偶素的简称。

1963 年，意大利物理学家卡比玻 (Nicola Cabibbo, 1935 – 2010) 提出的理论很好的解决了弱相互作用的普适性问题，但是只有三个夸克的 Cabibbo 理

论关于味道改变中性流的预言与实验存在严重的矛盾，诸如 $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+e^-$ 之类的反应过程从未在实验上被发现过。1970 年，由格拉肖等人提出包含四个夸克的弱相互作用理论—GIM 机制 [11]，首次在理论上引入新的夸克—粲夸克，解决了这一难题。1974 年 11 月，一个非常特殊的共振态 J/ψ 几乎同时在 BNL 和 SLAC 被发现 [12, 13]。经过细致的研究和讨论，最终确定 J/ψ 是由正反粲夸克组成的共振态。这一发现证实了粲夸克的存在，验证了 GIM 机制的正确性，同时也揭开了粲偶素物理研究的序幕。因此， J/ψ 的发现也被称为粒子物理学的“十一月革命”。这种被称为粲偶素的共振态的性质完全由强相互作用决定，这也使得它成为研究强相互作用的一个最简单的对象。

近来，关于粲偶素的物理课题在 BES 和 CLEO 得到了广泛的研究。另外，在 B 介子工厂，也可以利用 B 介子衰变和初态辐射的方法来研究粲偶素。粲偶素在正负电子对撞机上的产生机制如图 1.2 所示，主要包括正负电子湮灭通过虚光子中间态产生、双光子过程、初态辐射 (ISR)、 B 介子衰变和正负电子湮灭产生粲偶素对等。另外，在低能 $p\bar{p}$ 湮灭实验上，可以利用组成强子的

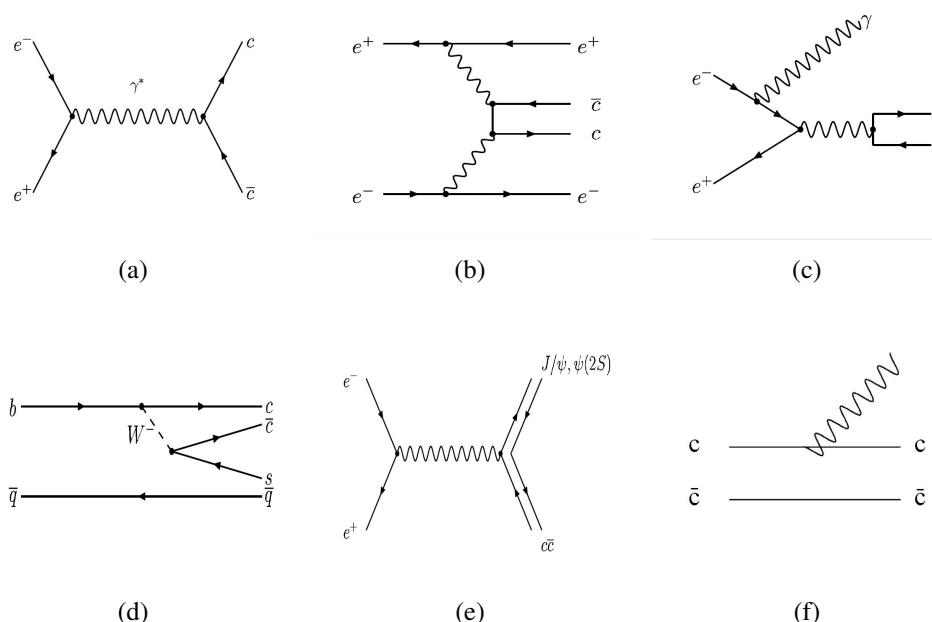
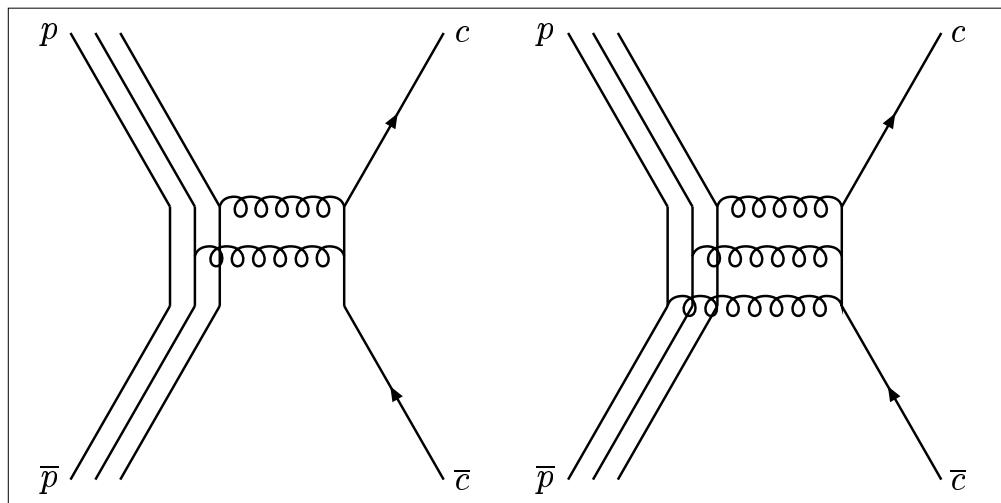


图 1.2 正负电子对撞机上粲偶素的产生机制。图 a 表示 $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ ；图 b 表示 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + c\bar{c}$ ；图 c 表示 $e^+e^- \rightarrow \gamma_{ISR} + c\bar{c}$ ；图 d 表示 $B \rightarrow$ 强子 $+ c\bar{c}$ ；图 e 表示 $e^+e^- \rightarrow c\bar{c} + c\bar{c}$ ；图 f 表示 $\psi' \rightarrow \gamma \chi_{cJ}$ 。

夸克或胶子之间的湮灭来产生粲偶素，如图 1.3 所示。正负电子直接对撞只能

图 1.3 $p\bar{p}$ 湮灭实验上粲偶素的产生机制。

产生 $J^{PC} = 1^{--}$ 的共振态；双光子过程只能产生 $J^{PC} = 0^{-+}$ 、 0^{++} 、 2^{-+} 和 2^{++} 等的粲偶素； B 衰变可以产生各种量子数的粲偶素；初态辐射过程则可以产生矢量粲偶素；粲偶素对产生中反冲 J/ψ 粒子时可以产生 C 宇称为偶的粲偶素； $p\bar{p}$ 湮灭实验可以产生各种 J^{PC} 量子数的粲偶素，有利于寻找新的共振态，但由于强子本底过大，不适合研究粲偶素的性质。

$D^0\bar{D}^0$ 阈值以上的粲偶素可以衰变到 D 介子对，且其宽度预计远大于 $D^0\bar{D}^0$ 阈值以下的共振态。 $D^0\bar{D}^{*0}$ 阈值以下可能存在一些特殊的共振态，因为具有反常的自旋宇称 $P = (-1)^{J+1}$ 或是负的 CP 宇称而禁止衰变到一对赝标介子。一些势模型预言 $D^0\bar{D}^0$ 阈值和 $D^0\bar{D}^{*0}$ 阈值之间的狭窄区域存在这种特殊的共振态，但是，至今未被发现。另一方面，在 $D^0\bar{D}^{*0}$ 阈值以上已经观测到了十分丰富的共振态，其中的一些甚至完全不能用简单的粲偶素共振态来解释，而需要包含轻夸克或者胶子的贡献。所有这些困扰也成了粲偶素物理领域一个充满魅力的谜团。目前关于粲偶素能谱的理论和实验值列于图 1.4 中。粲偶素的衰变除了通过虚光子衰变到轻子对 (e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 、和 $\tau^+\tau^-$) 以外，还可以通过图 1.5 所示的过程衰变到强子末态。

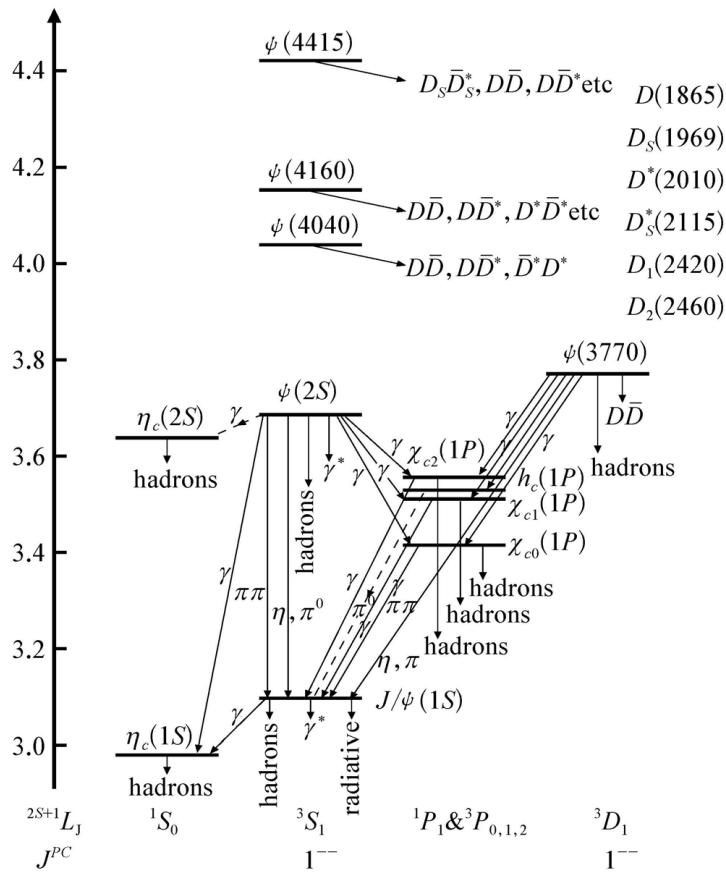


图 1.4 粒子物理实验

1.3 粒子物理实验

物理学的每一步发展都和实验密切相关，粒子物理学同样如此。既然粒子物理学研究的是组成世界的最“基本”的粒子，然而这些“基本”的粒子会不会有更深层次的内部结构，很大程度上取决于研究手段能够达到的空间分辨率。目前，经常被用到的探测工具本身可以认为是一束类点粒子流，它能达到的最佳分辨和这些粒子的德布罗意（Louis Victor de Broglie, 1892 – 1987）波长（ $\lambda = h/p$ ）有关，这里 h 是普朗克（Max Karl Ernst Ludwig Planck, 1858 – 1947）常数， p 是束流的动量。束流的分辨可以表示为 $\Delta r \sim \frac{h}{q}$ ，很明显它反比于散射靶传递给入射粒子的动量 q 。所以，高动量的束流具有波长短和高分辨的性质。另外，有一些基本粒子质量比较大，要在实验中产生这些粒子需要的能量

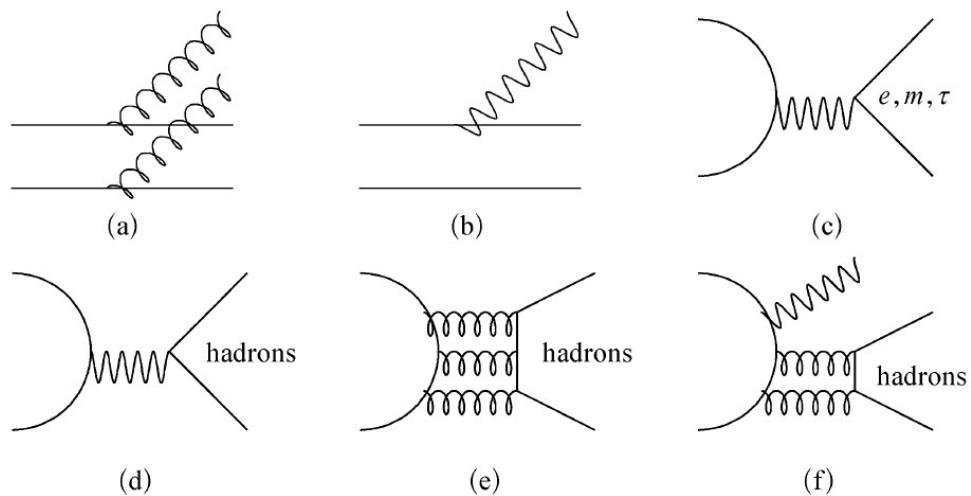


图 1.5 粒偶素主要衰变模式的费曼图。(a) 为通过辐射胶子跃迁到较低的粒偶素态; (b) 为通过辐射光子跃迁到较低的粒偶素态; (c) 为轻子对衰变; (d) 为通过电磁衰变产生轻强子; 湮灭到两个胶子和一个光子, (e) 为通过强衰变湮灭到轻强子; (f) 为辐射衰变。图中的波浪线表示光子, 弹簧线表示胶子, 直线表示 c 或 \bar{c} 夸克。

($E = mc^2$) 也就很大。基于以上两个原因, 粒子物理学常常也被称为高能物理学 [1]。

高能物理实验通常由粒子源、探测器和数据处理三个部分组成。粒子源是提供高能粒子的工具, 可以是宇宙线、反应堆, 也可以是加速器。粒子探测器是用来记录和测量高能粒子信息的工具。粒子物理实验数据处理可分为在线数据处理和离线数据分析两大部分 [14]。在线数据处理指在实验设备运行期间, 通过计算机系统实时的数据获取和分析, 完成实验仪器运行状况和事例数据质量的监控等目的。离线数据处理指原始数据存入磁盘或磁带后, 物理工作者根据实验的目的, 在离线计算机上围绕原始数据展开的细致研究, 以了解实验中发生的各种现象和过程, 并最终得到有意义的物理结果。

1.4 选题背景及论文内容

1.4.1 $\eta_c' \rightarrow X$

从图 1.4 可以看出, 作为 $D\bar{D}$ 阈以下质量最高的粒偶素粒子, ψ' 可以通过跃迁产生所有主量子数为 1 的粒偶素, 包括 S 波自旋三重态 J/ψ 和单态 η_c ; P 波自旋三重态 χ_{cJ} 和单态 $h_c(^1p_1)$; 还有 S 波自旋单态的第一径向激发态 η_c'

[15]。这使得通过 ψ' 的衰变来研究其产生的粲偶素的性质成为可能。 ψ' 与各低质量粲偶素间的跃迁过程根据发射粒子是强子或光子的不同可以分为强子跃迁和辐射跃迁。

目前，在 $D\bar{D}$ 阈以下的众多的粲偶素共振态中，对于 η'_c 的质量和宽度的了解和实验测量都不是很多。作为 S 波自旋单态的第一径向激发态， η'_c 首次被报道是在 1982 年 [16]。Crystal Ball 合作组通过研究 ψ' 的单举衰变光子谱给出 $M_{\eta'_c} = 3592 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma_{\eta'_c} < 8 \text{ MeV}/c^2$, 如图 1.6 所示。2002 年，Belle 合作

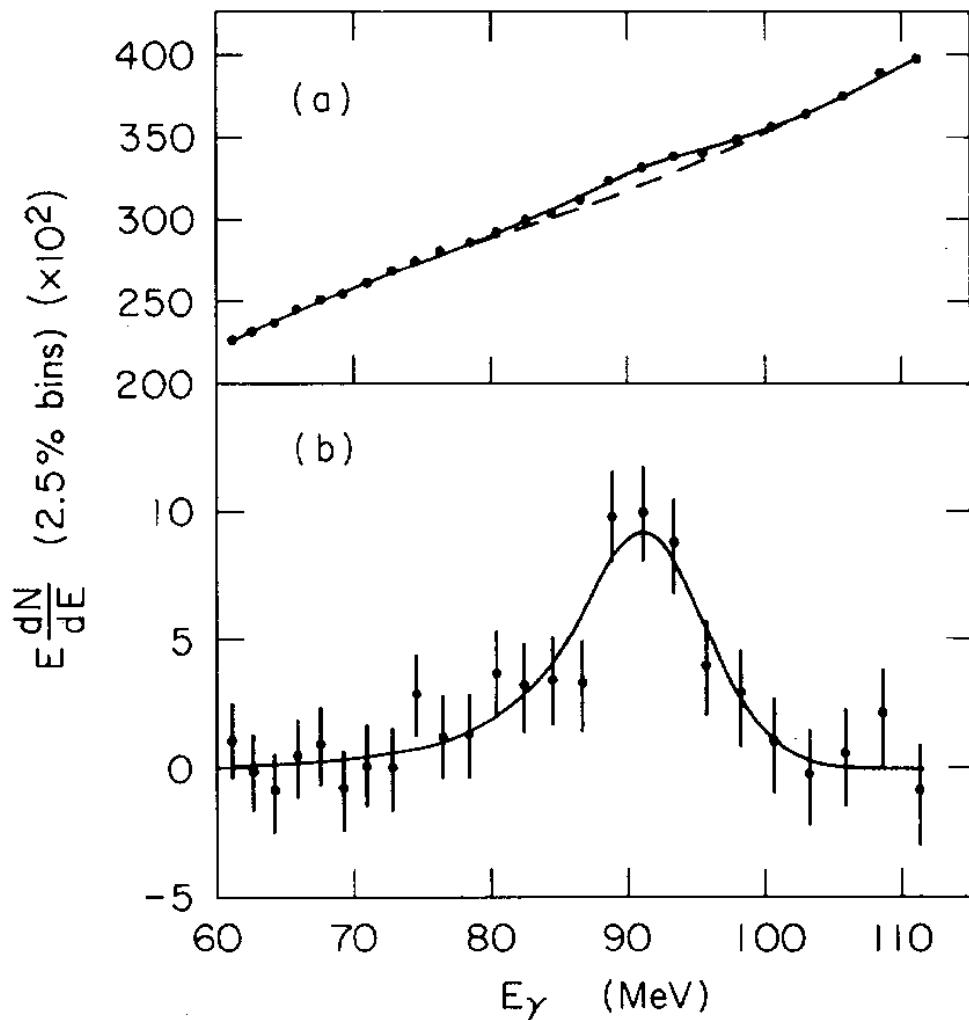


图 1.6 Crystal Ball 实验的测量结果。(a) 为带本底的拟合，(b) 为减掉本底之后的拟合。

组在 B 介子衰变中观测到了 η'_c ，具体衰变模式为 $B^\pm \rightarrow K^\pm \eta'_c$, $\eta'_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ ，如图 1.7 所示。Belle 的结果随后被 CLEO 和 BaBar 合作组确认 [18]。除了

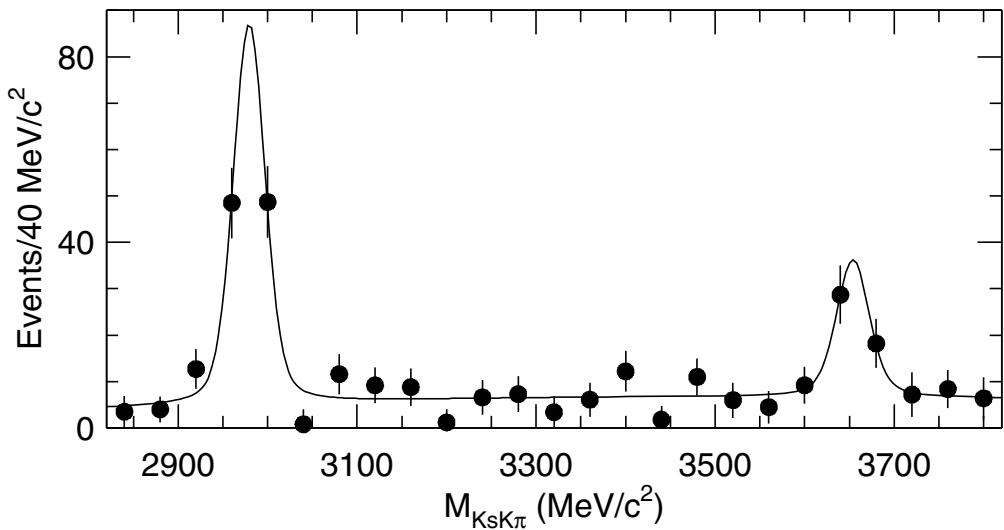


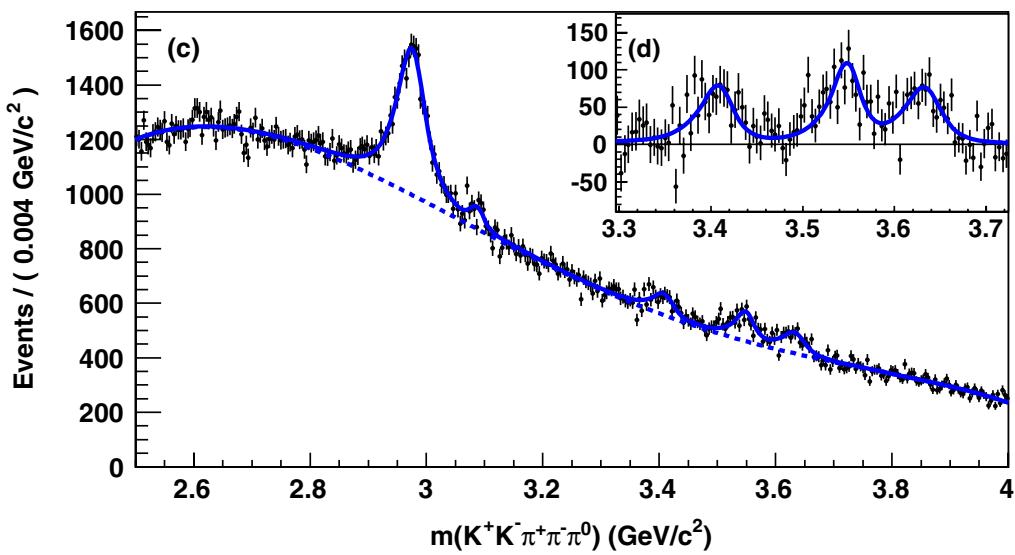
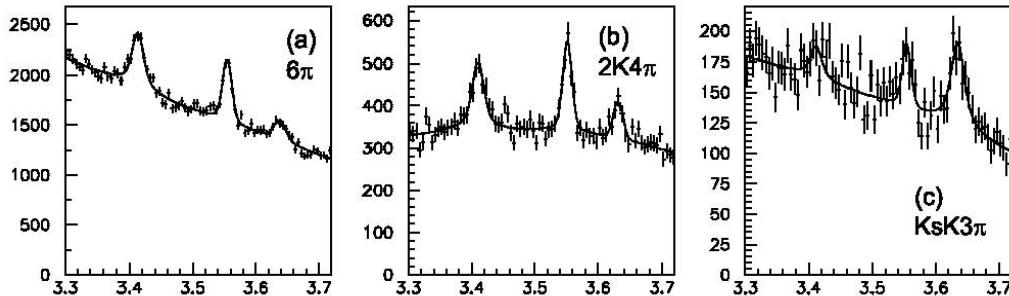
图 1.7 Belle 实验对 $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$ 的拟合结果, 图中曲线是通过联合拟合 M_{bc} 和 ΔE 得到。

$K\bar{K}\pi$ 末态之外, 最近还有一些其它衰变末态的发现, 包括: $\eta'_c \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)$ 、 $K^+K^-2(\pi^+\pi^-)$ 、 $K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^+ \pi^-$ 和 $\pi^+\pi^-K^+K^-\pi^0$ [19]。如图 1.8 和图 1.9 所示。在 ψ' 的辐射衰变中, 我们尝试通过完全重建事例末态来进行 η'_c 的寻找。

另外, 研究 η'_c 的衰变可以验证 12% 规则的破坏。受 OZI (Okubo-Zweig-Iizuka) 规则 [22] 压低的衰变, 比如 J/ψ 和 ψ' 到强子末态可以通过三胶子或一个光子来实现, 微扰 QCD 提供了如下关系:

$$Q_h = \frac{B_{\psi' \rightarrow h}}{B_{J/\psi \rightarrow h}} = \frac{B_{\psi' \rightarrow e^+ e^-}}{B_{J/\psi \rightarrow e^+ e^-}} \approx 12.7\%. \quad (1.1)$$

这里, Q_h 是由 ψ' 的强子衰变产额和 J/ψ 到同一末态的比值, 上述关系被称作“12%”规则。所谓的“ $\rho\pi$ 之谜”就是在 $\rho\pi$ 等一系列的衰变中, 公式 1.1 的预言与实验结果相差较大。从 1983 年以来, 许多理论方面的工作致力于解决这一难题。强相互作用和电磁相互作用之间的干涉 [23, 24] 对于理解“ $\rho\pi$ 之谜”非常重要, 但是需要说明的是什么机制把 $\psi' \rightarrow VP$ 中强跃迁的振幅压低到电磁相互作用的强度。在文献 [24, 25] 中, 证明了作为回避 OZI 规则和 helicity 选择规则 (HSR) [26] 的一种长程机制, 中间粲介子圈图 [27] 可以压低 $\psi' \rightarrow VP$ 中的强相互作用振幅。因此, 这是一种可以改变 Q_h 的机制, 使得公式 1.1 的值不再可靠。 η'_c 到矢量介子对的衰变同样是受 HSR 压低的过程。但是, 如果考

图 1.8 BaBar 实验上关于 η'_c 的最新发现。图 1.9 Belle 实验上关于 η'_c 的最新发现。

虑到中间粲介子圈图的贡献, $\eta'_c \rightarrow VV$ 会有一个较大的产额 [28]。所以, 对于 η'_c 的寻找不仅有利于我们对粲夸克偶素家族成员性质的了解, 同时也可以帮助解释粲偶素衰变中的“ $\rho\pi$ 之谜”; 另外对于中间粲介子圈图在 $\eta_c(\eta'_c) \rightarrow VV$ 过程中的贡献也是一个很好的验证。

经过改造升级的北京电子对撞机 (BEPCH) 和北京谱仪 (BESIII) 已于 2008 年开始运行。基于 BEPCII 的高亮度, 在 2009 年采集的 ψ' 数据已经达到 106 M。利用这个目前世界上最大的 ψ' 样本来进行小信号的寻找是一个很好的机会。

表 1.1 不同末态对 a_μ^{had} 的贡献, 单位: 10^{-10} 。

| Modes | a_μ^{had} |
|------------------------------|-----------------------------------------------------------|
| $\pi^+\pi^-$ | $504.6 \pm 3.1 \pm 1.0_{\text{rad}}$ |
| 4π | $29.9 \pm 1.4 \pm 0.2_{\text{rad}}$ |
| ω | $38.0 \pm 1.0 \pm 0.3_{\text{rad}}$ |
| ϕ | $35.7 \pm 0.8 \pm 0.2_{\text{rad}}$ |
| other, $E < 1.8 \text{ GeV}$ | $24.3 \pm 1.3 \pm 0.2_{\text{rad}}$ |
| $E > 1.8 \text{ GeV}$ | $58.4 \pm 0.5 \pm 0.7_{\text{QCD}}$ |
| sum | $690.8 \pm 3.9 \pm 1.9_{\text{rad}} \pm 0.7_{\text{QCD}}$ |

1.4.2 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

有效对撞能量小于 3 GeV 的正负电子湮灭是研究轻矢量介子 (ρ, ω, ϕ) 以及它们的激发态性质的一个主要信息来源。除此之外, 正负电子湮灭还可以被应用到 μ 子反常磁距中强子贡献 (a_μ^{had}) 和电磁跑动常数 (α) 的计算。关于 a_μ 的实验测量值 [29] 和标准模型的计算结果 [30–32] 还存在 $3.2 \sim 3.4 \sigma$ 的差别。目前, 标准模型关于 a_μ 的预言中一个主要的不确定性就来源于 a_μ 计算中强子领头阶的贡献, 可以利用 e^+e^- 湮灭的实验数据通过色散积分 [33] 计算得到:

$$a_\mu^{\text{had,LO}} = \frac{\alpha^2(0)}{3\pi^2} \int_{4m_\pi^2}^\infty ds K(s) R(s), \quad (1.2)$$

这里, $R(s) \equiv R^0(s)$ 表示 e^+e^- 湮灭到强子末态和 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 过程截面的比值, $K(s)$ 被称作 kernel 函数 [34], 随着能量平方 s 的增加单调递减。由于 $K(s)$ 函数中对 s 的依赖关系, 使得它对 a_μ^{had} 的主要贡献来自于低能量区。表 1.4.2 列出了各个能量段和各种过程对 a_μ^{had} 的贡献 [31]。很明显, a_μ^{had} 的中心值和误差的主要贡献来自小于 1.8 GeV 能量段以及 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ 过程 [35]。

在有效对撞能量 $\sqrt{s} < 1.05 \text{ GeV}$ 的范围, 正负电子湮灭过程中的强子产生截面可以由矢量介子为主的模型 (VDM) 很好地描述, 主要包括了轻矢量介子 (ρ, ω 和 ϕ) 衰变到相关末态的贡献。这些由正反夸克 $q\bar{q}$ ($q = u, d, s$) 组成的束缚态已经被研究得非常清楚, 它们的质量、宽度和主要的衰变模式已经被测量得非常精确 [36]。在 $\phi(1020)$ 共振态以上 ($1.05 < \sqrt{s} < 2.00 \text{ GeV}$), 传统的 VDM 模型 (只考虑 ρ, ω 和 ϕ) 已经不能很好地描述强子的产生截面。这表明, 在质量为 $1.3 \text{ GeV}/c^2$ 和 $1.6 \text{ GeV}/c^2$ 处可能存在量子数为 $I^G(J^{PC}) = 1^+(1^{--})$ 、

$0^-(1^{--})$ 的矢量介子。不同实验的结果之间的差别使得这些共振态的参数和性质都没能很好地确定 [37–40]。有观点认为, 它们分别是混合 ($q\bar{q}$ 与 $qqq\bar{q}$) 态和混杂质 ($q\bar{q}g$) [41–45]。另外, 它们也有可能是轻矢量介子的径向和轨道角动量的激发态 [46–48]。

BaBar 合作组利用 89.3 fb^{-1} $\Upsilon(4S)$ 的数据对 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程进行了研究, 包含 $\omega(\phi, J/\psi) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 分支比的测量以及 e^+e^- 质心系能量 $1.05 \sim 3.00 \text{ GeV}$ 区间截面的估计。图 1.10 显示了 BaBar 实验组做的 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

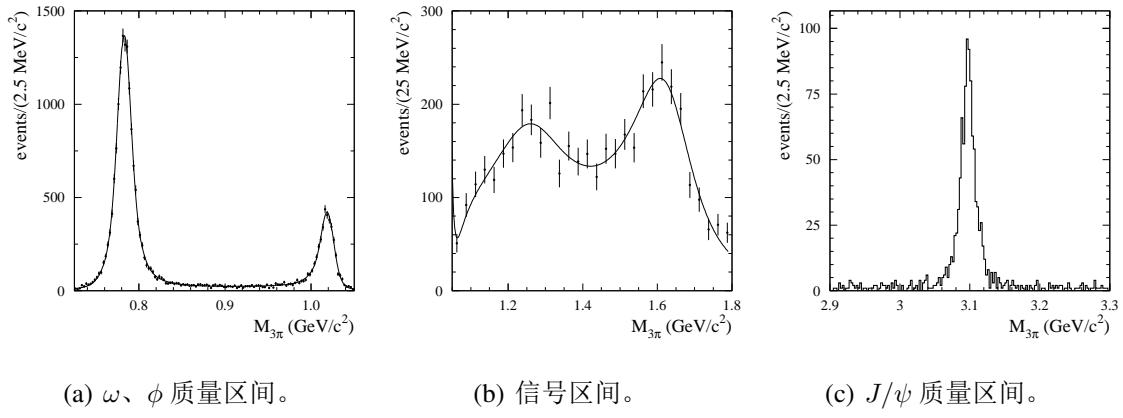


图 1.10 BaBar 实验上不同质量范围 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 的研究。

衰变道的测量。另外, DM2 合作组和 SND 合作组也做过相关的测量, 只是 \sqrt{s} 的范围比较小。图 1.11 是不同实验组测量的 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程的截面。可以看出, 在 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0} < 1.4 \text{ GeV}/c^2$ 时, BaBar 和 SND 的实验结果比较一致; 但是在 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0} \sim 1.6 \text{ GeV}/c^2$ 附近, BaBar 的结果与 DM2 相差比较大。

在 BESIII 探测器运行三年的时间里, 共积累了 2.9 fb^{-1} 的 ψ'' 数据。基于这样一个大的 e^+e^- 对撞样本, 我们可以利用 ISR 方法做相关的 e^+e^- 到强子末态截面的测量。由于初态的电子辐射了一个光子, 使得正负电子衰变产生的强子系统的质心系能量低于对撞机的对撞能量。由于 ISR 光子的能量是连续变化的, 对应的强子系统的质心能量也是连续的。这样一个 ISR 的数据样本相当于在不同的能量点采集 e^+e^- 对撞的数据。根据 ISR 光子的出射角度, 分析可以分为两部分: 第一部分是 ISR 光子落在探测器的接受度之内, 可以完全重建 $\gamma_{\text{ISR}}\pi^+\pi^-\pi^0$ 的事例末态; 第二部分是只利用 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 的信息来重建事例, 要求 ISR 光子严格沿着束流方向。对于低能区域, 只有第一部分是可以使用的, 因

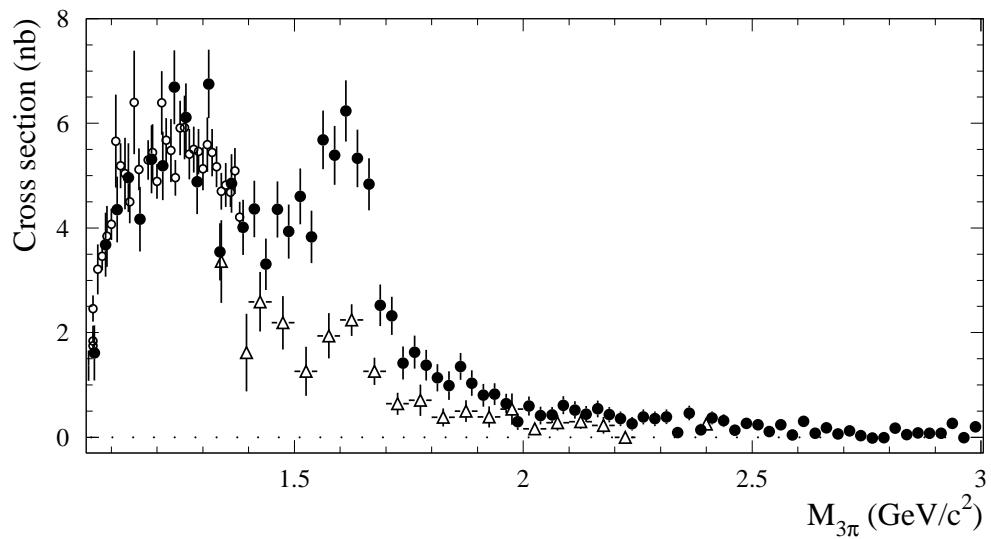


图 1.11 不同实验中 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 的测量结果。其中，圆点、空心圆点和三角形分别是 BaBar、SND、和 DM2 实验的结果。

为低能区域对应高能的 ISR 光子，如果这个高能 ISR 光子沿着束流方向，反侧的强子系统能够完全重建的可能性非常小。然而对于稍高一点的能量区间，这两部分数据都可以用来测量截面，从而确认不同实验之间存在的分歧。同时，也可检验在 $\sqrt{s} \sim 1.6$ GeV 处是否存在奇异态。

第二章 北京正负电子对撞机II 和北京谱仪III

北京正负电子对撞机 (BEPC) 及其探测器-北京谱仪 (BES) 始建于 1984 年, 在 1994–1996 年完成对加速器和探测器的第一次升级, 一直运行到 2004 年。利用采集的 J/ψ 、 ψ' 、 ψ'' 和 $2.0 \sim 5.0$ GeV 扫描数据取得了一系列的物理成果。运行多年的对撞机和探测器已经开始老化, 在相关领域不再具备较强的竞争能力。经过细致的研究和准备, 在 2004–2008 年将实验设备升级到了 BEPCII 和 BESIII [49]。BEPCII 中有两个储存环, 正负电子经过加速各自在不同的储存环中回旋加速, 最后在对撞点进行对撞。另外, 利用多束团、超导技术提高了加速器的亮度。为了缩短正电子束流的注入时间, 直线加速器也进行了升级来提高对撞能量和束流强度。探测器则需要完全重建才能满足实验的要求, 它包括一个基于小单元的 43 层主漂移室 (MDC)、飞行时间探测系统 (TOF)、碘化铯 (CsI) 晶体组成的电磁量能器 (EMC) 和由阻性板室 (RPC) 组成的 μ 子探测器 (MUC) 四个主要部分。

2.1 北京正负电子对撞机 (BEPCII)

BEPCII 的主要设计参数如表 2.1 所示。直线加速器主要更新了以下部件:

表 2.1 BEPCII 主要参数设计目标。

| | |
|--------|-----------------------------------------------------|
| 能量范围 | 1.0 ~ 2.1 GeV |
| 优化束流能量 | 1.89 GeV |
| 亮度 | $1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} @ 1.89 \text{GeV}$ |
| 束流注入 | 全能量注入: 1.55 ~ 1.89 GeV 正电子注入 > 50mA/min |
| 同步辐射模式 | 250 mA @ 2.5 GeV |

加速管道、速调管、调节器、正电子源、电子枪和真空系统等。这些改进大大提高了束流注入的能量和强度, 其性能列于表 2.1。

BEPCII 的储存环主要包括以下几个部分: 超导射频腔及其供电系统、束流管、磁铁及其供电系统、kickers、束流设备、真空系统和控制系统。表 2.1 列出了储存环的主要参数。

表 2.2 BEPCII 直线加速器的性能。

| 参数 | 设计目标 | 现状 | BEPC |
|-------------------|-----------|---------------------------------|-----------|
| 束流能量 (GeV) | 1.89 | 1.89 (e^-) ; 1.89 (e^+) | 1.55 |
| e^+ 束流 (mA/min) | 40 | > 63 | 4 |
| e^- 束流 (mA/min) | 500 | > 500 | 50 |
| 重复率 (Hz) | 50 | 25~50 | 25 |
| e^+ 发射(mm-mrad) | 1.60 | > 0.93(1.89 GeV) | 1.70 |
| e^- 发射(mm-mrad) | 0.20 | > 0.30(1.89 GeV) | 0.58 |
| e^+ 能散 (%) | ± 0.5 | ± 0.50 (1.89 GeV) | ± 0.8 |
| e^- 能散 (%) | ± 0.5 | ± 0.55 (1.89 GeV) | ± 0.8 |

表 2.3 BEPCII 储存环参数。

| 参数 | 单位 | BEPCII | BEPC |
|----------------------------------------------|----------------------------------------|-----------------------|---------------------|
| 运行能量 | GeV | 1.0~2.1 | 1.0~2.5 |
| 注入能量 (E_{inj}) | GeV | 1.55~1.89 | 1.3 |
| 储存环长度 (C) | m | 237.5 | 240.4 |
| 对撞点的 β^* -函数 (β_x^*/β_y^*) | cm | 100/1.5 | 120/5 |
| 调谐 ($v_x/v_y/v_s$) | | 6.57/7.61/0.034 | 5.8/6.7/0.02 |
| 水平发射角 (θ_{x0}) | mm-mr | 0.14 @ 1.89 GeV | 0.39 @ 1.89 GeV |
| 衰减时间 ($\tau_x/\tau_y/\tau_z$) | | 25/25/12.5 @ 1.89 GeV | 28/28/14 @ 1.89 GeV |
| RF 频率 (f_{rf}) | MHz | 499.8 | 199.533 |
| RF 电压/环 (V_{rf}) | MV | 1.5 | 0.6~1.6 |
| 束团数目 | | 93 | 2×1 |
| 束团间隔 | m | 2.4 | 240.4 |
| 束流对撞 | mA | 910 @ 1.89 GeV | 2×35 @ 1.89 GeV |
| 束长拉伸 (σ_l) | cm | 1.5 | 5 |
| 阻抗 $ Z/n _0$ | Ω | 0.2 | 4 |
| 夹角 | mrad | ± 11 | 0 |
| 束流寿命 | hrs. | 2.7 | 6~8 |
| 亮度 @ 1.89 GeV | $10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ | 100 | 1 |

2.2 北京谱仪 (BESIII)

BESIII 是运行在 BEPCII 上的大型通用探测器，可用于研究 τ -粲能区十分丰富的物理课题，诸如轻强子谱学、粲夸克偶素谱、粲介子衰变性质、QCD、 τ 物理、稀有衰变、胶球和其它非纯夸克态寻找等。这些研究对我们理解标准模型，寻找新物理起着重要的作用。BESIII 的高亮度运行，为 τ -粲能区高精度的物理研究提供了条件。BESIII 的物理目标包括 τ -粲能区弱电相互作用研究、强相互作用研究以及新物理的寻找等三个方面 [50]。

为了适应 BEPCII 的高性能继而实现 BESIII 的物理目标，对探测器基本性能的要求如下：

- 好的光子能量分辨率、角度分辨率和光子识别
- 精确测量带电粒子的四动量，尽可能提供低动量粒子的测量
- 好的粒子鉴别能力 (e 、 μ 、 π 、 K 、 p 、 γ)，尤其是强子 π 、 K 、 p 的鉴别能力
- 前端电子学系统、触发系统、以及数据获取系统要适应 BEPCII 的多束团工作模式，尽量减少死时间

基于以上要求，BESIII 探测器采用了如下设计：

- 使用 He 基气体的小单元漂移室，并采用超导螺旋线管磁铁为漂移室提供强度为 1 T 的磁场
- 采用塑料闪烁体组成的飞行时间计数器鉴别带电强子
- 采用 CsI 晶体量能器探测并鉴别光子和电子
- 采用阻性板室 (RPC) 间隔铁吸收体组成的 μ 子鉴别器探测和鉴别 μ 子
- 基于流水线技术的前端电子学系统和工作于流水线方式的触发判选系统

图 2.1 展示了 BESIII 探测器的侧向示意图。BESIII 系统由束流管、主漂移室 (MDC)、飞行时间计数器 (TOF)、超导磁铁 (SMG)、CsI 电磁量能器 (EMC)、 μ 子鉴别器 (MUC)、触发判选系统、数据获取系统、离线数据处理软件系统等子系统构成。表 2.4 给出了 BESII 和 BESIII 探测器的性能参数的比较。以下将对 BESIII 的各个子系统进行简要的介绍。

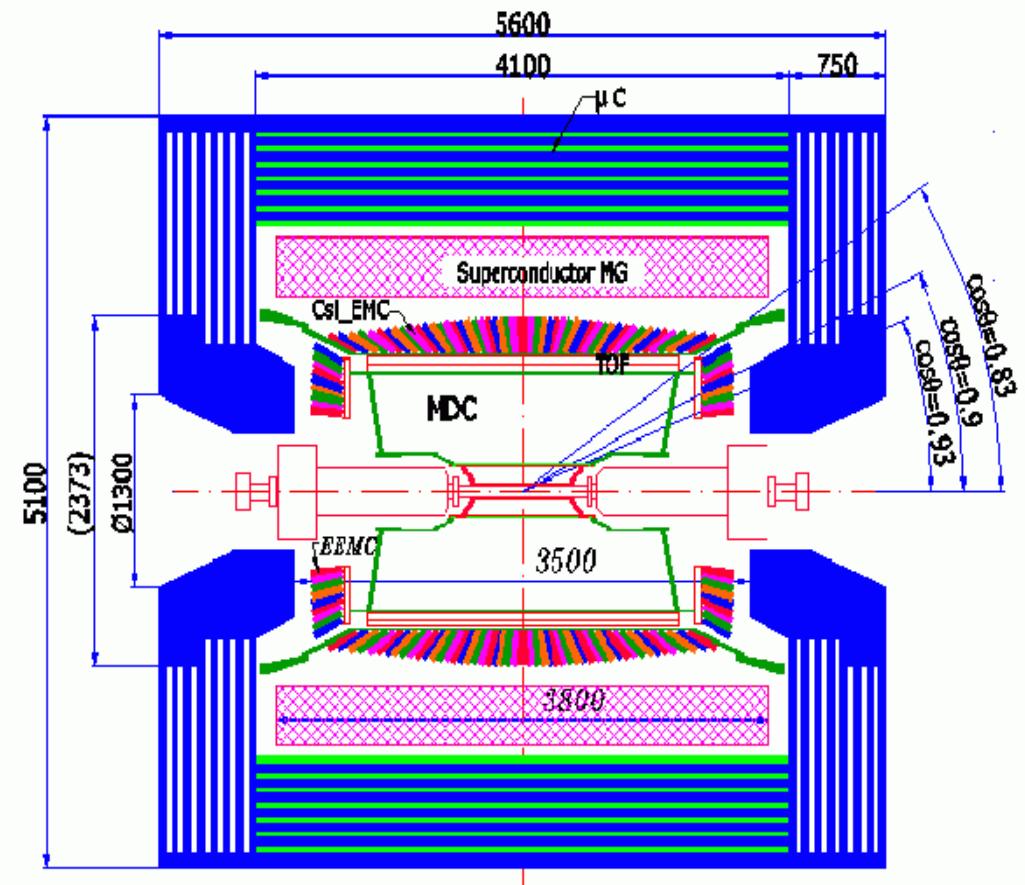


图 2.1 BESIII 总体结构侧向示意图。

表 2.4 BESII 与 BESIII 探测器设计参数比较。

| 子系统 | BESII | BESIII |
|------------|--------------------------------------------|----------------------------------|
| 主漂移室 | $\sigma_{xy} = 250 \mu\text{m}$ | $130 \mu\text{m}$ |
| | $\Delta P/P = 2.4\% @ 1 \text{ GeV}$ | $0.5\% @ 1 \text{ GeV}$ |
| | $\sigma_{dE/dx} = 8.5\%$ | $6 \sim 7\%$ |
| 电磁量能器 | $\Delta E/\sqrt{E} = 20\% @ 1 \text{ GeV}$ | $2.5\% @ 1 \text{ GeV}$ |
| | $\sigma_z = 3 \text{ cm} @ 1 \text{ GeV}$ | $0.5 \text{ cm} @ 1 \text{ GeV}$ |
| 飞行时间计数器 | $\sigma_T = 180 \text{ ps}$ 桶部 | 100 ps 桶部 |
| | 350 ps 端盖 | 110 ps 端盖 |
| μ 子鉴别器 | 3 层 | 9 层 |
| 磁铁 | 0.4 T | 1.0 T |

2.2.1 束流管

束流管 [50]是 BESIII 最内层的部分，也是储存环的一部分。为了减少多重散射效应对动量分辨的影响，中心束流管应采用具有足够强度、低原子序数

的材料。BESIII 的中心束流管为双层铍管，内铍管内径为 63 mm，厚度为 0.8 mm；外铍管厚度为 0.5 mm，内外铍管间隙为 3 mm。

2.2.2 主漂移室 (MDC)

MDC [50]是 BESIII 最内层的探测器，内外直径分别为 118 mm 和 162 cm，长 2.4 m。作为 BESIII 的中心径迹探测器，它必须满足下面的要求：

- 精确测量从相互作用点产生出来的带电粒子的动量和方向，并据此确定反应（衰变）顶点
- 为带电粒子的粒子鉴别提供足够好的电离能损 (dE/dx) 测量
- 对带电粒子的测量有尽可能大的立体覆盖角
- 对低动量带电粒子径迹有尽可能高的重建效率
- 为带电粒子的一级硬件触发提供信号
- 适应 BEPCII 的高亮度，能在高计数率和高本底的环境下正常工作，并有较长的工作寿命

MDC 与 BEPCII 的束流管相邻，考虑到束流管对撞区的高本底影响和束流管等部件的安装方便，MDC 被分成内室和外室两部分。漂移单元基于小单元设计，每个漂移单元中采用直径 $25 \mu\text{m}$ 的镀金钨丝作为信号丝，场丝为直径 $110 \mu\text{m}$ 的镀金铝丝，氦基气体为工作气体，以尽可能减少多次散射的影响。漂移室的内室和外室沿径向共有 43 个信号读出层，其中内室 8 层，外室 35 层，每四个信号读出层为一个超层。为了测量小出射角粒子的 Z 坐标，内室的 2 个超层全部为斜丝层。第一个超层中斜丝相对轴做负 ϕ 方向的负倾角排列，第二个超层为正 ϕ 方向偏离的正倾角排列。MDC 的性能如下：

- 最大极角 $\cos \theta = 0.93$ ，最后一层 $\cos \theta = 0.83$
- 单丝空间分辨率小于 $130 \mu\text{m}$
- 单丝 Z 向分辨为 $3 - 5 \text{ mm}$
- 在 1 T 磁场下，动量为 $1 \text{ GeV}/c$ 时，由空间分辨和多次库仑散射两部分贡献的动量分辨为 $\sigma_{p_t}/p_t = 0.46\%$
- dE/dx 分辨率为 $\sim 6\%$

2.2.3 飞行时间计数器 (TOF)

TOF [50]的主要功能包括：测量带电粒子在 MDC 内的飞行时间，结合 MDC 测得的粒子动量和径迹信息，进行带电粒子种类鉴别；利用所测得的时间信息为触发判选系统提供信号，以排除宇宙线本底。

TOF 使用两层塑料闪烁体作为探测元件，位于 MDC 和 EMC 之间，分为桶部和端盖两部分：桶部 TOF 采用双层结构，每层有 88 块闪烁体，接收度为 $4\pi \times 83\%$ ；端盖 TOF 分为东西两部分，各由 48 块扇形闪烁体构成，其接收度为 $4\pi \times 10\%$ 。

桶部 TOF 的时间分辨率可达到 $80 \sim 90$ ps，端盖 TOF 的时间分辨率为 $110 \sim 120$ ps。在 2σ 鉴别能力的要求下，TOF 的 K/π 分辨能力可以达到 0.9 GeV/ c 。

2.2.4 电磁量能器 (EMC)

EMC [50]用于精确测量光子和电子产生的电磁簇射，确定光子和电子的能量及位置信息，在识别光子和电子的同时提供中性事例的触发，并和其它探测器共同完成 Bhabha 事例及带电强子或非强子事例的判选，排斥宇宙线事例和束流本底事例。 J/ψ 衰变末态中的光子大多为低能光子，因此对低能区 < 500 MeV 的探测和可达到的分辨率，将是 BESIII 电磁量能器设计和制造的重点。同时，探测高动量的 π^0 需要区分夹角很小的两相邻光子，并测量其夹角，因此量能器必须具有足够小的探测粒度。

BESIII 采用由 CsI (Tl) 晶体构造的全灵敏型电磁量能器，由桶部和端盖两部分组成。桶部内半径为 94 cm，内长为 275 cm；端盖位于对撞点 $Z = \pm 138$ cm 区，内半径为 50 cm。桶部晶体排列共有 44 圈，每圈 120 块，对撞中心 θ 向的左右两部分的每圈晶体，除第一圈以外，各都指向距对撞中心 ± 5 cm 的点，每层的晶体在 ϕ 方向指向中心线有 1.5° 的偏移。两个端盖量能器各由两个半圆环组成，在径向共分为 6 层晶体结构，每层晶体各指向距对撞中心 ± 10 cm 的点。每圈的晶体在 ϕ 方向相对于对撞点旋转 1.5° 。桶部和端盖共 6272 块晶体，每块晶体长 28 cm (15 Xo)。

BESIII 电磁量能器具有如下的功能和特点：

- 立体接收度桶部为 $4\pi \times 83\%$, 端盖为 $4\pi \times 8.8\%$
- 能量覆盖范围为 $20 \text{ MeV} \sim 2 \text{ GeV}$, 在能量低于 500 MeV 的区域, 能量分辨率可达 $2.3\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 1\%$
- 电磁簇射的位置分辨: $\sigma_{\phi z} \leq 6 \text{ mm}/\sqrt{E(\text{GeV})}$
- 提供中性能量触发
- 在能量大于 200 MeV 的区域具有良好的 e/π 分辨
- 足够小的探测单元粒度和精细的信号读出, 具有良好的双光子角分辨能力, 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光子的能力

2.2.5 超导磁体

超导磁体 [50]由超导线圈、低温系统、直流电源、真空系统以及磁测系统组成。超导磁体是 BESIII 的关键部件之一, 利用轭铁作为磁场回路, 为 MDC 提供高强度的均匀恒定轴向磁场, 用以测量带电粒子的动量。增加 MDC 内磁感应强度可以直接提高其动量分辨, 但另一方面, 过高的磁场也会使得低动量径迹的测量非常困难。综合考虑, 超导磁铁的中心磁感应强度设计为 $(0.0, 0.0, 1.0) \text{ T}$, 不均匀度 $\leq 5\%$, 磁场测量精度 $\leq 0.1\%$ 。

2.2.6 μ 子鉴别器 (MUC)

MUC [50]位于 BESIII 探测器的最外层, 它主要包括 μ 探测器和强子吸收体。 μ 探测器由间距为 2 mm 的阻性板室 (RPC) 构成, 而强子吸收体即为磁铁系统中的轭铁。 μ 子鉴别器的主要功能是测量反应末态中的 μ 子, 通过多层测量给出它们的位置和大致飞行轨迹。与内层探测器的粒子径迹相连接可精确测量 μ 子的动量, 从而与其它带电粒子 (尤其是 π) 区分开来。

μ 子鉴别器的性能为: 立体接收度 $4\pi \times 89\%$; ϕ 向单层位置分辨达到 1.2 cm ; 最低探测动量为 $0.35 \text{ GeV}/c$; 探测效率达到 0.95% ($p > 0.4 \text{ GeV}/c$)。

2.2.7 触发判选系统

触发判选系统 [50]是 BESIII 的快速实时事例选择和控制系统。它要在极高的本底下选出有用的物理事例, 并且把本底压低到数据获取系统可以接受的程

度。BEPCII 的束团间隔仅为 8 ns，不可能在两次对撞之间完成第一级触发，所以必须对前端电子学数据用流水线方式 (pipe line) 进行存储处理，触发判选系统也要工作在流水线方式。

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，通过接受并处理来自各个子探测器的信息，生成基本的触发条件信号。这些信号在总触发逻辑单元 (GTL) 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。

在 BESIII 触发系统中，MDC 触发是排除本底的关键部分。它对带电径迹进行挑选并排除各种带电粒子本底，为总触发电路提供满足横动量要求的带电径迹的位置/角度信息和径迹数目。

BEPCII RF 周期约为 2 ns，触发流水线时钟周期为 25 ns，即触发系统每 25 ns 作一次判选看是否符合触发条件。BESIII 最快的探测器是飞行时间计数器，但不同动量的各种粒子的飞行时间的离散及粒子击中位置的不同造成的差别达 30 ns，超过束团之间的间隔 8 ns，所以 BESIII 的触发判选系统不能分辨束团，只能通过离线分析进行判断。

2.2.8 在线数据获取系统

BESIII 在线数据获取系统 (DAQ) [50] 是基于前端电子学和触发判选的硬件系统，设计目标是完成高事例率下的数据读出和处理，由读出系统、在线系统、慢控制系统、校准系统以及其它辅助、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到永久存储介质上。BESIII 数据获取系统大规模运用先进的计算机和网络技术，采用多级并行处理方案。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，设计中大量采用多级数据缓冲技术、并行处理技术、VME 总线高速读出技术和网络传输技术。

2.3 BESIII 离线软件系统

BESIII 离线软件系统的主要任务可分为两部分，即实验数据和蒙特卡洛 (MC) 数据的各种处理以及各种工具库、文件库的管理。它由主框架系统、实用软件包和工具软件包系统、数据刻度和事例重建系统、MC 事例产生和模拟系统以及用户分析软件包组成。BES 在十几年来的运行中积累了丰富的数据处理经验，随着计算机硬件和软件技术的不断发展，BES 的离线数据处理环境也不断改进、提高和更新换代。BESIII 数据处理环境和离线数据处理软件考虑了以下因素：为了促进国际、国内的合作与交流，采用和参考国际最先进的技术和软件包并尽量与先进的国际实验室接轨；要尽量支持 BES 现有的软件包，并考虑兼顾 BESII 专家和 BESIII 新成员的要求；BESIII 软件系统软件包应运行可靠、使用简便和容易修改，适应国际、国内软硬件技术不断发展的需要。

2.3.1 离线数据处理计算环境

BESIII 离线数据处理计算环境主要是为离线数据处理软件系统的正常运行提供足够的 CPU 处理、存储以及网络传输方面的支持。无论是实验采集的物理数据还是 MC 模拟数据，事例的重建都需要消耗大量的计算资源。

BESIII 的在线事例率约为 3000 Hz，BEPCII 最大年取数率为 $10^{10} J/\psi$ 事例。目前 BESIII 的计算能力如下所示：

- 短队列 (shortq): 32 个 CPU 核
- 慢队列 (besslowq): 578 个 CPU 核
- 普通队列 (dp2q、besq、offlineq、publicq、midq 和 longq): 2660 个 CPU 核
- 测试队列: 60 个 CPU 核

存储空间包括：

- 硬盘空间：
 - bes3fs: 485 TB
 - besfs: 740 TB
- 磁带空间: 4 PB

随着数据量的不断增加，目前的计算存储能力需要升级才能满足要求。假设下

次取数周期数据量增加 3 倍, 我们将需要额外的 1536 个 CPU 核和 1152 TB 的存储空间。以下是关于计算资源的一个长期计划 (假设数据量达到 100 亿物理事例):

- 计算能力: 30000 个 CPU 核
- 硬盘空间: 10 PB
- 网络连接: 10 GB/40 GB
- 预计费用: 5 千万 RMB

BESIII 离线计算环境采用了以下技术来提高计算机的性能:

- CPU 类型和结构: 采用 Intel、AMD 或 IA64 多处理器主板的 PC/Cluster 或者 PC/Grid 高性能计算结构
- 存储能力: 采用磁盘阵列和磁带库存储虚拟化技术, 建立分级存储体系 HSM (Hierachical Storage Management) 以满足大容量、可扩展和快速访问的存储区域网 SAN (Storage Area Network) 结构
- 网络 I/O: 通过建立 SAN 第二网, 将主要的数据通路和传统网络分开以提高数据 I/O 率; 所有计算节点机均采用 100 TX/1000 TX 双网卡, 其中 1000 TX 仅提供 NFS 服务, 以提高 NFS 的能力
- 系统支撑软件: 操作系统选用 RedHat/Linux 和 SLC (Scientific Linux CERN); 数据存储和管理选用 Castor、MySQL 或 PostgreSQL; 使用 PBS 批处理管理作业; 通过 YP 对用户集中管理和 Automount 实现对文件的透明访问

2.3.2 BESIII 离线软件系统框架 (BOSS)

BESIII 离线数据分析系统的任务是将 BESIII 产生的、由在线系统获取的数据信号在离线计算机上进行处理, 其中包括计算粒子的能量、动量等物理量以及鉴别粒子种类, 为物理分析工作提供事例信息。BESIII 离线数据处理软件包括 BESIII 原始数据的预处理部分、MC 数据的产生和探测器模拟部分、实验数据的离线刻度、事例重建和物理分析等部分。从主要任务来看 BESIII 离线数据处理环境可分为 4 个部分: 原始数据的处理、物理分析、各种数据和文件的传输、存储和管理 (包括用户和各种设备之间的通讯)。

BESIII 离线软件具有以下特点: 为了适应 BESIII 探测器和数据处理的要

求，共享世界高能物理实验的先进软件包和专用工具，BESIII 离线数据处理总框架选择 C++ 语言和 OOP 编程技术；BESIII 离线数据刻度软件系统的设计和建立考虑到该系统在在线和离线平台上的使用，以及合理使用数据库的管理技术，提供了探测器几何常数、物理数据刻度常数方便的入口，使刻度常数具备良好的使用性和便于更新；为了提高数据分析的精度和可靠性，适应 BESIII 数据处理平台和探测器几何结构的要求，BESIII MC 数据产生和模拟的软件包基于 GEANT4 [51] 软件包，详细模拟各种物理过程。

好的框架系统可以方便软件开发人员进行离线数据分析系统的开发，提供一定服务，使得数据的产生、物理分析以及在线数据重建都可以提供一个统一的界面和方式。为此，经过深入调研，反复比较与测试，BESIII 开发了基于 GAUDI [52] 技术的 BOSS (BESIII Offline Software System) [53] 框架系统。BOSS 框架的主要体系结构如图 2.2 所示，它的主要组成部分包括算法模块 (Algorithm)，应用管理器 (Application Manager)，瞬态数据仓库 (Transient Data Store, TDS)，各种服务模块 (Service) 以及转换器 (Converters) 等。BOSS 框架的体系结构以瞬态数据库为中心，它的数据和数据处理相对独立；

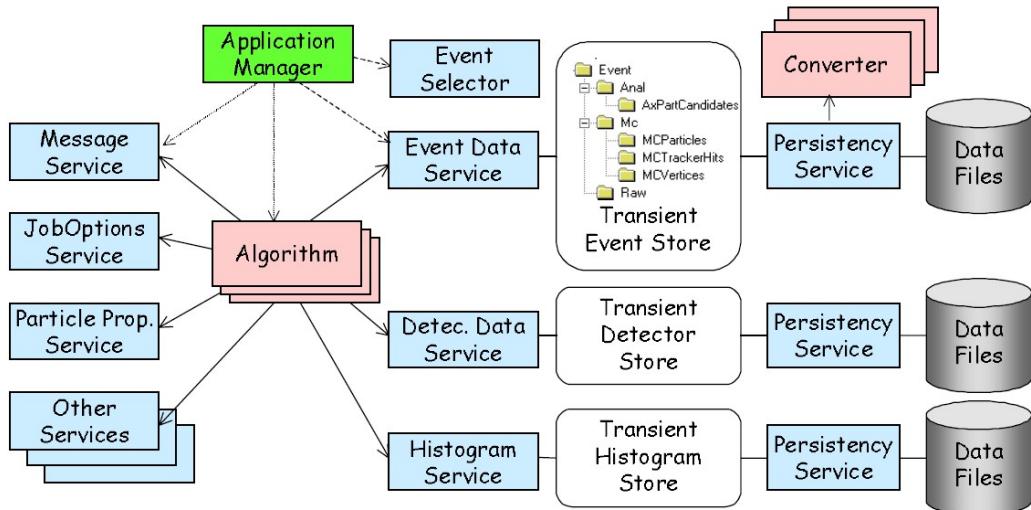


图 2.2 BOSS 框架的体系结构 (参考 GAUDI 手册)

并且提供标准的用户程序嵌入点，模块之间的操作只通过标准的接口；在数据管理方面，宿存数据和瞬态数据独立管理；模块的开发遵循尽可能重用标准模块的原则。

2.3.3 BESIII 探测器模拟软件 (BOOST)

BOSS 离线软件系统中, 探测器的模拟由探测器模拟软件 BOOST (BESIII Object Oriented Simulation Tool) [54]完成。BOOST 是基于 GEANT4 开发的面向对象的模拟软件。它全面地模拟了 BESIII 探测器的物质和几何结构, 给出了粒子在各个子探测器中的击中信息, 输出原始数据和 MC truth 信息, 可供重建软件开发和物理分析使用。GEANT4 提供了非常全面的相互作用模型, 包括电磁作用和强相互作用软件包。对强相互作用的模拟, GEANT4 根据不同的实验具有不同的软件包。对典型的对撞物理实验, 主要有基于实验数据的模拟 (LHEP) 和基于理论的模拟 (QGSP) 两大类。在 BOOST 中用户可以自由选择使用哪个强相互作用模型。

BOOST 探测器模拟程序包括物理事例产生子, 物质与几何结构的描述, 磁场, 粒子与物质的相互作用, 子探测器中击中信息的记录, 探测器响应, 真实化信息, 数据输出, 用户界面等部分。

BOOST 通过 GEANT4 来构造探测器并模拟粒子在物质中的各种相互作用, 和粒子在各个子探测器中的击中信息 (Hit objects)。各个子探测器中的击中信息经过数字化 (Digitization) 以后得到的原始数据 (raw data) 跟探测器在线取数时得到的真实数据具有相同的数据格式。同时, 在模拟阶段记录下模拟时粒子的真实信息 (MC truth) 供重建和物理分析使用。BOOST 中包含了 30 个产生子, 如均匀相空间产生子 (HOWL)、 $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ 事例产生子 (RHOPI)、 J/ψ 和 ψ' 单举衰变产生子 (LUND-CRM) 等。另外, GEANT4 本身还提供了一个单粒子产生子 (Particle-Gun), 可模拟由对撞点出射的不同动量不同方向的粒子, 主要用于程序开发和调试。在 BOOST 中探测器几何与物质的描述都尽可能严格按照 BESIII 设计报告给出。探测器中所用到的物质材料都在 xml 文件中统一定义。对于各个子探测器的几何结构, 现阶段有两种方法来构造, 一种是用 GEANT4 中提供的类, 另外一种是采用基于 xml 的统一几何描述标识文件 (GDML), 用这两种方法模拟的结果相同。

自 BOSS 6.1.0 版本开始, BOOST 已能够通过磁场服务和刻度服务程序调用模拟磁场 map 和刻度函数, 主漂移室定义四种噪声模型, 刻度函数依照实验取数刻度结果设定参数。

2.3.4 BESIII 离线重建软件

BESIII 离线重建是 BESIII 离线数据分析的重要组成部分。它负责重建 BESIII 探测得到的原始信息，得到粒子穿越探测器时的物理信息。BESIII 离线重建软件首先进行 MDC 的径迹重建，然后分别进行 TOF、EMC 和 MUC 等子探测器的重建，最后是物理事例顶点的重建 [55]。其中 MDC 重建又包含了 MDC 径迹快重建、事例起始时间重建、MDC 径迹的标准重建、 dE/dx 重建、Kalman 径迹拟合与径迹外推等算法。图 2.3 显示了 BESIII 离线重建算法的执行流程。

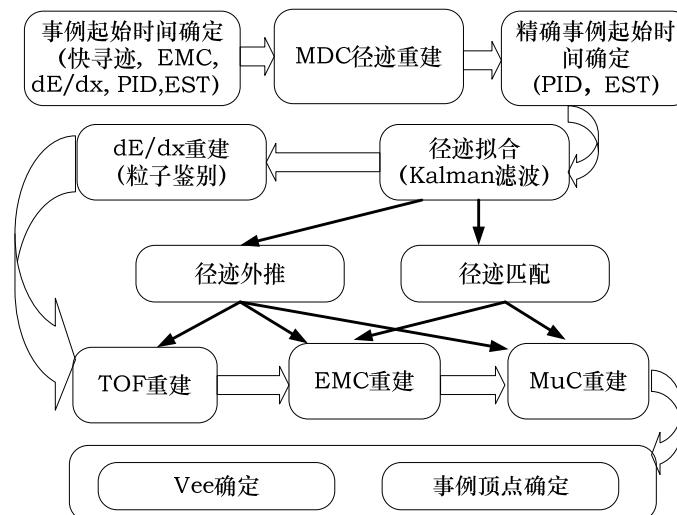


图 2.3 BESIII 离线重建流程图。

2.3.5 BESIII 离线刻度系统

BESIII 离线数据处理的事例重建过程需要输入一系列的参数，用来对原始数据做各种系统的和特定的修正，从而使计算事例的各种物理量（如重建粒子径迹和计算粒子动量、能量和质量等）更准确。计算与产生这些参数的任务由离线数据刻度系统完成。

BESIII 的物理目标决定了各子探测器需要达到的精度，如漂移室动量分辨预期为 $0.46\% @ 1 \text{ GeV}/c$ ，电磁量能器的能量分辨为 $\Delta E/\sqrt{E} = 2.5\% @ 1 \text{ GeV}$ 等，要得到如此高精度的结果，在使用数据之前必须对其进行精细的修正和标定，即离线刻度。其中包括探测器测量中各种系统误差以及探测器几何位置的

系统偏差, 探测器和电子学系统各部分之间性能不一致引起的信号不均匀性, 取数环境引起的信号变化, 探测器几何结构和某些固有特性引起的信号损失等。

2.3.6 BESIII 物理分析软件及其它

物理分析工具软件 [56] 是重建数据与具体物理分析的共用处理算法和接口。BESIII 中物理分析工具软件已经开发了运动学拟合 (Kinematic fitting, 包含两个包: Telesis 和 KinematicFit)、顶点拟合 (Vertex fitting, 包含 Primary vertex 和 Secondary vertex)、粒子鉴别 (Particle Identification, PID, 利用 Likelihood、Net-work 等方法)、事例组装 (Event Assembly) 等工具, 还包括亮度测量 (Luminosity Measurements) 和分波分析 (Partial Wave Analysis, PWA) 等软件包。

BESIII 的离线软件系统仍然在不断的开发和完善中, 本论文中有许多未涉及的部分, 包括BESIII 电子学 [50]、事例显示软件 [57]等, 请参阅相关报告和文档。

第三章 粒子鉴别

物理事例中各个粒子的种类判断对于事例选择非常重要。BESIII上可用于粒子鉴别的信息来源有：

- MDC 的动量信息 P 和电离能量损失 dE/dx
- TOF 的飞行时间信息
- EMC 的簇射能量信息
- MUC 的粒子穿透距离信息

不同的子探测器提供了大量的信息，粒子鉴别的性能也和硬件、软件的设计有关。本章主要介绍如何综合利用各种信息来更好地实现粒子鉴别，从而有利于物理分析的结果。

3.1 带电粒子

对于带电轻子 (e 、 μ)，主要利用 EMC 和 MUC 的信息进行鉴别。电子在 EMC 中的沉积能量和它的动量 (P) 有很强的依赖性，但是电子的 E/P 平均都在 0.8 以上 [59]，可以作为鉴别电子的一种方法。

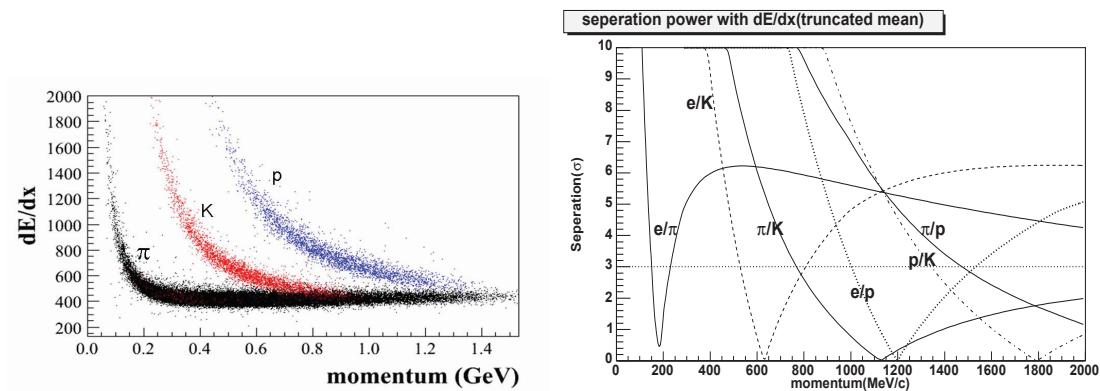
对于强子 (π 、 K 、 p) 的鉴别需要综合利用 dE/dx 和 TOF 提供的信息。

3.1.1 dE/dx

带电粒子经过漂移室时把工作气体电离从而探测粒子运动的轨迹，被电离的气体在电场中运动最后转换成的脉冲高度正比于气体电离时产生的离子对数目。 dE/dx 反映运动粒子的能量损失信息，与粒子的运动速度和电荷有关。由 Bethe-Bloch 公式 3.1 给出：

$$\frac{dE}{dx} = D \frac{z^2}{m_e \beta^2} \left[\ln \frac{2m_e \mu^2 W_{max}(u)}{I^2} - 2\beta^2 - 2 \frac{C(u)}{Z} - \delta(\mu) \right], \quad (3.1)$$

其中，具体参数含义见参考文献 [58]。从公式 3.1 中可以看出，对于相同动量的带电粒子，因其质量不同而具有不同的速度，从而导致不同的电离能损。图



(a) 带电粒子的归一化脉冲高度 dE/dx 和动量的 (b) dE/dx 对带电粒子的分辨能力, 点线为 3σ 界限。

图 3.1 dE/dx 的性能。

3.1(a) 是模拟数据中不同种类带电粒子的横断平均脉冲幅度随动量变化的二维图。由图可见, 不同种类 (质量) 粒子的 dE/dx 分布占据不同的区域。图 3.1(b) 显示了 dE/dx 的分辨能力随粒子动量的变化情况, 在动量小于 $750 \text{ MeV}/c$ 时, π/K 的分辨能力至少在 3σ 以上。

3.1.2 TOF

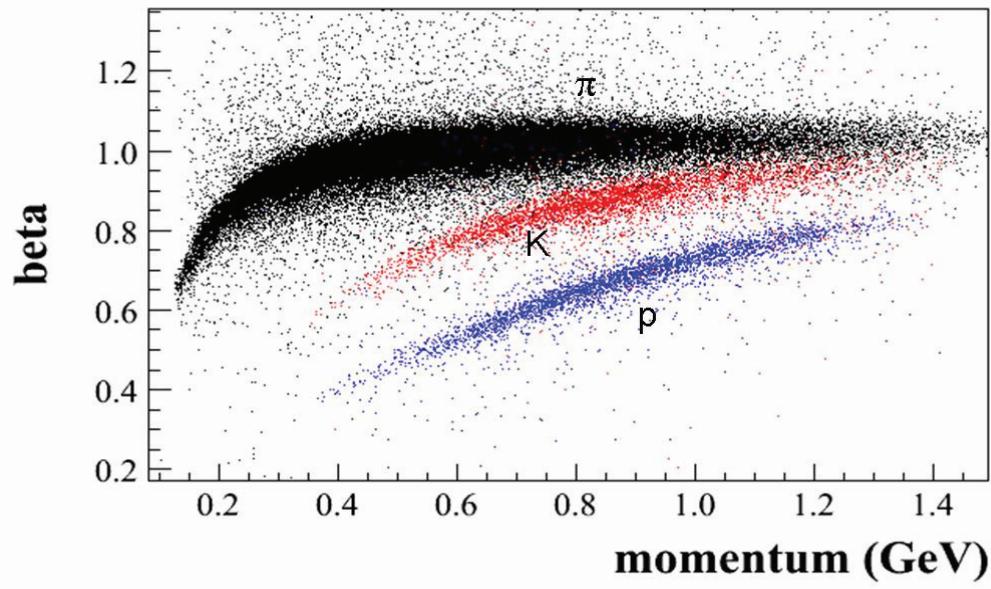
TOF 是用来测量粒子从对撞点飞到 TOF 上击中点所用时间 t_{mea} 的子探测器。带电粒子穿过 TOF 闪烁体时, 它们之间的相互作用使闪烁体的原子或分子激发或电离, 受激原子或分子产生的可见光可以被探测。利用 MDC 可以确定粒子飞行路径的长度 l , 粒子的飞行速度可以表示为:

$$\beta c = \frac{l}{t_{mea}}, \quad (3.2)$$

其中, 常数 c 为光速。粒子的飞行速度随动量的分布如图 3.2 所示, 对于 π, K, p 等不同粒子, 具有明显的分布特征。

动量相同的粒子, 可依据不同的粒子假设 (质量 m) 计算得到粒子的飞行速度:

$$\beta c = \frac{l}{t_{exp}}, \quad (3.3)$$

图 3.2 β 随带电粒子动量的分布。

这里, t_{exp} 是在特定粒子种类假设下的预期 (expected) 飞行时间。通过比较公式 3.2 和 3.3 的差别可以进行粒子鉴别。由于质量的不同而具有不同的速度, 从而在 TOF 留下的飞行时间信息长短也有差别。

3.1.3 粒子鉴别算法

目前 BESIII 的软件中, 粒子鉴别主要使用了最大似然法来做假设检验。依据奈曼-皮尔逊检验, 对已知分布的两种假设和给定的显著性水平, 通过选择适当的检验方法或检验统计量, 使取伪的错误率达到最小。由 MDC 得到的 dE/dx 信息的测量值与理论预期之间的差别可以定义为:

$$\chi_{dE/dx}^i = \frac{dE/dx_{mea} - dE/dx_{exp}}{\sigma_{dE/dx}^i}, \quad (3.4)$$

这里, i 对应不同的粒子假设, σ 是电离能损的分辨。

同样地, TOF 也可以定义类似的飞行时间的差别:

$$\chi_{TOF}^i = \frac{t_{mea} - t_{exp}}{\sigma_t^i}, \quad (3.5)$$

在做粒子鉴别时，常常需要综合利用几个探测器的信息来进行。定义：

$$\chi^{i2} = \chi_{dE/dx}^i + \chi_{TOF}^i \sim \chi^2(2). \quad (3.6)$$

χ^2 越小，所测粒子是第 i 种假设的可能性越大。利用公式 3.6 中的 χ^2 分布可以定义径迹被鉴别为第 i 种粒子的可能性：

$$P_i = \int_{\chi^{i2}}^{\infty} f(x, \nu) dx, \quad (3.7)$$

其中， $f(x, \nu)$ 是自由度为 ν 的 χ^2 分布的概率密度函数。

3.2 中性粒子

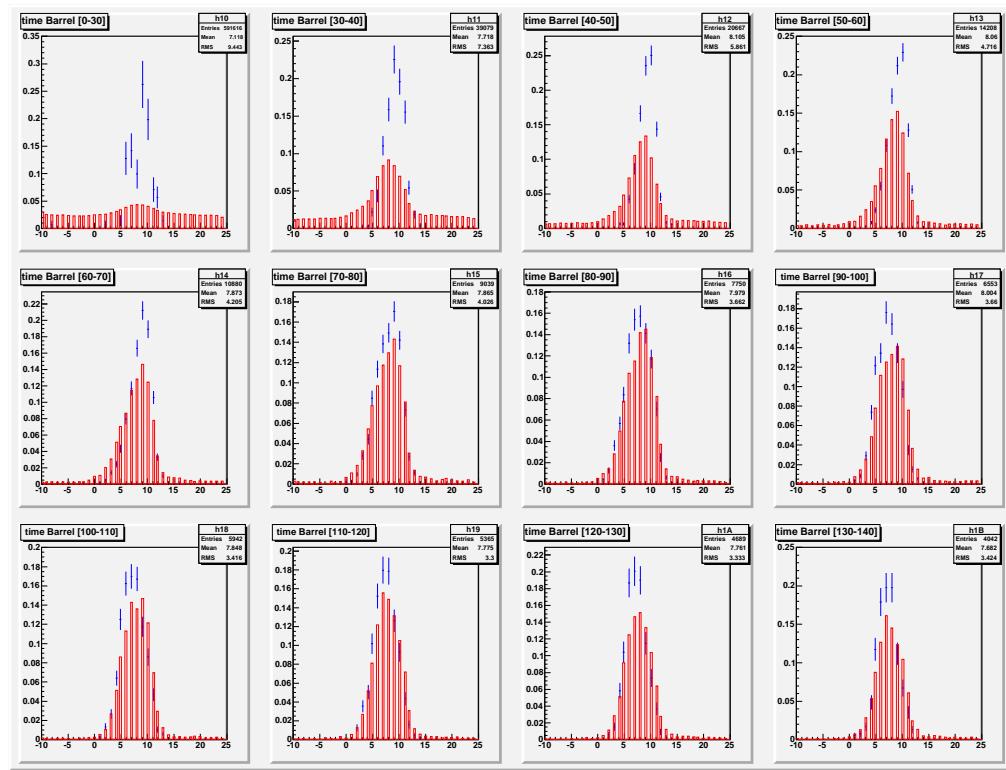
中性粒子在 MDC 中不能电离气体介质，所以也就没有相关的径迹信息。如果中性粒子可以与 EMC 中的晶体发生相互作用，则可以在 EMC 中形成一个电磁簇射。相应的能量沉积信息就能够被记录下来。

我们在数据中选择光子的样本来比较真假光子各种分布的差异。衰变道 $\psi' \rightarrow \eta J/\psi$, $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, $J/\psi \rightarrow l^+ l^-$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 可以用来选择真光子样本，而 $\psi' \rightarrow X$ 可以用来选择假光子样本，这里 X 包括： $2(\pi^+ \pi^-)$ 、 $\pi^+ \pi^- K^+ K^-$ 和 $\pi^+ \pi^- p\bar{p}$ 。样本的纯度利用 ψ' 单举 MC 样本来估计，分别为 97.52% 和 99.37%。光子鉴别时常用到的一些变量为：

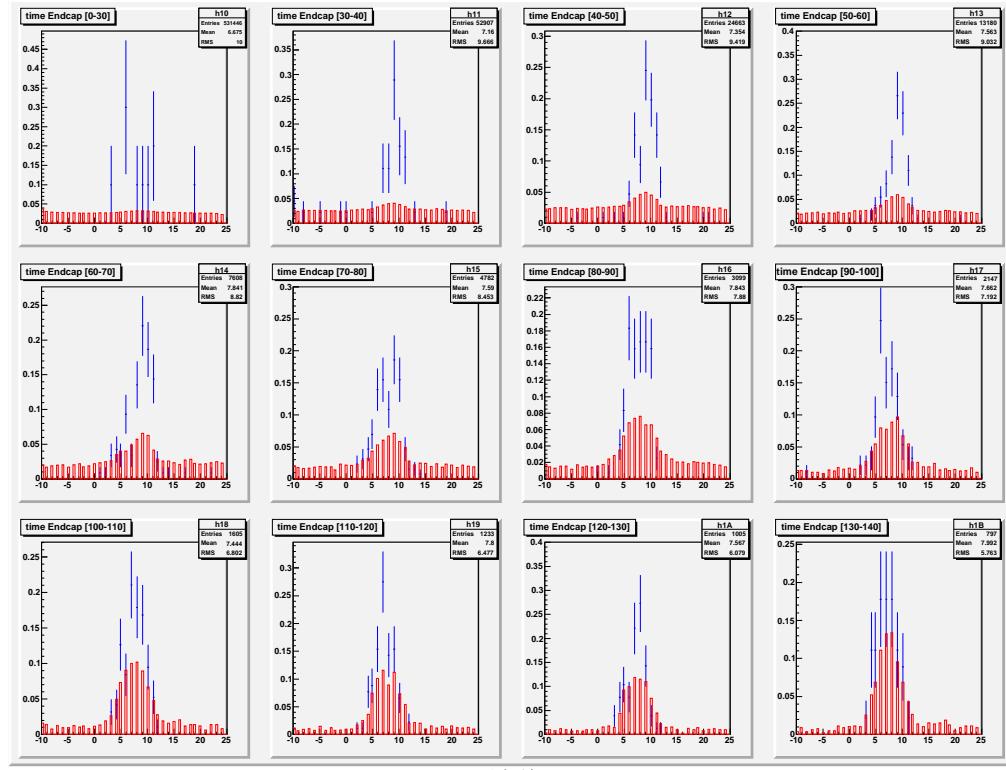
- 时间信息：time，桶部 [0-15]；端盖 [4-11]。单位为 50 ns
- 簇射 seed 的能量除以击中点的数目：seed/hit
- 描述簇射形状的 zernike 矩： $a20P > 0.83$
- 光子和带电径迹的夹角：dang。和 seed/hit 联合使用

真假光子各个变量的分布按能量段不同如图 3.3, 3.4 和 3.5 所示。另外应用 TMVA 分析了各变量之间的相互联系，其关联矩阵如图 3.6 所示。上述选择条件对光子的选择效率如图 3.7 所示。

目前研究的光子选择条件只是利用光子的基本信息进行判断，具体到某个事例末态，运动学的约束对光子也会有很好的鉴别能力。在以下的物理分析中，只是应用了光子选择的普通条件。



(a) 桶部。



(b) 端盖。

图 3.3 光子 time 分布。从左至右，从上至下依次对应光子能量区间为 [0-30]、[30-40]、[40-50]、[50-60]、[60-70]、[70-80]、[80-90]、[90-100]、[100-110]、[110-120]、[120-130]、[130-140]，单位：MeV。

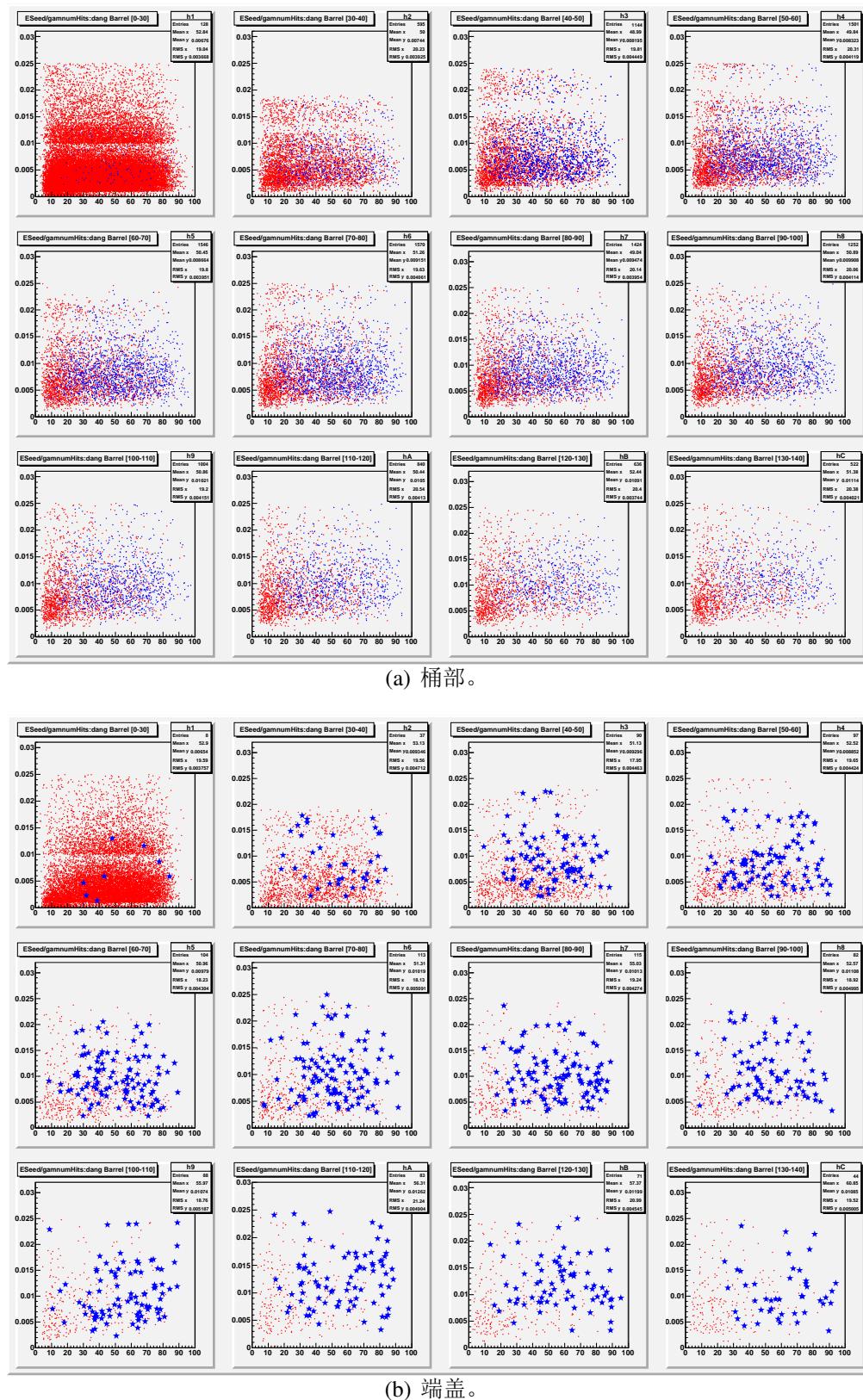
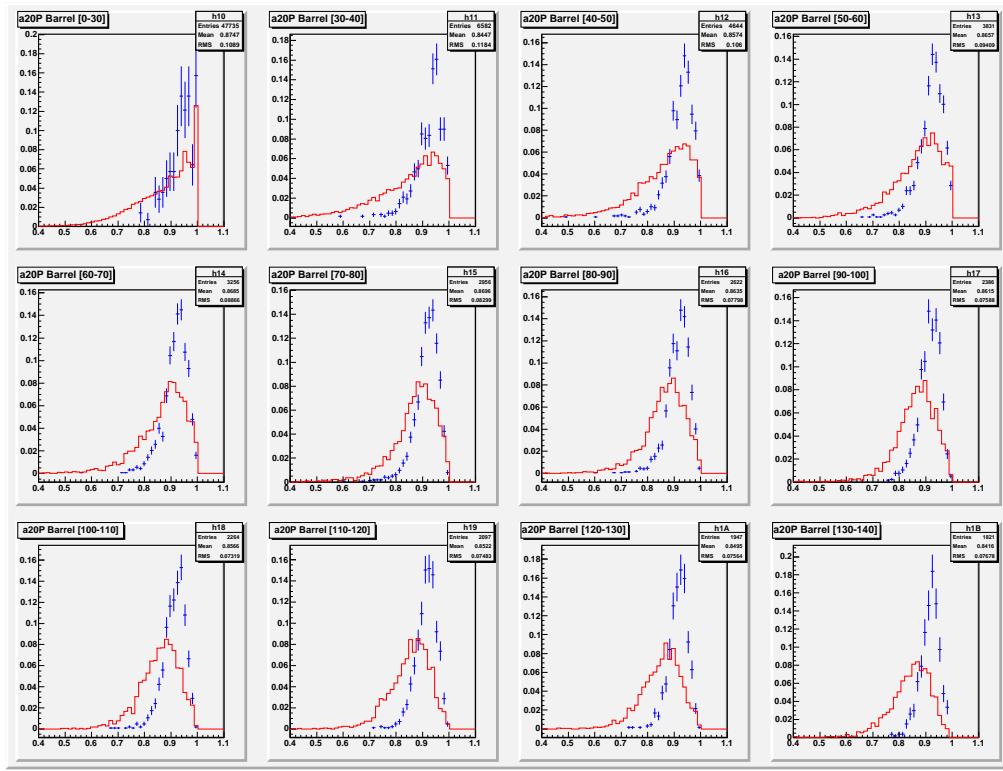
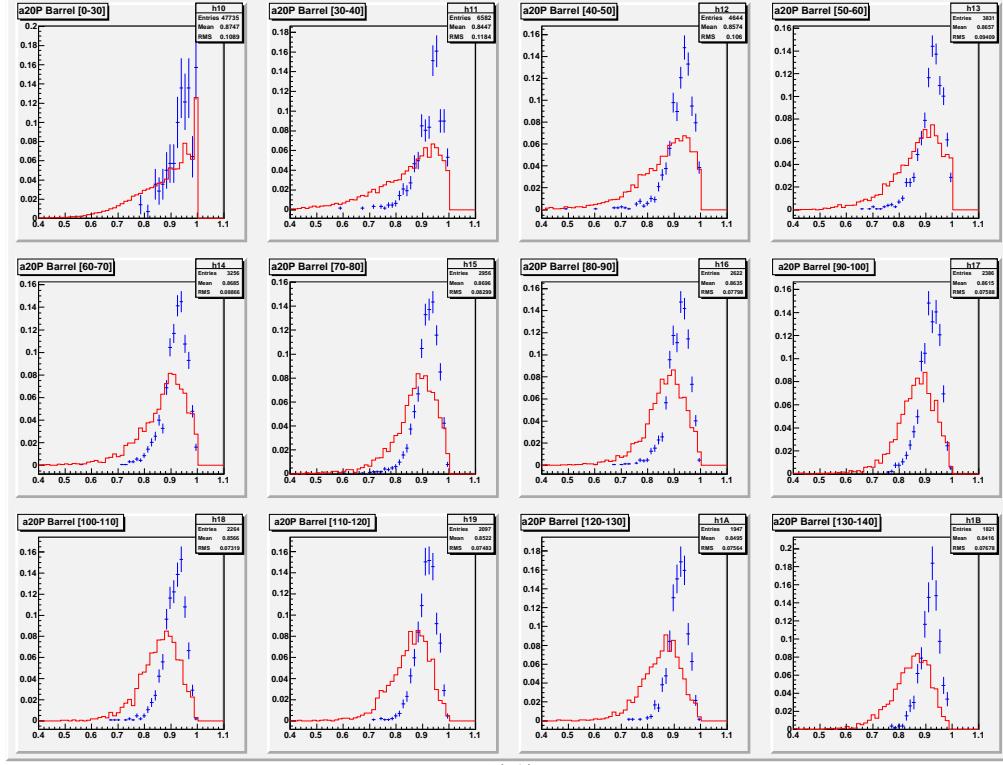


图 3.4 光子 seed/hit 和 dang 的二维分布。从左至右, 从上至下依次对应光子能量区间为 [0-30]、[30-40]、[40-50]、[50-60]、[60-70]、[70-80]、[80-90]、[90-100]、[100-110]、[110-120]、[120-130]、[130-140], 单位: MeV。

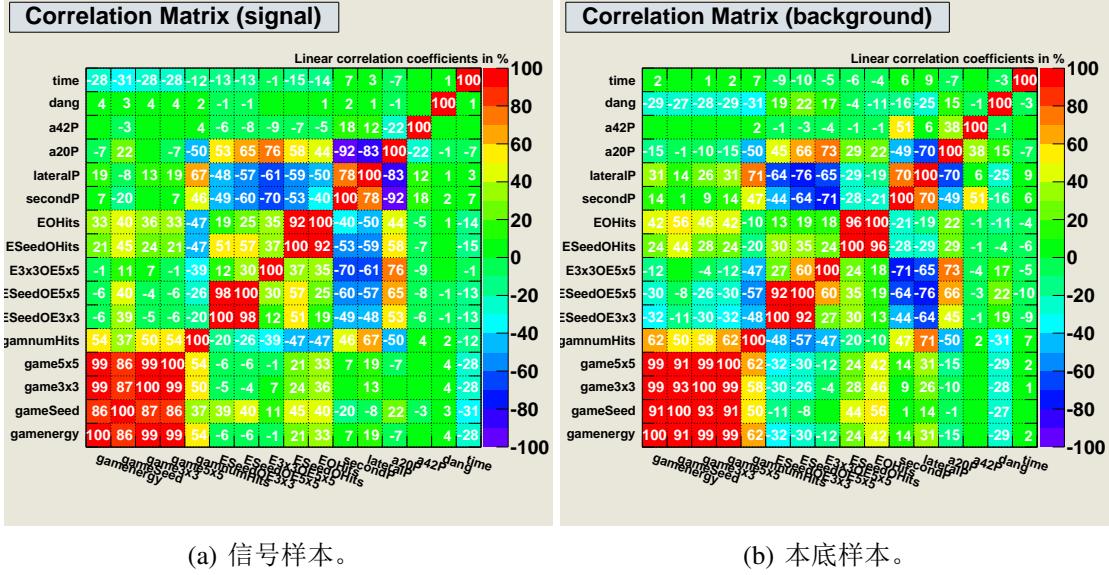


(a) 桶部。



(b) 端盖。

图 3.5 光子 a20P 分布。从左至右, 从上至下依次对应光子能量区间为 [0-30]、[30-40]、[40-50]、[50-60]、[60-70]、[70-80]、[80-90]、[90-100]、[100-110]、[110-120]、[120-130]、[130-140], 单位: MeV。



(a) 信号样本。

(b) 本底样本。

图 3.6 光子样本中各变量之间的关系。

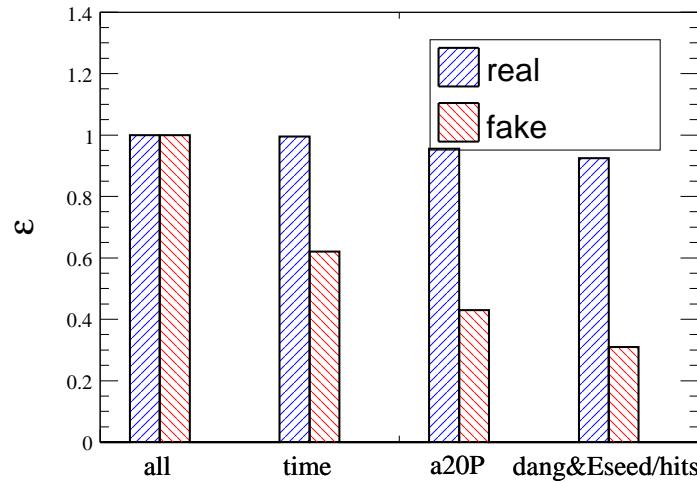


图 3.7 光子选择效率。

第四章 寻找 η'_c

4.1 简介

到目前为止，大部分关于 η'_c 的发现都是来自 B 衰变和双光子过程。尽管 Cristal Ball 实验组 1982 年已经报道了关于 η'_c 的发现 [16]，但是，仍然需要更多的实验证据来进一步确认。2009 年，CLEO 实验组利用 25.9 M ψ' 数据进行了 $\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c$ 的寻找 [60]，在研究的 11 个衰变过程中均未观测到显著的 η'_c 信号，只是给出了联合分支比的上限。同样的工作可以利用 BESIII 更大的统计量来提高显著性。首先研究的衰变道为 $\psi' \rightarrow \gamma K_S K^\pm \pi^\mp$ [61]，已经得到结果为 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) = (4.7 \pm 0.9 \pm 3.0) \times 10^{-4}$ 。本章主要介绍利用其它纯带电末态来重建 η'_c 的分析工作。首先介绍该分析的特点，然后说明所用的数据样本；接下来是事例选择条件；最后给出测量结果与相关的误差分析。为了避免使用有偏的选择条件造成假信号的可能，本分析采用的是“blind”分析的方法。即在研究选择条件时，避开信号区间的真实数据。用 MC 样本来描述信号与本底的贡献，通过优化确定最终的选择条件。另外， $\psi' \rightarrow \gamma\chi_{cJ}$ 的相关衰变道与我们要寻找的信号道有相同的衰变末态，可以用来检验选择条件的合理性。

本分析通过完全重建所有的末态粒子（1 个辐射光子 + 强子）在强子的质量谱上寻找可能存在的 η'_c 信号。通过研究 η_c 的各衰变道的分支比，我们选取其中较大的末态来进行研究，包括： $2(\pi^+\pi^-)$ 、 $\pi^+\pi^-K^+K^-$ 、 $\pi^+\pi^-pp$ 、 $2(K^+K^-)$ 、 $\eta\pi^+\pi^-$ 和 $p\bar{p}$ 等。

在 ψ' 的辐射衰变中寻找 η'_c 是一项非常困难的工作。由于 η'_c 与 ψ' 质量非常接近，对应的辐射光子能量 $E_\gamma \sim 50$ MeV。在低能中性径迹中有大量的噪声，如何从众多的假光子中挑选出正确的辐射光子在分析中显得至关重要。为了在压低本底的同时保持足够高的效率，我们用品质因子（figure of merit）来确定合理的选择条件，

$$FOM = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \tag{4.1}$$

这里, S 和 B 分别表示信号 (Signal) 和本底 (Background) 的贡献。在优化选择条件时, 假设 η'_c 到各种末态的分支比为 1%。

4.2 数据和 MC 模拟

4.2.1 数据

2009 年, BESIII 在 $\sqrt{s} = 3.686$ GeV 处采集了 156.4 pb^{-1} 的数据, 其中 ψ' 事例数约为 106 M [62]。对应 run 号为 $8093 \sim 9025$ 。另外, 连续区的数据 ($\sqrt{s} = 3.65 \text{ GeV}$, $\int L = 44 \text{ pb}^{-1}$) 可以用来估计 ψ' 样本中非共振态的贡献。除此之外, 由于 ψ'' 主要衰变到 $D\bar{D}$ 末态, 而 $\psi'' \rightarrow \gamma \text{ hadrons}$ 的贡献可以忽略, 因此可以利用 $\sqrt{s} = 3.773$ GeV 处的数据来研究连续区本底。

4.2.2 MC 模拟

我们利用 106 M ψ' 的单举衰变 MC 样本来估计各种可能的本底。已有测量的过程用相应的产生子及 PDG [36] 分支比产生, 未知部分用 LUNDCRM 产生。

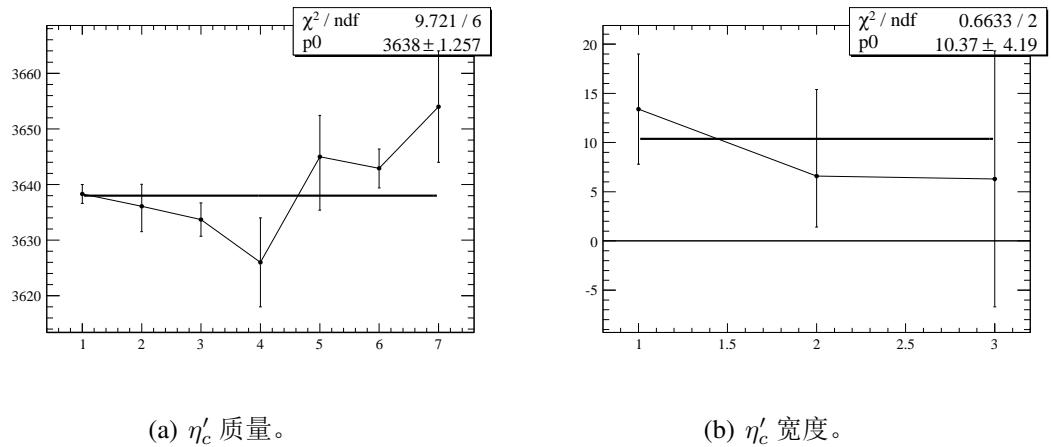
对于信号, 每个衰变末态产生了 0.26 M 的 MC 样本来计算效率和优化选择条件。其中, $\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c$ 这一级衰变用 JPE 模型来产生, 辐射光子满足角分布 $1 + \cos^2 \theta$ 。根据 η'_c 衰变末态的不同, 则用相空间 (PHSP) 或者 Helicity 振幅来模拟角分布。PDG 中给出的 η'_c 的参数平均值为 $M_{\eta'_c} = (3637 \pm 4) \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma_{\eta'_c} = (14 \pm 7) \text{ MeV}$ 。利用最新的研究结果 [63] 替代 PDG 中相关实验的结果, 从而计算出 η'_c 的质量和宽度为: $M_{\eta'_c} = (3637.7 \pm 1.3) \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma_{\eta'_c} = (10.4 \pm 4.2) \text{ MeV}$ 。图 4.1 给出了对不同实验结果加权平均的拟合图。

4.3 $\eta'_c \rightarrow 4$ 条带电径迹

4.3.1 选择条件

要求经过选择的带电径迹的数目为 4, 且总电荷为 0; 中性径迹数目至少为 1。

4.3.1.1 带电径迹

(a) η'_c 质量。(b) η'_c 宽度。图 4.1 由不同实验结果拟合得到的 η'_c 质量和宽度平均值。

每条带电径迹都被要求在 MDC 有效的探测范围之内, $|\cos \theta| < 0.93$, 而且有好的 MDC 击中, 并能通过 Kalman 拟合。我们要求重建出来的带电径迹距离 e^+e^- 对撞点 (IP) 最近的距离在 X-Y 平面的投影 $dr < 1$ cm, 在 Z 轴的投影 $dz < 10$ cm, 用来去除重建不好的径迹或者坏径迹。

4.3.1.2 中性径迹

事例中的中性径迹, 即光子, 要求在 EMC 中有击中, 并且不能和任意一条好的带电径迹匹配。由于在探测器的边缘, 能量分辨很差, 所以我们只利用 EMC 桶部 ($|\cos \theta| < 0.8$) 和端盖 ($0.86 < |\cos \theta| < 0.92$) 重建出来的光子簇射。为了去除大量的低能噪声本底, 我们要求光子能量的阈值为 25 MeV。另外, 时间信息也作了要求, $0 \text{ ns} \leq t \leq 700 \text{ ns}$, 用来去除宇宙线或者电子学噪声等非物理击中。

4.3.1.3 粒子鉴别

经过径迹级别的选择之后, 要求共有 4 条径迹保留下来, 其中两条带正电荷, 两条带负电荷。分别标记为 P_1^+ , P_2^+ , P_1^- , P_2^- 。我们利用粒子鉴别软件 (Particle ID) 对这四个带电粒子进行 π, K, p 之间的鉴别。具体鉴别方法如下:

- $\chi_{P_j^i}^2(k)$ 表示粒子 P_j^i 被假设为 k 时的 χ^2 , 其中, $i = +, -$; $j = 1, 2$; $k = \pi, K, p$
- 对于一个特定的衰变末态 X , 每个带电粒子都被分别假设为末态中的两

表 4.1 粒子鉴别对区分事例末态的影响。上下两行分别对应不加或者加 $\chi_{4C}^2 < 40$ 的情形。

| MC 样本 | 鉴别 末态 | $2(\pi^+\pi^-)$ | $\pi^+\pi^-K^+K^-$ | $\pi^+\pi^-p\bar{p}$ | $2(K^+K^-)$ | $K^+K^-p\bar{p}$ |
|----------------------|----------------------|-----------------|--------------------|----------------------|-------------|------------------|
| $2(\pi^+\pi^-)$ | $2(\pi^+\pi^-)$ | 83734 | 49 | 0 | 0 | 0 |
| | $\pi^+\pi^-K^+K^-$ | 67022 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| $\pi^+\pi^-K^+K^-$ | $2(\pi^+\pi^-)$ | 134 | 77081 | 0 | 0 | 0 |
| | $\pi^+\pi^-p\bar{p}$ | 1 | 62982 | 0 | 0 | 0 |
| $\pi^+\pi^-p\bar{p}$ | $2(\pi^+\pi^-)$ | 0 | 0 | 82999 | 0 | 0 |
| | $\pi^+\pi^-K^+K^-$ | 0 | 0 | 62225 | 0 | 0 |
| $2(K^+K^-)$ | $2(\pi^+\pi^-)$ | 0 | 39 | 0 | 66760 | 0 |
| | $\pi^+\pi^-p\bar{p}$ | 0 | 1 | 0 | 54781 | 0 |
| $K^+K^-p\bar{p}$ | $2(\pi^+\pi^-)$ | 0 | 0 | 5 | 0 | 53242 |
| | $\pi^+\pi^-K^+K^-$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 37735 |

个同电荷粒子，这样共有 4 种不同的组合

- 从上述 4 种组合中选择 $\sum_{i,j} \chi_{P_j^i}^2(X)$ 最小的一个作为衰变道 X 的 χ_{PID}^2
- 对于各种不同的末态 ($X = 2(\pi^+\pi^-), \pi^+\pi^-K^+K^-, \pi^+\pi^-p\bar{p}, 2(K^+K^-), K^+K^-p\bar{p}$) 都有一个与之对应 χ_{PID}^2 ，取其最小者来确定事例的末态

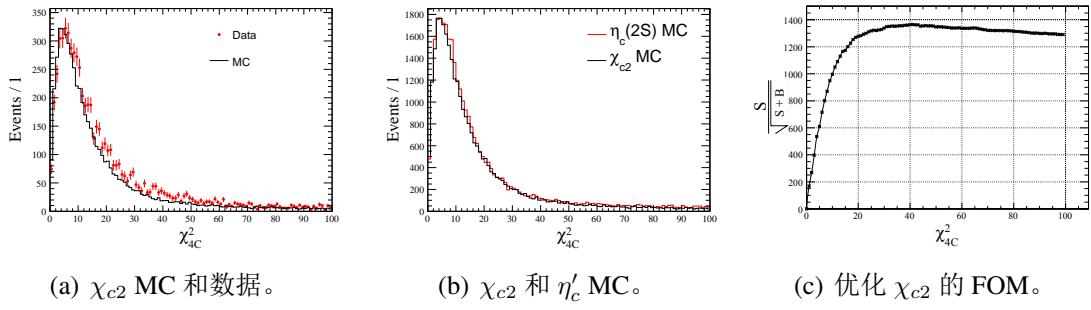
我们产生 3 个 MC 样本来研究不同末态之间的相互污染，每个 MC 样本含有 2×10^5 个事例，结果如图 4.1 所示。

4.3.1.4 4C 运动学拟合

事例末态中的带电粒子（记为 X ）经过鉴别之后，通过顶点拟合约束到对撞顶点。经过顶点拟合的带电径迹和由 EMC 重建出来的辐射光子信息要求满足四动量守恒，等于 ψ' 的四动量 (0.039, -0.001, 0.0039, 3.6862)：即要求物理过程为 $\psi' \rightarrow \gamma X$ 。在寻找小信号时，直接对信号区间的数据进行优化可能造成有偏的选择条件。 χ_{c2} 的质量区间和 η'_c 相近，所以对 χ_{c2} 质量区间的优化结果，可以外推到 η'_c 质量区间。图 4.2 显示了各个不同质量区间 χ_{4C}^2 分布的对比，最终，要求 $\chi_{4C}^2 < 40$ 。

4.3.1.5 来自 $\psi' \rightarrow XJ/\psi$ 的本底

尽管运动学的约束可以去除绝大部分的本底，鉴于 $\psi' \rightarrow XJ/\psi$ 的分支比非常大，仍然会有这样的本底残留下来。其中， X 表示 $\pi^+\pi^-$ 或者 η 。这种本底对于末态中有 π 的衰变道污染较为严重。图 4.3 显示了不同衰变道的 $\pi^+\pi^-$

图 4.2 χ^2_{4C} 的比较。表 4.2 $\pi^+\pi^-$ 反冲不变质量的效果。

| (%) | $\gamma 2(\pi^+\pi^-)$ | $\gamma \pi^+\pi^- K^+ K^-$ | $\gamma \pi^+\pi^- p\bar{p}$ |
|--------------------|------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| ε loss | 0.7 | 0.3 | 1.8 |
| BG veto | 93 | 80 | 73 |

反冲不变质量的分布和选择条件的优化。

从上面一行的图中可以看到，在 $M_{\pi^+\pi^-}^{\text{recoil}} = 3.097 \text{ GeV}/c^2$ 处，有一个明显的峰位，对应的本底为 $\psi' \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$, $J/\psi \rightarrow (\gamma)l^+l^-/p\bar{p}$ 。对于本底 $\psi' \rightarrow \eta J/\psi$, $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0/\gamma$, $J/\psi \rightarrow (\gamma)l^+l^-/p\bar{p}$, 在 $M_{\pi^+\pi^-}^{\text{recoil}}$ 的谱上会大于 $3.097 \text{ GeV}/c^2$ 。在图中可以清晰的看到在 $3.097 \text{ GeV}/c^2$ 及以上有不同的峰位存在。所以，为了去除 $\psi' \rightarrow X J/\psi$ 的本底，我们要求 $M_{\pi^+\pi^-}^{\text{recoil}} < 3.05 \text{ GeV}/c^2$ 。这个选择条件造成的效果损失和本底去除情况列于表 4.2

4.3.2 本底估计

我们把信号的不变质量分成三个部分来研究本底： χ_{cJ} 区间 ($3.35 \sim 3.60 \text{ GeV}/c^2$)、 η'_c 区间 ($3.60 \sim 3.66 \text{ GeV}/c^2$) 和 ψ' 区间 ($3.66 \sim 3.70 \text{ GeV}/c^2$)。经过上面所述的选择条件后，各衰变末态的选择效率列于表 4.4 中。 η'_c 区间的本底情况如表 4.3 所示。余留下来的本底可根据反应末态中光子的数目分为三类：(1) 事例中没有辐射光子，即 $\psi' \rightarrow X$ ；(2) 事例中有一个额外的光子

表 4.3 单举 ψ' MC 中 η'_c 质量区间的本底。

| channel | $\gamma 2(\pi^+\pi^-)$ | $\gamma \pi^+\pi^- K^+ K^-$ | $\gamma \pi^+\pi^- p\bar{p}$ | $\gamma 2(K^+ K^-)$ |
|------------|------------------------|-----------------------------|------------------------------|---------------------|
| γX | 42 | 28 | 156 | 2 |
| X | 21 | 53 | 46 | 0 |
| other | 10 | 2 | 4 | 0 |

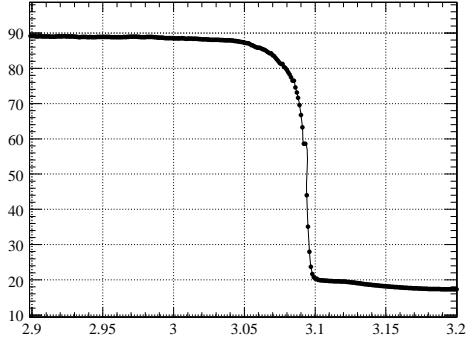
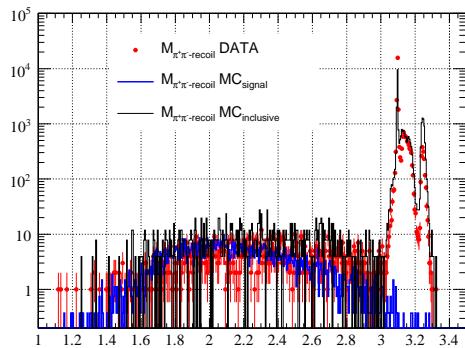
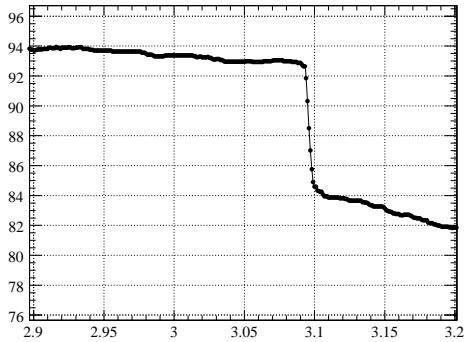
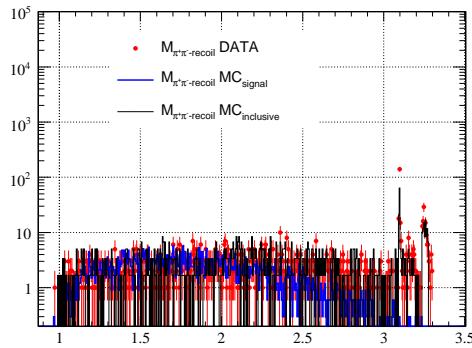
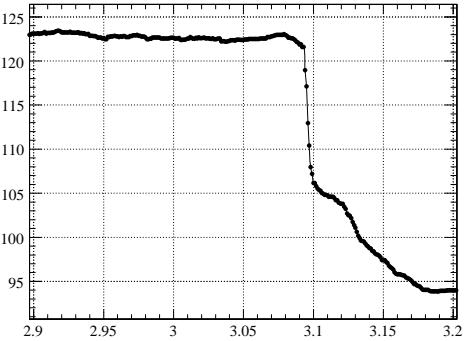
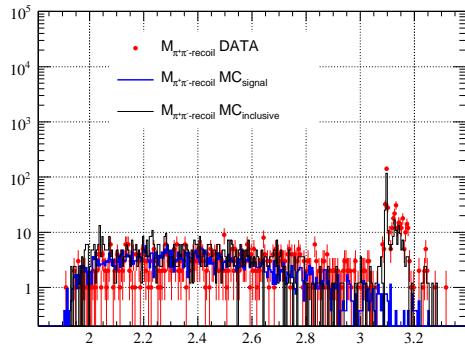
(a) $\psi' \rightarrow \gamma 2(\pi^+ \pi^-)$ 。(b) $\psi' \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- K^+ K^-$ 。(c) $\psi' \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- p \bar{p}$ 。图 4.3 $\pi^+ \pi^-$ 反冲不变质量的比较和优化。左面一列是数据和 MC 的对比，右面一列是 FOM 随选择条件的变化。

表 4.4 选择效率。

| cut | $\gamma 2(\pi^+\pi^-)$ | $\gamma\pi^+\pi^-K^+K^-$ | $\gamma\pi^+\pi^-p\bar{p}$ | $\gamma 2(K^+K^-)$ |
|----------------------------------|------------------------|--------------------------|----------------------------|--------------------|
| total | 10000 | 10000 | 10000 | 10000 |
| $N_{ch} = 4$ | 6321 | 5311 | 5698 | 4151 |
| $N_\gamma \leq 1$ | 4739 | 4048 | 5080 | 3333 |
| PID | 4059 | 3681 | 4552 | 2871 |
| $M_{\pi^+\pi^-}^{\text{recoil}}$ | 2935 | 2627 | 2917 | 2871 |
| χ^2_{4C} | 2636 | 2339 | 2517 | 1796 |

表 4.5 不同数据样本得到的 $e^+e^- \rightarrow \eta'\rho^0$ 过程截面。

| data | 3.65 GeV | 3.773 GeV |
|---------------|---------------|---------------|
| $\sigma (nb)$ | 3.3 ± 1.3 | 3.5 ± 0.4 |

$\psi' \rightarrow \gamma\gamma(\pi^0)X$; (3) 事例末态和信号完全相同, 只是光子来自初态辐射 (ISR) 或末态辐射 (FSR)。这里, 用 X 表示事例末态中的带电径迹。

4.3.2.1 $\psi' \rightarrow \eta'\rho^0$

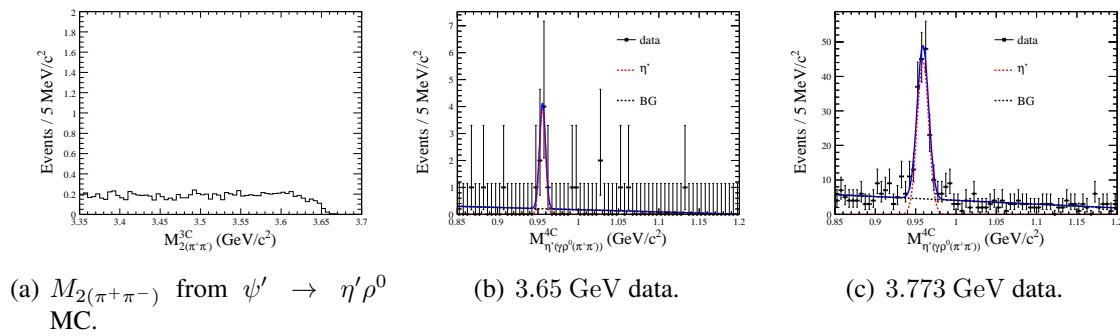
从 ψ' 的单举 MC 样本来看, 在 η'_c 质量区间 ($3.60 \text{ GeV}/c^2 \sim 3.66 \text{ GeV}/c^2$) 的本底中最重要的本底来自 $\psi' \rightarrow \eta'\rho^0$, $\eta' \rightarrow \gamma\rho^0$ 。根据 PDG 的分支比, 这种本底在 η'_c 质量区间贡献 $8.5^{+7.6}_{-5.4}$ 个事例, 形成一个光滑下降的谱形, 如图 4.4(a) 所示。因为 PDG 上的分支比 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \eta'\rho^0)$ 有很大的误差, 我们尝试利用 “continuum” 数据重新测量。衰变过程 $\psi' \rightarrow \eta'\rho^0$ 是一个同位旋破坏的过程, 可以用 “continuum” 来计算, 其分支比满足以下关系:

$$\frac{\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \eta'\rho^0)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \eta'\rho^0)} = \frac{\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad (4.2)$$

这里, \mathcal{B} 和 σ 分别表示相应过程的分支比和截面。从 $\gamma\rho^0$ 的不变质量谱上可以发现明显的 η' 的信号, 通过拟合可以得到事例数。图 4.4(b) 和图 4.4(c) 显示了用高斯函数拟合不同数据样本中 η' 的结果。计算得到的截面值显示于表 4.5 中。

根据 PDG 的分支比 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-) = 0.77\%$, 和 $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{86.8}{s} = 6.4 \text{ nb}$, 利用公式 4.2 可以计算出 $\psi' \rightarrow \eta'\rho^0$ 的分支比, 列于表 4.6 中。重新估计的本底事例数为 1.9 ± 0.2 个, 可以忽略。

4.3.2.2 $\psi' \rightarrow X$

图 4.4 $\psi' \rightarrow \eta'\rho^0$ 对 η'_c 的污染。表 4.6 利用不同数据样本得到的 $\psi' \rightarrow \eta'\rho^0$ 过程分支比。

| 数据 (\sqrt{s}) | 3.65 GeV | 3.773 GeV |
|-------------------------|---------------|---------------|
| $\mathcal{B} (10^{-6})$ | 4.0 ± 1.6 | 4.2 ± 0.4 |

来自 $\psi' \rightarrow X$ 的本底之所以能够符合我们 $\psi' \rightarrow \gamma X$ 的选择条件, 是因为有一个假光子被误判, 从而满足 γX 的 4C 运动学拟合。4C 之后, 这种本底在 M_X^{4C} 的质量谱上在非常接近 $M_{\eta'_c}$ 的右端形成一个峰位的形状。由于对光子的能量有一个 25 MeV 的要求, 使得在峰位的右端有一个急速下降的形状, 如图 4.5(a) 中实线所示。如果在做 4C 运动学拟合时不用测量的光子能量-即只用光子的位置信息, 那么运动学拟合就成为 3C。因为在 3C 的运动学拟合中, 假光子的能量趋向于 0, 所以在 3C 之后 X 的不变质量谱 M_X^{3C} 上, $\psi' \rightarrow X$ 的本底相对于 4C 的结果会向右移动, 峰位更靠近 $M_{\psi'}$, 如图 4.5(a) 中虚线所示。3C 和 4C 对信号 MC 的影响很小, 只是质量分辨稍有不同, 如图 4.5(b) 所示。但是, 3C 可以更好地分开信号和本底, 所以, 最终的质量谱也采用 3C 运动学拟合的结果。

4.3.2.3 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$

在 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 事例中, π^0 衰变为两个光子, 如果其中有一个低能光子, 很难利用 EMC 的信息将其重建好。所以, 通过将两个光子重建为 π^0 的方法无法完全去除这种本底。 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 的本底对信号选择的污染可以利用如下方法来估计:

- 从真实数据中选择一个纯净的 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 样本: $D_{\pi^0 X}$
- 利用 MC 样本来估计 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 到 $\psi' \rightarrow \gamma X$ 的污染率: f_{scale}
- 本底 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 对信号选择的贡献为 $D_{\pi^0 X} \times f_{scale}$

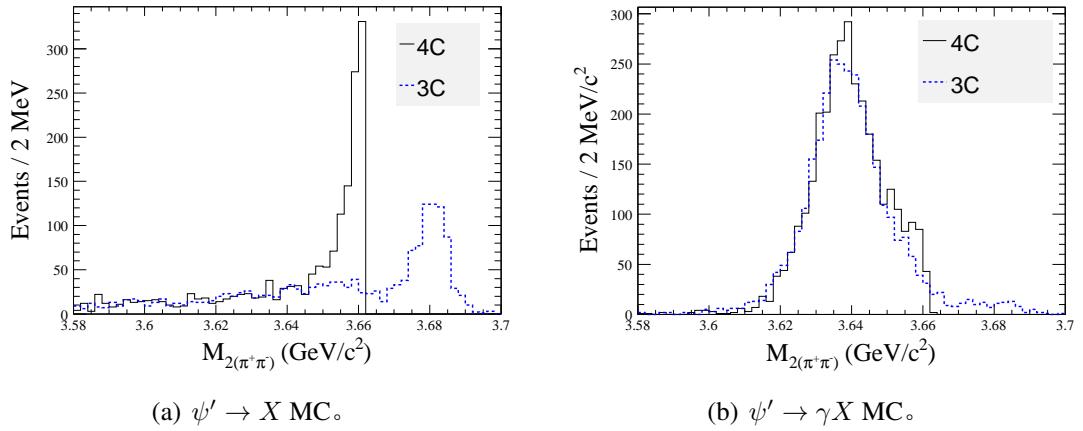


图 4.5 3C 和 4C 运动学拟合比较。

该方法的示意图如图 4.6 所示，本底的贡献为： $E + F = (D + F) \times \frac{B+C}{A+C}$ 。

首先，需要从数据中选择一个纯净的 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 样本，事例末态中含有两个光子，与信号的事例选择条件非常相似，具体如下：

- 四条带电径迹，每条径迹均满足 $dr < 1 \text{ cm}$, $dz < 10 \text{ cm}$
- 至少一个光子，每个光子均要求：
 - $0 \leq TDC \leq 700 \text{ ns}$
 - $|\cos \theta_\gamma| < 0.8$ 或 $0.86 < |\cos \theta_\gamma| < 0.92$
 - $E_\gamma > 25 \text{ MeV}$
- 粒子鉴别：四条带电径迹被鉴别为相应粒子的 χ^2 最小
- 对 $X = 2(\pi^+\pi^-)$, 任意两条带电径迹假设为 μ 时，要求 $M_{\mu^+\mu^-} < 3.0 \text{ GeV}/c^2$
- 5C 运动学拟合：4C 加上一个 π^0 的质量约束

5C 的 χ^2 分布如图 4.7 所示，要求 $\chi^2_{5C} < 30$ 。利用得到的 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 数据样本来做 γX 的运动学拟合，从而得到类似信号选择中 M_X^{3C} 的分布，如图 4.8 中左上图所示。然后，产生一个很大的 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ MC 样本，计算选择 $\psi' \rightarrow \gamma X$ 和 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 的效率比。这个效率比是随 M_X^{3C} 变化的曲线，如图 4.8 中右上图所示。图 4.8 左下图是从数据选择的 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 样本经 MC 样本得来的效率比归一之后，得到的 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 本底的贡献。为了验证这个方法的有效性，我们用 ψ' 单举 MC 样本来做同样的处理。图 4.8 右下图中实心圆点表示预期的 $\psi' \rightarrow \gamma X$ 本底，空心圆点是从 MC truth 读到的这种本底的贡献，从对比中可以

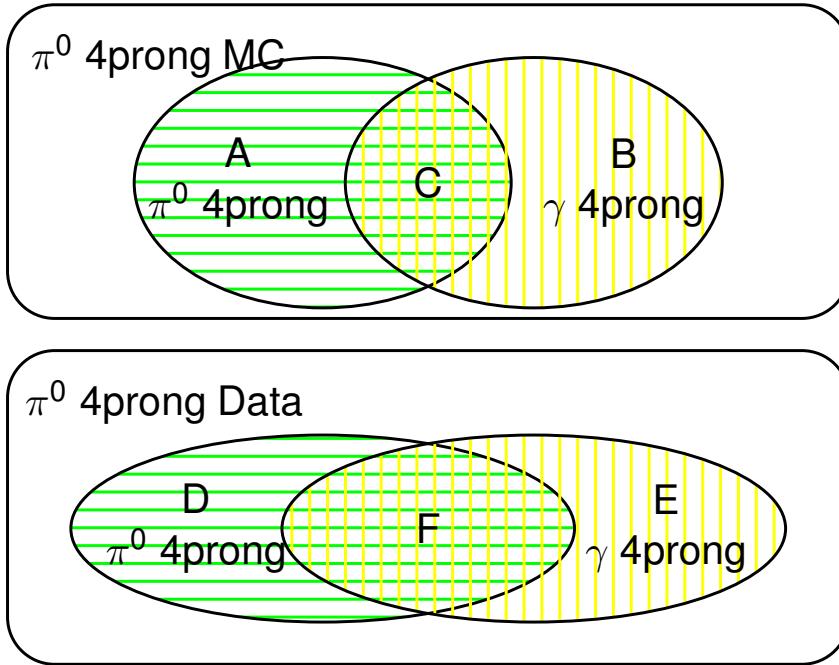


图 4.6 估计 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 本底示意图。上图为 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ MC，下图为 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 数据，绿色部分是鉴别为 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 的事例，黄色部分是鉴别为 $\psi' \rightarrow \gamma X$ 的事例。

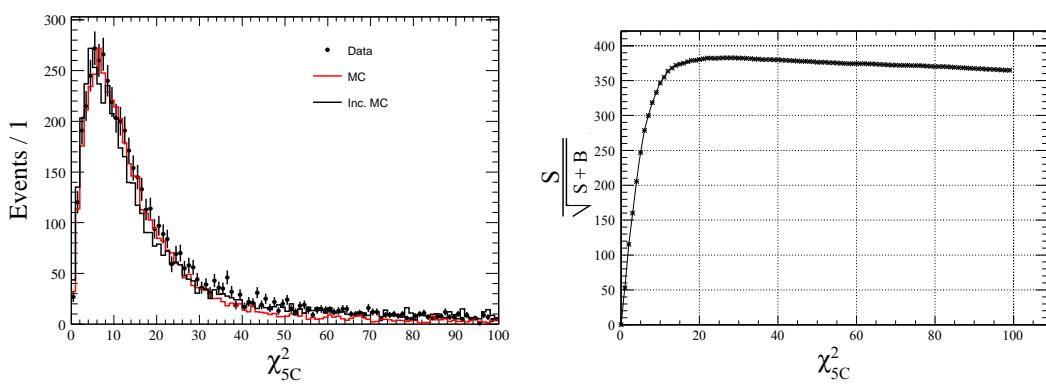


图 4.7 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 选择中 χ^2_{5C} 的比较和优化。

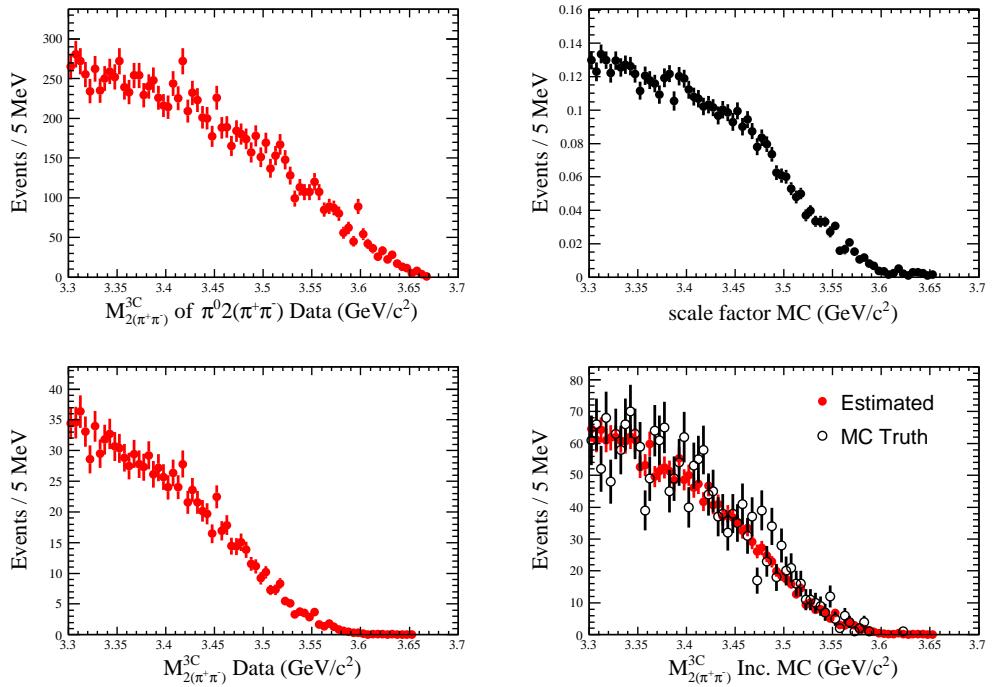


图 4.8 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 本底的估计。左上为从数据选择的 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 样本，右上为从 MC 样本得到的两种选择条件的效率比，左下为估计的本底贡献- $D_{\pi^0 X} \times f_{scale}$ ，右下为用 ψ' 单举 MC 样本做的检查。

看出，两者的结果是一致的。

利用以上方法得到的来自 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 的本底可以用 Novosibirsk 函数 [68] 来描述，拟合结果如图 4.9 所示。

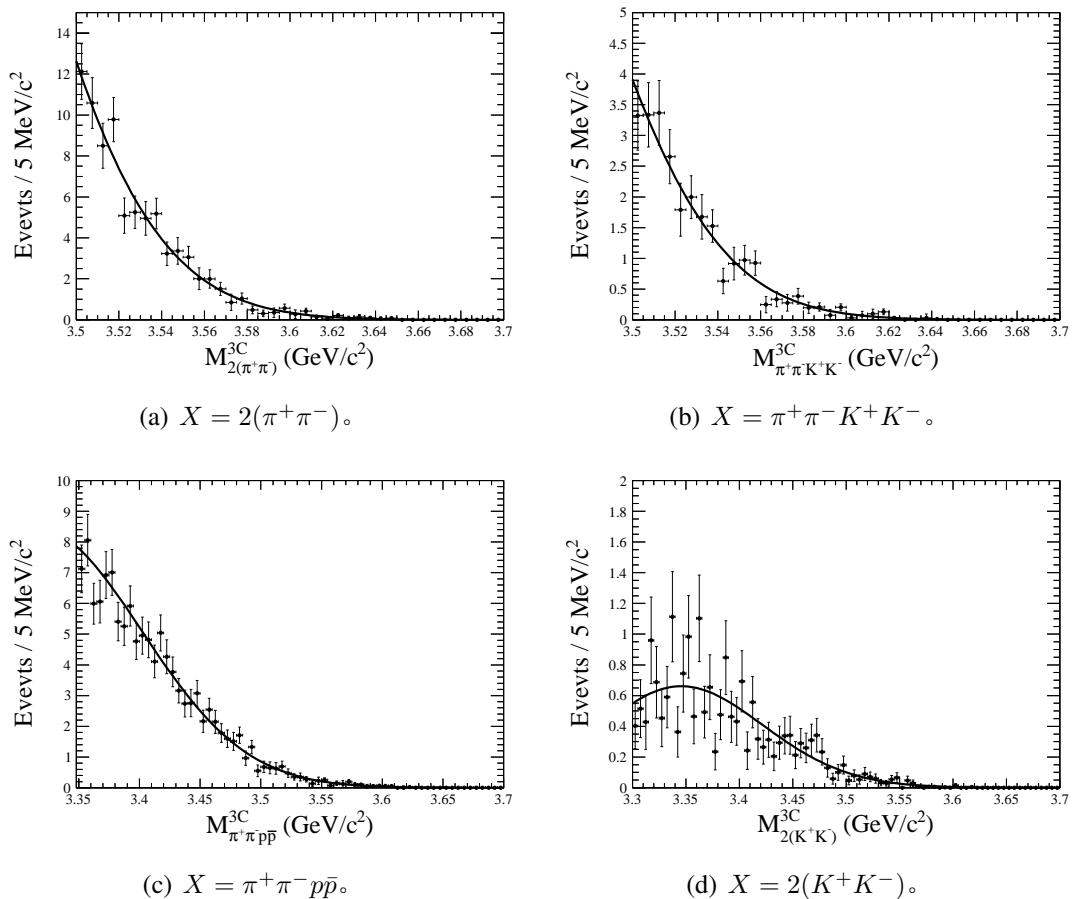
4.3.2.4 $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR/FSR}} X$

来自 $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}} X$ 的本底可以利用 continuum 的数据估计，与非 ψ' 的贡献一并处理。不同样本的本底个数可以按照亮度来归一：

$$f = \frac{156 \text{ pb}^{-1}}{44 \text{ pb}^{-1}} \cdot \left(\frac{3.65 \text{ GeV}}{3.686 \text{ GeV}} \right)^2 = 3.5, \quad (4.3)$$

这里 156 pb^{-1} 和 44 pb^{-1} 对应 $\sqrt{s} = 3.686 \text{ GeV}$ 和 $\sqrt{s} = 3.65 \text{ GeV}$ 处两个数据样本的积分亮度， $\left(\frac{3.65 \text{ GeV}}{3.686 \text{ GeV}} \right)^2$ 源自对撞截面随能量的依赖关系。考虑到两个样本的能量点差异 ($m_0 = 0.036 \text{ GeV}/c^2$)，从 continuum 数据样本得到的质量谱需要做一个平移：

$$m \rightarrow m + m_0. \quad (4.4)$$

图 4.9 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 本底的拟合。函数形式为 Novosibirsk 函数。

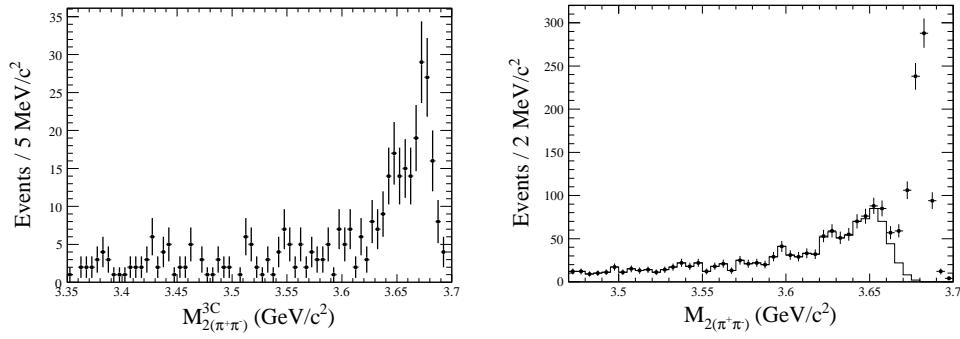
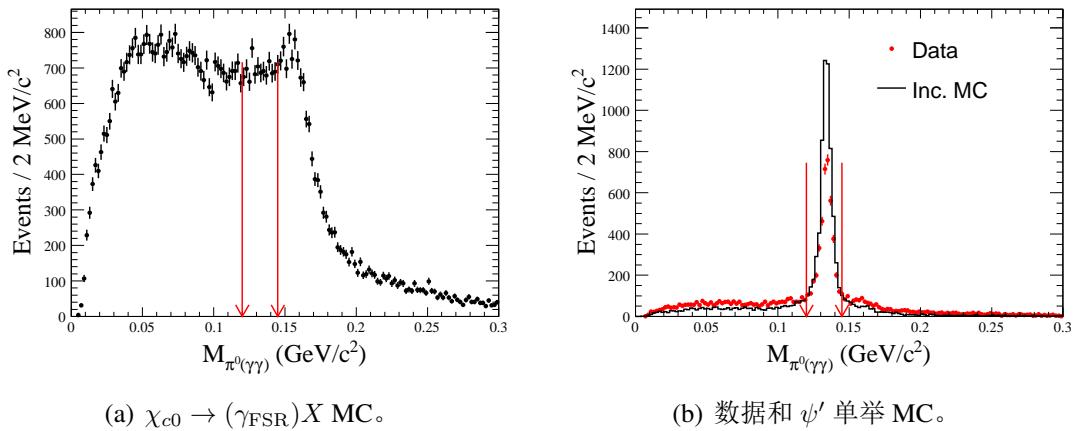
(a) continuum 数据对 M_X^{3C} 的贡献。 (b) FSR 的形状。直方图为 FSR 事例。

图 4.10 ISR 和 FSR。

最终, continuum 数据的贡献显示于图 4.10(a) 中, 此类本底在拟合时也可以被固定住。

衰变过程 $\psi' \rightarrow \gamma \eta'_c$ 中的辐射光子能量 $E_\gamma \sim 50$ MeV, 而 $\psi' \rightarrow X$ 的事例可以通过 FSR 产生一个光子。在产生子里面, FSR 光子利用 PHOTOS 来产生, $\psi' \rightarrow (\gamma_{\text{FSR}})X$ MC 样本的质量谱 M_X^{3C} 如图 4.10(b) 所示。由图可见, 来自 FSR 的本底在信号区间有一个明显的贡献, 而且由于事例末态与信号一致, 很难与信号区分开。所以, 能否准确的估计 FSR 本底的贡献, 对于信号的大小至关重要。为了准确地估计 MC 和数据之间 FSR 的差别, 我们需要从数据里面选出一个纯净的 FSR 样本。由于 FSR 为 QED 过程, 多个辐射光子的情形应为 $O(\alpha)$ 的压低。这里, 我们只考虑最低阶的贡献—即只有一个 FSR 光子的情况。为了确定事例中的 FSR 光子确实是从带电径迹的 FSR 过程产生, 带电径迹被要求从一个共振态衰变而来。而且, 在该共振态的低质量侧没有其它的共振态。这样的话, 由共振态衰变的带电末态若是产生了 FSR 光子, 那么带电末态的不变质量会在共振态的低质量侧形成一个长长的尾巴, 而带电末态加上 FSR 光子的不变质量仍然会在共振态附近形成一个峰位。

考虑到上述特点与要求, 我们确定选择样本的衰变道为 $\psi' \rightarrow \gamma \chi_{c0}$, $\chi_{c0} \rightarrow \gamma_{\text{FSR}} X$ 。为了得到控制样本, 对 $\psi' \rightarrow \gamma \gamma_{\text{FSR}} X$ 的选择条件与 $\psi' \rightarrow \gamma X$ 非常相似, 只是现在要求事例中至少有两个光子。然后对末态的 $\gamma \gamma_{\text{FSR}} X$ 做 4C 的运动学拟合, 约束到 ψ' 的最初四动量上面, 并且要求 $\chi_{4C}^2(\gamma \gamma_{\text{FSR}} X) < 40$ 。在 FSR 样本的选择过程中, $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 是一项最主要的本底。在选择的 $\psi' \rightarrow \gamma \gamma_{\text{FSR}} X$

图 4.11 $\psi' \rightarrow \gamma\gamma_{\text{FSR}}X$ 事例中两光子的不变质量。

事例中，两光子的不变质量显示于图 4.11 中，可以看到，尽管一个 π^0 窗口的去除会降低效率，但仍然可以提高信噪比，这里我们要求 $M_{\gamma\gamma_{\text{FSR}}}^{4C} < 0.12 \text{ GeV}/c^2$ 或者 $> 0.145 \text{ GeV}/c^2$ 。

经过上述选择条件之后，用 ψ' 单举 MC 样本估计 χ_{c0} 质量区间 ($3.28 \text{ GeV}/c^2 < M_X^{3C} < 3.44 \text{ GeV}/c^2$) 的本底率为 $(10.1 \pm 0.5)\%$ 。图 4.12 显示了 X 的不变质量 M_X^{3C} 和 $\gamma_{\text{FSR}}X$ 的不变质量 $M_{\gamma_{\text{FSR}}X}^{3C}$ 分布的二维图，其中的不变质量都是 $3C$ 之后的结果。这里的 $3C$ 是对 $\gamma\gamma_{\text{FSR}}X$ 做 $4C$ 的运动学拟合时，不用 FSR 光子的能量。从图 4.12(a) 可以看到，中心的一个亮点（虚线框）表示的事例是 $\chi_{c0} \rightarrow X$ ，其中的 FSR 光子为假光子， $3C$ 之后的能量 ~ 0 。另外，还有一个实线框表示事例 $\chi_{c0} \rightarrow \gamma_{\text{FSR}}X$ 。我们根据 M_X^{3C} 的大小，标记这两部分事例为 (χ_{c0}) “peak” 和 “tail”。实线框中的 FSR 事例在 M_X^{3C} 的谱上形状比较分散，但是在 $M_{\gamma_{\text{FSR}}X}^{3C}$ 的谱上面，在 χ_{c0} 处会形成一个峰。在 ψ' 单举 MC 和数据中也存在明显的 FSR “tail”，如图 4.12(b) 和 4.12(c) 所示。现在可以比较 MC 和数据中 FSR 比例的差别。

图 4.13 的上面一行是图 4.12 在 M_X^{3C} 的投影，从左到右依次是信号 MC、 ψ' 单举 MC 和数据。从图 4.13 左上角的信号 MC 分布图来看，FSR 事例的贡献是一条光滑的曲线。如果 FSR 事例 ($3.30 \text{ GeV}/c^2 < M_X^{3C} < 3.38 \text{ GeV}/c^2$) 中的 FSR 光子加回到强子末态中去，可以看到在 χ_{c0} 质量处 $M_{\gamma_{\text{FSR}}X}^{3C}$ 形成一个峰，如图 4.13 左下图所示。对于 ψ' 单举 MC 和数据做同样的处理，都显示在图 4.13 最下面一行中。

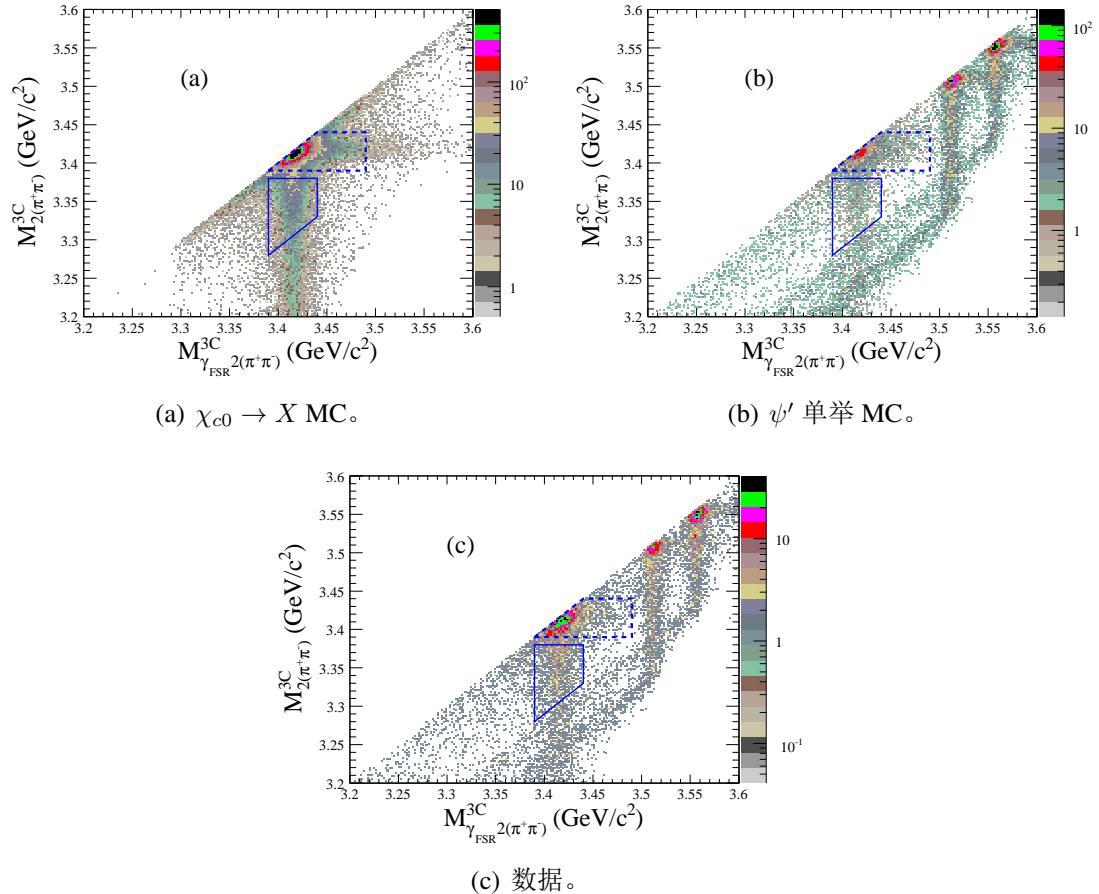


图 4.12 $\psi' \rightarrow \gamma\gamma_{FSR}X$ 样本中 M_X^{3C} 对 $M_{\gamma_{FSR} 2(\pi^+\pi^-)}^{3C}$ 的二维分布。图中虚线框表示没有 FSR 的事例，而实线框表示有 1 个 FSR 光子的事例。

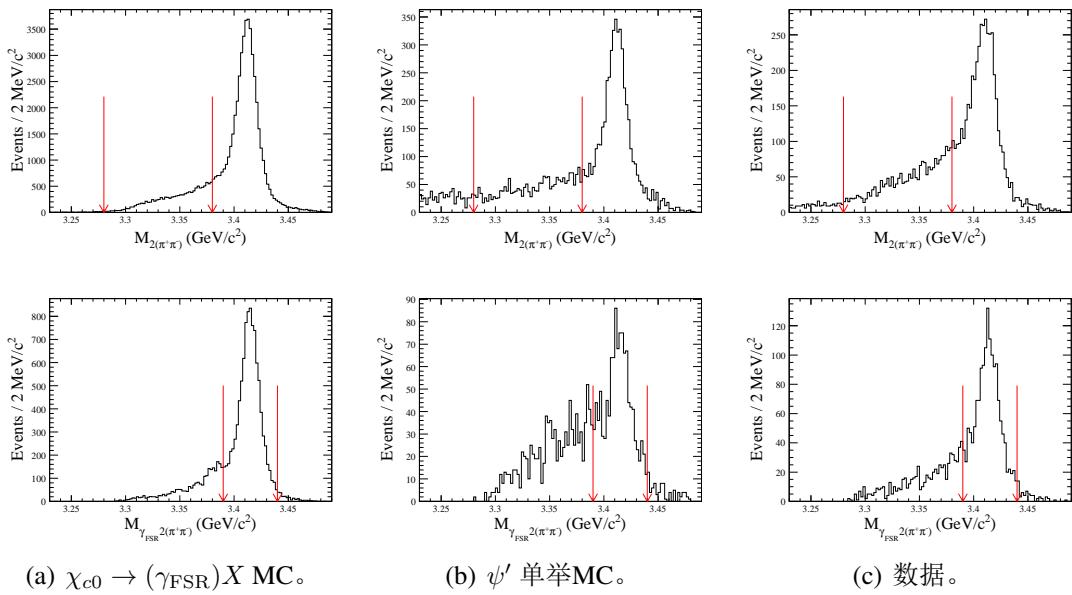


图 4.13 $\psi' \rightarrow \gamma\gamma_{\text{FSR}}X$ 样本的一维分布。上一行： $\psi' \rightarrow \gamma\gamma_{\text{FSR}}X$ 中 M_X^{3C} 的分布。下一行： $\psi' \rightarrow \gamma\gamma_{\text{FSR}}X$ 中 $M_{\gamma_{\text{FSR}}^2(2\pi^+\pi^-)}$ 的分布 ($3.28 \text{ GeV}/c^2 < M_{\gamma_{\text{FSR}}^2(2\pi^+\pi^-)} < 3.38 \text{ GeV}/c^2$)。

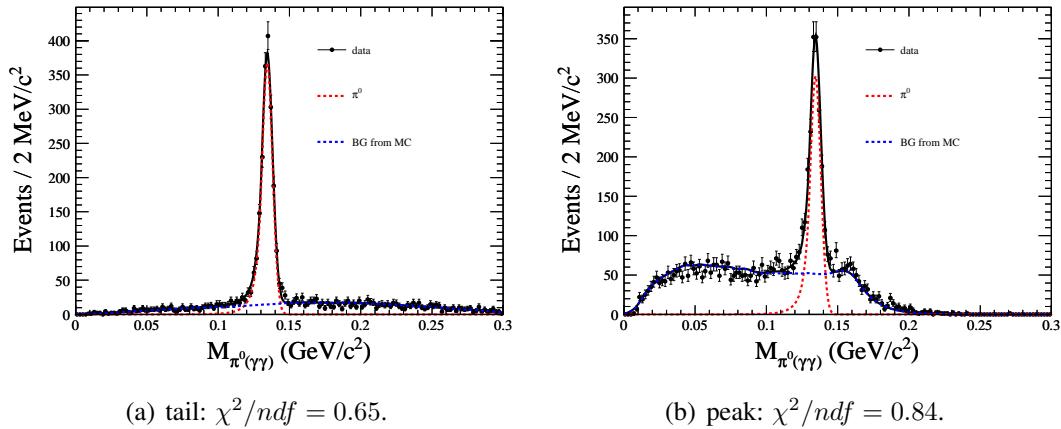
利用经过事例选择之后的数据和 MC，可以定义一个描述 FSR 比率的比例因子 R_{FSR} ：

$$R_{\text{FSR}} = \frac{N_{\text{FSR}}}{N_{\text{noFSR}}} \quad (4.5)$$

这里， N_{FSR} 表示 FSR 的事例 (“tail”) 数， N_{noFSR} 表示没有 FSR 的事例 (“peak”) 数。对于 MC， R_{FSR} 可以直接由 MC truth 得到。对于数据，可按找如下公式来计算：

$$R_{\text{FSR}}^{\text{data}} = \frac{N_{\text{FSR}}^{\text{obs}} - N_{\text{FSR}}^{\text{BG}}}{N_{\text{noFSR}}^{\text{obs}} - N_{\text{noFSR}}^{\text{BG}}}, \quad (4.6)$$

这里， $N_{\text{FSR}}^{\text{obs}}$ 和 $N_{\text{noFSR}}^{\text{obs}}$ 表示数据中观测到的 FSR 和非 FSR 事例数， $N_{\text{FSR}}^{\text{BG}}$ 和 $N_{\text{noFSR}}^{\text{BG}}$ 表示 “tail” 和 “peak” 中残留的本底数。大部分的本底来自 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ ，这种本底可以通过拟合两光子的不变质量谱 $M_{\gamma\gamma_{\text{FSR}}}$ 来估计。图 4.14 显示了对 “tail” 和 “peak” 区的数据进行同时拟合的结果。 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 以外的其它本底利用 ψ' 单举 MC 样本来估计。MC 和数据的 R_{FSR} 比值可以用来描述它们之间的差别。这个比值可以利用两个数据样本来计算， $X = 2(\pi^+\pi^-)$ 和

图 4.14 数据中的 π^0 信号拟合结果。

$$X = \pi^+ \pi^- K^+ K^-;$$

$$\frac{R_{\text{FSR}}^{\text{data}}}{R_{\text{FSR } X=2(\pi^+\pi^-)}^{\text{MC}}} = 1.70 \pm 0.07 \pm 0.07 \quad (4.7)$$

$$\frac{R_{\text{FSR}}^{\text{data}}}{R_{\text{FSR } X=\pi^+\pi^- K^+ K^-}^{\text{MC}}} = 1.39 \pm 0.08 \pm 0.04 \quad (4.8)$$

最后一项为系统误差，来自本底的统计误差。从上面的结果可以看出，在研究的两个数据样本中，数据里面 FSR 的比率比 MC 要高 70% 和 39%。考虑到 FSR 中以 π 的贡献为主，定义单个 π 的 $\frac{R_{\text{FSR}}^{\text{data}}}{R_{\text{FSR}}^{\text{MC}}}$ 为 r ，近似存在以下关系：

$$r_{2(\pi^+\pi^-)}^4 = 1.70; \quad r_{\pi^+\pi^- K^+ K^-}^2 = 1.39 \quad (4.9)$$

所以， $r_{2(\pi^+\pi^-)} = 1.14 \pm 0.02$ ， $r_{\pi^+\pi^- K^+ K^-} = 1.18 \pm 0.04$ ，二者在误差范围内一致。

根据得到的比例因子 r 和衰变末态中 π 的数目，可以重新归一 MC 样本中 FSR 的贡献，使其与数据一致。关于 FSR 的其它特性，我们比较了 $\chi_{c0} \rightarrow \gamma_{\text{FSR}} 2(\pi^+\pi^-)$ 过程 MC 和数据中 FSR 光子的性质对比，如图 4.15 所示。由图中分布可见，数据和 MC 的分布比较一致。

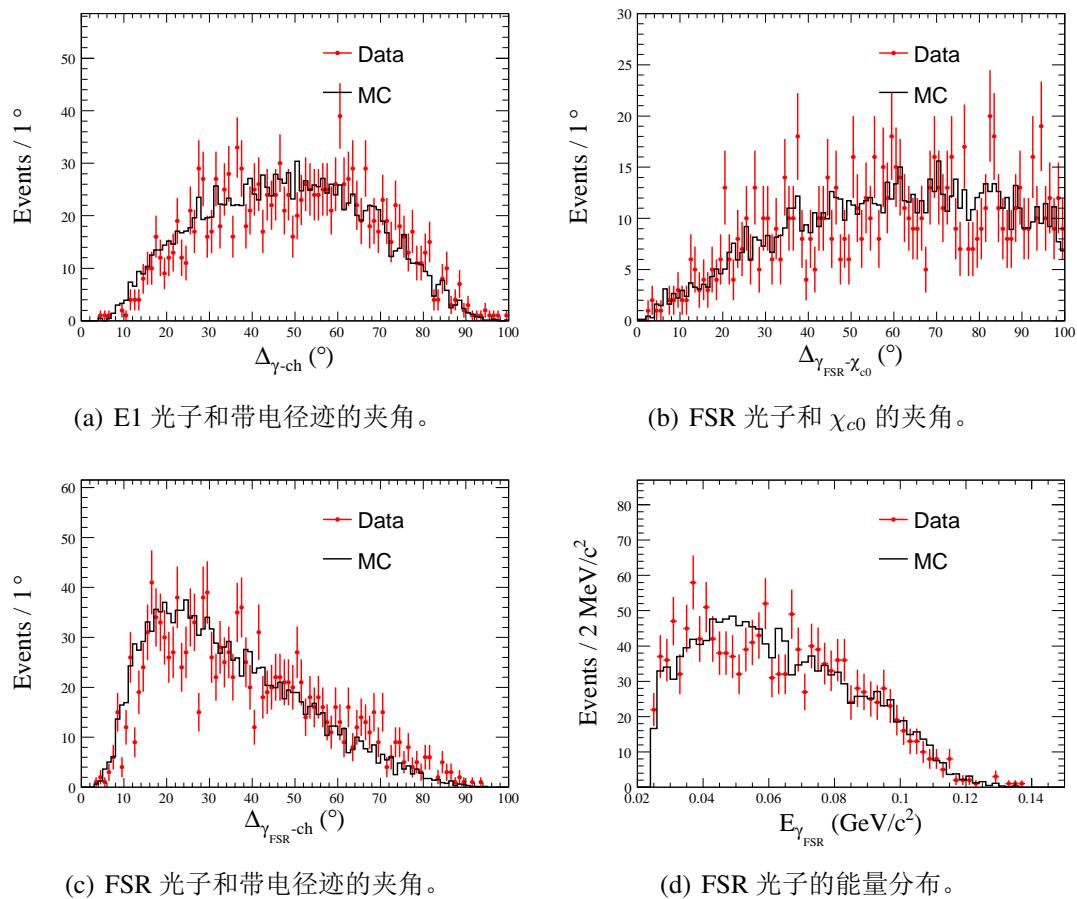


图 4.15 数据和 MC 之间 FSR 光子的对比。

4.3.3 信号形状

一个共振态的形状通常可以简单地利用一个 Breit-wigner 形式 $BW(m_0, \Gamma_0)$ 来描述, 这里, m_0 为质量中心值, Γ_0 为常数宽度。 ψ' 到 χ_{cJ}/η'_c 的衰变为 $E1/M1$ 跃迁, 在光子谱上面有一个 E_γ^3 的因子, 这里, E_γ 是辐射光子的能量。描述信号的形式为 $BW(m_0, \Gamma_0) \times E_\gamma^3 \times f_{damp}$ 。这里, f_{damp} 是一个衰减函数, 用来消除由于 E_γ^3 带来的在低质量区 (对应高能光子) 的发散问题。其中, $f_{damp} = \frac{E_0^2}{E_\gamma E_0 + (E_\gamma - E_0)^2}$ [64], E_0 是辐射跃迁中最可几的光子能量。考虑到探测器的分辨, 需要卷积一个高斯 $G(\mu, \sigma)$, 这里, μ 和 σ 分别为高斯分布的中心值和标准偏差。

4.3.4 质量谱拟合

在拟合数据时, 信号和本底的形状如上所述, 拟合区间为 $3.54 \sim 3.70 \text{ GeV}/c^2$ 。在拟合区间的左端, 主要是 χ_{cJ} 和 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 的贡献, 考虑到 $\chi_{c0,1}$ 的尾巴对拟合区间的贡献, 要求来自 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 的本底浮动来作为补偿。在拟合区间的右端, $\psi' \rightarrow X$ 的形状直接由 MC 模拟得到, 考虑到 MC 和数据之间的差别, 需要卷积上一个高斯函数来改善峰位的偏移。这部分的大小浮动, 但要求与 $\psi' \rightarrow \gamma_{\text{FSR}} X$ 的贡献比例固定, 该比例因子由 PHOTOS 来模拟, 并且经过如 4.3.2.4 节所述的修正。图 4.16 显示了对质量谱的拟合结果, 对于 $X = 2(\pi^+\pi^-)$ 、 $\pi^+\pi^-K^+K^-$ 、 $\pi^+\pi^-p\bar{p}$ 和 $2(K^+K^-)$ 得到的事例数分别为: 24.50 ± 5.19 、 0.00 ± 8.31 、 41.69 ± 19.23 和 0.00 ± 2.22 , 拟合的 $\chi^2/\text{ndf} =$ 分别为: 5.21 、 3.04 、 1.21 和 0.83 。虽然在质量谱的低端拟合较差, 但是对信号区间不会有特别大的影响。

4.4 $\eta'_c \rightarrow$ 两条带电径迹

4.4.1 $\eta'_c \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$

事例选择条件如下:

- $N_{\text{charged}} = 2$:
- $\text{d}r < 1 \text{ cm}$, $\text{d}z < 10 \text{ cm}$

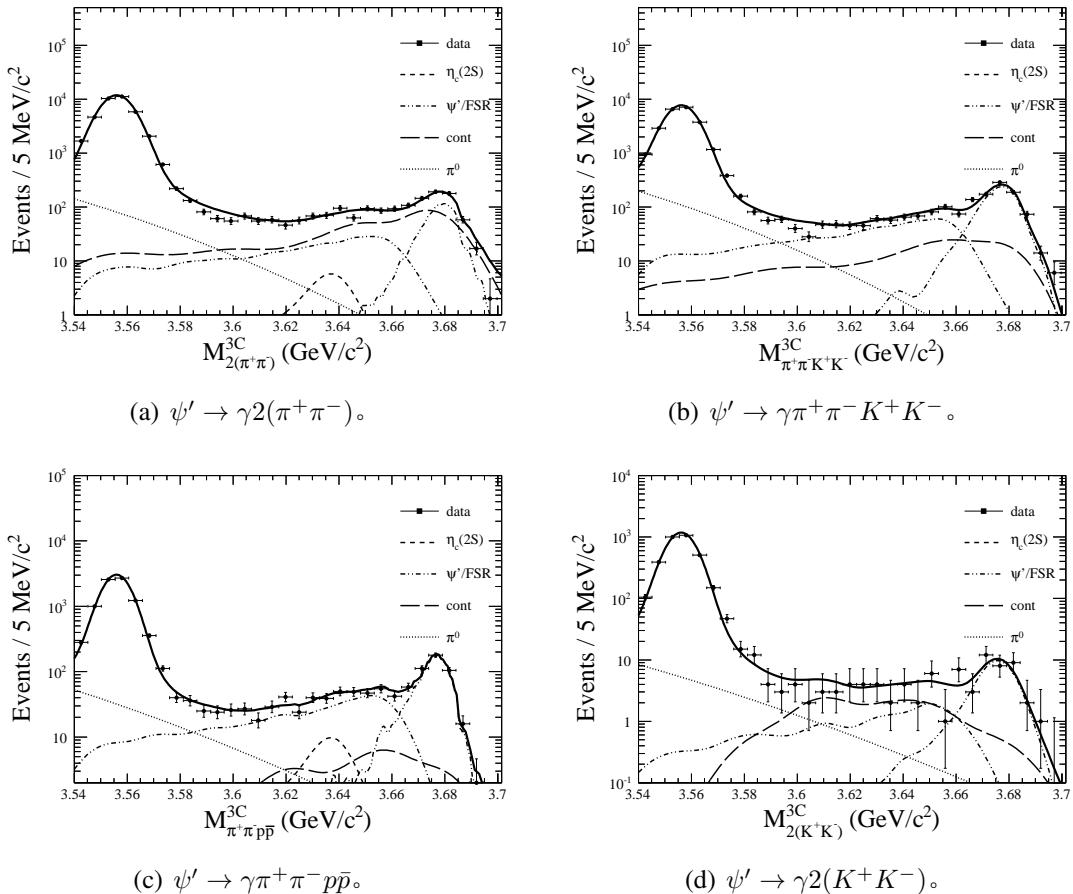


图 4.16 $\psi' \rightarrow \gamma X$ 质量谱拟合。带误差棒的圆点表示数据, 实线表示拟合数据的曲线, 短虚线表示信号 $\psi' \rightarrow \gamma \eta'_c \rightarrow \gamma X$, 点划线表示来自 $\psi' \rightarrow (\gamma_{\text{FSR}}) X$ 的本底, 长虚线表示 continuum 的本底, 点线表示来自 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 的本底。

表 4.7 $\psi' \rightarrow \gamma\eta\pi^+\pi^-$ 的选择效率。

| | $\chi_{cJ} \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ | $\eta'_c \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ |
|-------------------|----------------------------------------|--------------------------------------|
| $\varepsilon(\%)$ | 28.01 | 24.25 |

表 4.8 $\psi' \rightarrow \gamma\eta\pi^+\pi^-$ 的预期本底。

| 本底 | 事例数 |
|-----------------------------------------------------------------------|------|
| $\psi' \rightarrow \gamma\chi_{cJ} \rightarrow \gamma\gamma J/\psi$ | 1418 |
| $\psi' \rightarrow \pi^0\eta\pi^+\pi^-$ | 826 |
| $\psi' \rightarrow \gamma\chi_{cJ} \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\pi^0$ | 326 |
| $\psi' \rightarrow \pi^0\pi^0 J/\psi$ | 319 |

- $|\cos \theta| < 0.93$
- $N_\gamma \geq 3$:
 - $0 \leq TDC \leq 700$ ns
 - $\theta_{ch-\gamma} > 20^\circ$
 - $E_\gamma \geq 25$ MeV
 - $|\cos \theta_\gamma| < 0.8$, or $0.86 < |\cos \theta_\gamma| < 0.92$
- PID: 两条带电径迹均被鉴别为 π
- 利用 4C 运动学拟合最小的 χ^2 来选择 3 个光子

我们选择质量区间 $3.44 \text{ GeV}/c^2 < M_{\eta\pi^+\pi^-}^{3C} < 3.7 \text{ GeV}/c^2$ 作为信号区间, 利用 MC 模拟得到的选择效率列于表 4.7 中, 利用 ψ' 单举 MC 样本估计的本底情况列于表 4.8 中。

从选择到的 3 个光子中组合 η , 利用 η 的“sideband”来去除非 η 的本底。 η 的信号区间及其“sideband”区间的定义如图 4.17 所示。及其对信号质量谱的影响如图 4.17 所示。图 4.18 显示了扣除“sideband”之后数据的质量谱和预期的本底贡献。

4.4.2 $\eta'_c \rightarrow p\bar{p}$

选择条件:

- 2 条好的带电径迹
- 至少一个好光子 ($dang > 20^\circ$)
- PID: 2 个带电粒子均被鉴别为质子

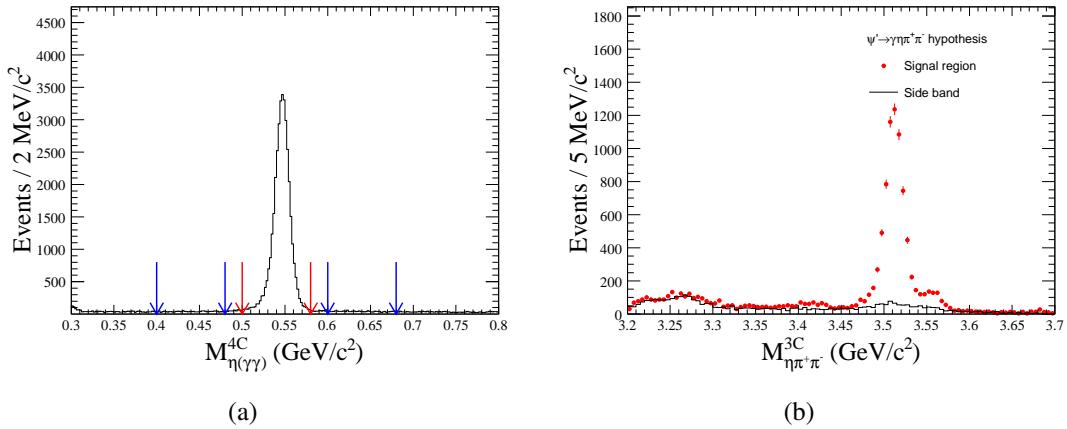


图 4.17 图 (a) 为 $\gamma\gamma$ 的不变质量以及 η 信号区间和“sideband”区间的定义, 图 (b) ψ' 单举 MC 样本中的 $M_{\eta\pi^+\pi^-}^{3C}$ 。

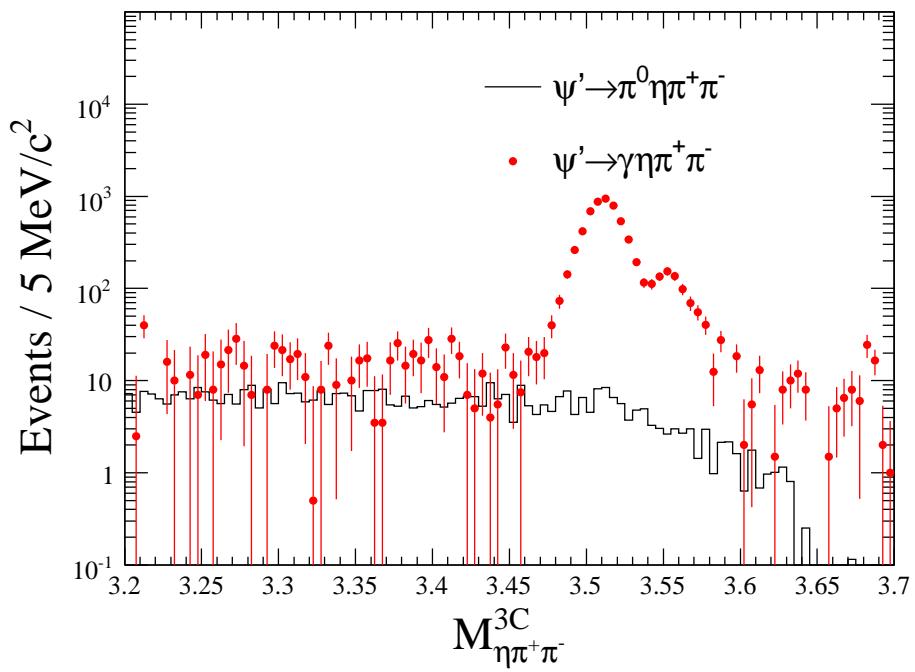
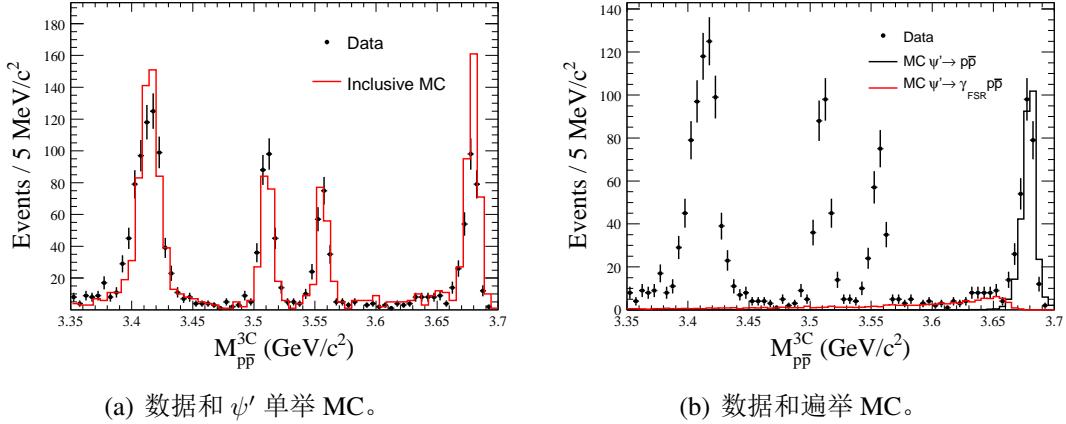


图 4.18 数据中 $\psi' \rightarrow \gamma\eta\pi^+\pi^-$ 的质量谱。

表 4.9 信号区间 $\psi' \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 的预期本底。

| $\psi' \rightarrow$ | $\gamma_{\text{FSR}} p\bar{p}$ | $\pi^0 \pi^0 J/\psi$ | $\psi' \rightarrow p\bar{p}$ | $\pi^+ \pi^- J/\psi$ |
|---------------------|--------------------------------|----------------------|------------------------------|----------------------|
| N | 65 | 5 | 3 | 1 |

图 4.19 $p\bar{p}$ 的不变质量。

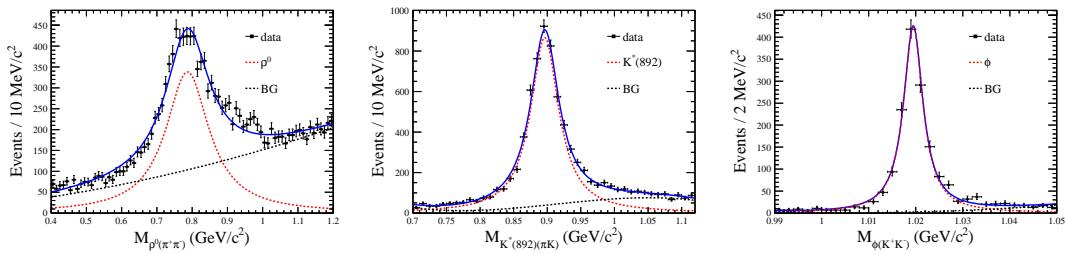
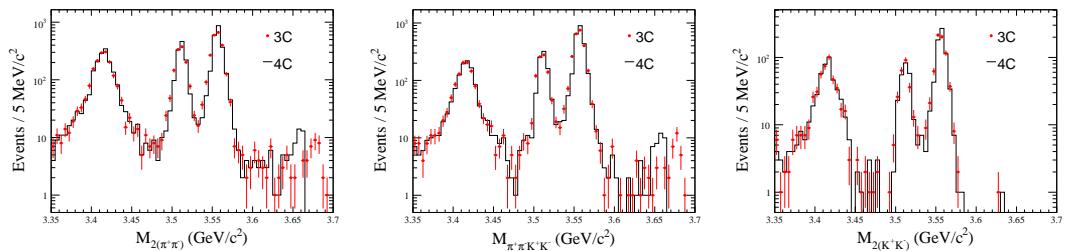
- 4C 运动学拟合挑选最适合的光子, $\chi^2_{4C} < 40$
- $E/P < 0.6$, 去除 Bhabha 事例
- $N_\gamma < 4$, 去除 $\psi' \rightarrow \pi^0 \pi^0 J/\psi$

选择效率高达 45%, 利用 ψ' 单举 MC 样本估计的本底情况如表 4.9 所示。这个衰变道的本底较低, 直接比较的 MC 和数据的质量谱如图 4.19 所示。

4.5 $\eta'_c \rightarrow VV$

4.5.1 选择条件

在我们研究的四体末态中存在丰富的中间态, 包括 ρ 、 ω 和 ϕ 等。其中, 一对矢量介子 (VV) 的末态更加有趣。首先, $\eta_c(\eta'_c) \rightarrow VV$ 都被认为是受 helicity 选择定则 (HSR) 压低的过程, 然而, 实验上已经观测到 $\eta_c \rightarrow VV$ 的分支比在 $10^{-2} \sim 10^{-3}$ 的数量级, 是 η_c 的一类非常重要的衰变道。这就说明, 依然存在某种能够破坏 HSR 的内在机制。理论研究表明, 中间粲介子圈图是一种破坏 HSR 的机制, 并且会显著地增强衰变率。其次, ψ' 和 J/ψ 衰变到统一末态的分支比的比例基本都遵循 “12%” 规则, 但是, 在 $\psi'(J/\psi) \rightarrow \rho\pi$ 等过程中, “12%” 规则被严重破坏, 称为 “ $\rho\pi$ ” 之谜。作为破坏 OZI 规则和

图 4.20 对数据中 ρ^0 、 $K^*(892)^0$ 和 ϕ 的拟合。图 4.21 数据里面 VV 的不变质量 $3C$ 和 $4C$ 的比较。

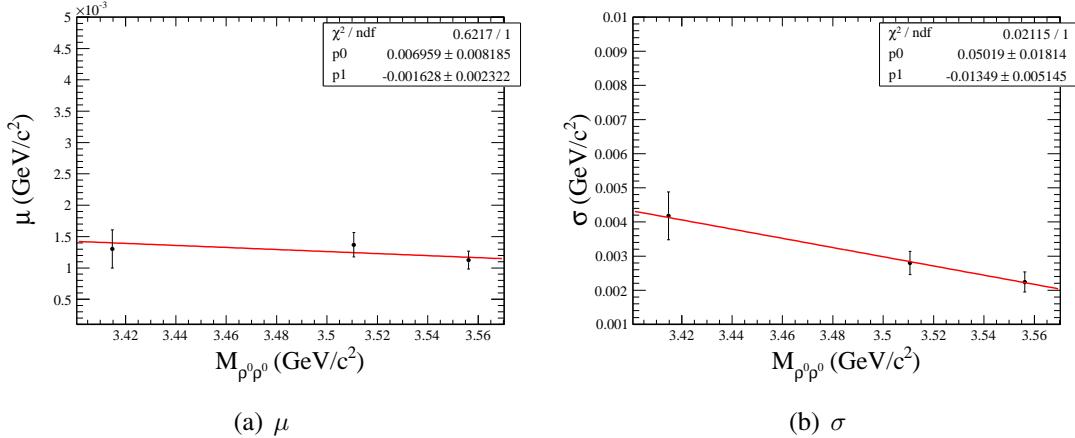
HSR 规则的一种长程机制, 中间粲介子圈图能够显著地压低 $\psi' \rightarrow VP$ (P 为赝标介子) 的过程, 从而影响“12%”规则。通过研究 $\eta'_c \rightarrow VV$ 的衰变, 并和 $\eta_c \rightarrow VV$ 对比, 可以验证中间粲介子圈图在 $\psi'(J/\psi) \rightarrow VP$ 衰变中所起的作用 [28]。

在已有的 $\psi' \rightarrow \gamma X$ 样本中, 可以选择出 $\psi' \rightarrow \gamma VV$ 的子样本, 这里 V 包括矢量粒子 ρ^0 , $K^*(892)^0$ 和 ϕ 。图 4.20 显示了从事例末态中重建矢量粒子的质量分布, 其中, $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K^*(892)^0$ 和 $\phi \rightarrow K^+K^-$ 。为了去掉所有非 VV 的本底, 我们通过拟合 χ_{cJ} 区间各个矢量介子的不变质量, 在满足信噪比接近 1 的条件下做了如下约束: $0.67 \text{ GeV}/c^2 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.87 \text{ GeV}/c^2$, $0.85 \text{ GeV}/c^2 < M_{\pi^\pm K^\mp} < 0.95 \text{ GeV}/c^2$ 和 $1.01 \text{ GeV}/c^2 < M_{K^+K^-} < 1.03 \text{ GeV}/c^2$ 。利用已有的测量结果 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma \eta'_c)$, 可以计算出 $\eta'_c \rightarrow VV$ 的分支比。最终的质量谱如图 4.21 所示, 同时也比较了 $3C$ 和 $4C$ 的差别。

我们用 25 万的 MC 事例用来计算 $\psi' \rightarrow \gamma \eta'_c \rightarrow \gamma VV$ 的选择效率, 其中, η'_c 的产生方式见 4.2.2 节, $\eta'_c \rightarrow VV$ 和 $V \rightarrow PP$ 的衰变分别使用了 EVTGEN [66] 中的 SVV_HELAMP [67] 和 VSS 模型。最终的事例选择效率列于表 4.10 中。

表 4.10 $\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c \rightarrow \gamma VV$ 的选择效率和数据中的事例数。

| $\eta'_c \rightarrow VV$ | $\rho^0\rho^0$ | $K^*(892)^0 K^*(892)^0$ | $\phi\phi$ |
|--------------------------|------------------|-------------------------|------------------|
| $\varepsilon(\%)$ | 14.26 ± 0.07 | 16.51 ± 0.07 | 19.87 ± 0.08 |
| N | 6.5 ± 6.4 | 6.9 ± 4.8 | 1 ± 1 |

图 4.22 $G'(\mu, \sigma)$ 中 μ 和 σ 的外推。

4.5.2 数据拟合

拟合可以分为两种，第一种是拟合 VV 的不变质量谱，第二种是拟合 V 的不变质量。

4.5.2.1 拟合 η'_c

在不考虑干涉时，对 M_{VV}^{3C} 拟合如图 4.23 所示。为了更好地描述探测器的分辨，我们用 MC 的形状来代替 $BW(m_0, \Gamma) \otimes G(\mu, \sigma)$ ，但是考虑到 MC 和数据之间的差别，仍然需要卷积一个高斯函数 $G'(\mu, \sigma)$ 。在拟合时， χ_{c0} ， χ_{c1} 和 χ_{c2} 卷积的高斯函数 $G'(\mu, \sigma)$ 中的中心值和标准偏差可以自由变化。对于 η'_c ，考虑到统计量比较小，需要把 μ 和 σ 固定住。我们假设 $G'(\mu, \sigma)$ 的中心值和标准偏差随 M_X^{3C} 线性变化，可以利用 χ_{cJ} 的结果外推到 η'_c 处，如图 4.22 所示。

对于 $V = \rho^0$ 、 K^{*0} 和 ϕ ，拟合的 χ^2/ndf 分别为 0.68、0.72、和 0.59，拟合得到的 η'_c 的事例数分别为 6.5 ± 6.4 、 6.9 ± 4.8 和 0.56 ± 1.2 。

4.5.2.2 拟合 V

在 $\eta'_c \rightarrow VV$ 的衰变测量中，我们尝试去考虑矢量粒子 ρ^0 、 $K^*(892)^0$ 与非共振态之间的干涉，下面以 ρ^0 和 $\pi^+\pi^-$ 之间的干涉为例来说明。在经过选择得

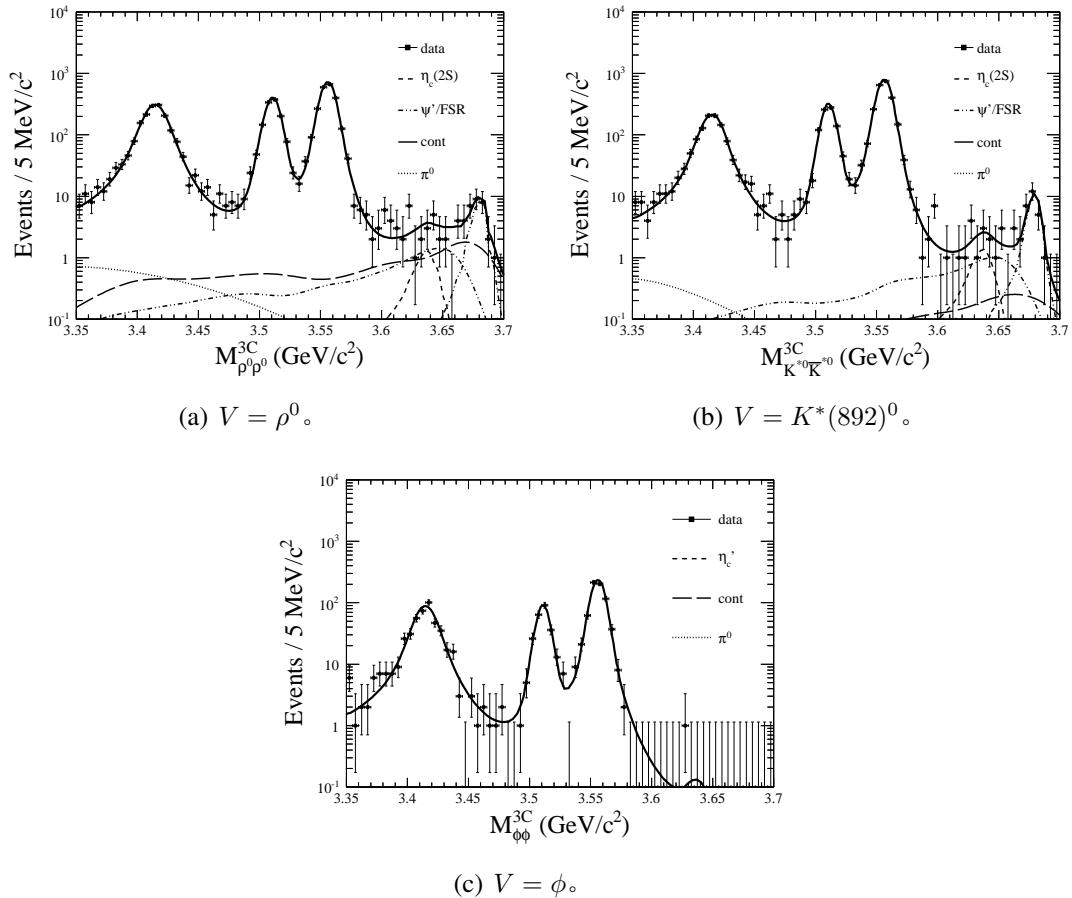


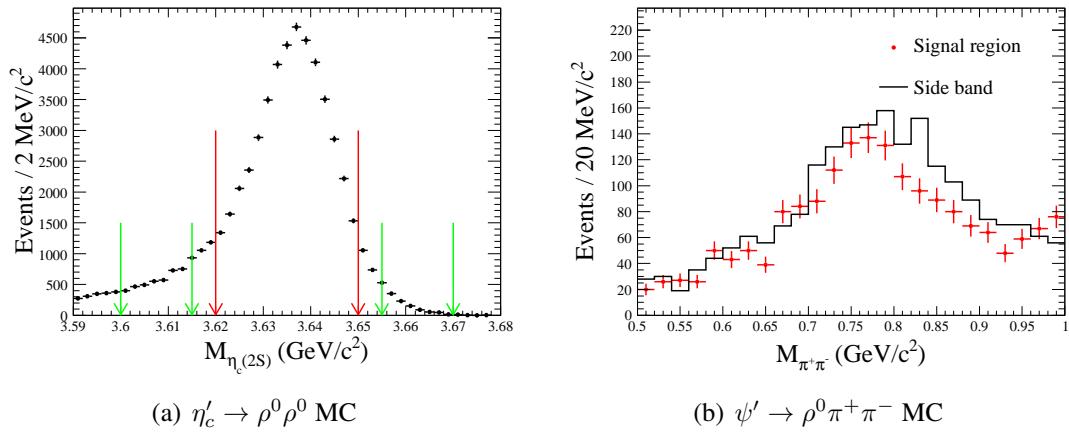
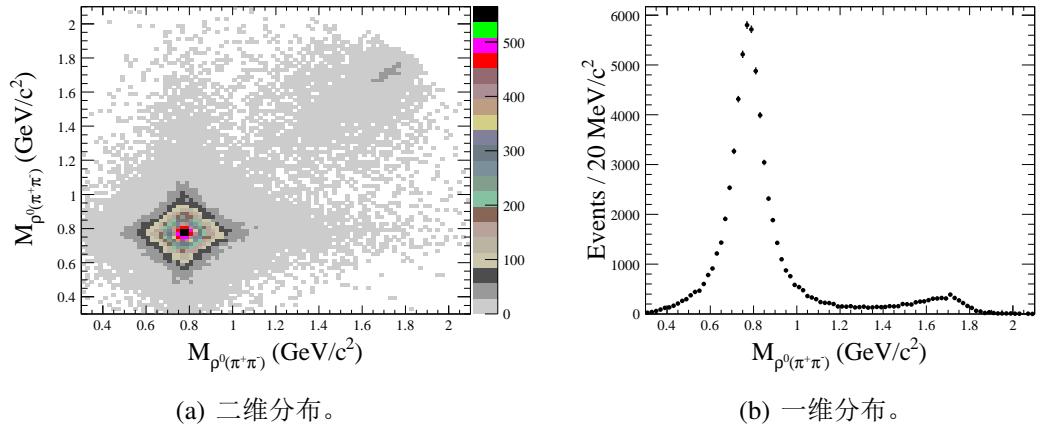
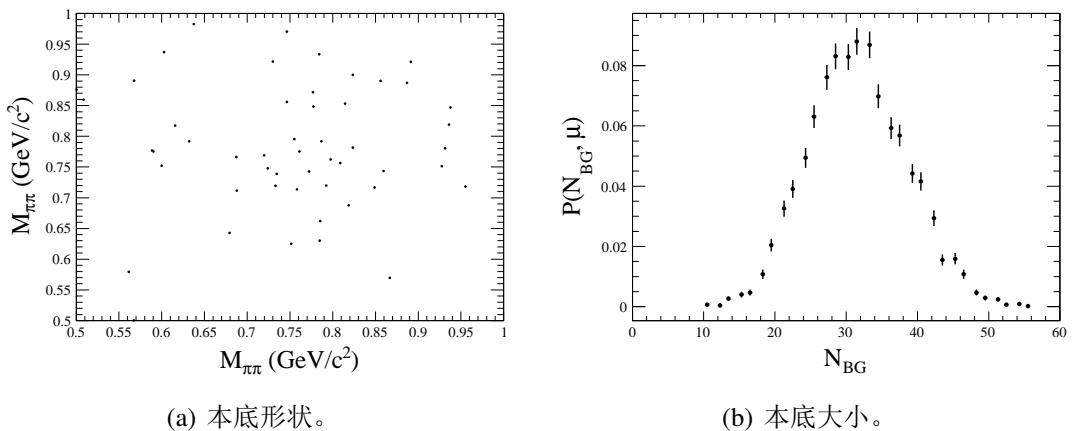
图 4.23 VV 质量谱及其拟合。带误差棒的圆点表示数据，实线表示拟合数据的曲线，短虚线表示信号 $\psi' \rightarrow \gamma \eta_c' \rightarrow \gamma VV$ ，点划线表示来自 $\psi' \rightarrow (\gamma_{\text{FSR}})X$ 的本底，长虚线表示 continuum 的本底，点线表示来自 $\psi' \rightarrow \pi^0 X$ 的本底。

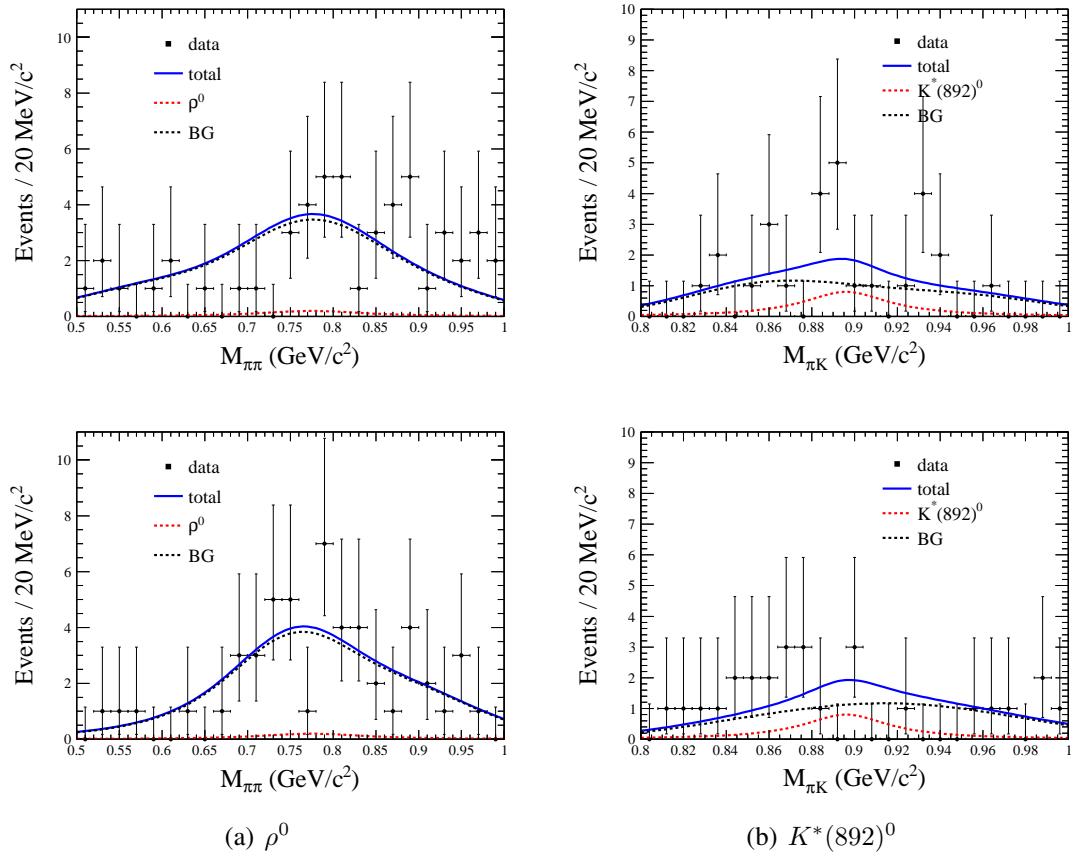
表 4.11 $\psi' \rightarrow \gamma VV$ 的拟合结果。其中, G' 是描述 MC 和数据差别的高斯函数, N 为对应共振态的事例数。

| 信号 | 末态 | ρ^0 | $K^*(892)^0$ | ϕ |
|--------------------|---------------------------------------------|-----------------|-----------------|------------------|
| χ_{c0} | $G'(\mu, \sigma)$ $\mu(\text{ MeV}/c^2)$ | 1.40 ± 0.31 | 1.85 ± 0.35 | -0.15 ± 0.58 |
| | $G'(\mu, \sigma)$ $\sigma(\text{ MeV}/c^2)$ | 4.87 ± 0.54 | 3.84 ± 0.72 | 7.08 ± 0.84 |
| | N | 1721 ± 42 | 1104 ± 34 | 365 ± 20 |
| χ_{c1} | $G'(\mu, \sigma)$ $\mu(\text{ MeV}/c^2)$ | 1.44 ± 0.19 | 1.22 ± 0.22 | 1.96 ± 0.84 |
| | $G'(\mu, \sigma)$ $\sigma(\text{ MeV}/c^2)$ | 3.02 ± 0.32 | 2.16 ± 0.38 | 0.81 ± 13 |
| | N | 1220 ± 36 | 866 ± 31 | 192 ± 14 |
| χ_{c2} | $G'(\mu, \sigma)$ $\mu(\text{ MeV}/c^2)$ | 1.12 ± 0.14 | 1.29 ± 0.14 | 1.07 ± 0.26 |
| | $G'(\mu, \sigma)$ $\sigma(\text{ MeV}/c^2)$ | 2.24 ± 0.29 | 2.26 ± 0.26 | 3.20 ± 0.36 |
| | N | 2287 ± 49 | 2434 ± 50 | 528 ± 23 |
| $N_{\eta'_c}$ | | 7 ± 7 | 7 ± 5 | 0.44 ± 1.02 |
| $N_{\psi'}$ | | 23 ± 5 | 26 ± 5 | 1.39 ± 0.99 |
| $N_{\text{cont.}}$ | | 46 | 8 | 0.17 |
| N_{π^0} | | 15 | 6 | 0.17 |

到的 $\psi' \rightarrow \gamma \rho^0 \rho^0$ 样本中, 不能保证其中的 $2(\pi^+ \pi^-)$ 全部来自 $\rho^0 \rho^0$ 的衰变, 可能存在一部分相空间 ($\rho^0 \pi^+ \pi^-$) 的贡献, 更复杂的情况是, 来自 $\rho^0 \rho^0$ 的事例和来自 $\rho^0 \pi^+ \pi^-$ 的事例之间存在干涉。

首先, 定义一个 η'_c 的信号区间 ($M_{VV} \in (3.62 \text{ GeV}/c^2, 3.65 \text{ GeV}/c^2)$), 然后利用“sideband” ($M_{VV} \in (3.600 \text{ GeV}/c^2, 3.615 \text{ GeV}/c^2) \cup (3.655 \text{ GeV}/c^2, 3.670 \text{ GeV}/c^2)$) 的方法来估计信号区间的本底, 如图 4.24(a) 所示。 η'_c 区间主要的本底来自 $\psi' \rightarrow \gamma_{\text{FSR}} \rho^0 \pi^+ \pi^-$ 和“continuum”的贡献, 利用“sideband”对 FSR 本底的估计显示于图 4.24(b) 中。要考虑 ρ^0 和 $\pi^+ \pi^-$ 之间的干涉, 就要观察 ρ^0 的不变质量谱形状, 所以, 如何利用 $2(\pi^+ \pi^-)$ 来组合得到两个正确的 ρ^0 成为首要问题。因为 η'_c 与其母粒子 ψ' 质量相近, 使得衰变出来的 η'_c 只有一个非常小的动量。而接近静止的 η'_c 在衰变为 $\rho^0 \rho^0$ 时, 两个 ρ^0 的情况应该非常相似。所以, 我们利用动量最高的正径迹和动量最低的负径迹组合形成一个 ρ^0 , 另一方便则是动量最高的负径迹和动量最低的正径迹组合成为另外一个 ρ^0 。图 4.25 显示了 $\pi^+ \pi^-$ 组合的不变质量分布, 由于错误的组合造成的效率损失约为 6.7%。在拟合 $\rho^0 \rho^0$ 的不变质量时, 来自“sideband”的本底形状和大小都有很大的不确定性, 我们认为其服从泊松分布, 如图 4.26 所示。可以利用随机抽样的方法来改变本底的形状和大小。

图 4.24 η_c' 的“sideband”。图 4.25 $\pi^+ \pi^-$ 组合的不变质量。图 4.26 η_c' 的“sideband”本底的形状和大小。

图 4.27 不考虑干涉时 V 不变质量的二维拟合。

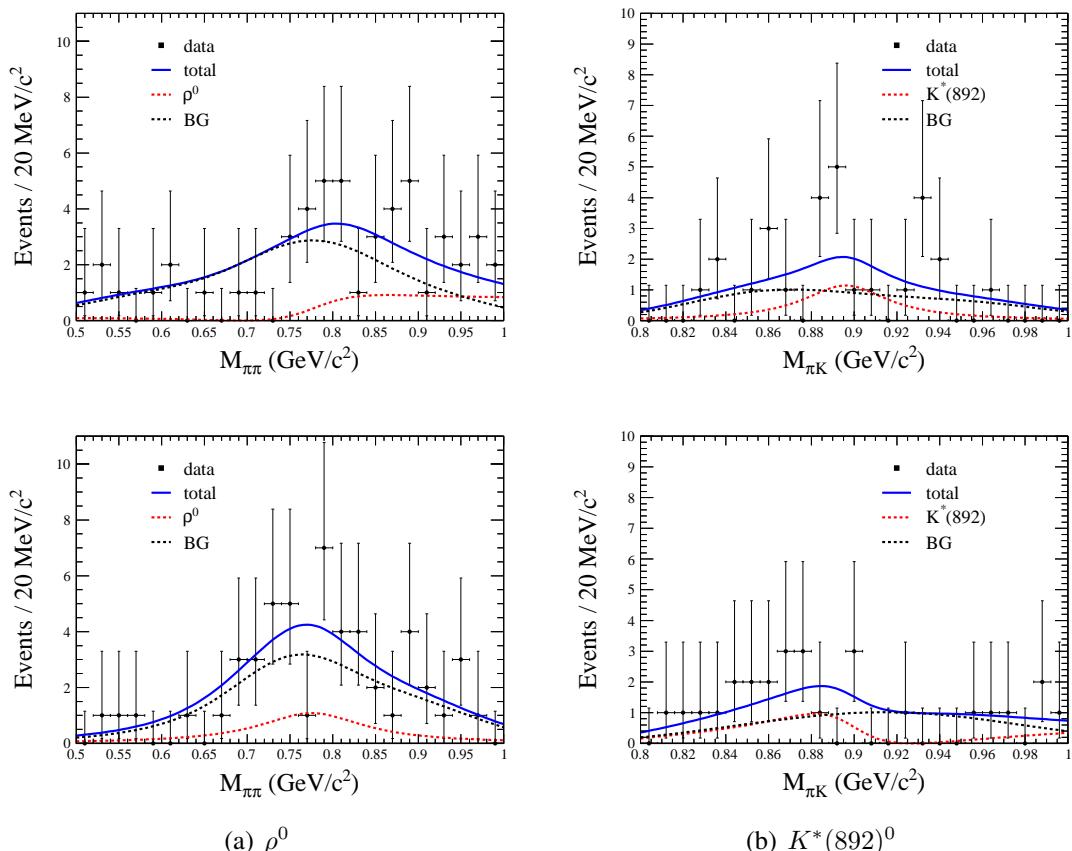
如果不考虑干涉，则 ρ^0 的形状可以直接用 Breit-Wigner 函数来描述，质量谱的二维拟合投影如图 4.27 所示。

当考虑干涉情况时，除了描述 ρ^0 的 Breit-Wigner 函数，用一个一次多项式来描述非 $\rho^0(\pi^+\pi^-)$ 的贡献，干涉的函数形式如下：

$$|Ae^{i\phi}BW(m, \Gamma) + pol|^2, \quad (4.10)$$

这里， $BW(m, \Gamma)$ 描述 ρ^0 的质量分布， A 是一个自由参数来反应 $BW(m, \Gamma)$ 的振幅大小， ϕ 是干涉相角， pol 一次多项式。考虑干涉的拟合结果如图 4.28 所示。

我们利用 MC 对上述方法进行了输入输出检查。首先，产生一个特殊的 MC 样本 $\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c \rightarrow \gamma\rho^0\rho^{0'}$ ，这里 ρ^0 和 $\rho^{0'}$ 都衰变到 $\pi^+\pi^-$ ，不同之处在于 ρ^0 服从 Breit-Wigner 分布，而 $\rho^{0'}$ 服从公式 4.10，如图 4.29(a) 所示。假设

图 4.28 考虑干涉时 V 不变质量的二维拟合。

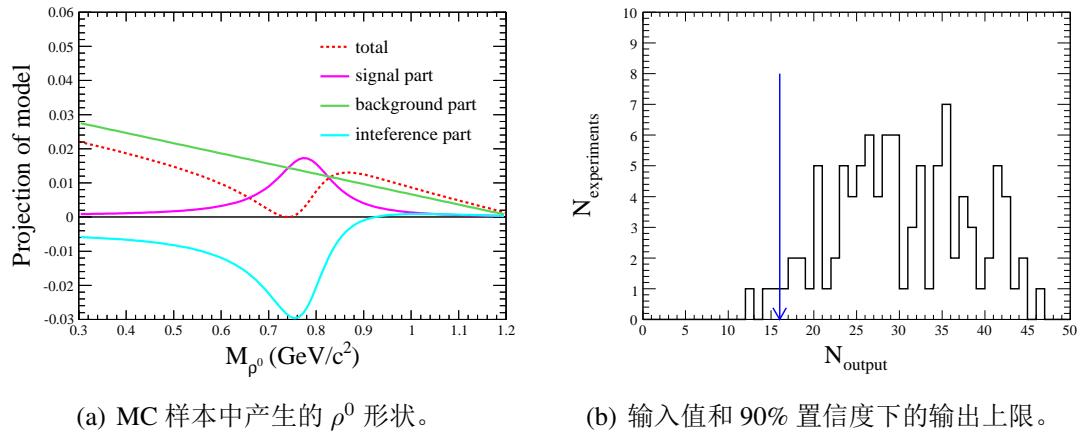


图 4.29 干涉拟合的输入输出检查。

$\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma \eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \rho^0 \rho^0) = 10^{-6}$, 作为主要本底的 $\psi' \rightarrow (\gamma_{\text{FSR}}) \rho^0 \pi^+ \pi^-$ 按照 PDG 的分支比计算。

经过 100 次这样的实验, 输出的事例数上限显示于图 4.29(b) 中, 得到与输入值一致的结果。

4.6 系统误差分析

带电 π 径迹的寻迹效率利用过程 $\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$, $J/\psi \rightarrow l^+ l^-$ 和 $J/\psi \rightarrow \rho \pi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 来研究。寻迹效率定义为: $\epsilon = N_{\text{full}}/N_{\text{all}}$, 这里, N_{full} 是所有末态径迹全部重建出来的事例数; N_{all} 表示至少有一个带电 π 重建出来的事例数。带电 K 的寻迹效率利用数据中 $J/\psi \rightarrow K^*(892)^0 + c.c$ 的控制样本来确定。MC 和数据之间寻迹效率的差别随带电径迹动量的不同略有变化, 如图 4.30 所示。考虑到图 4.31 中我们研究的末态中径迹的动量大小, 取平均值 2% [59], 当作系统误差。光子的探测效率利用过程 $\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$, $J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0$ 中的光子来研究, MC 和数据之间效率的平均差别约为 1% [59]。带电粒子鉴别的系统误差通过 $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 和 $J/\psi \rightarrow K^+ K^- \pi^0$ 来研究, 每一条径迹存在 2% [59] 的系统误差。运动学拟合 (4C) 的系统误差对于不同的衰变道, 从 0.5% ($\psi' \rightarrow \gamma 2(\pi^+ \pi^- \pi^0)$) 到 3.7% ($\psi' \rightarrow \gamma K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$) 之间变化 [65], 为了保守, 我们取 4% 作为系统误差。

V 的选择窗口是通过拟合相关的信号来确定的, 由其造成的系统误差用

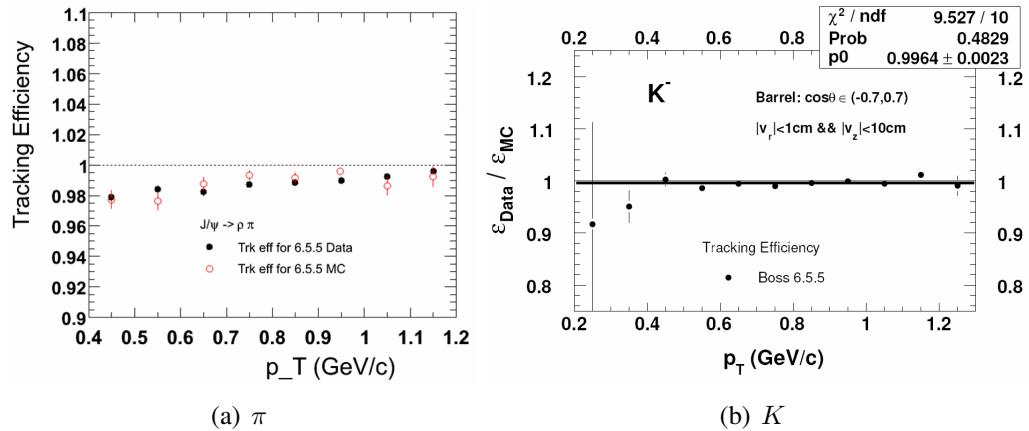


图 4.30 MC 和数据之间寻迹效率的差别随动量变化的关系。

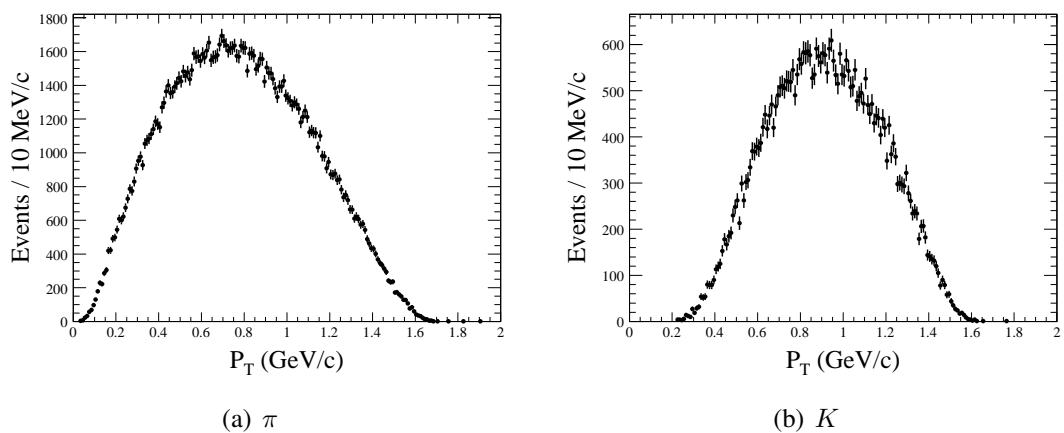


图 4.31 带电径迹的横动量分布。

表 4.12 不同数据样本估计得到的“continuum”贡献。

| 数据样本 (\sqrt{s}) | $\rho^0 \rho^0$ | $K^*(892)^0 K^*(892)^0$ | $\phi \phi$ |
|---------------------|-----------------|-------------------------|-------------|
| 3.650 GeV | 32 ± 11 | 0 ± 0 | 0 ± 0 |
| 3.773 GeV | 46 ± 3 | 8 ± 2 | 0 ± 1 |

χ_{cJ} 质量区间该选择条件 MC 和数据之间的差别来估计。

除了上面公式中 f_{damp} 的形式，还有另外一种衰减函数的形式：

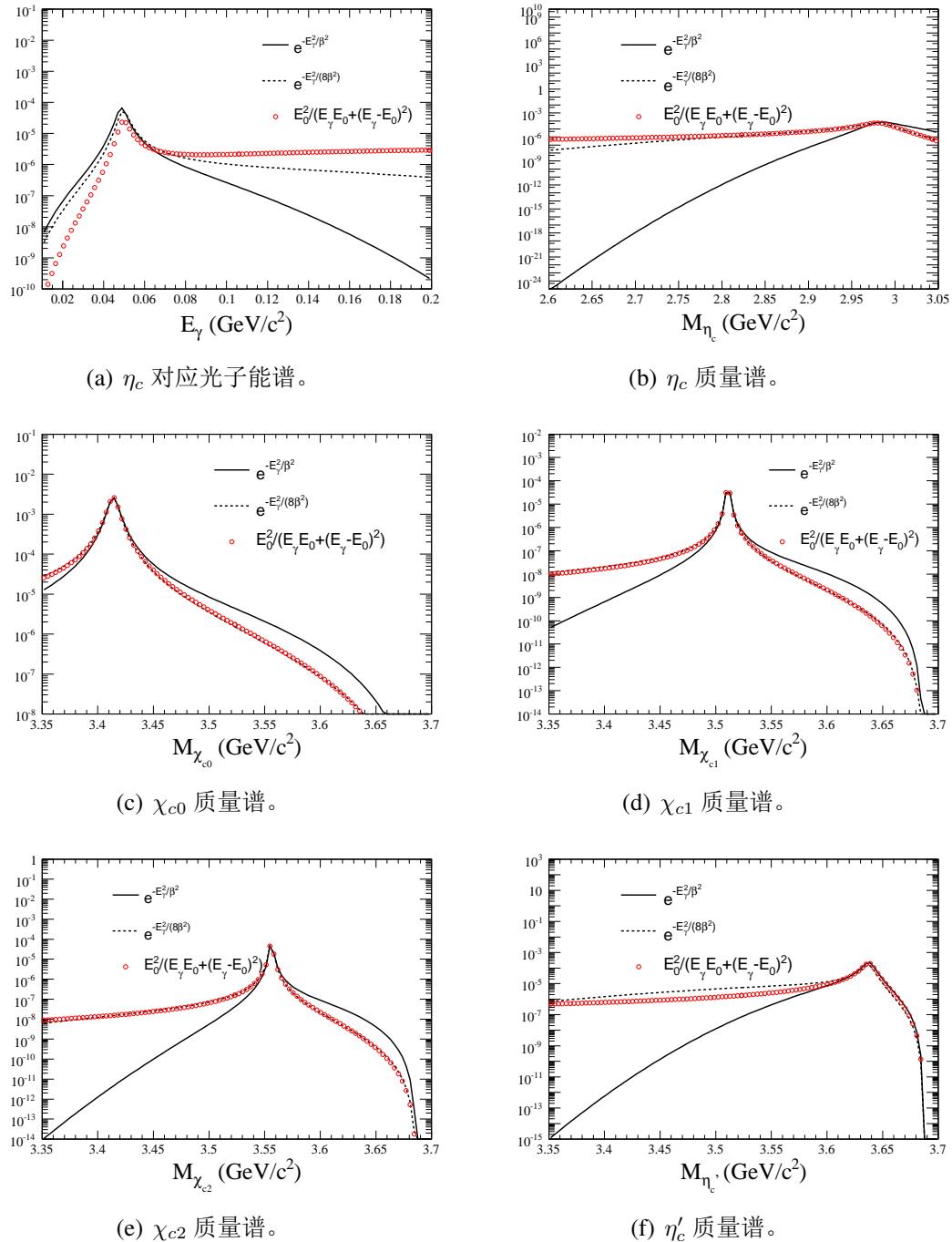
$$\exp(-E_\gamma^2/(8\beta^2)), \quad (4.11)$$

这里， E_γ 是辐射光子的能量， $\beta = (65 \pm 2.5)$ MeV 是拟合数据得到的结果 [69]。两种 f_{damp} 的形式在不同质量区间对质量谱的影响如图 4.32 所示。由于有一个较高的尾巴，CLEO 用的 f_{damp} 形式拟合质量谱时会给出较多的事例数。这使得计算的联合分支比 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma \eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow VV)$ 会较 KEDR 给出的结果偏大。因为在已有的 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma \eta'_c)$ 中存在同样的问题，所以这种效应在计算 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow VV)$ 时可以抵消掉。我们采用 KEDR 的形式来计算分支比，这两个函数形式的差别当作 f_{damp} 的系统误差。

各种本底对信号的影响大小不一，其中来自 $\psi' \rightarrow \gamma_{\text{FSR}} X$ 和“continuum”的本底最为明显。由于这两项本底在拟合时都有一定的约束（“continuum”固定，FSR 受 f_{FSR} 的限制），其大小变化 1σ 时的差别作为本底贡献不确定性。由于 $\sqrt{s} = 3.650$ GeV 的样本比较小，我们尝试用 ψ'' 的数据来估计“continuum”的贡献。图 4.33 比较了两个数据样本得到的本底形状，而估计的事例数列于表 4.12 中。由此可见，在误差范围内结果一致的情况下，利用较大的 ψ'' 样本可以更好地估计“continuum”本底。

在拟合质量谱时， η'_c 的质量和宽度都是固定的。虽然来自不同实验拟合的平均值，仍然可能对拟合结果造成偏差。我们把拟合得到的带误差质量和宽度看作一个高斯分布，利用随机数来抽取不同的质量、宽度组合去拟合数据。这样的到的结果与利用中心值拟合结果之间的差别当作质量和宽度的不确定性带来的系统误差。

上述各项系统误差列于表 4.13 中。


 图 4.32 不同 f_{damp} 形式的比较。

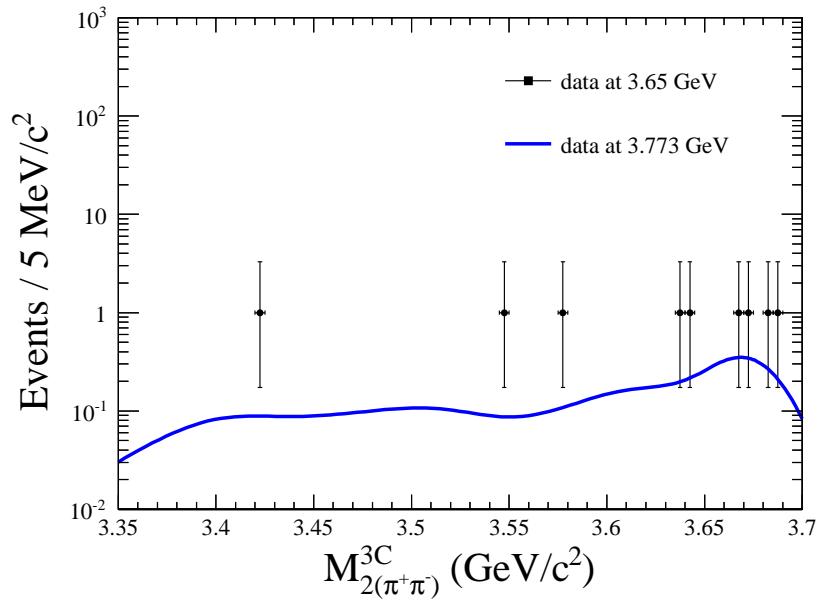


图 4.33 两个“continuum”样本得到的本底形状。

表 4.13 联合分支比 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow VV)$ 的系统误差。

| 来源 | ρ^0 | $K^*(892)^0$ | ϕ |
|------------------------|----------|--------------|--------|
| 本底 | 14.9% | 9.9% | 0% |
| 寻迹效率 | 8% | 8% | 8% |
| 光子重建 | 1% | 1% | 1% |
| 粒子鉴别 (PID) | 8% | 8% | 8% |
| 4-C 运动学拟合 (χ^2) | 4% | 4% | 4% |
| V 质量窗口 | 2.6% | 1.1% | 1.6% |
| f_{damp} | 40.5% | 10.0% | 0% |
| η'_c 质量和宽度 | 6.6% | 5.8% | 0% |
| ψ' 总数 | 4% | 4% | 4% |
| 总和 | 45.6% | 19.9% | 12.8% |

4.7 结果与讨论

从图 4.16 和图 4.23 中质量谱的拟合结果可以看出, 在研究的几个衰变道中均没有发现显著的 η'_c 信号。尽管在一些衰变道中可以拟合得到几十个事例, 但由于巨大的本底使得其不确定性非常大。我们假设拟合得到信号全部为 η'_c 衰变到相应末态的事例, 忽略各种可能存在的干涉。考虑到系统误差的影响, 期待信号数的分布需要卷积一个描述系统误差的高斯函数。而其概率密度函数 (PDF) 来自拟合不变质量谱时把信号事例数固定在不同数值时的似然函数, 对 $V = \phi$ 的情况, η'_c 区间仅有的一一个事例就被当作信号, 概率密度函数即为泊松分布。定义信号事例数 90% 置信度的上限为 N^{up} :

$$\int_0^{N^{up}} \text{PDF}(x)dx / \int_0^{\infty} \text{PDF}(x)dx = 0.90. \quad (4.12)$$

利用 MC 模拟得到的效率以及 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c)$ 可以分别计算联合分支比与 $\eta'_c \rightarrow X$ 分支比的上限。

4.7.1 $\eta'_c \rightarrow 4$ 条带电径迹

关于 $\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c \rightarrow \gamma X$ 的测量结果列于表 4.14 中。

CLEO 之前测量过 η'_c 和 η_c 的衰变比例:

$$R = \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow K\bar{K}\pi)}{\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) \times \mathcal{B}(\eta_c \rightarrow K\bar{K}\pi)} = 0.18 \pm 0.05 \pm 0.02. \quad (4.13)$$

利用 BaBar 测量的 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow K\bar{K}\pi) = (1.9 \pm 0.4 \pm 0.5 \pm 1.0)\%$ [70], PDG 平均值 $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) = (7.2 \pm 2.2) \text{ keV}$ 和 $\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow K\bar{K}\pi) = (7.0 \pm 1.2)\%$ [36] 可以计算得到 $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta'_c) = (4.8 \pm 3.7) \text{ keV}$ 。Bell 合作组通过双光子过程测得 $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta'_c)\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow 4\pi) < 6.5 \text{ eV}$, $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta'_c)\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-) < 5.0 \text{ eV}$ [71]。利用以上的结果可以计算出 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow 4\pi) < 0.14\%$ 和 $\eta'_c \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^- < 0.10\%$ 。另一方面, CLEO 利用 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) = (3.9 \pm 1.1) \times 10^{-4}$, 测得这两个过程的分支比上限为: $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow 4\pi) < 3.6\%$, $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-) < 2.4\%$ [72]。对比表 4.14 和 Belle、CLEO 的结果, 我们测得的分支比上限介于二者之间。

假设 η_c 和 η'_c 衰变到同一末态具有相同的分宽度, 那么根据 PDG 的平

表 4.14 $\eta'_c \rightarrow X$ 的测量结果。从左到右依次为：衰变道、选择效率、事例数上限、联合分支比和 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow X)$ 的上限。

| X | ε (%) | $N_{\gamma X}^{up}$ | $\mathcal{B}^{up}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c \rightarrow \gamma X)$ (10^{-7}) | $\mathcal{B}^{up}(\eta'_c \rightarrow X)$ (10^{-3}) |
|----------------------|----------------------|---------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------|
| $2(\pi^+\pi^-)$ | 28.57 | 66.25 | 21.88 | 6.15 |
| $\pi^+\pi^-K^+K^-$ | 24.19 | 34.78 | 13.56 | 3.45 |
| $\pi^+\pi^-p\bar{p}$ | 28.98 | 99.23 | 32.30 | 9.39 |
| $2(K^+K^-)$ | 19.79 | 8.99 | 4.29 | 1.08 |

均值 $\Gamma(\eta_c) = 28.6 \pm 2.2$ MeV 和 $\Gamma(\eta'_c) = 10.4 \pm 4.2$ MeV, 可以预期到同一末态的分支比, η'_c 将比 η_c 要大 2.75 ± 1.13 倍。利用 PDG 中的 η_c 的分支比 $\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)) = (1.20 \pm 0.30)\%$ 、 $\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-) = (1.5 \pm 0.6)\%$ 、 $\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow \pi^+\pi^-p\bar{p}) < 1.2\%$ 和 $\mathcal{B}(2(K^+K^-)) = (1.6 \pm 0.7) \times 10^{-3}$ 可以预测 η'_c 衰变的分支比为: $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)) = (3.30 \pm 0.83 \pm 1.36)\%$ 、 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \pi^+\pi^-K^+K^-) = (4.13 \pm 1.65 \pm 1.70)\%$ 、 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow \pi^+\pi^-p\bar{p}) < (3.30 \pm 0.00 \pm 1.36)\%$ 和 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow 2(K^+K^-)) = (4.40 \pm 1.93 \pm 1.81) \times 10^{-3}$, 这里, 最后一项误差来自 η_c 和 η'_c 的宽度比值。而我们测量得到的分支比的上限普遍小于以上的预期, 并且至少在一倍误差以外。

4.7.2 $\eta'_c \rightarrow VV$

在研究的三个 VV 末态中没有发现显著的 η'_c 信号, 对应分支比的上限列于表 4.15 中。根据 PDG 中的分支比: $\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow \rho^0\rho^0) = (6.7 \pm 2.4) \times 10^{-3}$ 、 $\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}) = (4.6 \pm 1.7) \times 10^{-3}$ 和 $\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow \phi\phi) = (2.7 \pm 0.9) \times 10^{-3}$, 利用公式 4.13 的比值, 可以得到 η'_c 衰变的预期为: $\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow \rho^0\rho^0) = (18.43 \pm 6.60 \pm 7.57) \times 10^{-3}$ 、 $\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow K^{*0}\bar{K}^{*0}) = (12.65 \pm 4.68 \pm 5.20) \times 10^{-3}$ 和 $\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow \phi\phi) = (7.43 \pm 2.48 \pm 3.05) \times 10^{-3}$ 。这些预期结果与我们测量得到的分支比上限符合得不是很好, 差别至少在一倍误差以上。在文献 [28] 中, 当考虑粲介子圈图的贡献时给出的分支比理论预期范围列于表 4.15 的右端, 依然较实验测量偏大。

目前, η'_c 的宽度误差很大, 我们在 ψ 的辐射衰变中寻找 η'_c 时, 也只是固定住 η'_c 的宽度, 对测量的分支比会造成很大的不确定性。利用 ψ' 的数据来确定 η'_c 的宽度依然是一项非常困难的工作, 一方面需要更大的数据量来减小统计误差, 另一方面, 如何有效地压低 η'_c 区间的本底也非常重要。通过比较信号

表 4.15 $\eta'_c \rightarrow VV$ 的测量结果。从左到右依次为：选择效率、事例数上限、联合分支比、 $\mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow VV)$ 实验测量和理论预期。

| V | ε (%) | $N_{\gamma VV}^{up}$ | $\mathcal{B}^{up}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c \rightarrow \gamma VV)$ (10^{-7}) | $\mathcal{B}^{up}(\eta'_c \rightarrow VV)$ (10^{-3}) | $\mathcal{B}^{theory}(\eta'_c \rightarrow VV)$ (10^{-3}) |
|----------|----------------------|----------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------|
| ρ^0 | 14.3 | 19.2 | 12.7 | 3.1 | 6.4 to 28.9 |
| K^{*0} | 16.5 | 15.2 | 19.6 | 5.4 | 7.9 to 35.8 |
| ϕ | 19.9 | 3.9 | 7.8 | 2.0 | 2.1 to 9.8 |

形式中衰减函数 f_{damp} 的影响，在 η_c 和 χ_{cJ} 区间，CLEO 和 KEDR 实验的两种 f_{damp} 形式差别不大，但是由于 η'_c 对应的跃迁光子能量很低，对其信号形状的影响也很大。BESIII 正在采集 $\sqrt{s} = 3.686$ GeV 的数据样本，预计 ψ' 的事例数在 2 年之内将达 10^9 ，这对于小信号的寻找无疑是非常有利的。

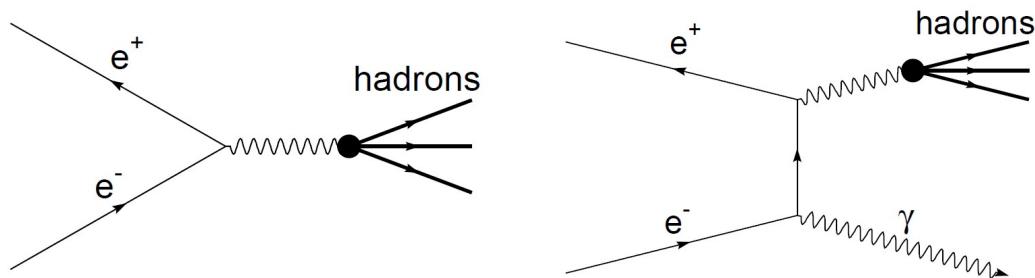
第五章 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程截面的测量

5.1 简介

本章主要介绍利用 BESIII 采集的 $\sqrt{s} = 3.773$ GeV 数据来测量 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 的反应截面, 这里, $\pi^0 \rightarrow \gamma_1^{\pi^0}\gamma_2^{\pi^0}$ 。正负电子湮灭到强子的过程一般认为是通过虚光子产生一对夸克, $q\bar{q}$, 夸克再进行强子化形成可以观测到的末态强子, 图 5.1(a) 显示了该过程的最低阶费曼图。正负电子对撞机实验上面测量强子截面通常采用扫描能量点的方法, 但是, 能量扫描的方法存在以下缺陷 [74]:

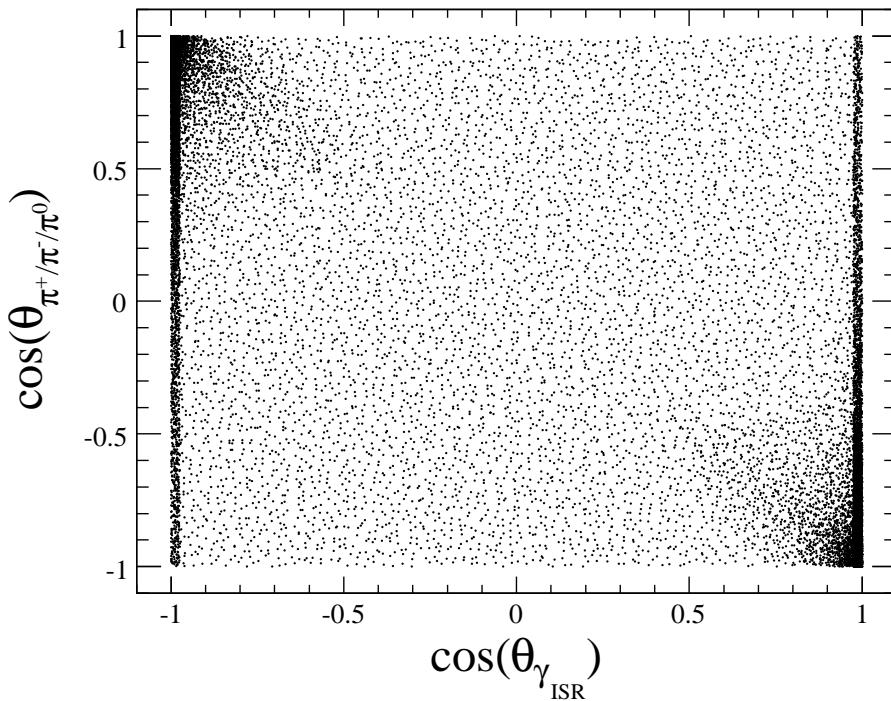
- 一台对撞机的束流能量只能在有限的范围内变化。如果需要在一个较大的能量范围内测量, 就需要联合不同实验测量的结果
- 在同一台对撞机上, 束流能量的变化会改变机器的运行状态, 从而导致在不同能量点采集的数据之间存在系统偏差

图 5.1(a) 所示的过程常常伴随初态粒子发射一个或多个光子的情况, 这就是所谓的初态辐射 (ISR), 其最低阶费曼图如图 5.1(b) 所示。因为 ISR 光子的产生, 使得 e^+e^- 对撞的有效能量不再是初始的 e^+e^- 能量。随着 ISR 光子 (γ_{ISR}) 能量大小的变化, e^+e^- 对撞质心系能量 \sqrt{s} 可以从强子末态的阈值直到初始的 e^+e^- 能量。



(a) e^+e^- 湮灭到强子末态的最低阶费曼图。 (b) $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}} +$ 强子的最低阶费曼图。

图 5.1 e^+e^- 湮灭到强子末态。

图 5.2 γ_{ISR} 和 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 的角分布。

对于在 $\sqrt{s} = 3.773 \text{ GeV}$ 处通过 ISR 产生的 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 过程，图 5.2 显示了 γ_{ISR} 和 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 的角分布。由图可以看出，大部分 ISR 光子 $|\cos \theta_{\gamma_{\text{ISR}}}| \sim 1$ ， $\theta_{\gamma_{\text{ISR}}}$ 为 e^+e^- 质心系中光子的出射方向极角，即沿束流方向。在重建 $e^+e^-\gamma_{\text{ISR}}\pi^+\pi^-\pi^0$ 事例的时候，末态中的 $\pi^+\pi^-\gamma_1^{\pi^0}\gamma_2^{\pi^0}$ 要求在探测器中被观测到，根据 γ_{ISR} 的角分布不同 ISR 事例可以分为两部分：

- γ_{ISR} 在探测器接收度内，可以标记 γ_{ISR} ，完整重建事例末态
- γ_{ISR} 沿束流方向，重建事例时只能利用 $\pi^+\pi^-\gamma_1^{\pi^0}\gamma_2^{\pi^0}$ 的信息，不标记 γ_{ISR}

5.2 数据样本

BESIII 在 2010 ~ 2011 年采集了两批 ψ'' 的数据，第一批数据积分亮度为 923 pb^{-1} ，包含 run 11414 ~ 13988 和 run 14395 ~ 14604。第二批数据的积分亮度为 1976 pb^{-1} ，对应 run 号为 20448 ~ 23454。

信号 MC 用 PHOKHARA7 来产生。作为 ISR 的 MC 产生子，PHOKHARA 在 BaBar、Belle 的 B -工厂，和 KLOE 的 ϕ -工厂得到了广泛的应用，目前可以产生

的衰变末态包括: 2π 、 3π 、 4π 、 K^+K^- 、 $p\bar{p}$ 和 $\lambda\bar{\lambda}$ 。产生子中的 ISR 光子产生可以精确到次级效应—初态的正负电子可以辐射一个或两个光子。[73]。分析中用到的 MC 样本如下:

- $105.6 \text{ M } \psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$
- $13.6 \text{ M } e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}}\psi'$
- $4.4 \text{ M } e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}}J/\psi$
- $48.8 \text{ M } \text{单举 } e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, 用 LUNDA 产生
- $12 \text{ M } e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$
- $1.5 \text{ M } e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}}\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, 用 PHOKHARA 7.0 产生
- $1 \text{ M } \psi(3770) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, 用 EVTGEN 产生

5.3 选择条件

我们要研究的事例中包含 1 个 ISR 光子 γ_{ISR} , 两条带电径迹 $\pi^+\pi^-$ 和 1 个 π^0 , 这里 π^0 衰变到 $\gamma_1^{\pi^0}\gamma_2^{\pi^0}$ 。所以, 最终的事例末态中有 π^+ 、 π^- 和 3 个光子。带电径迹和光子的基本选择条件如下所示:

- $N_{\text{charged}} = 2$:
 - $dr < 1 \text{ cm}$, $dz < 10 \text{ cm}$
 - $|\cos\theta| < 0.93$
- $N_\gamma \geq 2$:
 - $0 \leq TDC \leq 700 \text{ ns}$
 - $|\cos\theta_\gamma| < 0.8$ 且 $E_\gamma \geq 25 \text{ MeV}$, 或者
 $0.86 < |\cos\theta_\gamma| < 0.92$ 且 $E_\gamma \geq 50 \text{ MeV}$ 。

如果光子数 $N_\gamma \geq 3$, 我们就尝试标记 γ_{ISR} 的方法。所以, $5C$ 运动学拟合用来挑选 3 个光子— γ_{ISR} 、 $\gamma_1^{\pi^0}$ 和 $\gamma_2^{\pi^0}$, 并且由最小的 χ^2 来区分 γ_{ISR} 和来自 π^0 的光子, 其分布如图 5.3(a) 所示, 要求 $\chi_{5C}^2 < 60$ 。

如果 $N_\gamma \geq 2$, 就采用不标记 γ_{ISR} 的方法, 即利用 π^+ 、 π^- 、 $\gamma_1^{\pi^0}$ 和 $\gamma_2^{\pi^0}$ 加上一条假设丢失的径迹 (质量为 0) 来重建事例。所以, $2C$ (四动量守恒 + 1 条质量为 0 的丢失径迹 + M_{π^0} 约束) 运动学拟合用来挑选 2 个光子— $\gamma_1^{\pi^0}$ 和 $\gamma_2^{\pi^0}$ 。如果有 2 个以上的光子, 选择对应最小 χ^2 的候选者, 其分布如图 5.3(b) 所示,

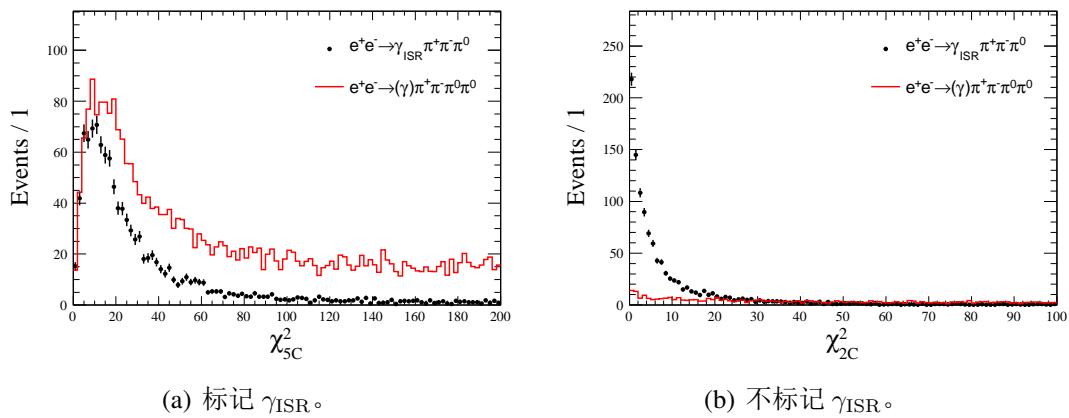


图 5.3 运动学拟合的 χ^2 分布。其中，带误差棒的点为信号 MC；直方图为主要的本底 MC。

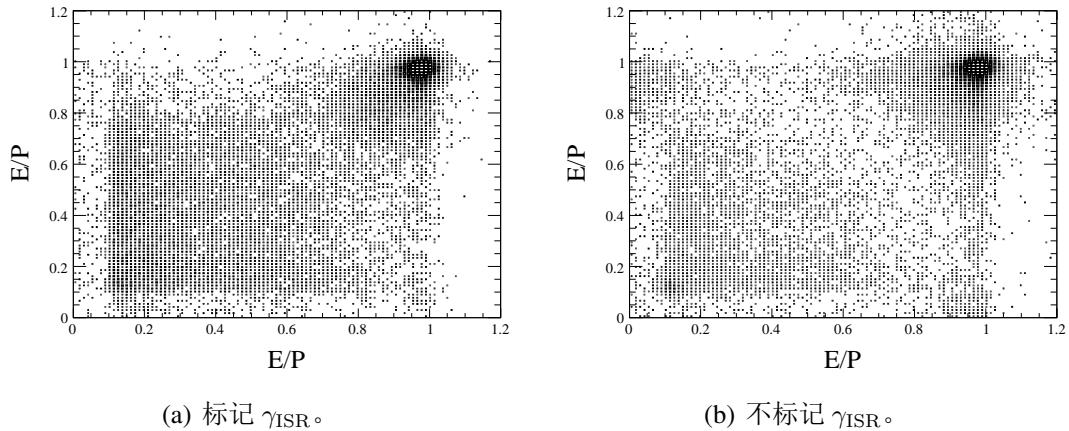


图 5.4 数据中带电径迹的 E/P 二维分布。

要求 $\chi^2_{2C} < 30$ 。在我们选择的末态中只包括两条带电径迹，所以产额巨大的 Bhabha 事例 ($e^+e^- \rightarrow (\gamma)e^+e^-$) 会对信号造成污染。Bhabha 事例中的电子往往对应 EMC 上一个较大的簇射，其能量几乎全部沉积在 EMC 的晶体之内。定义变量 E/P 来去除 Bhabha 事例，这里 E 是带电径迹在 EMC 的沉积能量， P 是带电径迹在 MDC 的动量。图 5.4 显示了数据中两条带电径迹的 E/P 二维分布。

在以上两种选择方法（标记和不标记 γ_{ISR} ）中，都用到了 M_{π^0} 的约束。因此，可以利用 π^0 的“sideband”来去除所有非 π^0 的本底，其选取范围如图 5.5 所示。

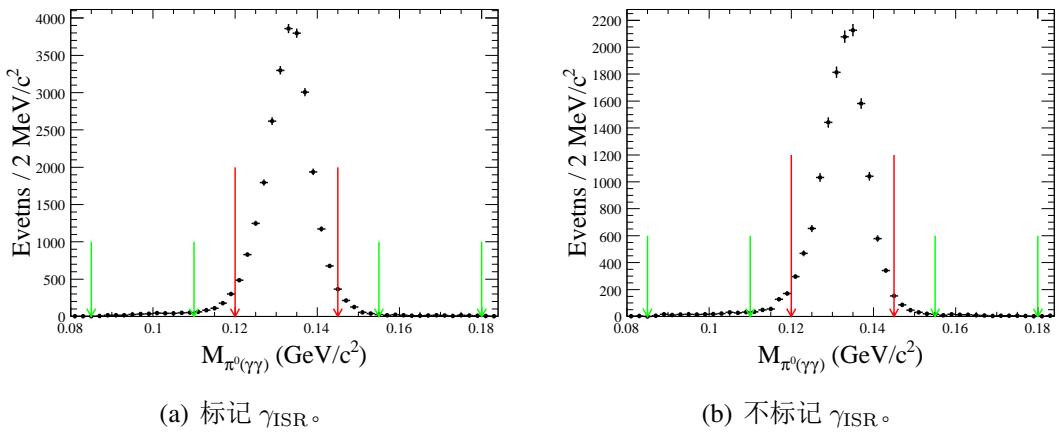


图 5.5 π^0 “sideband”的选取。其中，红色箭头区域为信号区间，绿色箭头区域为本底区间。

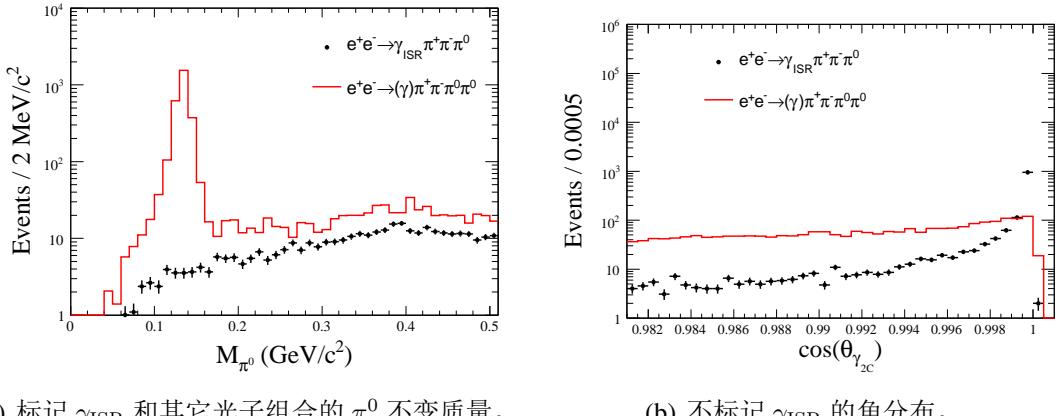


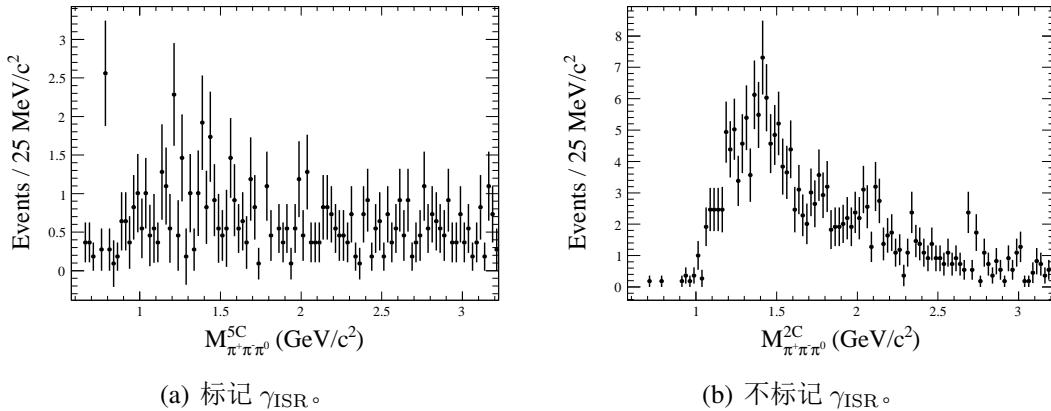
图 5.6 其它的选择条件。

对于标记 γ_{ISR} 的事例，我们要求 $\gamma_{\text{ISR}}^{\text{tag}}$ 不应该来自 π^0 ，图 5.6(a) 显示了 γ_{ISR} 与其他光子组合的不变质量分布，我们要求 $M_{\gamma_{\text{ISR}}\gamma} > 0.17 \text{ GeV}/c^2$ 。对于不标记 γ_{ISR} 的情况，为了去除大量的本底，我们要求丢失的 $\gamma_{\text{ISR}}^{\text{miss}}$ 沿着束流方向跑掉，其角分布如图 5.6(b) 所示。

经过上述选择条件之后，从 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ MC 样本估计的本底按照三个质量区间来分类， $M_{3\pi} < 1.05 \text{ GeV}/c^2$ ，低质量 (ω, ϕ) 区间； $1.05 \text{ GeV}/c^2 < M_{3\pi} < 2 \text{ GeV}/c^2$ ，中质量区间； $M_{3\pi} > 2 \text{ GeV}/c^2$ ，高质量区间。由表 5.1 可见，剩余的本底主要来自 $e^+e^- \rightarrow (\gamma_{\text{ISR}})\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ 本底之中。来自 $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}}\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ 的本底可以利用 PHOKHARA 中提供的质量谱形状和产生截面来估计，如图 5.7 所示。对于来自 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ 的本底，可以从数据中选一个该过程的纯

表 5.1 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ MC 样本估计的本底情况。

| $M_{3\pi}$ (GeV/c ²) | 0 ~ 1.05 | | 1.05 ~ 2 | | 2 ~ 3.773 | |
|----------------------------------|----------|-----|----------|-----|-----------|-----|
| | 标记 | 不标记 | 标记 | 不标记 | 标记 | 不标记 |
| $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ | 55 | - | 61 | 25 | 26 | 20 |
| $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\gamma$ | 34 | 15 | 29 | 59 | 53 | 38 |
| $N_{q\bar{q}}$ | 11 | 85 | 14 | 16 | 21 | 42 |
| 总和 | 168 | 7 | 1429 | 200 | 4679 | 190 |

图 5.7 来自 $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}}\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ 的本底。

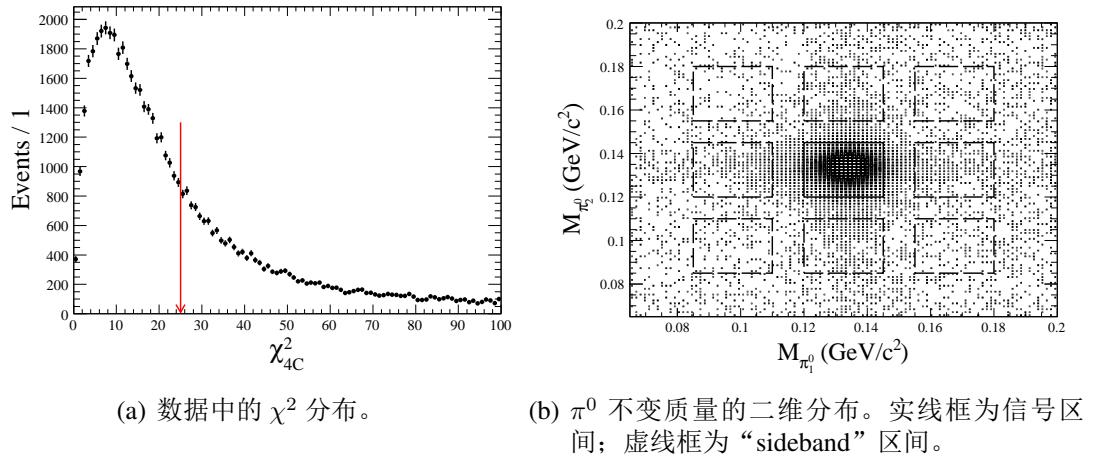
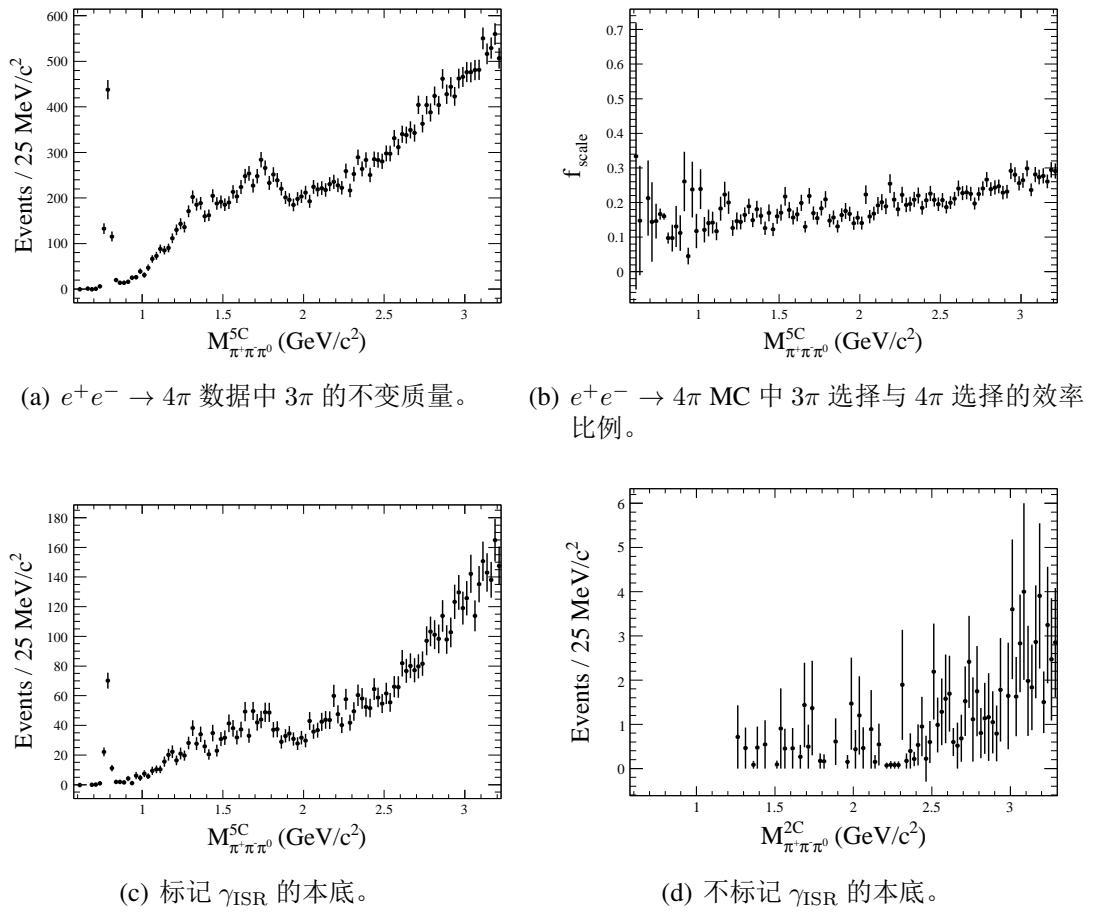
净样本，选择条件如下：

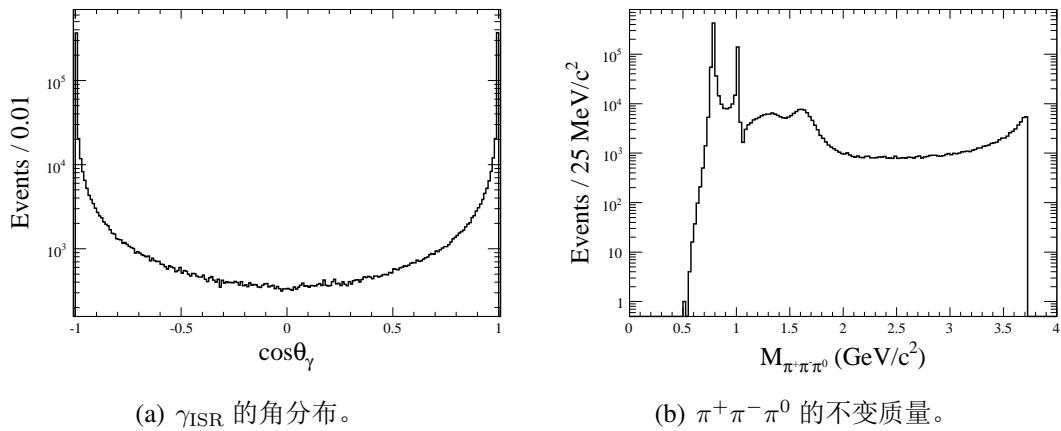
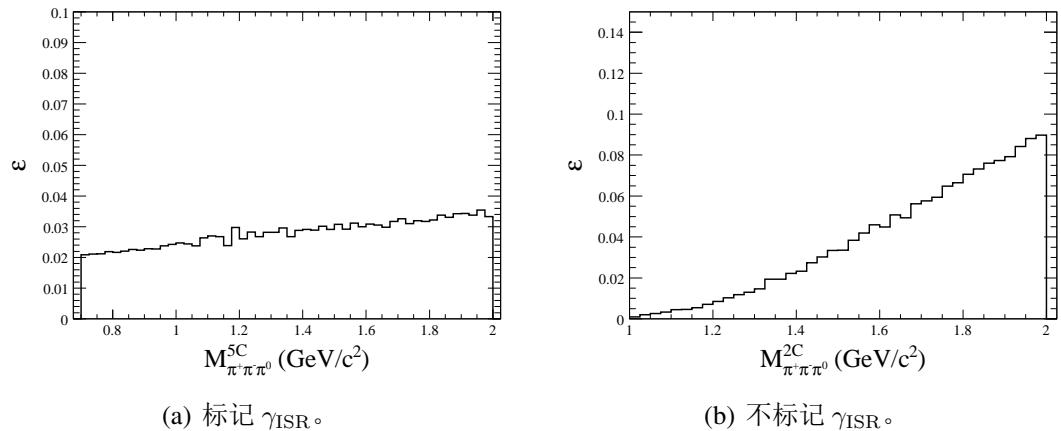
- 2 条好的带电径迹
- 至少一个好光子
- 4C 运动学拟合挑选最适合的 4 个光子， $\chi^2_{4C} < 25$

运动学拟合的 χ^2 分布如图 5.8(a) 所示。另外，可以利用 $\pi^0\pi^0$ 的“sideband”来去除非 $\pi^0\pi^0$ 的事例，其选取范围显示于图 5.8(b) 中。对选好的 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ 样本做 $\gamma\pi^+\pi^-\pi^0$ 的假设，可以得到 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 的质量谱 ($(dN/dm)_{\gamma\pi^+\pi^-\pi^0}^{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\text{data}}$)。再乘上模拟的 MC 样本中的效率比例 ($(dN/dm)_{\gamma\pi^+\pi^-\pi^0}^{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\text{MC}} / (dN/dm)_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}^{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\text{MC}}$) 得到的质量谱就是该项本底的贡献。

5.4 MC 模拟和选择效率

PHOKHARA 是用来描述正负电子对撞过程中通过 ISR 产生强子末态过程的产生子，开发了基于矢量介子为主 (vector dominance) 的模型来描述 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 末态中的形状因子，得到与实验测量一致的结果 [75]。信号 MC 利


 图 5.8 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ 的选择条件。

 图 5.9 $e^+e^- \rightarrow 4\pi$ 本底的估计。

图 5.10 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ MC 样本。图 5.11 $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}}\pi^+\pi^-\pi^0$ 的选择效率。

用PHOKHARA 7.0 产生。事例中 γ_{ISR} 的角分布和 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 的不变质量分布如图 5.10 所示。

信号的选择效率用一个很大的 $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}}\pi^+\pi^-\pi^0$ MC 样本来计算, 如图 5.11 所示。

5.5 质量谱拟合与一致性检查

经过选择之后的质量谱如图 5.12 所示。 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程中 $\pi^+\pi^-\pi^0$

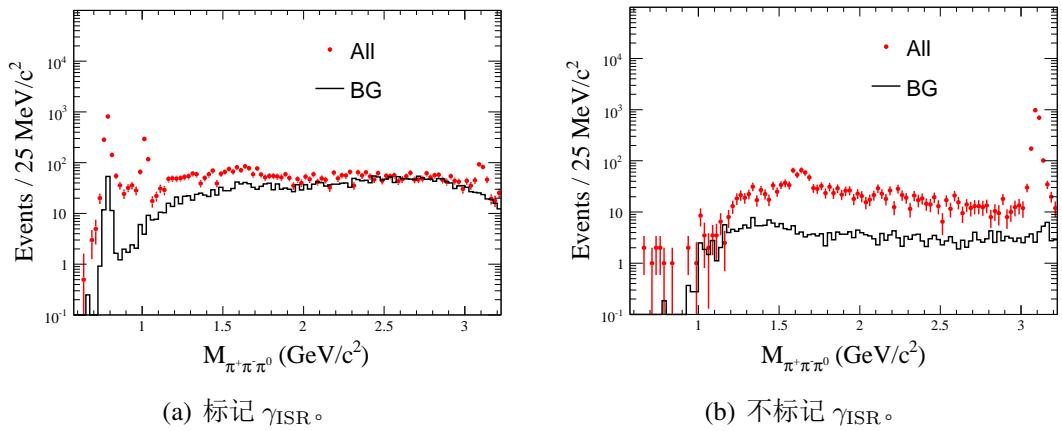


图 5.12 数据中 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 的不变质量谱。图中红点表示数据中选择到的 $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}}\pi^+\pi^-\pi^0$ 样本，黑色直方图表示估计的本底。

的质量谱可以表示为 [37]:

$$\frac{dN}{dm} = \sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0}(m) \frac{dL}{dm} \varepsilon, \quad (5.1)$$

这里， $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0}(m)$ 是 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 的玻恩截面， $\frac{dL}{dm}$ 是 ISR 过程中的有效亮度， ε 是探测效率曲线。有效亮度由总的积分亮度 L 和 γ_{ISR} 的概率密度函数得到：

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{2 \cdot \alpha}{\pi} \cdot [\ln(\frac{s}{m_e^2}) - 1], \\ x &= 1 - \frac{m^2}{s}, \\ \frac{dL}{dm} &= \left\{ \beta x^{\beta-1} \left[1 + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right) + \frac{3}{4} \beta + \beta^2 \left(\frac{37}{96} - \frac{\pi^2}{12} - \frac{1}{72} \log \frac{s}{x_e^2} \right) \right] - \beta \left(1 - \frac{1}{2} x \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{8} \beta^2 \cdot \left[4(2-x) \ln \frac{1}{x} - \frac{1+3(1-x)^2}{x} \cdot \ln(1-x) - 6 + x \right] \right\} \cdot L, \end{aligned} \quad (5.2)$$

这里， $\alpha = \frac{1}{137}$ 是精细结构常数， $m_e = 0.5110034 \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2$ ， $\sqrt{s} = 3.773 \text{ GeV}$ 是对撞机提供的正负电子的质心系能量， s' 是辐射光子之后正负电子的质心系能量， L 是数据的积分亮度。

基于矢量介子为主的模型, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 的玻恩截面可以写为如下的求和方式:

$$\sigma(m) = \frac{12\pi}{m^3} F_{\rho\pi}(m) \left| \sum_{V=\omega, \phi, \omega', \omega''} \frac{\Gamma_V m_V^{3/2} \sqrt{\mathcal{B}(V \rightarrow e^+e^-) \mathcal{B}(V \rightarrow 3\pi)}}{D_V(m)} \frac{e^{i\phi_V}}{\sqrt{F_{\rho\pi}(m_V)}} \right|^2, \quad (5.3)$$

这里, m_V 、 Γ_V 和 ϕ_V 是矢量共振态的质量、宽度和相角, $\mathcal{B}(V \rightarrow e^+e^-)$ 和 $\mathcal{B}(V \rightarrow 3\pi)$ 是 V 衰变到 e^+e^- 和 3π 的分支比, $F_{\rho\pi}$ 是假设 $V \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 的衰变通过 $\rho\pi$ 模式时计算得到的相空间因子 [38], $D_V(m) = m_V^2 - m^2 - im\Gamma_V(m)$, $\Gamma_V(m) = \sum_f \Gamma_f(m)$, 这里, $\Gamma_f(m) = \Gamma_V \mathcal{B}(V \rightarrow f)$, 是共振态衰变到末态 f 随质量变化的分宽度, 具体见公式 5.4。

$$\begin{aligned} \Gamma_\omega(s) &= \frac{m_\omega^2}{s} \cdot \frac{q_0(s)^3}{q_0(m_\omega)^3} \cdot \Gamma_\omega \mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-) \cdot C_{\omega\pi\pi}^2(s, r_0) \\ &\quad + \frac{q_{\pi\gamma}(s)^3}{q_{\pi\gamma}(m_\omega)^3} \cdot \Gamma_\omega \cdot \mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) \cdot C_{\omega\gamma\pi}^2(s, r_0) \\ &\quad + \frac{F_{\rho\pi}(s)}{F_{\rho\pi}(m_\omega)} \cdot \Gamma_\omega \cdot \mathcal{B}(\omega \rightarrow 3\pi) \cdot C_{\omega\rho\pi}^2(s, r_0), \\ \Gamma_\phi(s) &= \frac{m_\phi^2}{s} \cdot \frac{q_{K^\pm}(s)^3}{q_{K^\pm}(m_\phi)^3} \cdot \Gamma_\phi \cdot \mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+K^-) \cdot C_{\phi K^+ K^-}^2(s, r_0) \\ &\quad + \frac{m_\phi^2}{s} \cdot \frac{q_{K^0}(s)^3}{q_{K^0}(m_\phi)^3} \Gamma_\phi \cdot \mathcal{B}(\phi \rightarrow K_S K_L) \cdot C_{\phi K_S K_L}^2(s, r_0) \\ &\quad + \frac{q_{\eta\gamma}(s)^3}{q_{\eta\gamma}(m_\phi)^3} \cdot \Gamma_\phi \cdot \mathcal{B}(\phi \rightarrow \eta\gamma) \cdot C_{\phi\gamma\eta}^2(s, r_0) \\ &\quad + \frac{F_{\rho\pi}(s)}{F_{\rho\pi}(m_\phi)} \cdot \Gamma_\phi \mathcal{B}(\phi \rightarrow 3\pi) \cdot C_{\phi\rho\pi}^2(s, r_0), \\ \Gamma_{\omega'}(s) &= \Gamma_{\omega'} \cdot C_{\omega'\rho\pi}^2(s, r_0) \cdot \frac{F_{\rho\pi}(s)}{F_{\rho\pi}(m'_\omega)}, \\ \Gamma_{\omega''}(s) &= \Gamma_{\omega''} \cdot C_{\omega''\rho\pi}^2(s, r_0) \cdot \left[\frac{F_{\rho\pi}(s)}{F_{\rho\pi}(m_{\omega''})} \cdot \mathcal{B}(\omega'' \rightarrow 3\pi) \right. \\ &\quad \left. + \frac{F_{\omega\pi\pi}(s)}{F_{\omega\pi\pi}(m_{\omega''})} \cdot \mathcal{B}(\omega'' \rightarrow \omega\pi\pi) \right] \end{aligned} \quad (5.4)$$

这里, q_{ij} 是粒子 i 在 i 、 j 的质心系中的动量, C 是限制分宽度随质心系能量过快增长的形状因子, 如式 5.5 所示。

$$\begin{aligned} q_{ij}(m) &= \frac{1}{2m} \cdot \{ [m^2 - (m_i + m_j)^2] [m^2 - (m_i - m_j)^2] \}^{1/2}, \\ C_{V\gamma(\rho)P}(s, r_0) &= \frac{1 + (r_0 m_V)^2}{1 + (r_0 \sqrt{s})^2}, \\ C_{VPP}(s, r_0) &= \sqrt{\frac{1 + [r_0 q_{PP}(m_V)]^2}{1 + [r_0 q_{PP}(s)]^2}}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

相空间因子 $F_{\rho\pi}$ 的形式如式 5.6 所示。

$$\begin{aligned} F_{\rho\pi}(s) &= \frac{1}{12 \cdot \pi^2 \sqrt{s}} \int_{2 \cdot m_\pi}^{\sqrt{s} - m_{\pi^0}} m_0 dm_0 \int_{m_+^{min}(m_0)}^{m_+^{max}(m_0)} m_+ dm_+ |\vec{p}_+ \\ &\quad \times \vec{p}_-|^2 \cdot \left| \sum_{i=+, 0, -} \frac{g_{\rho^i \pi\pi}}{D_\rho(m_i) Z(m_i)} + a_{3\pi} \right|^2, \end{aligned} \quad (5.6)$$

这里, \vec{p}_+ 、 \vec{p}_- 分别为 π^+ 和 π^- 的动量。关于以上公式的详细信息见文献 [38]。

在拟合减掉本底之后的数据时, 公式 5.1 需要卷积上探测器的分辨函数。我们利用 MC 数据来研究探测器的分辨效应, 首先需要产生一个大的 MC 样本。考虑到各种粒子的探测器分辨可能与其动量存在依赖关系, 所以需要研究不同质量区间范围内探测器的分辨效应。图 5.13 显示了探测器的分辨 (δM) 在不同质量区间的分布, 可见探测器分辨在不同质量区间并非严格一致, 而是随 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ 有一定的变化。我们假设探测器的分辨随 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ 线性变化, 用一条直线去拟合在不同质量区间得到的探测器分辨, 如图 5.14 所示。

对 ω 和 ϕ 的拟合结果如图 5.15 所示。通过拟合可以得到拟合公式中的参数 $\mathcal{B}(V \rightarrow e^+e^-) \times \mathcal{B}(V \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ 。

我们比较了低质量区间 MC 和数据 π^+ 、 π^- 的角分布, 如图 5.16 所示。在标记 ISR 光子的时候, 数据的统计量比较大, MC 与数据符合得比较一致; 而在不标记 ISR 光子的时候, MC 与数据符合得较差, 不过由于统计量比较小, 数据点带有很大的误差。

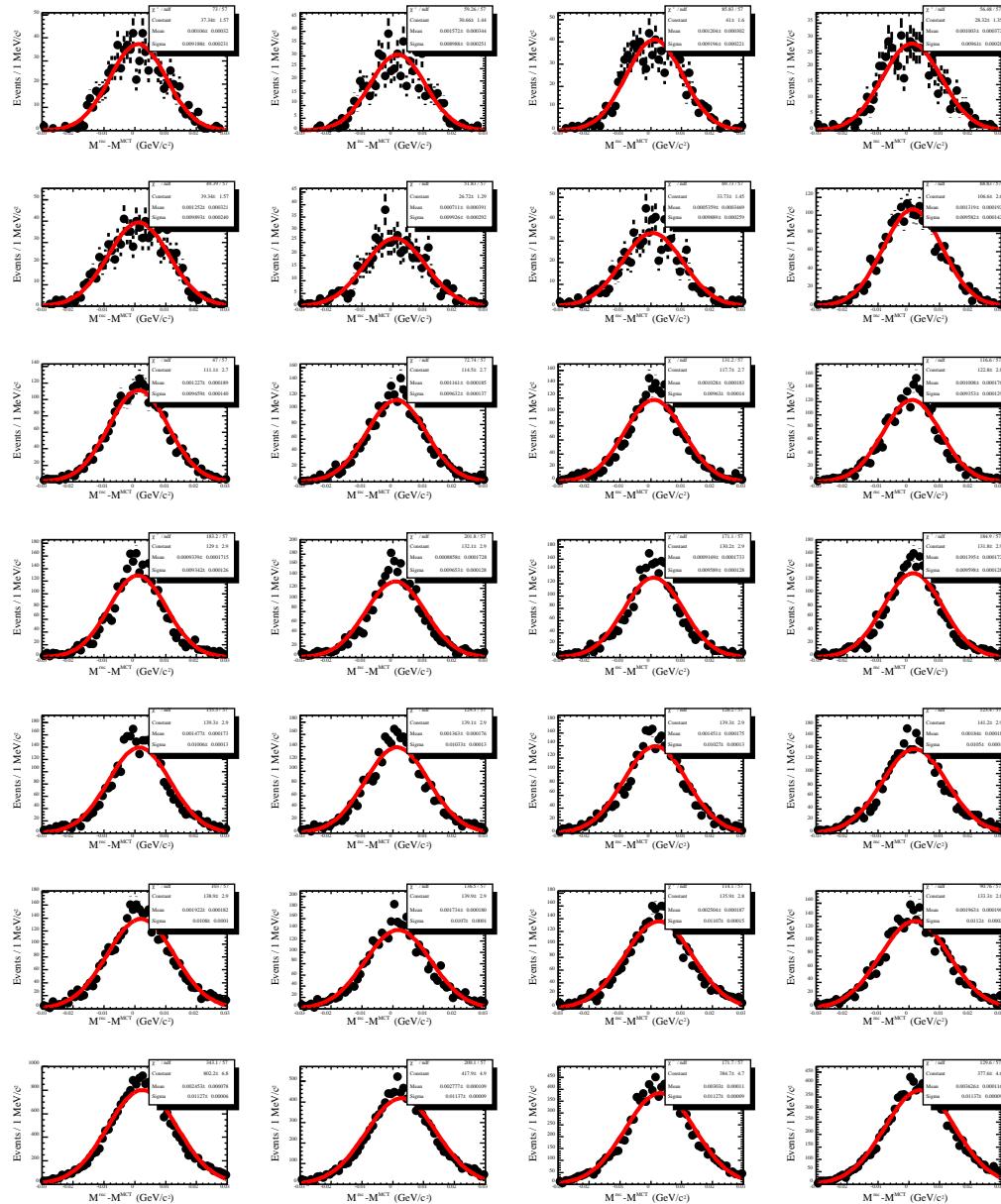


图 5.13 MC 数据中探测器的分辨效应。其中, M^{rec} 为重建得到的 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ 不变质量, M^{MCT} 是从 MC Truth 中得到的 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ 不变质量。从上至下, 从左至右, 对应的 M^{MCT} 中心值 (区间半宽度) 分别为: 0.782 (0.015), 0.9 (0.015), 1.0 (0.015), 1.02 (0.015), 1.2 (0.05), 1.3 (0.05), 1.4 (0.05), 1.5 (0.05), 1.6 (0.05), 1.7 (0.05), 1.8 (0.05), 1.9 (0.05), 3.0 (0.015), 3.1 (0.015), 3.2 (0.015), 单位为 GeV/c^2 。图中红色曲线为利用高斯函数拟合得到的结果。

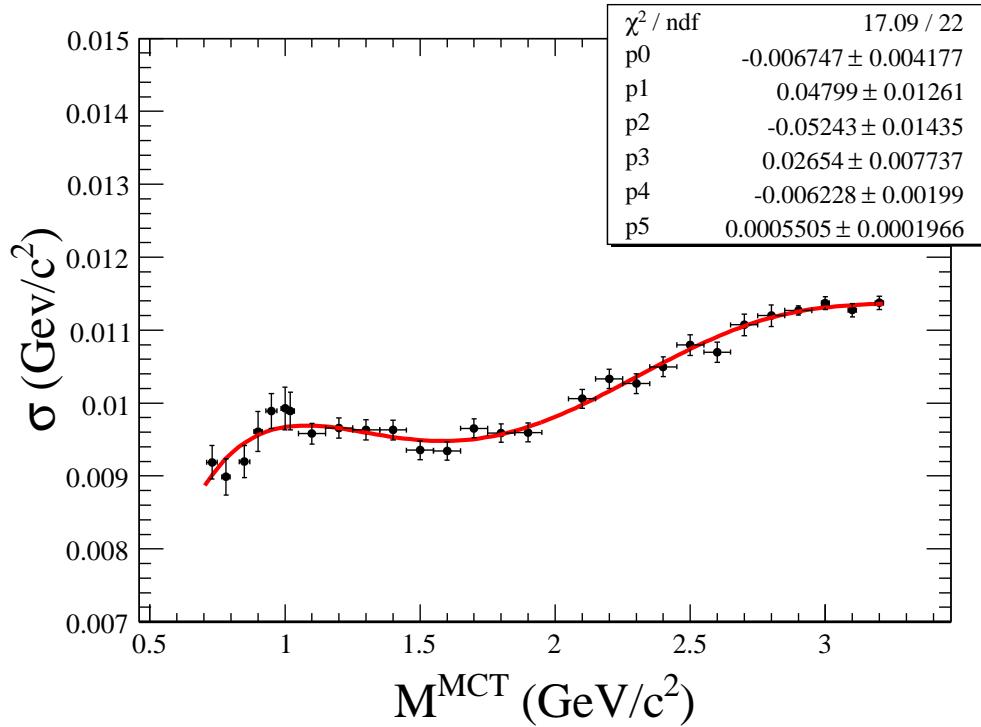


图 5.14 MC 数据中的探测器分辨随 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不变质量的变化。其中红色曲线为用一次多项式拟合得到的结果。

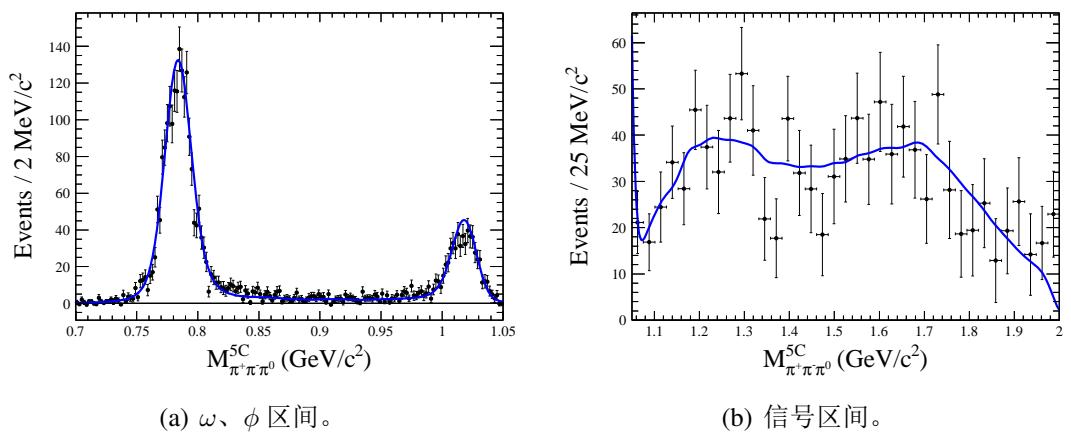


图 5.15 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 不变质量谱的拟合。

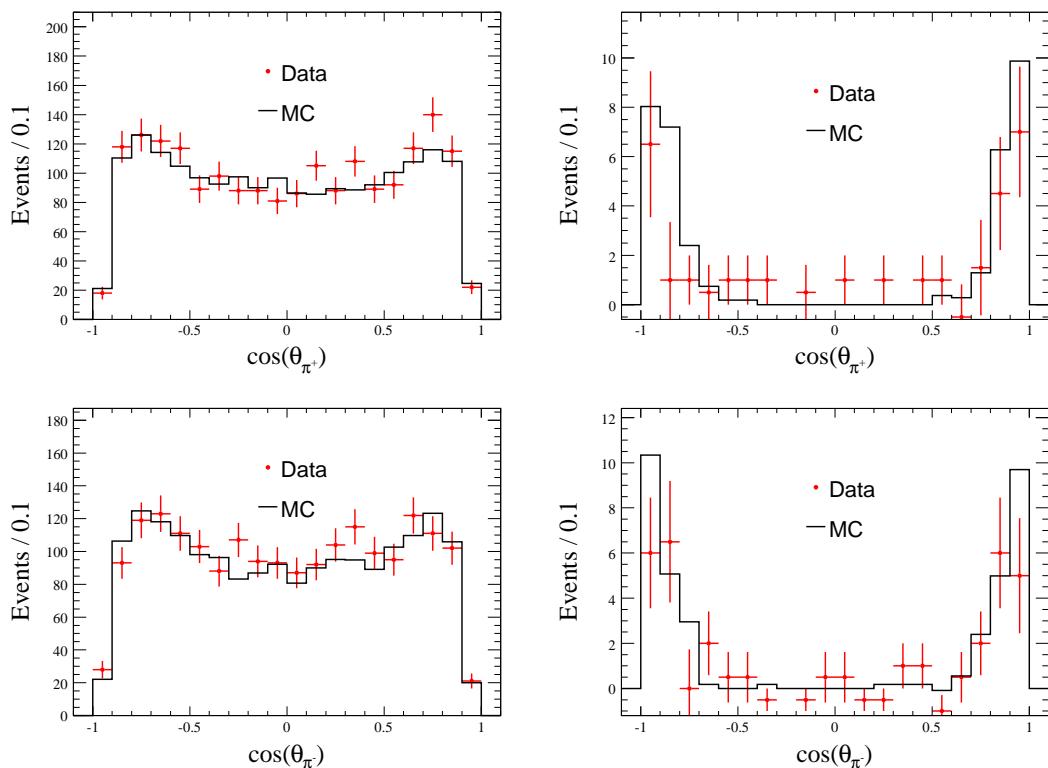


图 5.16 中质量区间 π^+ 、 π^- 的角分布。其中，上面为 π^+ 的角分布，下面为 π^- 的角分布；左侧为标记 ISR 光子的情形，右侧为不标记 ISR 光子的情形。

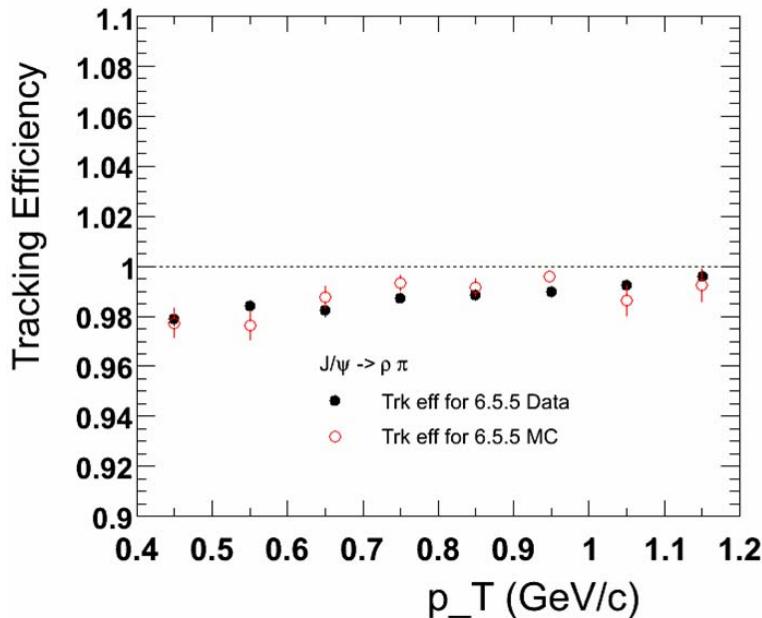


图 5.17 带电径迹的寻迹效率随粒子横动量的变化。

5.6 系统误差分析

因为在选择得到的数据样本中，有很大的 ω 、 ϕ 和 J/ψ 的信号，在相应质量区间的本底也比较少，所以这些事例可以用来研究由选择条件造成的系统误差。

5.6.1 寻迹效率

带电寻迹效率的系统误差引用由衰变过程 $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ 研究得到的结果 [76]，MC 和数据的比较如图 5.17 所示，其差别 $< 1\%$ 。光子的探测效率由 $J/\psi \rightarrow \rho^0\pi^0$ 过程中 π^0 衰变而来的两个光子得到 [77]，其不确定性在 1% 左右。

5.6.2 运动学拟合

对于标记 ISR 光子的 5C 运动学拟合，其误差约为 3.1% [77]。对于不标记 ISR 光子的情况，其 χ^2 要求的系统误差可以通过对比 J/ψ 质量区间 MC 和数据的差别来获得，为 1.9%。

5.6.3 π^0 质量窗口

ω 、 ϕ 质量区间的事例可以用来估计标记 ISR 光子时 π^0 质量窗口造成的选择效率的不确定性，而 J/ψ 质量区间的事例可以用来估计不标记 ISR 光子时的情况。通过拟合 $\gamma\gamma$ 的不变质量，来计算 π^0 的质量窗口对整个 π^0 信号的效率，比较 MC 和数据的差别作为系统误差。

5.6.4 去除来自 π^0 的 ISR 光子

在标记 ISR 光子的选择过程中，为了去除 ISR 光子来自 π^0 衰变的事例，我们要求 $M_{\gamma_{\text{ISR}}\gamma} > 0.17 \text{ GeV}/c^2$ 。这一条件造成的信号损失可以由 MC 计算得到，通过比较数据中 ω 、 ϕ 和 J/ψ 质量区间该选择条件的效率，其造成的系统误差为 0.5% 和 0.8%，分别对应标记和不标记 ISR 光子的情形。

5.6.5 不标记 ISR 光子的方向

对于不标记 ISR 光子的数据样本，为了去除各种本底，我们要求了其中的 ISR 光子运动方向应当严格地沿着束流的方向。利用 J/ψ 的数据对这一条件进行刻度，其造成的 MC 和数据效率之间的差别为 8.8%。

5.6.6 积分亮度

数据样本亮度的误差为 1.1% [78]。

5.6.7 系统误差总结

各项系统误差列于表 5.2 中。

5.7 结果与讨论

本章利用 ISR 方法测量了 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程的截面。

对反应过程 $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 截面的测量为轻夸克物理的研究提供了很多重要的信息，其中， ω 和 ϕ 是总的强子截面中一项非常重要的贡献，对其参数的精确测量直接影响了 $g - 2$ 和 $\alpha(M_Z^2)$ 的计算精度。我们利用标记 ISR 光子测得的 ω 和 ϕ 的参数与 PDG 和 BaBar 的结果在误差范围内一致。

表 5.2 系统误差总结。

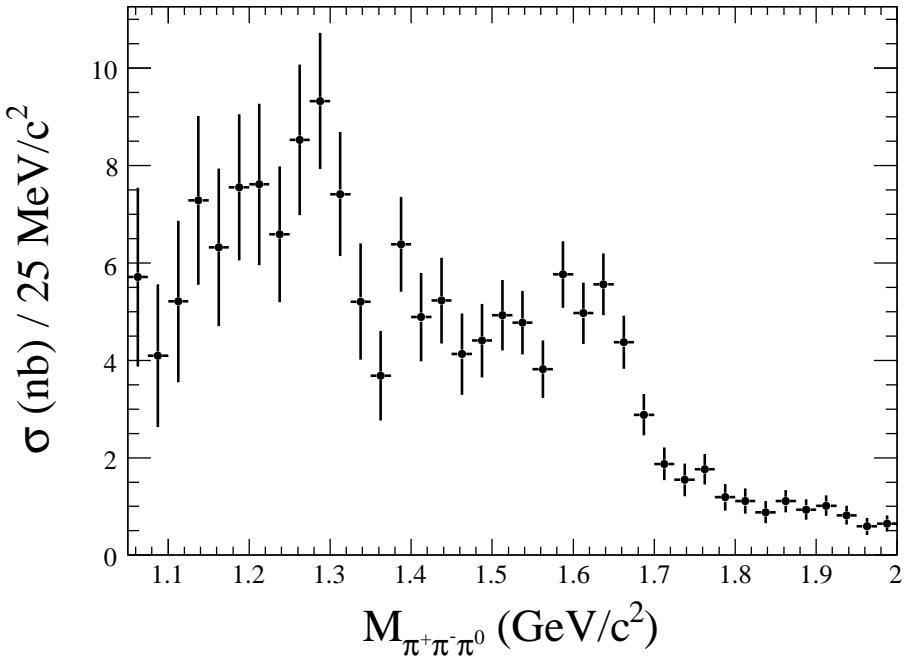
| 来源 | 标记 γ_{ISR} | 不标记 γ_{ISR} |
|-----------------------------------------|--------------------------|---------------------------|
| 寻迹效率 | 2% | 2% |
| 光子重建 | 3% | 2% |
| π^0 质量 | 2% | 2% |
| E/P | 4.5% | 4.5% |
| 运动学拟合 (χ^2) | 3.1% | 1.9% |
| 为 γ_{ISR} 去除 π^0 | 0.6% | - |
| $\cos\theta_{\gamma_{\text{ISR}}}^{2C}$ | - | 8.8% |
| 亮度 | 1.1% | 1.1% |
| total | 7.0% | 10.7% |

综合利用标记 ISR 光子和不标记 ISR 光子过程的测量结果，利用其误差作为权重来合并之后的截面如图 5.18 所示。在 ω' 附近，我们测得的截面要略高于 BaBar 之前的测量结果，但其差别约在 1σ 以内。所以我们的结果与 BaBar 的测量结果基本一致，但因为统计量过低使得误差很大。 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程对 μ 子反常磁距的影响和 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ 相比显得很小，若考虑其对 $g-2$ 的影响，则需要更加精确的测量。通过拟合 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 的不变质量谱，可以得到拟合公式 5.1 中各参数的数值结果，如表 5.3 所示。对于 ω 和 ϕ 拟合得到的分支比 $\mathcal{B}(V \rightarrow e^+e^-) \times \mathcal{B}(V \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ 与 PDG 中的平均值在误差范围内一致。拟合得到的 ω 的峰值较 PDG 的平均值大了近 $1 \text{ MeV}/c^2$ ，而对 ϕ 的中心值影响却很小，主要是由探测器的模拟分辨造成的影响。

数据样本中 J/ψ 的信号来自 $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{ISR}} J/\psi \rightarrow \gamma_{\text{ISR}} \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程，利用 $\Gamma_{ee}(J/\psi) = 5.55 \pm 0.15 \text{ keV}/c^2$ ，可以测得 $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 的分支比为： $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (1.91 \pm 0.05)\%$ ，与 PDG 中的世界平均值在误差范围内一致。

由于统计量的约束，在拟合中不能确定 ω' 和 ω'' 的中心值。假设 $\mathcal{B}(\omega' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \approx 1$ ， $\mathcal{B}(\omega'' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \approx 0.5$ [39]，利用测得的 $\mathcal{B}(\omega' \rightarrow e^+e^-) \times \mathcal{B}(\omega' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ 和 $\mathcal{B}(\omega'' \rightarrow e^+e^-) \times \mathcal{B}(\omega'' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ 可以计算出其电子宽度分别为： $\Gamma(\omega' \rightarrow e^+e^-) = 390 \text{ eV}$ ， $\Gamma(\omega'' \rightarrow e^+e^-) = 570 \text{ eV}$ ，与 $\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) \approx 600 \text{ eV}$ 在同一数量级。夸克模型预言，介子激发态的电子宽度至少要降低一个数量级，这与实验测量不一致。

$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 截面的测量的初步结果列于表 5.4 和表 5.5 中。

图 5.18 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程截面的测量结果。表 5.3 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ 的拟合结果。

| 拟合参数 | PDG | BaBar | 拟合结果 |
|------------------------------------------------------------|--------------------|--------------------------|--------------------|
| m_ω (MeV/c²) | 782.65 ± 0.12 | 782.45 ± 0.24 | 783.63 ± 0.27 |
| m_ϕ (MeV/c²) | 1019.46 ± 0.02 | 1018.86 ± 0.20 | 1019.45 ± 0.56 |
| $m_{\omega'}$ (MeV/c²) | $1400 \sim 1450$ | $1350 \pm 20 \pm 20$ | BaBar |
| $m_{\omega''}$ (MeV/c²) | 1670 ± 30 | $1660 \pm 10 \pm 2$ | BaBar |
| Γ_ω (MeV/c²) | 8.49 ± 0.08 | CMD2 [79] | PDG |
| Γ_ϕ (MeV/c²) | 4.26 ± 0.04 | PDG | PDG |
| $\Gamma_{\omega'}$ (MeV/c²) | $180 \sim 250$ | $450 \pm 70 \pm 70$ | BaBar |
| $\Gamma_{\omega''}$ (MeV/c²) | 315 ± 35 | $230 \pm 30 \pm 20$ | BaBar |
| $(\mathcal{B}_1 \times \mathcal{B}_2)(\omega) (10^{-5})$ | 6.49 ± 0.11 | $6.70 \pm 0.06 \pm 0.27$ | 6.72 ± 0.31 |
| $(\mathcal{B}_1 \times \mathcal{B}_2)(\phi) (10^{-5})$ | 4.53 ± 0.10 | $4.30 \pm 0.08 \pm 0.21$ | 4.02 ± 0.20 |
| $(\mathcal{B}_1 \times \mathcal{B}_2)(\omega') (10^{-6})$ | 0.82 ± 0.08 | $0.82 \pm 0.05 \pm 0.06$ | 0.87 ± 0.08 |
| $(\mathcal{B}_1 \times \mathcal{B}_2)(\omega'') (10^{-6})$ | 1.30 ± 0.20 | $1.30 \pm 0.10 \pm 0.10$ | 1.24 ± 0.12 |

表 5.4 标记 ISR 光子的结果。 e^+e^- 质心系能量 ($\sqrt{s'}$), 事例数 N , 探测效率 (ε), ISR 亮度 (L), 和观测截面 (σ)。

| $\sqrt{s'}$ (GeV) | N | ε (%) | L (nb $^{-1}$) | σ (nb) |
|-----------------------|-------------------|----------------------|-----------------------|------------------|
| 1.0625 | 21.13 ± 6.73 | 2.38 ± 0.11 | 158 | 5.61 ± 1.89 |
| 1.0875 | 16.86 ± 6.13 | 2.64 ± 0.12 | 162 | 4.04 ± 1.51 |
| 1.1125 | 24.44 ± 7.59 | 2.70 ± 0.12 | 167 | 5.42 ± 1.73 |
| 1.1375 | 34.14 ± 7.83 | 2.68 ± 0.12 | 171 | 7.80 ± 1.87 |
| 1.1625 | 28.40 ± 7.79 | 2.39 ± 0.11 | 176 | 6.32 ± 1.79 |
| 1.1875 | 45.47 ± 8.56 | 2.97 ± 0.13 | 180 | 8.91 ± 1.76 |
| 1.2125 | 37.42 ± 9.04 | 2.60 ± 0.12 | 185 | 7.94 ± 1.98 |
| 1.2375 | 32.03 ± 8.97 | 2.82 ± 0.12 | 190 | 5.58 ± 1.60 |
| 1.2625 | 43.64 ± 9.49 | 2.68 ± 0.12 | 195 | 8.64 ± 1.95 |
| 1.2875 | 53.27 ± 9.99 | 2.82 ± 0.12 | 200 | 9.25 ± 1.81 |
| 1.3125 | 41.02 ± 9.69 | 2.81 ± 0.12 | 205 | 6.97 ± 1.69 |
| 1.3375 | 21.90 ± 8.94 | 2.96 ± 0.13 | 210 | 3.72 ± 1.53 |
| 1.3625 | 17.71 ± 8.54 | 2.68 ± 0.12 | 215 | 2.44 ± 1.19 |
| 1.3875 | 43.58 ± 9.16 | 2.89 ± 0.12 | 220 | 6.03 ± 1.31 |
| 1.4125 | 31.81 ± 9.21 | 2.91 ± 0.12 | 226 | 4.71 ± 1.39 |
| 1.4375 | 28.37 ± 9.48 | 2.89 ± 0.12 | 231 | 4.27 ± 1.45 |
| 1.4625 | 18.50 ± 8.89 | 3.01 ± 0.13 | 237 | 3.05 ± 1.48 |
| 1.4875 | 31.06 ± 10.23 | 2.91 ± 0.13 | 242 | 4.37 ± 1.46 |
| 1.5125 | 34.87 ± 9.33 | 3.08 ± 0.13 | 248 | 4.19 ± 1.15 |
| 1.5375 | 43.67 ± 9.74 | 2.92 ± 0.12 | 254 | 5.12 ± 1.17 |
| 1.5625 | 34.79 ± 9.75 | 3.12 ± 0.13 | 260 | 4.38 ± 1.25 |
| 1.5875 | 47.18 ± 10.74 | 3.00 ± 0.13 | 267 | 5.78 ± 1.35 |
| 1.6125 | 35.88 ± 10.77 | 3.08 ± 0.13 | 273 | 4.30 ± 1.31 |
| 1.6375 | 41.85 ± 10.90 | 3.06 ± 0.13 | 280 | 4.96 ± 1.32 |
| 1.6625 | 36.82 ± 10.45 | 2.99 ± 0.13 | 286 | 4.21 ± 1.22 |
| 1.6875 | 26.20 ± 9.60 | 3.17 ± 0.13 | 293 | 2.91 ± 1.08 |
| 1.7125 | 48.80 ± 10.72 | 3.26 ± 0.13 | 300 | 4.99 ± 1.14 |
| 1.7375 | 28.17 ± 10.52 | 3.10 ± 0.13 | 308 | 2.94 ± 1.12 |
| 1.7625 | 18.66 ± 9.37 | 3.20 ± 0.13 | 315 | 1.86 ± 0.95 |
| 1.7875 | 19.43 ± 9.87 | 3.17 ± 0.13 | 323 | 1.95 ± 1.01 |
| 1.8125 | 25.29 ± 9.62 | 3.22 ± 0.13 | 331 | 2.38 ± 0.93 |
| 1.8375 | 12.88 ± 9.06 | 3.38 ± 0.13 | 339 | 1.12 ± 0.80 |
| 1.8625 | 19.31 ± 9.27 | 3.30 ± 0.13 | 347 | 1.65 ± 0.81 |
| 1.8875 | 25.64 ± 9.48 | 3.42 ± 0.13 | 356 | 2.00 ± 0.77 |
| 1.9125 | 14.19 ± 8.81 | 3.44 ± 0.13 | 364 | 1.19 ± 0.75 |
| 1.9375 | 16.69 ± 7.90 | 3.37 ± 0.13 | 374 | 1.39 ± 0.68 |
| 1.9625 | 22.91 ± 9.30 | 3.55 ± 0.14 | 383 | 2.20 ± 0.94 |
| 1.9875 | 8.49 ± 7.85 | 3.33 ± 0.13 | 393 | 0.65 ± 0.61 |

表 5.5 不标记 ISR 光子的结果。 e^+e^- 质心系能量 ($\sqrt{s'}$), 事例数 N , 探测效率 (ε), ISR 亮度 (L), 和观测截面 (σ)。

| $\sqrt{s'}$ (GeV) | N | ε (%) | L (nb^{-1}) | σ (nb) |
|-----------------------|------------------|----------------------|-----------------------------|------------------|
| 1.0625 | 3.01 ± 2.98 | 0.27 ± 0.04 | 158 | 7.40 ± 7.74 |
| 1.0875 | 2.92 ± 3.43 | 0.33 ± 0.05 | 162 | 4.94 ± 5.89 |
| 1.1125 | 1.80 ± 3.63 | 0.44 ± 0.05 | 167 | 2.86 ± 5.81 |
| 1.1375 | 3.15 ± 3.40 | 0.46 ± 0.05 | 171 | 4.20 ± 4.59 |
| 1.1625 | 7.09 ± 4.10 | 0.54 ± 0.06 | 176 | 6.34 ± 3.77 |
| 1.1875 | 6.19 ± 4.46 | 0.71 ± 0.07 | 180 | 3.94 ± 2.87 |
| 1.2125 | 11.52 ± 4.93 | 0.85 ± 0.07 | 185 | 6.86 ± 3.02 |
| 1.2375 | 21.32 ± 5.89 | 1.02 ± 0.08 | 190 | 9.76 ± 2.84 |
| 1.2625 | 20.10 ± 5.85 | 1.18 ± 0.08 | 195 | 8.34 ± 2.53 |
| 1.2875 | 28.38 ± 6.26 | 1.30 ± 0.09 | 200 | 9.44 ± 2.20 |
| 1.3125 | 26.95 ± 6.28 | 1.47 ± 0.09 | 205 | 8.01 ± 1.95 |
| 1.3375 | 26.48 ± 6.43 | 1.94 ± 0.10 | 210 | 7.48 ± 1.89 |
| 1.3625 | 24.18 ± 6.12 | 1.94 ± 0.10 | 215 | 5.54 ± 1.45 |
| 1.3875 | 33.46 ± 6.84 | 2.22 ± 0.11 | 220 | 6.83 ± 1.46 |
| 1.4125 | 28.11 ± 6.45 | 2.33 ± 0.11 | 226 | 5.02 ± 1.20 |
| 1.4375 | 39.60 ± 7.23 | 2.73 ± 0.12 | 231 | 5.79 ± 1.11 |
| 1.4625 | 32.83 ± 6.88 | 3.02 ± 0.13 | 237 | 4.63 ± 1.01 |
| 1.4875 | 37.13 ± 7.14 | 3.34 ± 0.13 | 242 | 4.42 ± 0.88 |
| 1.5125 | 48.14 ± 7.88 | 3.36 ± 0.13 | 248 | 5.41 ± 0.93 |
| 1.5375 | 45.68 ± 7.50 | 3.83 ± 0.14 | 254 | 4.62 ± 0.79 |
| 1.5625 | 39.33 ± 6.99 | 4.19 ± 0.15 | 260 | 3.66 ± 0.67 |
| 1.5875 | 68.54 ± 8.97 | 4.59 ± 0.15 | 267 | 5.76 ± 0.79 |
| 1.6125 | 70.02 ± 9.36 | 4.49 ± 0.15 | 273 | 5.17 ± 0.72 |
| 1.6375 | 81.21 ± 9.70 | 5.07 ± 0.16 | 280 | 5.74 ± 0.72 |
| 1.6625 | 68.18 ± 9.03 | 4.94 ± 0.16 | 286 | 4.41 ± 0.61 |
| 1.6875 | 49.19 ± 7.59 | 5.62 ± 0.17 | 293 | 2.88 ± 0.46 |
| 1.7125 | 29.36 ± 6.33 | 5.76 ± 0.17 | 300 | 1.58 ± 0.35 |
| 1.7375 | 25.34 ± 6.16 | 5.94 ± 0.17 | 308 | 1.41 ± 0.35 |
| 1.7625 | 36.65 ± 6.60 | 6.48 ± 0.18 | 315 | 1.75 ± 0.33 |
| 1.7875 | 25.81 ± 6.19 | 6.65 ± 0.18 | 323 | 1.13 ± 0.28 |
| 1.8125 | 22.20 ± 5.71 | 7.06 ± 0.19 | 331 | 1.00 ± 0.27 |
| 1.8375 | 22.06 ± 5.87 | 7.32 ± 0.19 | 339 | 0.86 ± 0.24 |
| 1.8625 | 27.85 ± 6.05 | 7.61 ± 0.19 | 347 | 1.06 ± 0.24 |
| 1.8875 | 23.22 ± 5.56 | 7.73 ± 0.20 | 356 | 0.85 ± 0.22 |
| 1.9125 | 31.53 ± 6.39 | 7.92 ± 0.20 | 364 | 1.00 ± 0.22 |
| 1.9375 | 24.18 ± 5.81 | 8.42 ± 0.20 | 374 | 0.77 ± 0.20 |
| 1.9625 | 16.35 ± 5.16 | 8.81 ± 0.21 | 383 | 0.53 ± 0.18 |
| 1.9875 | 21.51 ± 5.13 | 8.98 ± 0.21 | 393 | 0.65 ± 0.17 |

目前, 数据的重建质量依然不是很好, 随着软件的升级, 这种问题有待解决。另外, 已经使用的 e^+e^- 对撞样本积分亮度为 922 pb^{-1} , 除此之外, 还有一个更大的数据样本 (积分亮度为 1976 pb^{-1}) 可以利用, 随着统计量的增加, 测量结果也将得到改善。

第六章 总结和展望

BEPCII/BESIII 已于 2008 年完成升级改造，设计亮度比 BEPC 提高两个数量级，达到 $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。在历时 3 年的时间里，BESIII 已经在多个能量点采集了多个数据样本，包括： J/ψ 、 ψ' 、 ψ'' 和 $\psi(4010)$ 。数据量的增大，不仅有利于小信号的寻找，也使得进行一些精确的测量成为可能。

本论文的工作主要包括以下两部分：

6.1 寻找 η'_c

η'_c 在 B 介子衰变和双光子反应中的测量提供了许多新的发现，因为 η'_c 可以通过 ψ' 的辐射跃迁产生，我们利用 106 M ψ' 的数据样本进行了 η'_c 的寻找。我通过研究各种 MC 样本和 χ_{cJ} 质量区间的数据来进行选择条件的优化，在提高效率的基础上尽量压低本底。尽管如此，在所研究的几个强子末态中，均未发现明显的 η'_c 信号。利用已知的 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c)$ 计算了 $\eta'_c \rightarrow X$ 的分支比的上限，如表 6.1 所示，理论模型的预言比实验测量要偏大。

表 6.1 $\eta'_c \rightarrow X$ 的分支比上限。从左到右，依次为衰变末态、联合分支比 $\mathcal{B}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c) \times \mathcal{B}(\eta'_c \rightarrow X)$ 、分支比 $\eta'_c \rightarrow X$ 上限和理论模型对分支比的预期范围。

| X | $\mathcal{B}^{up}(\psi' \rightarrow \gamma\eta'_c \rightarrow \gamma X) (10^{-7})$ | $\mathcal{B}^{up}(\eta'_c \rightarrow X) (10^{-3})$ | $\mathcal{B}^{theory}(\eta'_c \rightarrow X) (10^{-3})$ |
|-----------------------|------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------|---------------------------------------------------------|
| $2(\pi^+\pi^-)$ | 21.88 | 6.15 | $17.06 \sim 48.94$ |
| $\pi^+\pi^- K^+ K^-$ | 13.56 | 3.45 | $17.61 \sim 64.99$ |
| $\pi^+\pi^- p\bar{p}$ | 32.30 | 9.39 | $19.40 \sim 46.60$ |
| $2(K^+K^-)$ | 4.29 | 1.08 | $1.75 \sim 7.05$ |
| $\rho^0\rho^0$ | 12.7 | 3.1 | $6.4 \sim 28.9$ |
| $K^{*0}\bar{K}^{*0}$ | 19.6 | 5.4 | $7.9 \sim 35.8$ |
| $\phi\phi$ | 7.8 | 2.0 | $2.1 \sim 9.8$ |

6.2 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程截面的测量

光子的真空极化包含了所有虚粒子的贡献，对于验证标准模型和寻找新物理非常重要。其中，低能区真空极化中强子部分的贡献可以通过研究 e^+e^- 对撞实验数据中的强子截面得到。由于在已有的实验结果之间存在显著的不同，我们利用 922 pb^{-1} 的 ψ'' 数据样本测量了 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程的截面。这里应用了 ISR 方法来测量。事例末态中的强子系统 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 要求能够重建好，然后根据 ISR 光子的角分布，分别采取标记 γ_{ISR} 和丢失 γ_{ISR} 的方法来选取数据样本。经过选择得到的数据样本减去估计的各种本底得到信号的质量谱，然后利用 ISR 过程的有效亮度以及事例选择效率可以计算出 [1.05-2.00 GeV] 能量范围内 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 的截面，从而研究可能存在的中间态结构。其中，测得的 ω 、 ϕ 和 J/ψ 的分支比如表 6.2 所示，与 PDG 的平均值在误差范围之内相符。假设 $\mathcal{B}(\omega' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \approx 1$ ， $\mathcal{B}(\omega'' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \approx 0.5$ ，可以计算出电子宽度为： $\Gamma(\omega' \rightarrow e^+e^-) = 390 \text{ eV}$ ， $\Gamma(\omega'' \rightarrow e^+e^-) = 570 \text{ eV}$ ，与 $\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) \approx 600 \text{ eV}$ 在同一数量级。夸克模型预言，介子激发态的电子宽度至少要降低一个数量级，这与实验测量不一致。

表 6.2 ω 、 ϕ 和 J/ψ 的分支比。

| $\mathcal{B}(\omega \rightarrow e^+e^-) \times \mathcal{B}(\omega \rightarrow 3\pi)$ | $\mathcal{B}(\phi \rightarrow e^+e^-) \times \mathcal{B}(\phi \rightarrow 3\pi)$ | $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow 3\pi)$ |
|--------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------|
| $(6.72 \pm 0.31) \times 10^{-5}$ | $(4.02 \pm 0.20) \times 10^{-5}$ | $(1.91 \pm 0.05)\%$ |

随着 BESIII 的数据量不断积累，对寻找分支比很小的衰变过程提供了更大的可能性，这对 η'_c 的寻找是十分有利的。利用初态辐射的方法来测量强子截面同样依赖于巨大的数据样本，有了足够的统计量才有可能进行精确的测量，进而对标准模型进行更好的检验。

参 考 文 献

参 考 文 献

- [1] D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Cambridge University Press (2003).
- [2] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [3] G. Zweig, CERN Report, 8419/Th412, 1964.
- [4] S.L. Glashow, Nucl Phys. **22**, 579 (1961).
- [5] A. Salam, ed. N. Svartholm, Elementary Particle Theory, Almquist and Wiksells, Stockholm, page 367 (1968).
- [6] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
- [7] G. 't Hooft, Unpublished talk at the Marseille conference on renormalization of Yang-Mills fields and applications to particle physics (1972).
- [8] D.J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [9] H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [10] 高能物理学, http://www.ikepu.com/physics/physics_branch/particle_physics_total.htm.
- [11] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, Phys. Rev. D **2**, 1285 (1970).
- [12] J.J. Aubert *et al.* (E598 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974).
- [13] B. Richter *et al.* , Phys. Rev. Lett. **33**, 1453 (1974).
- [14] 唐孝威等, 粒子物理实验方法, 人民教育出版社, 第一版 (1982).
- [15] 郑志鹏等, 北京谱仪 II 正负电子物理, 中国科学技术大学出版社 (2009).
- [16] C. Edwards *et al.* (Crystal Ball Collaboration), Phys. Rev. Lett. **48**, 70 (1982).
- [17] S.K. Choi *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 102001 (2002).
- [18] D.M. Asner *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **92**, 142001 (2004); B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **92**, 142002 (2004); B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **72**, 031101 (2005).
- [19] P. del Amo Sanchez *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **84**, 012004 (2011); H. Nakazawa (Belle Collaboration), in Proc. Sci. ICHEP2010, 162, 2010; A. Vinokurova *et al.* (Belle Collaboration), arXiv:1105.0978.

- [20] T. Appelquist and H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **34**, 43 (1975); A. De Rújula, S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **34**, 46 (1975).
- [21] X.H. Mo, C.Z. Yuan, P. Wang, arXiv:hep-ph/0611214.
- [22] S. Okubo, Phys. Rev. Lett. **5**, 163 (1963); V. Zweig, CERN Report No. 8419/TH 412; J. Iizuka, Prog. Theor. Phys. Supplement, **37**, 21 (1966).
- [23] Q. Zhao, G. Li and C.H. Chang, Phys. Lett. B **645**, 173 (2007) [arXiv:hep-ph/0610223].
- [24] G. Li, Q. Zhao, and C.H. Chang, J. Phys. G **35**, 055002 (2008) [arXiv:hep-ph/0701020]; Q. Zhao *et al.*, Chinese Phys. C **34**, 299 (2010).
- [25] Q. Zhao, Proceeding of QCD 2010, Montpellier, France (2010).
- [26] S.J. Brodsky and G.P. Lepage, Phys. Rev. D **24**, 2848 (1981); V.L. Chernyak and A.R. Zhitnitsky, Nucl. Phys. B **201**, 492 (1982); V.L. Chernyak and A.R. Zhitnitsky, Phys. Rept. **112**, 173 (1984).
- [27] X.H. Liu, Q. Zhao, Phys. Rev. D **81**, 014017 (2010); X.H. Liu, and Q. Zhao, arXiv:1004.0496.
- [28] Q. Wang, X.H. Liu, and Q. Zhao, arXiv:1010.1343.
- [29] G.W. Bennett *et al.* (Muon G-2 Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 072003 (2006) [arXiv:hep-ex/0602035].
- [30] M. Davier, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **169**, 288 (2007) [arXiv:hep-ph/0701163].
- [31] F. Jegerlehner, arXiv:hep-ph/0703125.
- [32] T. Teubner, K. Hagiwarab, R. Liao, A.D. Martinc, and D. Nomura, Volume 218, Issue 1, September 2011, Pages 225 – 230.
- [33] C. Bouchiat and L. Michel, J. Phys. Radium **22**, 121 (1961); M. Gourdin and E. de Rafael, Nucl. Phys. B **10**, 667 (1969).
- [34] S.J. Brodsky, E. de Rafael, Phys. Rep. **168**, 1620 (1968).
- [35] V.P. Druzhinin, arXiv: 0710.3455v1 [hep-ex].
- [36] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **37**, 075021 (2010).
- [37] B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **70**, 072004 (2004).
- [38] M.N. Achasov *et al.* (SND Collaboration), Phys. Rev. D **68**, 052006 (2003).
- [39] M.N. Achasov *et al.* (SND Collaboration), Phys. Rev. D **66**, 032001 (2002).

参 考 文 献

- [40] A. Antonelli *et al.* (DM2 Collaboration), Z. Phys. C **56**, 15 (1992).
- [41] A. Donnachie and Yu.S. Kalashnikova, Z. Phys. C **59**, 621 (1993).
- [42] A. Donnachie and Yu.S. Kalashnikova, Z. Phys. C **60**, 187 (1993).
- [43] A.B. Clegg and A. Donnachie, Z. Phys. C **62**, 455 (1994).
- [44] A. Donnachie and Yu.S. Kalashnikova, Phys. Rev. D **60**, 114011 (1999).
- [45] P.Z. Huang, H.X. Chen, and S.L. Zhu, Phys. Rev. D **83**, 014021 (2011).
- [46] N.N. Achasov and A.A. Kozhevnikov, Phys. Rev. D **55**, 2663 (1997); Yad. Fiz. **60**, 1131 (1997) [Phys. At. Nucl. **60**, 1011 (1997)].
- [47] N.N. Achasov and A.A. Kozhevnikov, Phys. Rev. D **57**, 4334 (1998); Yad. Fiz. **60**, 2212 (1997) [Phys. At. Nucl. **60**, 2029 (1997)].
- [48] N.N. Achasov and A.A. Kozhevnikov, Phys. Rev. D **62**, 117503 (2000); Yad. Fiz. **65**, 158 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 153 (2002)].
- [49] W.G. Li, BEPCII/BES III Upgrade and the Prospective Physics, FPCP06_313, FPCP-2006-023, 5pp (2006).
- [50] BESIII Collaboration, The Preliminary Design Report of the BES III Detector. Report No. IHEP-BEPCII-SB-13 (2004).
- [51] S. Agostinelli *et al.* , Nucl. Instrum. Methods Phys. Sect. A, **506**, 250 (2003).
- [52] Gaudi project homepage:<http://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi>.
- [53] W.D. Li, H.M. Liu *et al.* , The Offline Software for the BES III Experiment, Proceeding of CHEP06, Mumbai (2006).
- [54] Z.Y. Deng *et al.* , High Energy Phys. and Nucl. Phys. **30**, 05 (2006).
- [55] Z.P. Mao, Introduction of the BESIII Event Reconstruction System, BESIII Collaboration Meeting (2008).
- [56] K.L. He, Status of Tools software, BESIII Collaboration Meeting (2008).
- [57] Z.Y. You, BES III Detector Description and Event Display, BES III Collaboration Meeting (2006).
- [58] H. Bethe, Zur Theories des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, Ann. Physik, 5(5):325-400 (1930); H. Bichsel, Energy loss in thin layers of argon, STAR note SN0408, University of Washington (2000).
- [59] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **83**, 112005 (2011).

- [60] D. Cronin-Hennessy *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **81**, 052002 (2010).
- [61] L.L. Wang *et al.* (BESIII Collaboration), BAM-018.
- [62] Z.Y. Wang, *et al.* (BESIII Collaboration), BAM-002.
- [63] A. Vinokurova *et al.* (Belle Collaboration), arXiv:1105.0978v2; P. del Amo Sanchez *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **84**, 012004 (2011); H. Nakazawa (Belle Collaboration), in Proc. Sci. ICHEP2010 (2010) 162.
- [64] V.V. Anashin *et al.*, arXiv:1012.1694.
- [65] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. **107**, 092001 (2011).
- [66] D.J. Lange, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A **462**, 152 (2001).
- [67] 要求 P -宇称守恒计算得到的 H^+ , H^0 , H^- 的振幅和位相: 1.0, 0.0, 0.0, 0.0, -1.0, 0.0.
- [68] Novosibirsk 函数的定义如下:

$$f(m_{ES}) = A_S \exp(-0.5 \ln^2 [1 + \Lambda \tau \cdot (m_{ES} - m_0)] / \tau^2 + \tau^2),$$
 这里, $\Lambda = \sinh(\tau \sqrt{\ln 4}) / (\sigma \tau \sqrt{\ln 4})$, m_0 为峰位值, σ 表示分布的宽度, τ 是用来描述尾巴的参数.
- [69] R.E. Mitchell *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **102**, 011801 (2009); Phys. Rev. Lett. **106**, 159903 (2011).
- [70] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 012006 (2008), hep-ex/0804.1208.
- [71] S. Uehara *et al.* (Belle Collaboration), Eur. Phys. J. C **53**, 1 (2008).
- [72] K.Y. Gao, Study of Radiative Decays of ψ' mesons, arXiv:0909.2812v2.
- [73] H. Czyż and A. Grzelińska, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **218**, 201-206 (2011), arXiv:1101.2967v1 [hep-ph].
- [74] 王亮亮博士论文, 利用 ISR 方法对 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma_{ISR})$ 过程截面的测量, 中国科学院高能物理研究所(2009).
- [75] H. Czyż, A. Grzelińska, J.H. Kühn and G. Rodrigo, Eur. Phys. J. C **47**, 617 (2006) [arXiv:hep-ph/0512180].
- [76] F. Liu, talk at DQ/Validation Meeting on December 13 (2010).
- [77] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **83**, 112005 (2011).

参 考 文 献

- [78] L.L. Jiang *et al.* , BAM-00037.
- [79] R.R. Akhmetshin *et al.* (CMD-2 Collaboration), Phys. Lett. B **476**, 33 (2000);
Phys. Lett. B **578**, 285 (2004).

致 谢

每一个开始都会走向结束，每一个结束又是一个全新的开始，就像四季更替，就像潮落潮起。然而，一切都已不再形同往日，因为有年轮留在了我们心里。

2007年，感谢薛良老师带我开始了高能物理的学习。薛老师长期致力于宇宙线物理的研究，对其研究方法非常熟悉，基于我对实验物理的一无所知，从名词的解释开始，一步步的深入浅出。经过薛老师耐心的讲解，甚至 C 语言程序的分析，我才得以熟悉了天体物理中的宇宙线实验。薛老师经常利用午休的时间帮我解决问题，甚至是在炎热的夏季。

2008年，感谢黄性涛老师。一个偶然的机会使我能够师从黄性涛老师开始软件的学习。黄老师为我讲述探测器的架构，把他的水杯都变成了教学模具，让我记忆犹新。黄老师的日常工作非常繁忙，但还是经常抽出时间来指导我的学习，还鼓励我参加各种相关的会议，让我开阔了眼界。感谢焦健斌老师，在很短的时间里教我学习高能物理实验的物理分析，焦老师熟练的计算机操作令我叹为观止。

在起初的时间里，因为实验室的资源紧张给我的学习带来了很大的不便，感谢 TGC 的冯存峰教授，为我提供了硬件的便利，使我能有机会学习各种软件工具。感谢 TGC 的祝成光教授，在为我们讲述探测器知识的过程中给予的悉心指导，祝老师严谨的科研态度给我留下了深刻的印象。

2009年，感谢苑长征老师。给予我许多生活和学习上的帮助。在苑老师的指导下，使我有机会参加了 BESIII 实验中的粲偶素物理研究。从论文选题到文章的发表，每一步都离不开苑老师的帮助。感谢苑老师提供了多年的下午咖啡茶，许多物理的细节问题都是在这里产生，也在解决。苑老师为人和蔼，学识渊博，尽管如此，他依旧刻苦工作，常常忙碌到深夜，对于我在学习中遇到的问题，总是非常及时地提供解答。苑老师工作细致认真，在修改文章的时候，他总是耐心地改了一遍又一遍，使我对文字的表述以及各种各样的格式有了深切的体会。

感谢平荣刚老师，教会我许多关于产生子的知识，并为我提供相关文档。

感谢朱凯师兄，无论是在实验技术以及理论知识方面都给予了很多的指导。

感谢王亮亮师兄，许多问题他都能敏锐地指出关键所在，另外，他工作的耐心细致也是我学习的榜样。

感谢王小龙师兄，虽然他是 Belle 的成员，但还是经常耐心地为我讲解，甚至还有公式的推导。他组织的外出活动丰富了我们的业余生活，也锻炼了身体。

感谢李秀荣师姐，在我开始做 BESIII 实验的时候，提供了很多帮助。

感谢钟彬师兄，他丰富的图书收藏为我查阅资料提供了很大方便。

感谢 η_c 和 h_c 小组的全体成员，每周的小组会议都让我领悟颇深。

感谢所有 charmonium 组的成员在我的学习中提出的建议和指导。

感谢我的同窗好友，在我们朝夕相处的岁月里，已经不分彼此。

.....

5 年的时光匆匆而逝，从宇宙线物理到加速器实验，从软件学习到物理分析，从山东大学到高能所，我的每一步学习计划都离不开张学尧老师的精心策划与安排。张老师性格温和，经验丰富，他对于科学的研究的严谨态度和淡泊情怀让人景仰。

虽然一切都已经回不去，但留下了一份温馨而美好的回忆。

博士期间发表论文

1. M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **84**, 091102 (2011).

