

学校代码: 10246
学 号: 22210200006

復旦大學

硕 士 学 位 论 文
(学术学位)

$\psi(3770)$ 和 $Y(4S)$ 衰变分支比测量的数据采集策略以及 $Y(1S, 2S)/e^+e^- \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^-$ 的研究

**Data taking strategy for $\psi(3770)$ and $Y(4S)$ branching
fraction measurements and the study of
 $Y(1S, 2S)/e^+e^- \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^-$**

院 系: 现代物理研究所
专 业: 粒子物理与原子核物理
姓 名: 李佳欣
指 导 教 师: 王小龙 副教授
完 成 日 期: 2025 年 5 月 12 日

指导小组成员

王小龙 副教授

目 录

插图目录	iii
表格目录	vi
摘 要	vii
Abstract	ix
第一章 绪论	1
1.1 强子物理	1
1.2 常规夸克偶素	2
1.2.1 粲夸克偶素: $\psi(3770)$	3
1.2.2 底夸克偶素: Y 粒子	4
1.3 奇特强子态	5
1.3.1 四夸克态候选者粒子 Z_c 的发现和研究的	6
1.4 论文结构	8
第二章 $\psi(3770)$ 和 $Y(4S)$ 衰变分支比测量的数据采集策略的研究	9
2.1 选题动机	9
2.2 MC 模拟方法	10
2.2.1 分析框架	10
2.2.2 两参数拟合	12
2.3 费舍尔信息方法	13
2.4 预计取数能量点	15
2.5 积分亮度及其不确定性	15
2.5.1 数据采集策略对积分亮度的要求	15
2.5.2 积分亮度分配的优化	20
2.6 总结与讨论	20
第三章 KEKB 加速器和 Belle 探测器	23
3.1 KEKB 加速器	23
3.2 Belle 探测器	24
3.2.1 硅顶点探测器 (SVD)	25
3.2.2 中心漂移室 (CDC)	26
3.2.3 切伦科夫计数器 (ACC)	28
3.2.4 飞行时间计数器 (TOF)	28

3.2.5	电磁量能器 (ECL)	28
3.2.6	K_L 和 μ 探测器 (KLM)	30
3.2.7	触发与模拟系统	30
3.3	离线数据	32
3.4	B2BII 转换器	33
第四章	在 $Y(1S, 2S)$ 衰变以及 e^+e^- 湮灭的 $D\bar{D}^*$ 末态中寻找 $Z_c(3900)$	34
4.1	选题动机	34
4.2	分析策略	35
4.3	实验数据与 MC 样本	37
4.3.1	数据样本	37
4.3.2	信号 MC 模拟样本	37
4.3.3	Generic MC 模拟样本	37
4.4	事例选择和信号重建	37
4.4.1	基础选择条件	37
4.4.2	D^0 的重建	38
4.4.3	$\pi^+ D^0 \pi_{\text{slow}}^-$ 反冲质量谱的研究	38
4.4.4	$\pi^+ D^0$ 反冲质量谱的研究	39
4.4.5	$Y(1S, 2S)$ 和 continuum 的 MC 模拟样本中 $D\bar{D}^*$ 不变质量的分布	41
4.5	Generic MC 模拟的本底研究	45
4.6	分支比以及截面的测量	45
4.7	系统误差	48
4.8	总结与讨论	50
第五章	总结与展望	51
	参考文献	52
	攻读学位期间研究成果	56
	致谢	57

插图目录

1-1	赝标量介子 $J^P = 0^-$ 和矢量介子 $J^P = 1^-$ 八重态的权图 ^[3] 。	1
1-2	$J^P = \frac{1}{2}^+$ 和 $J^P = \frac{3}{2}^+$ 重子多重态的权图 ^[3] 。	2
1-3	粲偶素能谱图。黑色字体表示已发现的粲偶素，粉色字体表示四夸克态粒子候选者，红色字体表示五夸克态粒子候选者，横向虚线表示预言的、尚未在实验上发现的（类）粲偶素，棕色线表示 $D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$ 和 $D^*\bar{D}^*$ 的阈值位置。纵向虚线代表不同能级之间的强子跃迁或辐射跃迁 ^[5] 。	3
1-4	底偶素能谱图。黑色字体表示已发现的底偶素，粉色字体表示的是类底偶素 $Z_b(10610)$ 和 $Z_b(10610)$ 粒子，横向虚线表示预言的、尚未在实验上发现的（类）底偶素。棕色线表示的是 $B\bar{B}$, $B\bar{B}^*$ 和 $B^*\bar{B}^*$ 阈值位置。纵向虚线代表不同能级之间的强子跃迁或辐射跃迁 ^[5] 。	4
1-5	$Y(nS)$ 共振态 ($N = 1, 2, 3, 4$) ^[3] 。	5
1-6	左侧为普通强子态结构，右侧为奇特强子态结构 ^[35] 。	6
1-7	X 、 Y 、 Z 奇异强子态产生机制的示意图。(a) B 介子衰变 ($B \rightarrow K + XYZ$) 过程, (b) 正负电子湮灭 ($e^+e^- \rightarrow XYZ$) 过程, (c) 双粲产生 ($e^+e^- \rightarrow J/\psi + XYZ$) 过程, (d) $\gamma\gamma$ 融合过程 ^[38] 。	7
2-1	Belle II 实验取数计划。红色的线显示的是瞬时亮度，蓝色的线显示的是积分亮度 ^[45] 。	10
2-2	抽样流程图，其中 ij ($i = 1, 2, \dots, N_{\text{pt}}$; $j = 1, 2, \dots, N_{\text{br}}$) 表示 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和 $\mathcal{B}_j$ 组合的特定方案， k ($k = 1, 2, \dots, N_{\text{samp}}$) 表示第 k 次抽样。	12
2-3	不同相位角 ϕ 下通过 MC 模拟方法获得的 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变中 $E(\mathcal{B})$ 随质心能量 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和分支比 $\mathcal{B}_j$ 的分布: (a) 0° , (b) 30° , (c) 60° , (d) 90° , (e) 120° , (f) 150° , (g) 180° , (h) 210° , (i) 240° , (j) 270° , (k) 300° , (l) 330° 。	13
2-4	不同相位角 ϕ 下通过 MC 模拟方法获得的 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变中 $E(\mathcal{B})$ 随质心能量 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和分支比 $\mathcal{B}_j$ 的分布: (a) 0° , (b) 30° , (c) 60° , (d) 90° , (e) 120° , (f) 150° , (g) 180° , (h) 210° , (i) 240° , (j) 270° , (k) 300° , (l) 330° 。	14
2-5	不同相位角 ϕ 下通过费舍尔信息方法获得的 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变中 $E(\mathcal{B})$ 随质心能量 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和分支比 $\mathcal{B}_j$ 的分布: (a) 0° , (b) 30° , (c) 60° , (d) 90° , (e) 120° , (f) 150° , (g) 180° , (h) 210° , (i) 240° , (j) 270° , (k) 300° , (l) 330° 。	16
2-6	不同相位角 ϕ 下通过费舍尔信息方法获得的 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变中 $E(\mathcal{B})$ 随质心能量 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和分支比 $\mathcal{B}_j$ 的分布: (a) 0° , (b) 30° , (c) 60° , (d) 90° , (e) 120° , (f) 150° , (g) 180° , (h) 210° , (i) 240° , (j) 270° , (k) 300° , (l) 330° 。	17

2-7	特定相位角 ϕ 下获得的 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变中 $E(\mathcal{B})$ 随质心能量 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和分支比 $\mathcal{B}_j$ 的分布: (a) 240° , (b) 250° , (c) 260° , (d) 270° , (e) 280° , (f) 290° , (g) 300° 。红线显示了分支比 $\mathcal{B}$ 固定时所对应的最佳精度的 $E(\mathcal{B})$ 。	18
2-8	特定相位角 ϕ 下获得的 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变中 $E(\mathcal{B})$ 随质心能量 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和分支比 $\mathcal{B}_j$ 的分布: (a) 240° , (b) 250° , (c) 260° , (d) 270° , (e) 280° , (f) 290° , (g) 300° 。红线显示了分支比 $\mathcal{B}$ 固定时所对应的最佳精度的 $E(\mathcal{B})$ 。	18
2-9	特定相位角 ϕ 从 240° 到 300° 投影到 $E_{\text{c.m.}}^i$ 轴上最优能量点分布。(a) 对应于 $\psi(3770)$ 衰变和 (b) 对应于 $Y(4S)$ 衰变。	19
2-10	$\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变中不同分支比下, 分支比的相对误差 $E(\mathcal{B})$ 与数据样本积分亮度之间的关系。(a) 1×10^{-3} , (b) 1×10^{-4} , (c) 1×10^{-5} , (d) 1×10^{-6} 。	19
2-11	$Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变中不同分支比下, 分支比的相对误差 $E(\mathcal{B})$ 与数据样本积分亮度之间的关系。(a) 1×10^{-6} , (b) 1×10^{-7} , (c) 1×10^{-8} 。	20
2-12	$\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变中不同分支比下, 分支比的相对误差 $E(\mathcal{B})$ 与数据样本积分亮度分配比例的关系。(a) 1×10^{-3} , (b) 1×10^{-4} , (c) 1×10^{-5} , (d) 1×10^{-6} 。不同分支比下的总积分亮度已根据表 2-3 固定。	21
2-13	$Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变中不同分支比下, 分支比的相对误差 $E(\mathcal{B})$ 与数据样本积分亮度分配比例的关系。(a) 1×10^{-6} , (b) 1×10^{-7} , (c) 1×10^{-8} 。不同分支比下的总积分亮度已根据表 2-3 固定。	21
2-14	通过对相同分支比下不同相位角赋予相等权重, 获得积分亮度分配比例 X_i 与分支比的相对误差 $E(\mathcal{B})$ 的关系, 分别对应于 (a) $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变和 (b) $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变。	22
3-1	KEKB 加速器整体结构图 ^[62] 。	23
3-2	KEKB 的有限角束流交叉方案 ^[63] 。	24
3-3	(a) Belle 探测器的立体图, (b) Belle 探测器的剖面图 ^[64] 。	25
3-4	SVD1 和 SVD2 的结构对比图 ^[65] 。	26
3-5	CDC 结构示意图 ^[66] 。	27
3-6	CDC 中 $\frac{dE}{dx}$ 随动量变化的曲线 ^[66] 。	27
3-7	ACC 阵列结构示意图 ^[67] 。	28
3-8	Belle 实验 TOF 模块结构图 ^[67] 。	29
3-9	在 TOF 计数器中测量得到的动量低于 $1.2 \text{ GeV}/c$ 粒子的质量分布曲线。直方图来自 MC 模拟, 模拟中假设 TOF 的时间分辨率是 100 ps ^[67] 。	29
3-10	ECL 结构示意图 ^[64] 。	30
3-11	KLM 结构示意图 ^[68] 。	31
3-12	L1 触发示意图 ^[67] 。	32
3-13	B2BII 转换器工作流程。	33
4-1	BESIII 实验 (左) ^[39] 和 Belle 实验 (右) ^[42] 测量的 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ 过程的 π^+J/ψ 不变质量谱。	34
4-2	BESIII 实验测量的 $e^+e^- \rightarrow \pi^\pm(D\bar{D}^*)^\mp$ 过程的 $(D\bar{D}^*)^\mp$ 不变质量谱。左图为质心能量 $\sqrt{s} = 4.23 \text{ GeV}$, 右图为 $\sqrt{s} = 4.26 \text{ GeV}$ ^[71] 。	35

4-3	$Y(1S, 2S)(e^+e^-) \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^- + c.c.$ 衰变 (湮灭) 示意图。	36
4-4	$M_{\text{rec}}(\pi^+ D^0)$ 的不变质量分布。(a) 未选择 D^{*-} 衰变产生的 π_{slow}^- 介子, (b) 选择 D^{*-} 衰变产生的 π_{slow}^- 介子。	36
4-5	$Y(1S)$ 和 $Y(2S)$ 的衰变过程。	38
4-6	来自 $K^+ \pi^-$ 衰变道 D^0 的不变质量分布。(a) $Y(1S)$ 信号 MC 样本, (b) $Y(2S)$ 信号 MC 样本, (c) continuum 信号 MC 样本, (d) $Y(1S)$ 数据样本, (e) $Y(2S)$ 数据样本, (f) continuum 数据样本。蓝线代表拟合的结果。红色箭头之间的区域为信号区域, 粉色箭头之间的区域为边带区域。	39
4-7	来自 $K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ 衰变道 D^0 的不变质量分布。(a) $Y(1S)$ 信号 MC 样本, (b) $Y(2S)$ 信号 MC 样本, (c) continuum 信号 MC 样本, (d) $Y(1S)$ 数据样本, (e) $Y(2S)$ 数据样本, (f) continuum 数据样本。蓝线代表拟合的结果。红色箭头之间的区域为信号区域, 粉色箭头之间的区域为边带区域。	41
4-8	$\pi^+ D^0 \pi_{\text{slow}}^-$ 反冲质量的分布。(a) $Y(1S)$ 信号 MC 样本, (b) $Y(2S)$ 信号 MC 样本, (c) continuum 信号 MC 样本, (d) $Y(1S)$ 数据样本, (e) $Y(2S)$ 数据样本, (f) continuum 数据样本。红色箭头之间的区域为信号区域, 粉色箭头之间的区域为边带区域。绿色直方图表示来自归一化 D^0 边带区域的事例。	42
4-9	$Y(1S)$ 数据样本中 $\pi^+ D^0 \pi_{\text{slow}}^-$ 的拓扑分析, 其中黄色标明为非信号过程。	43
4-10	$M_{\pi^+ D^0}^{\text{recoil}}$ 和 $M_{\pi^+ D^0 \pi_{\text{slow}}^-}^{\text{recoil}}$ 之间质量差的分布。(a) $Y(1S)$ 样本, (b) $Y(2S)$ 样本, (c) continuum 样本。红色点为数据样本, 蓝色直方图为信号 MC 模拟样本, 绿色直方图表示来自归一化 D^0 边带区域的事例。	43
4-11	$\pi^+ D^0$ 反冲质量的分布。(a) $Y(1S)$ 信号 MC 样本, (b) $Y(2S)$ 信号 MC 样本, (c) continuum 信号 MC 样本, (d) $Y(1S)$ 数据样本, (e) $Y(2S)$ 数据样本, (f) continuum 数据样本。蓝色曲线表示最佳拟合结果。红色箭头指示信号区域。绿色直方图表示来自归一化 D^0 边带区域的事件。	44
4-12	π^+ 反冲质量的分布。(a) $Y(1S)$ 信号 MC 样本, (b) $Y(2S)$ 信号 MC 样本, (c) continuum 信号 MC 样本。	45
4-13	$Z_c(3900)$ 候选粒子的数量分布。(a) $Y(1S)$ 信号 MC 样本, (b) $Y(2S)$ 信号 MC 样本, (c) continuum 信号 MC 样本。	46
4-14	π^+ 反冲质量的分布。(a) $Y(1S)$ Generic MC 样本, (b) $Y(2S)$ Generic MC 样本, (c) continuum Generic MC 样本	47

表格目录

1-1	BESIII 实验组对 6 个 Z_c 奇异强子性质的实验测量结果 ^[3] 。	8
2-1	共振态衰变过程中产生的总截面 (σ_R) 和连续过程的产生总截面 σ_c ^[44] 。	9
2-2	数值计算中的关键参数值。带有 $\star$ 的量被设置为自由参数, 而其他参数在研究中为固定值。	11
2-3	积分亮度与分支比 $\mathcal{B}$ 之间的关系, 其中 $E(\mathcal{B})$ 固定为 10%。	16
3-1	Belle 实验在各能量点取得的数据类型及其大小。	24
3-2	硅顶点探测器 SVD1 与 SVD2 对比表。	26
4-1	MC 模拟中 $K^+\pi^-$ 和 $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ 衰变道产生的信号事例数 (N_{evt})。	37
4-2	$Y(1S, 2S)/\text{continuum}$ 数据和 MC 样本中来自 $K^+\pi^-$ 重建道的 D^0 的不变质量 $[\text{MeV}/c^2]$ 和分辨 $[\text{MeV}/c^2]$ 。	40
4-3	$Y(1S, 2S)/\text{continuum}$ 数据和 MC 样本中来自 $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ 重建道的 D^0 的不变质量 $[\text{MeV}/c^2]$ 和分辨 $[\text{MeV}/c^2]$ 。	40
4-4	$Y(1S, 2S)/\text{continuum}$ 数据和 MC 样本中 $\pi^+D^0\pi_{\text{slow}}$ 反冲质量 $[\text{MeV}/c^2]$ 和分辨 $[\text{MeV}/c^2]$ 。	40
4-5	共振态的质量窗选取在 MC 和数据中的效率, 修正因子和系统误差。	49
4-6	$Y(1S, 2S)(e^+e^-) \rightarrow \pi^+Z_c(3900)^- + c.c.$ 衰变 (湮灭) 过程相关的探测效率的系统误差的汇总。	49

摘要

强子物理作为粒子物理的重要分支，致力于研究强子的内部结构、相互作用机制及动力学规律。量子色动力学（QCD）作为描述强相互作用的基本理论，在强子物理研究领域取得了系统性成功：其不仅完美解释了质子、中子等常规强子的基本性质，更预言了包括混杂态、多夸克态和强子分子态在内的新型奇特强子态。本论文基于 QCD 理论框架，分别针对常规强子态的衰变测量和奇特强子态的产生机制展开深入研究，其主要内容如下：

一、 $\psi(3770)$ 和 $Y(4S)$ 衰变分支比测量的数据采集策略的研究。 $\psi(3770)$ 和 $Y(4S)$ 分别是 $D\bar{D}$ 和 $B\bar{B}$ 介子对产生阈值以上质量最低的粲夸克偶素态和底夸克偶素态。其主要衰变模式为 $D\bar{D}$ 和 $B\bar{B}$ 介子对过程，以及向低能量夸克偶素的强子跃迁或辐射跃迁。根据 Okubo-Zweig-Iizuka(OZI) 规则，这些共振态粒子衰变到轻强子 (non- $D\bar{D}$, non- $B\bar{B}$) 的最终态过程会被压低。直到 2005 年，BES 合作组首次观测到 $\psi(3770) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ 的过程，尽管 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变稀少，但对于了解重夸克偶素的内部结构和衰变动力学至关重要。

目前，大多数 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 的相关研究是在 e^+e^- 对撞实验中进行的。在本篇论文中为提高 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 过程分支比测量的精度，我们使用 BESIII 实验已在 $\psi(3770)$ 共振态的峰值处采集的 20 fb^{-1} 和 Belle II 实验预计取得的 50 ab^{-1} 的数据样本，制定最佳的数据采集策略。我们以 $e^+e^- \rightarrow \eta'\phi$ 的衰变过程作为参考，采用蒙特卡洛 (MC) 模拟和费舍尔信息方法模拟多种数据采集情况，设定两个自由参数：non- $D\bar{D}$ 或 non- $B\bar{B}$ 衰变过程的分支比 $\mathcal{B}$ ，以及共振态和连续区之间的相角 ϕ 。两种方法获得的最佳数据采集方案是一致的，认证研究方法的可靠性。对于 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变过程分支比精度的提升，最优取数能量点应在 3.769 GeV 和 3.781 GeV ；对于 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变过程，最优取数能量点应在 10.574 GeV 和 10.585 GeV 。此外，我们还给出跨越多个数量级分支比下，达到特定测量精度与取数积分亮度之间的依赖关系。在 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变过程分支比达到 10% 精度的情况下，分别需要至少 500 pb^{-1} 和 200 fb^{-1} 的积分亮度。与此同时，建议这两个过程在数据采集的低能点与高能点对应的积分亮度分配比例分别为 $L_{\text{low}} : L_{\text{high}} = 0 : 1$ 和 $1 : 1$ 。本篇论文研究结果是在理论预测下的期望相位角 (ϕ 接近 270°) 下得到。如果相位角在这一范围外有显著偏离，结果可能会有所不同，但 MC 模拟和费舍尔信息方法仍可以在所有相角下以类似方式用于确定最佳取数能量点和积分亮度的分配比例。

二、在 $Y(1S, 2S)$ 衰变以及 e^+e^- 湮灭的 $D\bar{D}^*$ 末态中寻找四夸克态候选者 $Z_c(3900)$ 。2013 年，BESIII 和 Belle 实验在 $\pi^+\pi^- J/\psi$ 衰变末态中发现了一个明显的四夸克态候选者粒子 $Z_c(3900)^\pm$ 的信号。值得注意， $Z_c(3900)$ 的质量非常接近 $D\bar{D}^*$ 阈值 ($3875 \text{ MeV}/c^2$)。更多 $Z_c(3900)$ 态的衰变特性可以为理论物理学家提供有关其内部结构的有用信息。我们使用世界上最大 $Y(1S)$ 和 $Y(2S)$ 数据样本，在 $Y(1S, 2S)$ 共振态衰变以及 e^+e^- 湮灭过程中使用半重建的分析方法在 $D\bar{D}^*$ 末态中寻找 $Z_c(3900)$ 信号，弥补 $Z_c(3900)$ 在底夸克偶素衰变中

的空白。在数据样本中，我们观测到了清晰的 D^0 和 D^* 信号。在信号蒙特卡洛模拟中，看到明显的 $Z_c(3900)$ 信号并测得 $Y(1S)$ 衰变的选择效率为 $(11.7 \pm 0.3)\%$ ， $Y(2S)$ 衰变的选择效率为 $(18.0 \pm 0.3)\%$ ，continuum 过程的选择效率为 $(16.4 \pm 0.3)\%$ 。与此同时，对于该分析的本底过程进行检查，未看到峰状本底。最后，我们也考虑了全部系统误差的计算方法。

关键字：强子物理； $\psi(3770)$ ； Y 粒子； $Z_c(3900)$ ；Belle & Belle II 实验

中图分类号：O572.21

Abstract

Hadron physics, as a crucial branch of particle physics, focuses on investigating the internal structure, interaction mechanisms, and dynamic principles of hadrons. Quantum Chromodynamics (QCD), serving as the fundamental theory describing strong interactions, has achieved systematic success in hadronic studies: It not only provides precise explanations for the essential properties of conventional hadrons (e.g., protons and neutrons), but also predicts novel exotic hadronic states including hybrid states, multiquark states, and hadronic molecular states. Within the framework of QCD, this work systematically studies the decay dynamics of conventional hadrons and the formation mechanisms of exotic hadronic states. Key findings are summarized as follows:

1. Data taking strategy for $\psi(3770)$ and $Y(4S)$ branching fraction measurements. The $\psi(3770)$ and $Y(4S)$ resonance states represent the lowest-mass charmonium and bottomonium resonances lying just above the $D\bar{D}$ and $B\bar{B}$ meson-pair production thresholds, respectively. Their dominant decay modes proceed via $D\bar{D}$ and $B\bar{B}$ meson pair production, as well as hadronic or radiative transitions to lower-energy quarkonium states. According to the Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) rule, decay channels involving light hadrons (non- $D\bar{D}$, non- $B\bar{B}$) are strongly suppressed. In 2005, the BES Collaboration first observed the $\psi(3770) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ decay process. Although rare, $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ and $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ decays remain crucial for understanding the internal structure of heavy quarkonia and their decay dynamics.

Currently, most studies of the $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ and $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ processes are conducted in e^+e^- collision experiments. In this paper, to improve the measurements of branching fraction precision for $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ and $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$, we propose an optimized data acquisition strategy utilizing the existing dataset collected at the $\psi(3770)$ peak by the BESIII experiment and the anticipated data sample expected from the Belle II experiment. This approach aims to maximize the statistical sensitivity for probing these suppressed decay channels. We utilize the decay process $e^+e^- \rightarrow \eta'\phi$ as a reference and employ Monte Carlo(MC) simulations and Fisher information to simulate various data acquisition strategies. Two free parameters are defined: the branching ratio ($\mathcal{B}$) for the non- $D\bar{D}$ or non- $B\bar{B}$ decay modes, and the phase angle ϕ between the resonance states and the continuum. The optimal data acquisition schemes obtained from both methods are consistent, thereby validating the reliability of the research methodology. For the enhancement of branching ratio precision in $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ process, the optimal data acquisition energy points should be at 3.769 GeV and 3.781 GeV, while the study of the $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ process, the optimal data acquisition energy points should be at 10.574 GeV and 10.585 GeV. In addition, we present the relationship between the required integrated luminosity and the specific measurement precision across branching ratios that span multiple orders of magnitude. To achieve a 10% precision in the branching ratios of the $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ and $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ de-

cay processes, at least 500 pb^{-1} and 200 fb^{-1} of integrated luminosity are required, respectively. Meanwhile, it is recommended that the integrated luminosity allocation ratios for the low-energy and high-energy points during data acquisition for these processes be set to $L_{\text{low}} : L_{\text{high}} = 0 : 1$ and $1 : 1$, respectively. The results presented in this paper are obtained under the theoretically predicted expected phase angle (ϕ close to 270°). If the phase angle deviates significantly outside this range, the results may differ; however, the Monte Carlo simulations and Fisher information can still be applied in a similar manner to determine the optimal energy points and integrated luminosity allocation ratios for all phase angles.

2. Search for tetraquark candidate $Z_c(3900)$ in $D\bar{D}^*$ final states from $Y(1S, 2S)$ decays and e^+e^- annihilation. In 2013, the BESIII and Belle experiments have identified a prominent beyond-the-Quark-Model candidate for a tetraquark state, denoted as $Z_c(3900)^\pm$, in the decay final state of $J/\psi \pi^+ \pi^-$. This discovery provides compelling evidence for the existence of exotic hadronic matter and offers new insights into the rich spectrum of QCD-predicted states. It is noteworthy that the mass of the $Z_c(3900)^\pm$ is remarkably close to the $D\bar{D}^*$ threshold (approximately $3875 \text{ MeV}/c^2$). Further investigation into the decay properties of the $Z_c(3900)^\pm$ state can provide valuable information for theoretical physicists regarding its internal structure. Utilizing the world's largest $Y(1S)$ and $Y(2S)$ data samples, we search for the $Z_c(3900)^\pm$ signal in the $D\bar{D}^*$ final state using inclusive decay in resonance decays and annihilation processes, thereby addressing the gap of $Z_c(3900)^\pm$ in bottomonium decays. In the data sample, we observe clear signals for D^0 and D^* . In the signal MC simulations, a distinct $Z_c(3900)$ signal is observed, and the selection efficiencies are measured to be $(11.7 \pm 0.3)\%$ for $Y(1S)$ decay, $(18.0 \pm 0.3)\%$ for $Y(2S)$ decay, and $(16.4 \pm 0.3)\%$ for continuum process. Additionally, background processes are carefully examined, and no significant peaking background is observed. Finally, we also consider the calculation method for all systematic uncertainties.

Keywords: Hadron physics; $\psi(3770)$; Y ; $Z_c(3900)$; Belle & Belle II experiments

CLC number: O572.21

第一章 绪论

1.1 强子物理

强子物理是粒子物理学的重要分支，主要研究强子及其相互作用的性质与规律。20 世纪 60 年代初，人们已经发现了 ρ 、 π 、 ω 等 200 多种强子，但对于其内部的物质结构层次仍不了解。1964 年 1 月，受 $SU(3)$ 超多重态理论的启发，美国物理学家 M. Gell-Mann^[1] 和在欧洲核子研究中心 (CERN) 工作的年轻博士 G. Zweig^[2] 提出了夸克作为下一层次的“基本粒子”来构造 K 、 π 等介子和 p 、 n 等重子。当时认为只存在 3 种味道的夸克：上夸克 (u ，电荷 $2/3$)、下夸克 (d ，电荷 $-1/3$)、奇异夸克 (s ，电荷 $-1/3$)，并指出强子具有 $SU(3)_F$ 味对称性。强子分类中的介子是由一对正反夸克组成，构成单态和八重态。重子是由三个夸克组成，构成八重态和十重态。根据群论表示，赝标量介子 $J^P = 0^-$ 和矢量介子 $J^P = 1^-$ 都是 $SU(3)_F$ 的八重态，其中 J 是自旋量子数， P 是宇称，其相应的八重态权图如图 1-1 所示。由于 s 夸克的质量大于 u 和 d 夸克的质量， $SU(3)_F$ 味对称性不是严格成立的，同个多重态中的粒子存在不小的质量差异。当质量更重的粲夸克加入进来时，同个多重态中粒子的质量差异将会更大，如 $J^P = \frac{1}{2}^+$ 和 $J^P = \frac{3}{2}^+$ 的重子多重态，其相应的多重态权图如图 1-2 所示。图中自旋为 $\frac{3}{2}$ 的重子多重态中存在 $\Delta^{++} \sim uuu$ 、 $\Delta^- \sim ddd$ 、 $\Omega^- \sim sss$ 和 $\Omega^{++} \sim ccc$ 这样的重子。它们是三个同味夸克组成轨道角动量 $L = 0$ 的态，因而自旋取向需相同才可满足 $J = \frac{3}{2}$ 。根据泡利不相容原理^[4]，全同费米子不能处于相同的状态，这预示夸克具有额外的自由度——颜色。

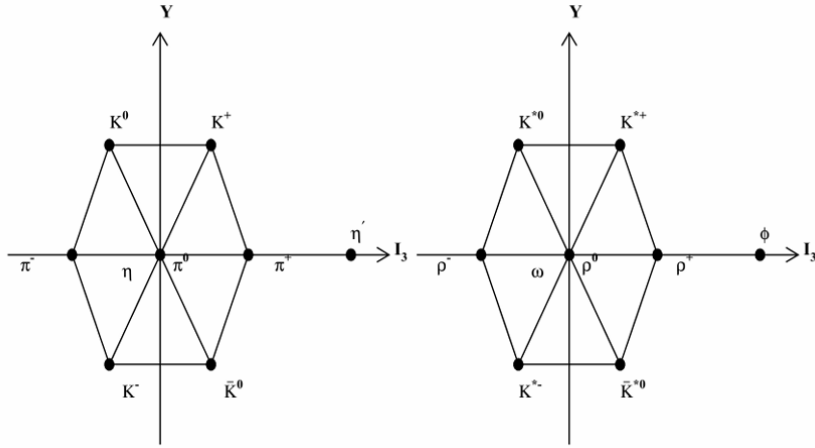


图 1-1 赝标量介子 $J^P = 0^-$ 和矢量介子 $J^P = 1^-$ 八重态的权图^[3]。

夸克应具有 $SU(3)_C$ 色对称性，每味夸克具有三种颜色，构成 $SU(3)_C$ 群的基础表示，可记为：

$$q^i (i = 1, 2, 3; q = d, u, s, c, b, t) \quad (1.1)$$

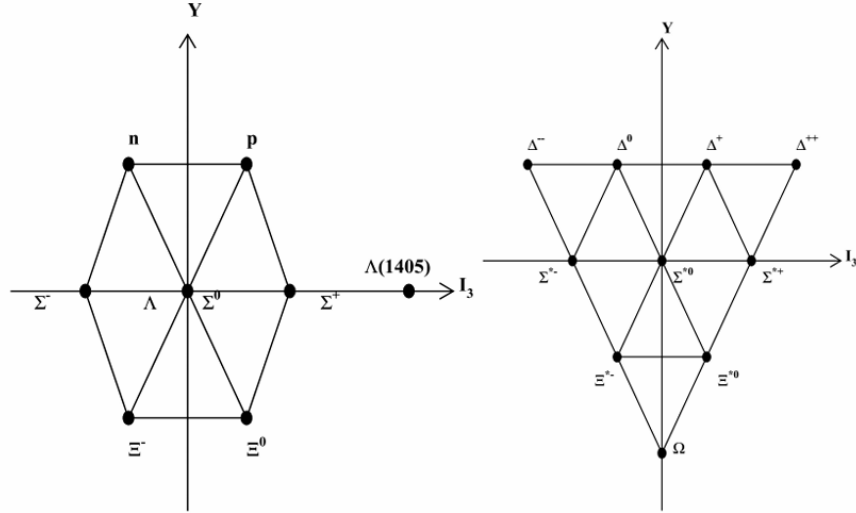


图 1-2 $J^P = \frac{1}{2}^+$ 和 $J^P = \frac{3}{2}^+$ 重子多重态的权图^[3]。

这里 c, b, t 分别表示粲夸克 (电荷 $2/3$)、底夸克 (电荷 $-1/3$)、顶夸克 (电荷 $2/3$)。介子中两个夸克的颜色必须相反, 以组成色单态; 重子中三个夸克的颜色各不相同, 组成全反对称的色单态。两个正夸克或者四个正夸克不能组成色单态, 因而不能构成强子态。使用 $SU(3)_C$ 色对称性构建规范场理论, 得到量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, QCD)^[5]。

作为描述强相互作用的理论, QCD 在解释强子物理方面取得了显著的成功。在 QCD 理论中, 对应于短距离相互作用的高能行为与由色禁闭决定的低能行为截然不同。在高能过程中, 由于渐近自由性, 强相互作用可以通过微扰理论很好地描述。然而, 对于完全由非微扰 QCD 效应主导的低能过程, 情况变得复杂且困难。低能区域的非微扰特性需要通过数值方法 (如格点 QCD^[6]) 进行研究。QCD 允许粒子结构以多种复杂形式存在, 如四夸克态, 五夸克态, 强子与强子束缚形成的分子态, 多个胶子形成的胶球态^[73] 等。诸多大型粒子实验如 LHC (大型强子对撞机)、B 工厂和 RHIC 等通过研究粒子相互作用和衰变过程, 为粒子物理学家们深入理解强相互作用的理论框架提供了重要的实验基础。

1.2 常规夸克偶素

重夸克偶素包含粲夸克偶素和底夸克偶素, 以下分别简称为粲偶素和底偶素。由于重夸克偶素的静态性质可以使用势模型^[8,9] 描述, 并且其产生和衰变过程也可以使用微扰理论^[10] 进行计算, 因此重夸克偶素是研究强子间相互作用的理想平台, 为验证 QCD 理论并对理论的进一步发展都具有推进作用。

1974 年 12 月, 第一个粲偶素 J/ψ 粒子同时被丁肇中教授和 Richter 教授发现^[11]。 J/ψ 粒子的发现对于粲夸克的存在给出直接证据, 并且其作为粲夸克与反粲夸克 ($c\bar{c}$) 的束缚态, 与电子-正电子偶素的能级结构非常相似^[12]。在后续的实验研究中, 也发现了 J/ψ 粒子的高激发态, 如径向激发态: $\psi(2S)$ 、 $\psi(3770)$ 等粒子; 角动量激发态 χ_{ci} 等粒子。图 1-3 展示了 2018 年给出的粲偶素能谱^[5], 包含常规粲偶素, 已发现的类粲偶素以及理论预言的 (类) 粲偶素。粲偶素衰变的研究虽然已经持续多年, 但仍存在很多不清楚, 不明确的问题。如: “ $\rho - \pi$ 困惑 (puzzle)”、 J/ψ 和 ψ' 的 12% 法则、 $\psi(3770)$ 的非 $D\bar{D}$ 衰变等若干没有彻底解决的问题。

针对于第四味夸克“Charm”，我们引入量子数“C”来描述。在强相互作用中，粲数是守恒的。在弱相互作用中，粲数存在 $\Delta C = 1$ 的选择定则^[3]。

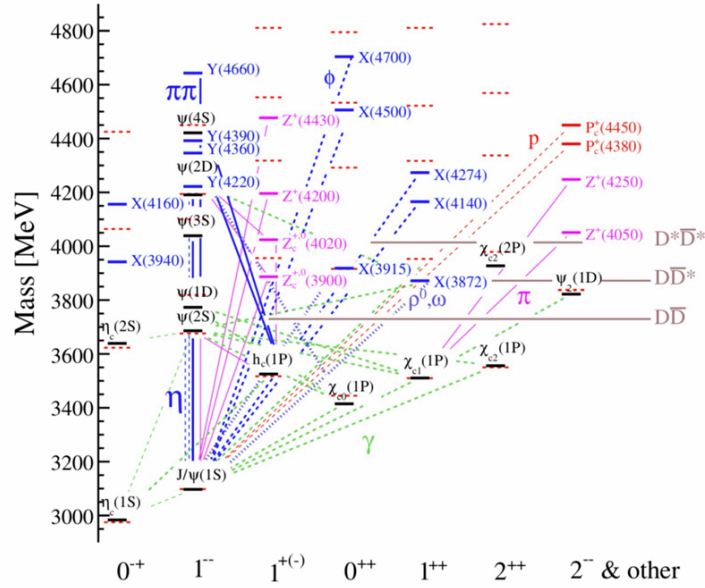


图 1-3 粲偶素能谱图。黑色字体表示已发现的粲偶素，粉色字体表示四夸克态粒子候选者，红色字体表示五夸克态粒子候选者，横向虚线表示预言的、尚未在实验上发现的（类）粲偶素，棕色线表示 $D\bar{D}$ ， $D\bar{D}^*$ 和 $D^*\bar{D}^*$ 的阈值位置。纵向虚线代表不同能级之间的强子跃迁或辐射跃迁^[5]。

底偶素家族包含 Y ^[13–16]、 h_b ^[17]、 η_b ^[18] 及其相对应的激发态粒子等。其主要是通过 e^+e^- 初态辐射和能量扫描的方式发现。在实验中，对于底偶素的研究主要是在 $Y(4S)$ 能量区间以下，对于能量更高的 $Y(5S)$ 了解甚少。在 2005 年 Belle 合作组尝试在 $Y(5S)$ 共振态峰值附近处进行取数，并基于这些数据样本成功观测到 $Y(5S) \rightarrow \pi^+\pi^-Y(nS)(n=1,2,3)$ 过程，该过程跃迁的概率是比 $Y(5S)$ 质量更小的底偶素跃迁到相同末态的概率高 100 倍左右^[19]。随后，Belle 实验也利用 $Y(5S)$ 的数据样本发现了新的底偶素 $h_b(1P)$ 和 $h_b(2P)$ ^[17]。图 1-4 展示了最新的底夸克偶素能谱^[5]，包含常规底偶素，已发现的类底偶素以及理论预言的（类）底偶素。

1.2.1 粲夸克偶素： $\psi(3770)$

$\psi(3770)$ 是位于粲介子对产生阈值 (open charm) 之上质量最低的 $c\bar{c}$ 束缚态，其质量为 $(3773.7 \pm 0.7) \text{ MeV}/c^2$ ，宽度为 $(27.2 \pm 1.0) \text{ MeV}$ ，量子数 $J^{PC} = 1^{--}$ ^[20]。按照势模型理论，纯 1^3D_1 态的轻子宽度大约为 80 eV，然而实验上观测到的轻子宽度为 $370 \pm 90 \text{ eV}$ 。为了解释实验测量比理论预期值大了约五倍的事实，理论上提出 $\psi(3770)$ 是由 D 波为主，混有 S 波成分的物理态。

$\psi(3770)$ 质量大于两个 D 介子质量，因此预计其主要衰变模式是 $D\bar{D}$ 介子对。然而，难以理解的是在 $\psi(3770)$ 共振峰处 $D\bar{D}$ 的观测截面 $\sigma_{D\bar{D}}^{\text{obs}}$ 要比 $\psi(3770)$ 的观测截面 $\sigma_{\psi(3770)}^{\text{obs}}$ 小很多，因此考虑到 $\psi(3770)$ 是否有较大的分支比衰变到 non- $D\bar{D}$ 成分。BESIII 合作组在 2005 年首次报道观测到 $\psi(3770)$ 的非 $D\bar{D}$ 衰变过程： $\psi(3770) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ ^[21]。随后由 CLEO 合作组证实 BESIII 实验的结果，并观测到了更多的非 $D\bar{D}$ 遍举过程： $\psi(3770) \rightarrow \pi^0\pi^0J/\psi$ ^[22]、

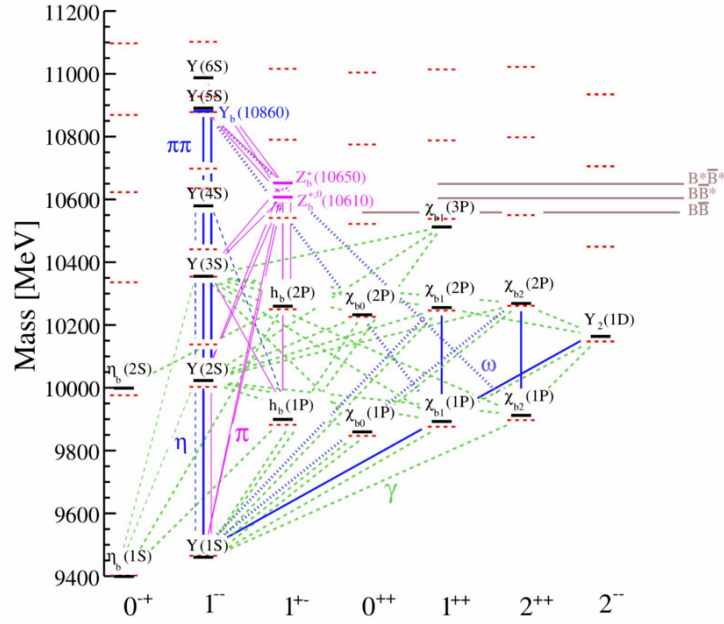


图 1-4 底偶素能谱图。黑色字体表示已发现的底偶素，粉色字体表示的是类底偶素 $Z_b(10610)$ 和 $Z_b(10650)$ 粒子，横向虚线表示预言的、尚未在实验上发现的（类）底偶素。棕色线表示的是 $B\bar{B}$ 、 $B\bar{B}^*$ 和 $B^*\bar{B}^*$ 阈值位置。纵向虚线代表不同能级之间的强子跃迁或辐射跃迁^[5]。

$\eta J/\psi$ ^[22]、 $\gamma \chi_{c0,1}$ ^[23, 24]、 $\phi \eta$ ^[25]。现基于 $c\bar{c}$ 介子衰变为轻强子 (non- $D\bar{D}$) 末态的概率与 $|\Psi(0)|^2$ 成正比的假设，其中 $\Psi(0)$ 表示介子在原点的波函数，可以得到 $\psi(3770)$ 和 $\psi(2S)$ 分支比之间的关系：

$$\mathcal{B}(\psi(3770) \rightarrow f) \approx \mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow f) \frac{\mathcal{B}(\psi(3770) \rightarrow e^+e^-)}{\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow e^+e^-)} \approx 10^{-3} \mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow f) \quad (1.2)$$

$\psi(3770)$ 衰变为轻强子末态的总分支比预计约为 10^{-3} 。这一预测与 BES 合作组观测到的 non- $D\bar{D}$ 衰变的总分支比 $(7 \pm 8.2)\%$ ^[26-29] 强烈矛盾。CLEOc 实验组在 90% 置信水平下，测得这一分支比 $< 9\%$ ^[30]。这些测量结果引发了 BESIII 实验组对 $\psi(3770)$ 衰变为轻强子的深入研究，其中大约 90 个末态被研究过，但仅观测到三个衰变过程的信号： $\phi \eta$ ^[31]、 $p\bar{p}$ ^[32]、 $K_S^0 K_L^0$ ^[33]。因此，对 $\psi(3770)$ 的 non- $D\bar{D}$ 衰变进行精确测量，对于检验理论预测以及更好地理解 $\psi(3770)$ 的性质至关重要。

1.2.2 底夸克偶素： Y 粒子

1977 年，由 L.M. Lederman 领导的费米实验室 E288 实验组在 400 GeV 质子-原子核碰撞实验中发现了一个长寿命的重粒子，命名为 Y 粒子^[13]。随后，实验上直接发现了第一个径向激发态 $Y(2S)$ ^[14]。新发现的确认接踵而至，费米实验室随后发现了 $Y(3S)$ 共振态^[15]，并有证据表明 $Y(4S)$ 共振态位于 B 介子产生的阈值之上。后者由 CLEO 探测器的数据得到确认。其中，前 3 个 Y 共振态的主要性质如下：

$$Y(1S) : \quad m = (9.4603 \pm 0.0003) \text{ GeV}/c^2, \quad \Gamma = (54.02 \pm 1.25) \text{ keV},$$

$$Y(2S) : \quad m = (10.0233 \pm 0.0003) \text{ GeV}/c^2, \quad \Gamma = (31.98 \pm 2.63) \text{ keV},$$

$$Y(3S) : \quad m = (10.3552 \pm 0.0005) \text{ GeV}/c^2, \quad \Gamma = (20.32 \pm 1.85) \text{ keV},$$

$Y(1S, 2S, 3S)$ 粒子衰变宽度窄 ($20 \sim 50$ keV), 寿命长。 Y 粒子是由一个底夸克和一个反底夸克 ($b\bar{b}$) 组成的二体束缚态, 其中底夸克的质量为 $4.6 \text{ GeV}/c^2$ 。因此 $Y(1S, 2S, 3S)$ 粒子并不能衰变出一对正反 B 介子。根据 OZI 规则^[34], 它们所有的强衰变道都会被大大压低, 分支比都较小。但针对于 Y 粒子更高的激发态:

$$Y(4S) : m = 10.5794(12) \text{ GeV}/c^2, \quad \Gamma = (20.5 \pm 2.5) \text{ MeV},$$

$$Y(5S) : m = 10.876(11) \text{ GeV}/c^2, \quad \Gamma = (55 \pm 28) \text{ MeV},$$

$$Y(11020) : m = 11.019(8) \text{ GeV}/c^2, \quad \Gamma = (79 \pm 16) \text{ MeV},$$

这些 Y 高激发态粒子有足够大的质量衰变到一对 B 介子, 因而其衰变宽度很宽。 Y 粒子的共振态如图 1-5 所示。

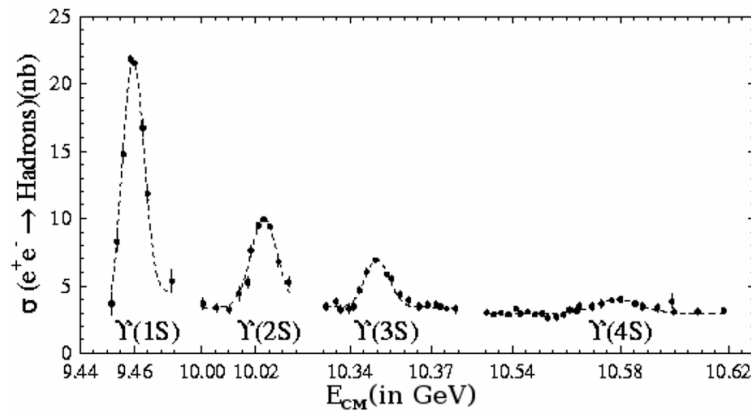


图 1-5 $Y(nS)$ 共振态 ($N = 1, 2, 3, 4$)^[3]。

Y 粒子属于质量很重的粒子。在理论研究方面, 需要遵循非相对论性运动进行处理, 这使得计算相对简化, 并能得到足够好的精度。只有在精确测量某些特殊性质时, 才需要进行相对论的修正。在实验测量方面, 诸多大型粒子对撞机实验对 B 介子系统做了系统性的研究。包括美国 SLAC 和日本 KEK 的两个非对称 e^+e^- 对撞机实验主要是运行在 $Y(4S)$ 能区, 能够产生 $B^\pm$ 或者 B^0 正反介子对, 但不足以产生更重的 $B_c(M(B_c) = 6.4 \pm 4.0 \text{ GeV}/c^2)$ 正反介子对。LHCb 实验组可以产生大量的各种 B 介子和 b 重子事例, 在 B_s 介子测量方面已达到目前最好的实验结果。

1.3 奇特强子态

对于大部分粲偶素粒子的基本性质, 基于 QCD 的夸克模型可以给出很好的解释。但对于近些年在 B 工厂实验和 BESIII 实验中发现的 X 、 Y 、 Z 奇异强子态, 其中 Y 态表示 $J^{PC} = 1^{--}$ 的矢量粒子, Z 态表示同位旋不为 0 的粒子, X 态是其他粒子的统称。夸克模型显然不足以解释这些强子的相关性质, 目前理论粒子物理学家给出多种假设, 将奇特态粒子解释为“混杂态 ($q\bar{q}g$)”, “四夸克态 ($cq\bar{q}\bar{c}$)”, “四夸克-分子态 ($(c\bar{q})(q\bar{c})$)” 等。图 1-6 列举了普通强子态和几种奇特强子态的可能结构。

$X(3872)$ 是 B 工厂发现的第一个“奇异粒子”。2003 年 Belle 合作组在 $B \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ 衰变过程中, 发现了一个类粲偶素窄共振态结构, 命名为 $X(3872)$ ^[36]。其衰变模式为

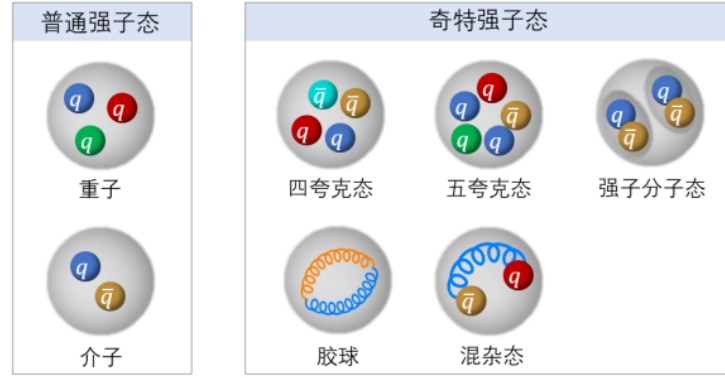


图 1-6 左侧为普通强子态结构，右侧为奇特强子态结构^[35]。

$X(3872) \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$ ，质量为 $(3872.0 \pm 0.6 \pm 0.5) \text{ MeV}/c^2$ ，其非常接近 $D^0 D^{*0}$ 的产生阈值，信号统计显著性大于 10σ 。直到 2013 年，LHCb 合作组测得 $X(3872)$ 的量子数为 $J^{PC} = 1^{++}$ ^[37]。自 $X(3872)$ 被发现以来，实验组通过分析各种过程，观测到越来越多的 X 、 Y 、 Z 奇异强子态。截止目前，观测到的 XYZ 态可以分为五类，分别对应五种不同的产生机制，即：

- B 介子衰变 ($B \rightarrow K + XYZ$)；
- 正负电子湮灭 ($e^+ e^- \rightarrow XYZ$)；
- 双粲产生 ($e^+ e^- \rightarrow J/\psi + XYZ$)；
- $\gamma\gamma$ 融合过程 ($\gamma\gamma \rightarrow XYZ$)；
- 高激发粲偶素/底偶素以及类粲偶素衰变；

相应的产生机制如图 1-7 所示。其中比较有代表性的有：BESIII 合作组在 $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$ 过程中发现的首个带电的四夸克态候选者 $Z_c(3900)$ ^[39]，这一发现被美国物理学会的《物理》杂志评选为 2013 年国际物理领域的十项重大进展之首。LHCb 实验组在 $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ 过程中首次发现了两个带电的五夸克态候选者 $P_c(4380)$ 和 $P_c(4450)$ ^[40]。Belle 实验组也尝试利用世界上最大的 $Y(1S, 2S)$ 数据样本，在 $\Lambda J/\psi$ 的衰变模态中尝试寻找五夸克态候选者 $P_c(4450)$ ^[41]。

1.3.1 四夸克态候选者粒子 Z_c 的发现和研究

四夸克态 (Tetraquark states) 的发现标志着粒子物理学的重要进展。它们是由两个夸克和两个反夸克组成的复合粒子，拥有复杂的相互作用特性，挑战了传统强子分类理论。下面主要是对四夸克态候选者粒子 Z_c 做一简单介绍。

BESIII 合作组在 2013 年 3 月 26 日宣布发现了一个带电的类粲偶素态 $Z_c(3900)$ ^[39]，该粒子具有独特的性质，是一个重要的物理发现。BESIII、Belle^[42] 和 CLEOc^[43] 合作组对 $Z_c(3900)$

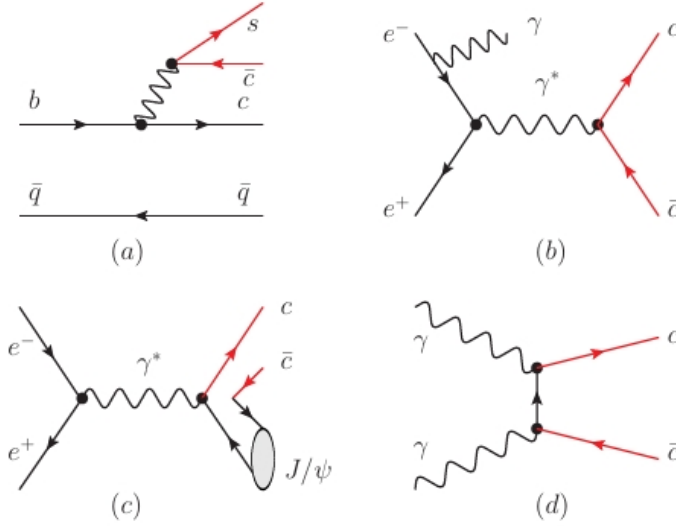


图 1-7 X 、 Y 、 Z 奇异强子态产生机制的示意图。(a) B 介子衰变 ($B \rightarrow K + XYZ$) 过程, (b) 正负电子湮灭 ($e^+e^- \rightarrow XYZ$) 过程, (c) 双粲产生 ($e^+e^- \rightarrow J/\psi + XYZ$) 过程, (d) $\gamma\gamma$ 融合过程^[38]。

性质的测量结果是:

$$\begin{aligned}
 e^+e^- &\rightarrow Y(4260) \rightarrow \pi^\mp Z_c^\pm(3900) \rightarrow \pi^\mp(\pi^\pm J/\psi), \\
 Z_c^\pm(3900) &\rightarrow \pi^\pm J/\psi, J/\psi \rightarrow (e^+e^-, \mu^+\mu^-); \\
 M &= (3899.0 \pm 3.6 \pm 4.9) \text{ MeV}/c^2, \quad \Gamma = (46 \pm 10 \pm 20) \text{ MeV}, \\
 R &= \frac{e^+e^- \rightarrow \pi^\mp Z_c^\pm(3900) \rightarrow \pi^\mp \pi^\pm J/\psi}{e^+e^- \rightarrow \pi^\mp \pi^\pm J/\psi} = (21.5 \pm 3.3 \pm 7.5)\%, \\
 \sigma^{\mathcal{B}} &= (62.9 \pm 1.9 \pm 3.7) \text{ pb}, \quad \text{BESIII};
 \end{aligned} \tag{1.3}$$

$$M = (3894.5 \pm 6.6 \pm 4.5) \text{ MeV}/c^2, \quad \Gamma = (63 \pm 24 \pm 26) \text{ MeV}, \quad \text{Belle}; \tag{1.4}$$

$$\begin{aligned}
 e^+e^- &\rightarrow \psi(4160) \rightarrow \pi^\mp Z_c^\pm(3900) \rightarrow \pi^\mp(\pi^\pm J/\psi), \\
 M &= (3886 \pm 4 \pm 2) \text{ MeV}/c^2, \quad \Gamma = (33 \pm 6 \pm 7) \text{ MeV}, \\
 R &= (32 \pm 8 \pm 10)\%, \quad \text{at } \sqrt{s} = 4.16 \text{ GeV}, \quad \text{CLEOc},
 \end{aligned} \tag{1.5}$$

$Z_c(3900)$ 的质量接近 $D\bar{D}^*$ 的产生阈值。BESIII 合作组选择 4 条带电径迹, 使用带电轻子对 (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$) 重建 J/ψ 粒子, 本底干净, 重建效率达到 45% 左右。由于 $Z_c(3900)$ 粒子位于粲能区, 并且主要衰变到 $\pi^\pm J/\psi$ 末态, 这告诉我们该共振态粒子应含有粲夸克和反粲夸克且带有和电子相同或相反的电荷, 提示 $Z_c(3900)$ 至少含有四个夸克, 属于科学家们长期寻找的奇特强子态。 $Z_c(3900)$ 质量比一个氦原子略大, 寿命很短, 在 10^{-23} s 内衰变为一个带电 π 介子和一个 J/ψ 粒子, 属于强衰变, 这一性质与普通介子性质完全不同^[3]。

BESIII 和 CLEOc 合作组还发现了带电的 $Z_c^\pm(3900)$ 的同位旋伙伴, 电中性的

$Z_c^0(3900)^{[43]}$, 显著性为 10.4σ , $Z_c^0(3900)$ 性质的测量结果是:

$$e^+e^- \rightarrow Y(4260) \rightarrow \pi^0 Z_c^0(3900) \rightarrow \pi^0(\pi^0 J/\psi),$$

$$M = (3894.8 \pm 2.3 \pm 2.7) \text{ MeV}/c^2, \quad \Gamma = (29.6 \pm 8.2 \pm 8.2) \text{ MeV}, \quad \text{BESIII}, \quad (1.6)$$

$$e^+e^- \rightarrow \psi(4160) \rightarrow \pi^0 Z_c^0(3900) \rightarrow \pi^0(\pi^0 J/\psi),$$

$$M = (3904 \pm 9 \pm 5) \text{ MeV}/c^2, \quad \Gamma = 37 \text{ MeV(fixed)},$$

$$R = (63 \pm 21 \pm 11)\%, \quad \text{CLEOc}, \quad (1.7)$$

这样, $Z_c^\pm(3900)$ 和 $Z_c^0(3900)$ 构成了 $I = 1$ 的同位旋三重态。BESIII 实验在质心能量 $\sqrt{s} > 4 \text{ GeV}$ 以上采集数据, 并陆续发现更多 Z_c 奇特强子态, 其实验测量结果如表 1-1 所示。

表 1-1 BESIII 实验组对 6 个 Z_c 奇异强子性质的实验测量结果^[3]。

共振态	质量 [MeV/ c^2]	宽度 [MeV]	衰变模式	过程
$Z_c(3900)^\pm$	$3899.0 \pm 3.6 \pm 4.9$	$46 \pm 16 \pm 20$	$\pi^\pm J/\psi$	$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$
$Z_c(3900)^0$	$3894.8 \pm 2.3 \pm 2.7$	$29.6 \pm 8.2 \pm 8.2$	$\pi^0 J/\psi$	$e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0 J/\psi$
$Z_c(3885)^\pm$	$3883.9 \pm 1.5 \pm 4.2$	$24.8 \pm 3.3 \pm 11.0$	$D^0 D^{*-}$	$e^+e^- \rightarrow \pi^0 D^0 D^{*-}$
	(Sigle D Tag)	(Sigle D Tag)		
	$3884.3 \pm 1.2 \pm 1.5$	$23.8 \pm 2.1 \pm 2.6$	$D^- D^{*0}$	$e^+e^- \rightarrow \pi^0 D^- D^{*0}$
	(Double D Tag)	(Double D Tag)		
$Z_c(4020)^\pm$	$4022.9 \pm 0.8 \pm 2.7$	$7.9 \pm 2.7 \pm 2.6$	$\pi^\pm h_c$	$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- h_c$
$Z_c(4020)^0$	$4023.9 \pm 2.2 \pm 3.8$	fixed	$\pi^0 h_c$	$e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0 J/\psi$
$Z_c(4025)^\pm$	$4026.3 \pm 2.6 \pm 3.7$	$24.8 \pm 5.6 \pm 7.7$	$D^{*0} D^{*-}$	$e^+e^- \rightarrow \pi^+(D^* \bar{D}^*)$

1.4 论文结构

第一章 引言: 主要介绍强子物理、重夸克偶素、奇特强子态以及四夸克态候选者 Z_c 粒子的理论研究和实验测量。

第二章 在 e^+e^- 对撞机上进行 $\psi(3770)$ 和 $Y(4S)$ 衰变分支比测量的数据采集策略的研究: 利用 BESIII 实验已经取得的数据以及 Belle II 实验未来取得的数据, 为实现 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 的分支比的精确测量, 制定最优的数据采集策略。其中包括最优取数能量点的位置、积分亮度以及亮度分配比例等关键参数。

第三章 KEKB 加速器和 Belle 探测器: 主要介绍位于日本茨城县的 KEKB 高能加速器和 Belle 大型粒子探测器以及其包含的子探测器。

第四章 在 $Y(1S, 2S)$ 衰变以及 e^+e^- 湮灭的 $D\bar{D}^*$ 末态中寻找 $Z_c(3900)$: 利用 Belle 实验采集的世界上最大的 $Y(1S)$ 、 $Y(2S)$ 共振态样本和 10.52 GeV 的连续区收集的数据首次使用半重建的方法在 $D\bar{D}^*$ 末态中寻找四夸克态候选者 $Z_c(3900)$ 。

第五章 是对硕士期间的工作总结以及对未来的展望。

第二章 $\psi(3770)$ 和 $Y(4S)$ 衰变分支比测量的数据采集策略的研究

$\psi(3770)$ 和 $Y(4S)$ 共振态的主要衰变为重味介子对， $D\bar{D}$ 和 $B\bar{B}$ 过程。虽然 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 的衰变较为稀少，但对于阐明重夸克偶素的内部结构和衰变动力学至关重要。为了在高亮度的 e^+e^- 对撞实验中精准测量 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 过程的分支比，我们采用了蒙特卡洛模拟和费舍尔信息方法来评估不同的数据采集策略，最终确定了最佳方案。两种方法的一致结果表明，对于 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 过程的研究，最优取数能量点在 3.769 GeV 和 3.781 GeV；对于 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 过程，最优取数能量点在 10.574 GeV 和 10.585 GeV。此外，我们还研究了跨越了多个数量级分支比的测量精度与积分亮度之间的依赖关系。

2.1 选题动机

$\psi(3770)$ 和 $Y(4S)$ 分别位于 $D\bar{D}$ 和 $B\bar{B}$ 产生阈值之上，它们是典型的宽共振态。其主要的衰变模式是重味介子对的末态，以及向低能量夸克偶素的强子跃迁或辐射跃迁。根据 OZI 定则^[34]，这两个共振态粒子衰变为轻强子 ($\text{non-}D\bar{D}$, $\text{non-}B\bar{B}$) 的最终态会受到抑制。目前，大多数 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变过程的相关研究是在 e^+e^- 对撞实验中进行的，共振态衰变过程产生的总截面和连续过程产生的总截面被计算并列在表 2-1 中，可以看到两者总截面几乎是在同一数量级。在这种情况下，连续区和共振态幅度之间的干涉可能很大，无法忽视。处理不当的干涉效应会导致系统偏差，其大小远大于统计不确定性，并与其他所有系统不确定性来源在同一量级，甚至更大^[44]。解决这个问题的最佳方案是采用在共振峰值和峰值附近（称为连续区数据）收集数据的策略。

表 2-1 共振态衰变过程中产生的总截面 (σ_R) 和连续过程的产生总截面 σ_c ^[44]。

$\sqrt{s}$ (GeV)	$M(\psi(3770))$	$M(Y(4S))$
σ_R (nb)	9.9	1.7
σ_c (nb)	19.0	2.8

BESIII 和 Belle II 是目前在粲夸克和底夸克能量区进行的 e^+e^- 对撞实验。在 BESIII 实验中，截止 2024 年在质心能量 $\sqrt{s} = 3.773$ GeV ($\psi(3770)$ 共振态的峰值位置) 累计了 20 fb^{-1} 的数据样本。这一数据样本至少是 2019 年前 BESIII 收集数据的六倍，是 CLEOc 和 BESII 测量的数十倍。Belle II 实验计划在质心能量 $\sqrt{s} = 10.58$ GeV ($Y(4S)$ 的峰值位置) 获取大约 50 ab^{-1} 的数据，具体采数计划如图 2-1 所示，最终采集的数据样本是 Belle 和 BaBar (CLEO) 实验的 $10^2 \sim 10^3$ 倍。借助当前可用的 BESIII 数据样本和预期的 Belle II 数据样本，

$\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变的分支比精度可以显著提高。因此，确定最佳的数据采集策略至关重要。

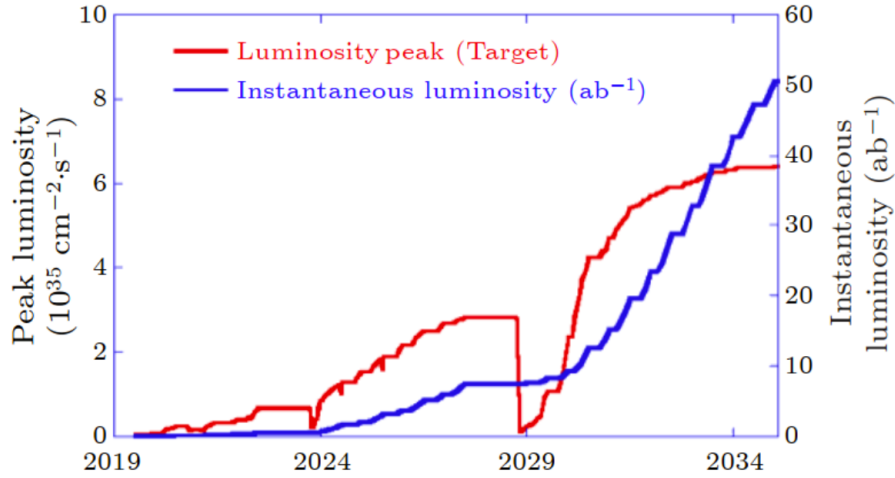


图 2-1 Belle II 实验取数计划。红色的线显示的是瞬时亮度，蓝色的线显示的是积分亮度^[45]。

本研究重点关注 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变分支比的相对不确定性。我们以 $\psi(3770)/Y(4S) \rightarrow \eta'\phi$ 的衰变模式作为参考。采用蒙特卡洛 (MC) 模拟和费舍尔信息方法模拟多种数据采集情况，其中考虑了两个参数： $\text{non-}D\bar{D}$ 或 $\text{non-}B\bar{B}$ 衰变过程的分支比 $\mathcal{B}$ ，以及共振态和连续区之间的相角 ϕ 。从这两种方法验证获得的最佳数据采集方案是否一致。在此，为了实现对 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变分支比相对不确定性的测量，我们希望弄清以下问题：

- 在共振态附近，最佳的数据取数点在哪里？
- 在最佳取数点周围进行能量扫描时至少需要多少个能量点？
- 在测量 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变分支比过程中为达到 10% 的测量精度所需的积分亮度是多少？

2.2 MC 模拟方法

2.2.1 分析框架

在指定的数据采集时间段内，或者对于给定的积分亮度，我们尝试找出能够提供 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 或 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变分支比最佳精度的测量方案。主要采用抽样技术来模拟各种数据采集策略，对于特定的模拟，构建的似然函数如下：

$$LF = \prod_{i=1}^{N_{\text{pt}}} \frac{1}{\sqrt{2\pi x_i^{\text{exp}}}} e^{-\frac{(x_i - x_i^{\text{exp}})^2}{2x_i^{\text{exp}}}}, \quad (2.1)$$

其中 x_i 和 x_i^{exp} 分别表示 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 或 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变过程中的观测事例数和理论预期事例数，下标 i 表示第 i 个扫描能量点， N_{pt} 表示能量点的数量。针对于某个特

定的衰变末态 f ，在第 i 个能量点，以积分亮度 $\mathcal{L}_i$ 采集的数据样本中， x_i^{exp} 可以表示为：

$$x_i^{\text{exp}}(\mathcal{B}, \phi) = \mathcal{L}_i \cdot \sigma_{\text{exp}}(\mathcal{B}, \phi, \sqrt{s}) \cdot \epsilon, \quad (2.2)$$

其中 ϵ 是信号重建的选择效率， σ_{exp} 是在质心能量 $\sqrt{s}$ 下的预期截面，取决于两个参数 $\mathcal{B}$ 和 ϕ 。根据粒子数据组 (PDG) ^[20] 报告的轻强子衰变末态的总分支比的保守估计， $\mathcal{B}$ 的最大值对于 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 过程的衰变为 1×10^{-3} ，而对于 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 过程的衰变为 1×10^{-6} 。截面 σ_{exp} 可以表示为：

$$\sigma_{\text{exp}}(\sqrt{s}) = |a_c^f(\sqrt{s}) + e^{i\phi} \cdot a_R^f(\sqrt{s})|^2, \quad (2.3)$$

其中 $|a_c^f(\sqrt{s})|$ 是 $e^+e^- \rightarrow f$ 的连续区振幅，而 $a_R^f(\sqrt{s})$ 是 $e^+e^- \rightarrow R \rightarrow f$ 的共振态振幅。其参数化表示形式为：

$$a_c^f(\sqrt{s}) = \frac{a}{(\sqrt{s})^n} \sqrt{PS(\sqrt{s})}, \quad (2.4)$$

$$a_R^f(\sqrt{s}) = \frac{\sqrt{12\pi\Gamma_{ee}\Gamma_{\mathcal{B}}}}{s - M^2 + iM\Gamma} \sqrt{\frac{PS(\sqrt{s})}{PS(M)}}, \quad (2.5)$$

其中 $PS(\sqrt{s})$ 是在质心能量 $\sqrt{s}$ 下的相空间因子。在连续区振幅中，常数 a 和 n 表示了连续过程的幅度和斜率。共振态的振幅用一个 Breit-Wigner (BW) 函数表示， M 、 Γ 和 Γ_{ee} 分别表示共振态 (R) 的质量、总宽度和到 e^+e^- 末态的部分宽度。考虑末态是 $\eta'\phi$ 的情况下，相空间因子为 $PS(\sqrt{s}) = q^3(\sqrt{s})/s$ ，其中 $q(\sqrt{s})$ 是 η' 或 ϕ 的动量。以下研究主要集中于统计不确定性的优化。数值计算中所使用的关键参数值总结在表 2-2 中。在拟合过程中 $\mathcal{B}$ 和 ϕ 被定义为拟合 $\sigma_{\text{exp}}(\sqrt{s})$ 的两个自由参数。根据公式 (2.1) 最大化似然函数 LF ，得到 $\mathcal{B}$ 的最佳估计。

表 2-2 数值计算中的关键参数值。带有 $\star$ 的量被设置为自由参数，而其他参数在研究中为固定值。

参数	$\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$	$Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$
M (GeV/ c^2)	3.7736 ^[20]	10.58 ^[20]
Γ_{ee} (keV)	0.26 ^[20]	0.28 ^[20]
Γ (MeV)	27.2 ^[20]	20.5 ^[20]
$\star\mathcal{B}$	free	free
$\star\phi$	free	free
ϵ	10% ^[48-52]	15% ^[48-52]
a	1.82 ^[48-52]	$3.2 \times 10^{-2.5}$ ^[48-52]
n	5.82 ^[48-52]	3.00 ^[48-52]

在接下来的分析中，我们在假设 $\mathcal{B}$ 是已知的情况下，旨在解决第 2.1 节末尾提出的问题。然而，在对前两个问题进行进一步反思后，我们注意到它们是相互关联的。具体而言，最佳的能量点数依赖于取数点的分布，而反之亦然。为了解决这一困境，我们首先采用一种简单的分布来确定最佳能量点的位置，从而最终确定所需的能量点总数。

2.2.2 两参数拟合

我们首先设定 $N_{\text{pt}} = 100$ 个能量点和 $N_{\text{br}} = 300$ 个分支比作为初步尝试。能量和分支比的值通过以下方式计算：

$$E_{\text{c.m.}}^i = E_{\text{c.m.}}^0 + (i - 1) \times \delta E_{\text{c.m.}} \quad (i = 1, 2, \dots, N_{\text{pt}}), \quad (2.6)$$

$$\mathcal{B}_j = \mathcal{B}_0 + (j - 1) \times \delta \mathcal{B} \quad (j = 1, 2, \dots, N_{\text{br}}), \quad (2.7)$$

其中对于 $\psi(3770)$ 衰变，第一个能量点是 $E_{\text{c.m.}}^0 = 3.74 \text{ GeV}$ ，对应的分支比为 $\mathcal{B}_0 = 1 \times 10^{-6}$ ；最后一个能量点是 $E_{\text{c.m.}}^f = 3.80 \text{ GeV}$ ，对应的分支比为 $\mathcal{B}_f = 1 \times 10^{-3}$ 。相应地，对于 $Y(4S)$ 衰变， $E_{\text{c.m.}}^0 = 10.56 \text{ GeV}$ ， $\mathcal{B}_0 = 1 \times 10^{-9}$ ， $E_{\text{c.m.}}^f = 10.60 \text{ GeV}$ ， $\mathcal{B}_f = 1 \times 10^{-6}$ 。能量区间和分支比区间的计算方法为 $\delta E_{\text{c.m.}} = (E_{\text{c.m.}}^f - E_{\text{c.m.}}^0)/N_{\text{pt}}$ 以及 $\delta \mathcal{B} = (\mathcal{B}_f - \mathcal{B}_0)/N_{\text{br}}$ 。

为了减少统计波动，对于每个 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和 $\mathcal{B}$ 组合的方案，重复抽样 $N_{\text{samp}} = 200$ 次，这样可使数据满足以 x_i^{exp} 为均值， $\sqrt{x_i^{\text{exp}}}$ 为标准差的高斯分布。抽样和拟合的总体流程图见图 2-2。我们在第 k 个样本的拟合中获得 $\mathcal{B}_k^{ij}$ 的中心值及其误差 $\delta(\mathcal{B}_k^{ij})$ 。通过拟合 200 个样本，我们计算出 $\mathcal{B}$ 的平均值及其不确定性^[53]。

$$\bar{\mathcal{B}}^{ij} = \frac{1}{N_{\text{samp}}} \sum_{k=1}^{N_{\text{samp}}} \mathcal{B}_k^{ij}, \quad \delta(\bar{\mathcal{B}}^{ij}) = \frac{1}{N_{\text{samp}}} \sum_{k=1}^{N_{\text{samp}}} \delta(\mathcal{B}_k^{ij}). \quad (2.8)$$

平均分支比的相对不确定性通过以下方式计算：

$$E(\mathcal{B}) = \delta(\bar{\mathcal{B}}^{ij})/\bar{\mathcal{B}}^{ij}. \quad (2.9)$$

在这里，需要注意的是 ij 表示特定 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和 $\mathcal{B}_j$ 组合的方案。此外 k 表示第 k 次抽样。 $\bar{\mathcal{B}}^{ij}$ 和 $\delta(\bar{\mathcal{B}}^{ij})$ 分别表示从 200 次抽样拟合中，得到的分支比中心值和误差的平均值。在没有特别说明的情况下，研究中根据公式 (2.8) 和 (2.9) 定义的平均值的含义仍然保持不变。

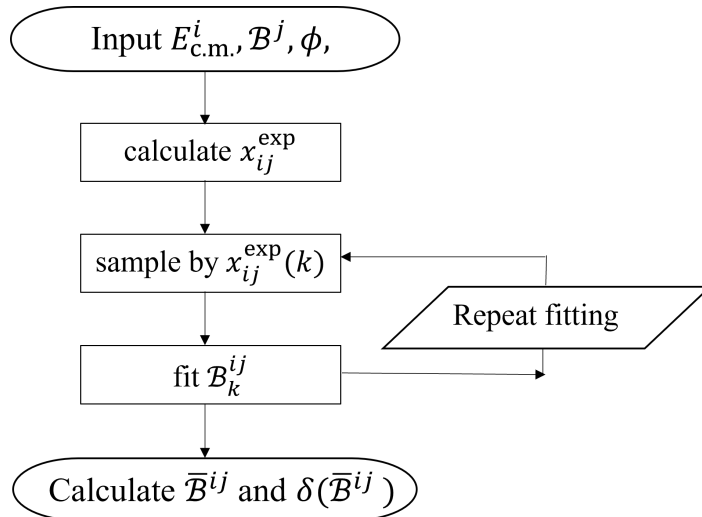


图 2-2 抽样流程图，其中 ij ($i = 1, 2, \dots, N_{\text{pt}}$; $j = 1, 2, \dots, N_{\text{br}}$) 表示 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和 $\mathcal{B}_j$ 组合的特定方案， k ($k = 1, 2, \dots, N_{\text{samp}}$) 表示第 k 次抽样。

根据目前 BESIII 实验采集的数据和未来 Belle II 实验的数据采集策略, 我们固定 $\sqrt{s} = 3.773 \text{ GeV}$ 下的 20 fb^{-1} 和 $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ 下的 50 ab^{-1} 的积分亮度。在拟合中将 $\mathcal{B}$ 和 ϕ 作为自由参数, 我们获得了相位角每 30° 变化下的结果, $\psi(3770)$ 衰变的结果见图2-3, $Y(4S)$ 衰变的结果见图2-4。颜色表示在相应相位角 ϕ 下每个能量点和分支比组合的 $E(\mathcal{B})$ 大小。

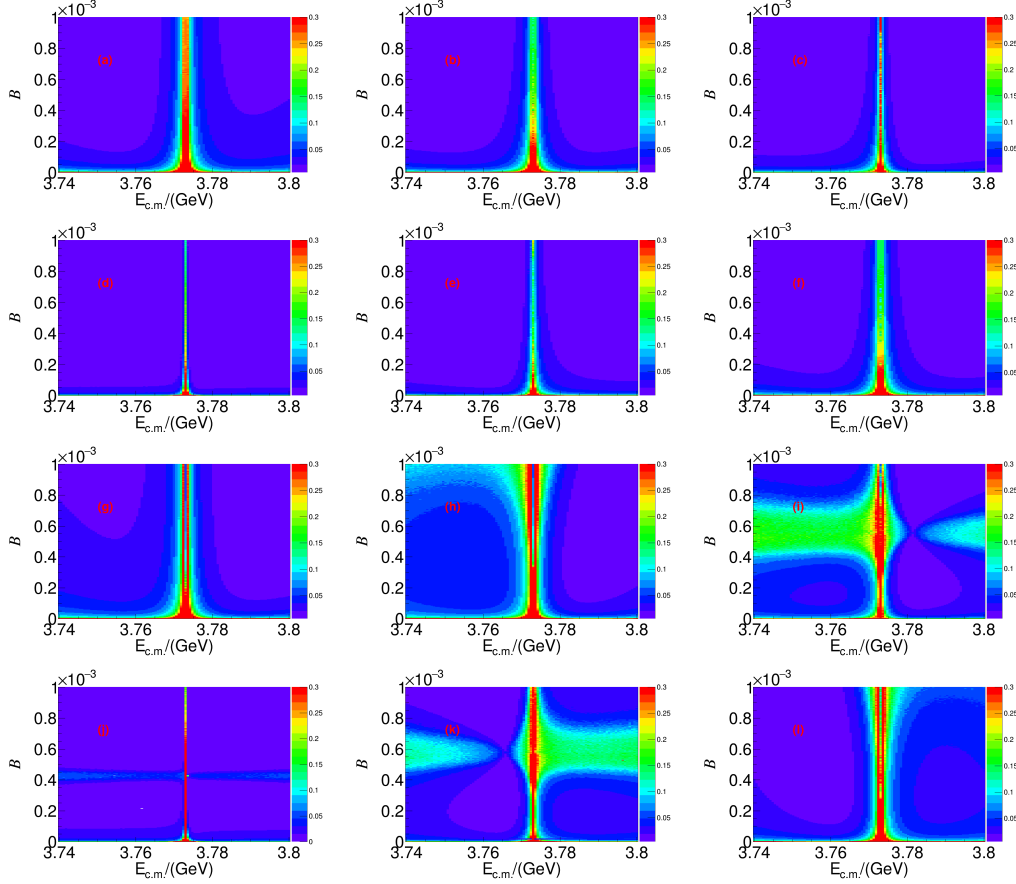


图 2-3 不同相位角 ϕ 下通过 MC 模拟方法获得的 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变中 $E(\mathcal{B})$ 随质心能量 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和分支比 $\mathcal{B}_j$ 的分布: (a) 0° , (b) 30° , (c) 60° , (d) 90° , (e) 120° , (f) 150° , (g) 180° , (h) 210° , (i) 240° , (j) 270° , (k) 300° , (l) 330° 。

2.3 费舍尔信息方法

在数理统计中, 费舍尔信息量量化了随机变量 X 关于已知参数 θ 所携带的信息量^[54]。在我们的研究中, 费舍尔信息方法基于观察到的事件数 $x = (x_1, x_2)$ 来估计参数 $\theta = (\mathcal{B}, \phi)$, 具体如第 2.2.1 节所描述。

根据之前的式子 2.1, 得分函数构造如下:

$$s(\theta, x) = \frac{\partial [\log LF(x; \mathcal{B}, \phi)]}{\partial \theta}, \quad (2.10)$$

与此同时, 费舍尔信息矩阵被定义为得分函数的协方差矩阵。具体公式为:

$$i(\theta) = E_\theta(s(\theta, x)s(\theta, x)^T). \quad (2.11)$$

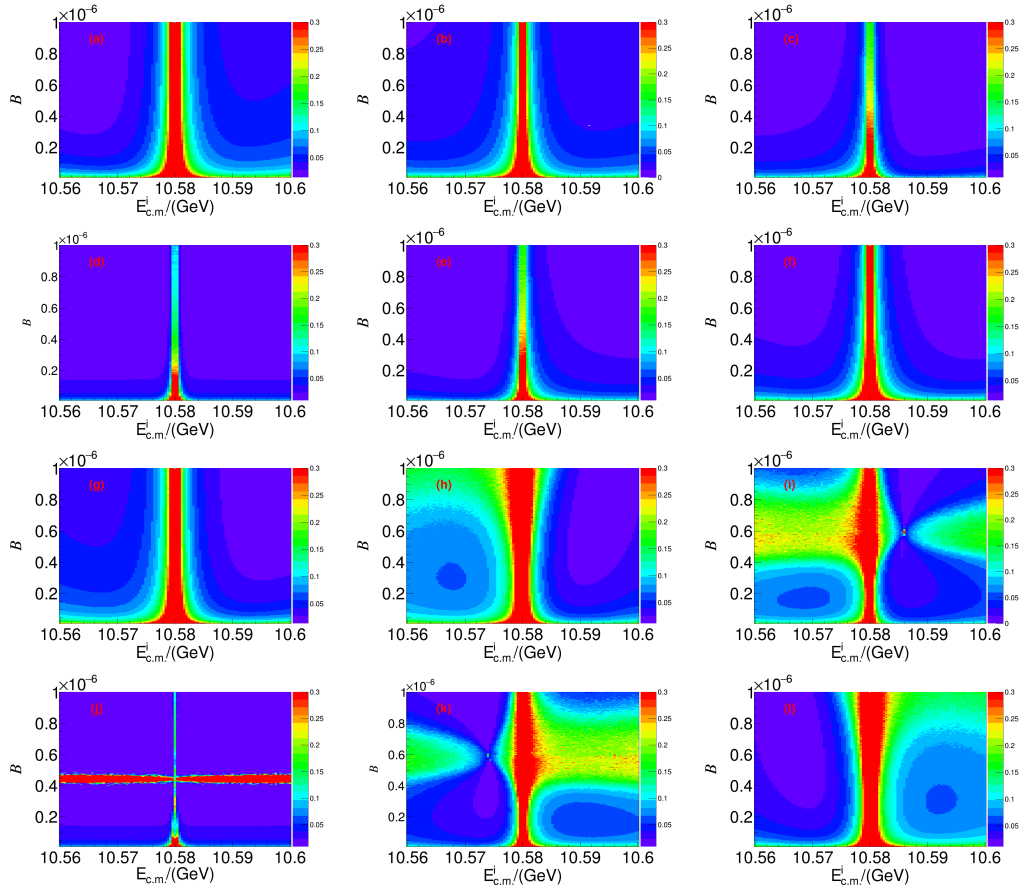


图 2-4 不同相位角 ϕ 下通过 MC 模拟方法获得的 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变中 $E(\mathcal{B})$ 随质心能量 $E_{\text{c.m.}}$ 和分支比 $\mathcal{B}_j$ 的分布: (a) 0° , (b) 30° , (c) 60° , (d) 90° , (e) 120° , (f) 150° , (g) 180° , (h) 210° , (i) 240° , (j) 270° , (k) 300° , (l) 330° 。

这里 E_θ 代表在给定参数 θ 的情况下, 得分函数 $s(\theta, x)$ 的外积 $s(\theta, x)s(\theta, x)^T$ 的期望值。当将 $\mathcal{B}$ 和 ϕ 看作两个自由参数时, 参数 $\theta = (\mathcal{B}, \phi)$ 的费舍尔信息矩阵为一个 2×2 的矩阵, 其元素为

$$\begin{aligned} i_{11} &= \int \int \left(\frac{\partial [\log LF(x; \mathcal{B}, \phi)]}{\partial \mathcal{B}} \right)^2 \cdot LF(x; \mathcal{B}, \phi) d^2x, \\ i_{12} &= i_{21} = \int \int \left(\frac{\partial [\log LF(x; \mathcal{B}, \phi)]}{\partial \mathcal{B}} \frac{\partial [\log LF(x; \mathcal{B}, \phi)]}{\partial \phi} \right) \cdot LF(x; \mathcal{B}, \phi) d^2x, \\ i_{22} &= \int \int \left(\frac{\partial [\log LF(x; \mathcal{B}, \phi)]}{\partial \phi} \right)^2 \cdot LF(x; \mathcal{B}, \phi) d^2x, \end{aligned}$$

其中下标 1 和 2 分别表示 $\mathcal{B}$ 和 ϕ 。对这个 2×2 矩阵进行求逆可得到渐近协方差矩阵,

$$\begin{bmatrix} (i_{11} - \frac{i_{12}^2}{i_{22}})^{-1} & (\frac{i_{11}i_{22}}{i_{12}} - i_{12})^{-1} \\ (\frac{i_{11}i_{22}}{i_{12}} - i_{12})^{-1} & (i_{22} - \frac{i_{12}^2}{i_{11}})^{-1} \end{bmatrix}. \quad (2.12)$$

因此, 分支比的方差可以确定为:

$$\left(i_{11} - \frac{i_{12}^2}{i_{22}} \right)^{-1} = \frac{2(D\phi_1^2 \cdot (1 + 2x_1^{\text{exp}})(x_2^{\text{exp}})^2 + D\phi_2^2 \cdot (1 + 2x_2^{\text{exp}})(x_1^{\text{exp}})^2)}{(DB_2 \cdot D\phi_1 - DB_1 \cdot D\phi_2)^2 \cdot (1 + 2x_1^{\text{exp}})(1 + 2x_2^{\text{exp}})}, \quad (2.13)$$

其中, x_1^{exp} 和 x_2^{exp} 分别是在能量点 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和共振态上的预期事例数。 DB_i 和 $D\phi_i$ 分别表示 $\partial x_i^{\text{exp}} / \partial \mathcal{B}$ 和 $\partial x_i^{\text{exp}} / \partial \phi$ 。如第 2.2 节所示, 我们使用费舍尔信息展示不同相角下 $E(\mathcal{B})$ 的分布如图 2-5 和图 2-6 所示。费舍尔信息方法结果与 MC 模拟结果一致。

2.4 预计取数能量点

基于之前的研究, 一个关键问题浮现出来: 最优能量点应选择在哪儿? 为了解答这一问题, 理论上, 参考文献^[55]指出强相互作用与电磁相互作用主导的粲偶素衰变振幅间存在普适性相位差 $-\frac{\pi}{2}$, 同时也在 K^+K^- ^[56], $K_s^0K_L^0$ ^[33] 等多种末态的实验测量中获得一致性验证。因此, 图 2-7 和图 2-8 展示了相位角 ϕ 在 240° 到 300° 之间每 10° 为增量的拟合结果。图中的红线表示分支比 $\mathcal{B}$ 固定时所对应的最佳精度的 $E(\mathcal{B})$, 这点称为最优能量点。

针对 240° 到 300° 相位角范围内, 最优能量点被投影到 $E_{\text{c.m.}}^i$ 轴上的累计分布如图 2-9 所示。该图表明, $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变的最优取数点为 3.769 GeV 和 3.781 GeV, $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变的最优取数点为 10.574 GeV 和 10.585 GeV。值得注意的是, 如果相位角 ϕ 的范围不同, 最优取数点也会有所不同。

2.5 积分亮度及其不确定性

2.5.1 数据采集策略对积分亮度的要求

最后一个问题是积分亮度与分支比测量精度之间的关系。对于涉及多个数量级的分支比拟合过程, 我们假设在低能量 (L_{low}) 和高能量 (L_{high}) 数据采集点之间均匀分配积分亮度。图 2-10 显示了 $\psi(3770)$ 的积分亮度优化结果, 其中七条曲线代表不同的相位角 ($\phi = 240^\circ, 250^\circ, 260^\circ, 270^\circ, 280^\circ, 290^\circ, 300^\circ$)。类似地, 图 2-11 展示了 $Y(4S)$ 的积分亮度优化方案。表 2-3 总结了在两个能量点为实现 $E(\mathcal{B})$ 达到 10% 精度而采取的有效数据采集策略所需的积分亮度要求。结果表明, 基于保守估计, $\psi(3770)$ 衰变分支比测量所需的最小积分亮度为 500 pb^{-1} , $Y(4S)$ 衰变分支比测量需要 200 fb^{-1} 。

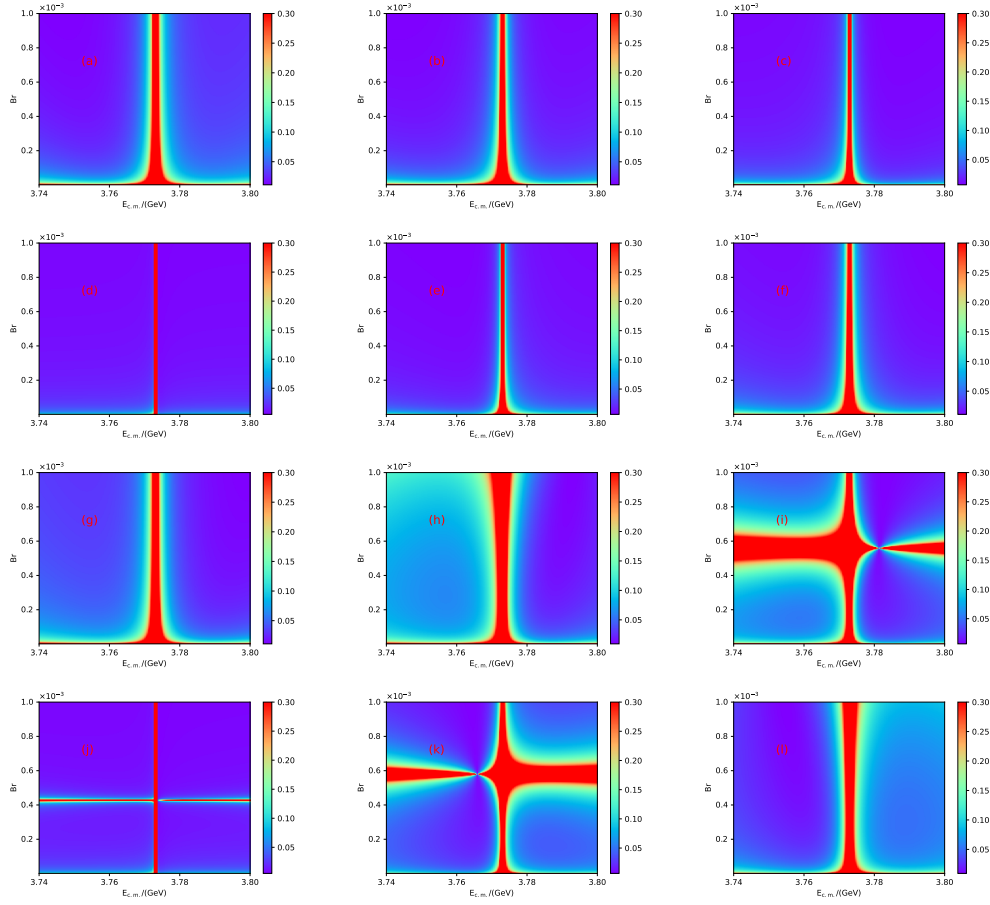


图 2-5 不同相位角 ϕ 下通过费舍尔信息方法获得的 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变中 $E(\mathcal{B})$ 随质心能量 $E_{\text{c.m.}}$ 和分支比 $\mathcal{B}_j$ 的分布: (a) 0° , (b) 30° , (c) 60° , (d) 90° , (e) 120° , (f) 150° , (g) 180° , (h) 210° , (i) 240° , (j) 270° , (k) 300° , (l) 330° 。

表 2-3 积分亮度与分支比 $\mathcal{B}$ 之间的关系，其中 $E(\mathcal{B})$ 固定为 10%。

$\mathcal{B}$	$\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$	$\mathcal{B}$	$Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$
1×10^{-3}	500 pb^{-1}	1×10^{-6}	200 fb^{-1}
1×10^{-4}	800 pb^{-1}	1×10^{-7}	800 fb^{-1}
1×10^{-5}	3 fb^{-1}	1×10^{-8}	5 ab^{-1}
1×10^{-6}	14 fb^{-1}		

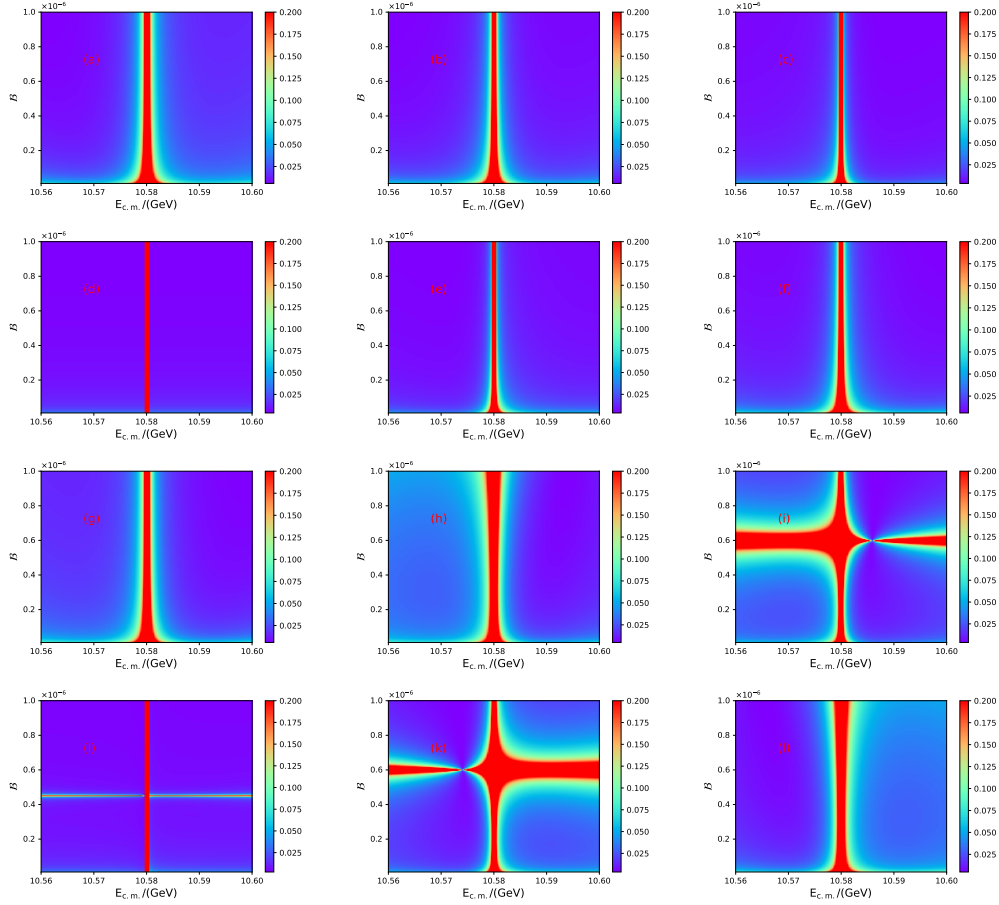


图 2-6 不同相位角 ϕ 下通过费舍尔信息方法获得的 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变中 $E(\mathcal{B})$ 随质心能量 $E_{c.m.}^i$ 和分支比 $\mathcal{B}_j$ 的分布: (a) 0° , (b) 30° , (c) 60° , (d) 90° , (e) 120° , (f) 150° , (g) 180° , (h) 210° , (i) 240° , (j) 270° , (k) 300° , (l) 330° 。

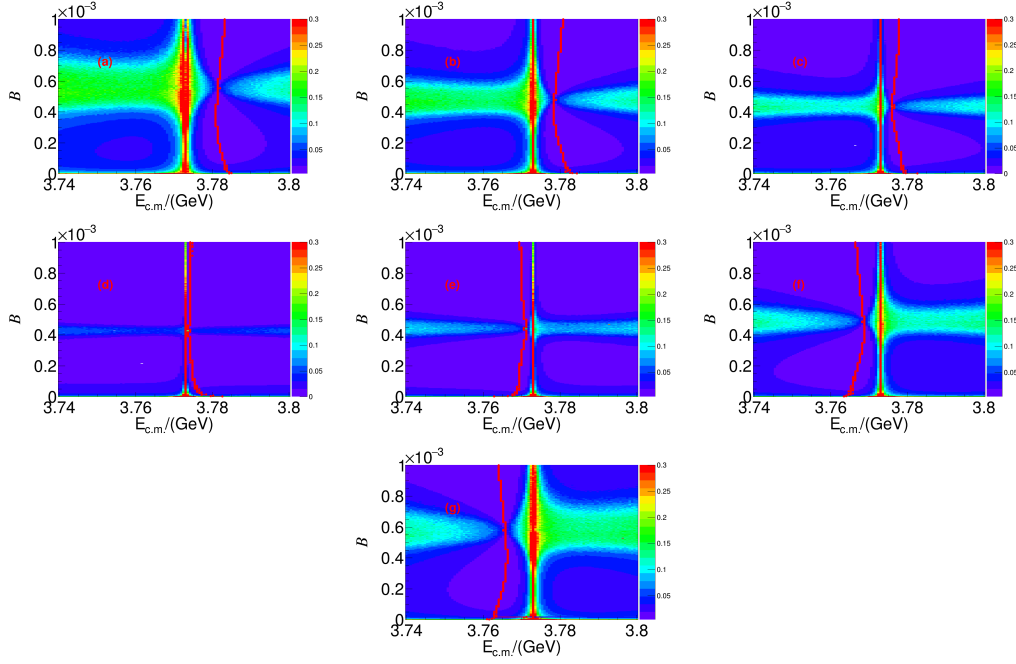


图 2-7 特定相位角 ϕ 下获得的 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变中 $E(\mathcal{B})$ 随质心能量 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和分支比 $\mathcal{B}_j$ 的分布: (a) 240° , (b) 250° , (c) 260° , (d) 270° , (e) 280° , (f) 290° , (g) 300° 。红线显示了分支比 $\mathcal{B}$ 固定时所对应的最佳精度的 $E(\mathcal{B})$ 。

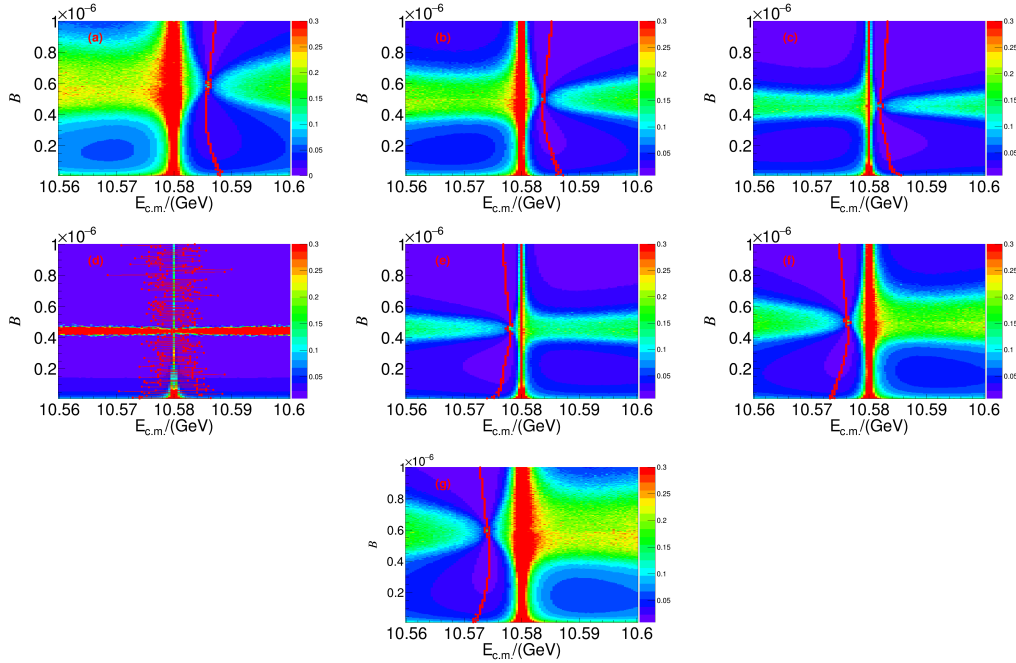


图 2-8 特定相位角 ϕ 下获得的 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变中 $E(\mathcal{B})$ 随质心能量 $E_{\text{c.m.}}^i$ 和分支比 $\mathcal{B}_j$ 的分布: (a) 240° , (b) 250° , (c) 260° , (d) 270° , (e) 280° , (f) 290° , (g) 300° 。红线显示了分支比 $\mathcal{B}$ 固定时所对应的最佳精度的 $E(\mathcal{B})$ 。

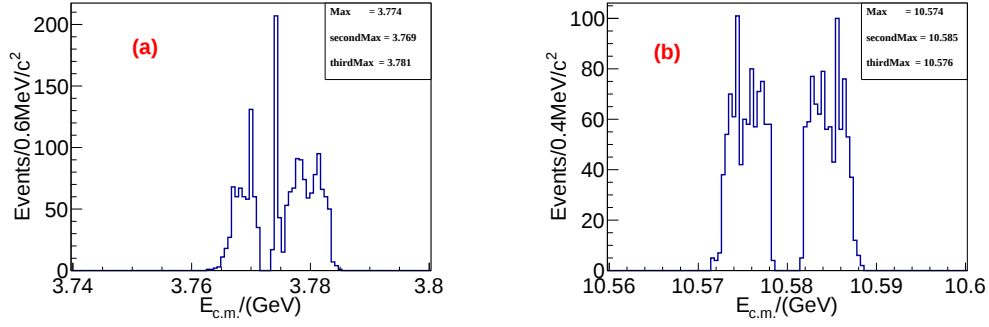


图 2-9 特定相位角 ϕ 从 240° 到 300° 投影到 $E_{c.m.}^i$ 轴上最优能量点分布。(a) 对应于 $\psi(3770)$ 衰变和 (b) 对应于 $Y(4S)$ 衰变。

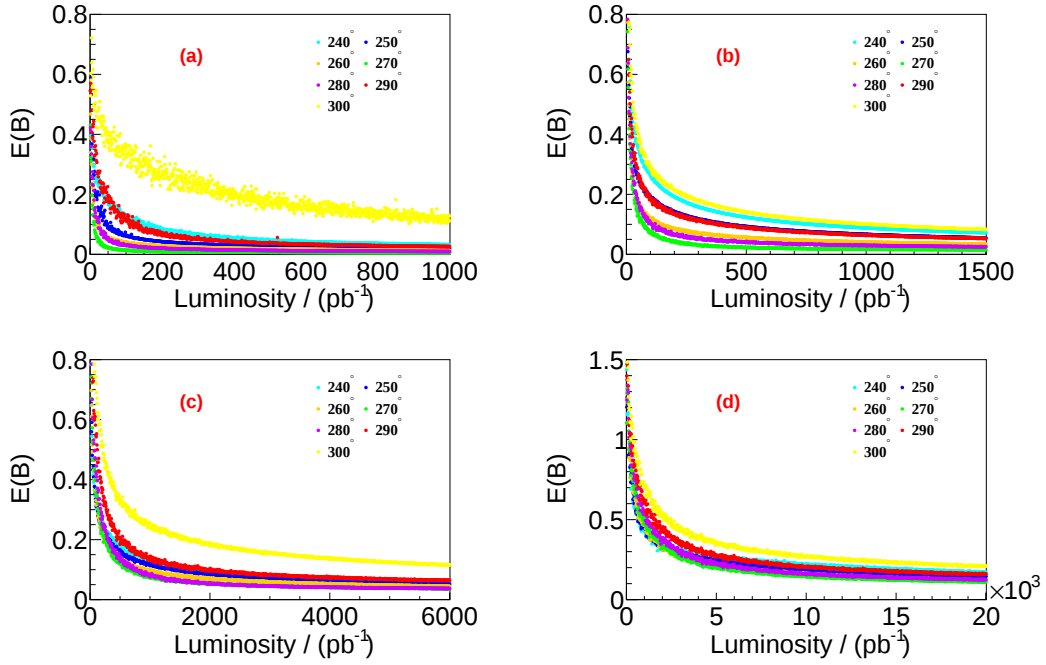


图 2-10 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变中不同分支比下, 分支比的相对误差 $E(B)$ 与数据样本积分亮度之间的关系。(a) 1×10^{-3} , (b) 1×10^{-4} , (c) 1×10^{-5} , (d) 1×10^{-6} 。

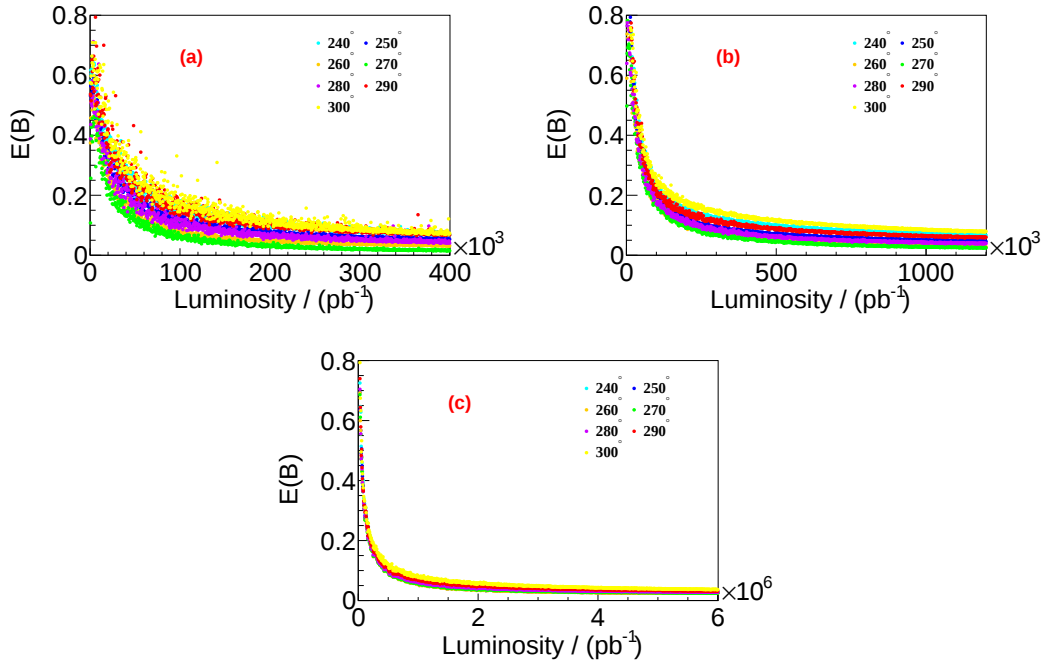


图 2-11 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变中不同分支比下, 分支比的相对误差 $E(\mathcal{B})$ 与数据样本积分亮度之间的关系。(a) 1×10^{-6} , (b) 1×10^{-7} , (c) 1×10^{-8} 。

2.5.2 积分亮度分配的优化

基于第 2.5.1 节的前提, 我们假设积分亮度分配比例为 $L_{\text{low}} : L_{\text{high}} = 1 : 1$, 而未考虑不同能量点间积分亮度分配比例的影响。为了在分支比测量中实现最佳精度, 我们调整参数 $X_i \equiv L_{\text{low}} / (L_{\text{low}} + L_{\text{high}})$ 以确定最小的分支比相对误差 $E(\mathcal{B})$ 。与 $\psi(3770)$ 衰变相关的两个取数能量点的优化 X_i 值如图 2-12 所示。图 2-13 也展示了 $Y(4S)$ 类似的积分亮度分配比例的优化结果。

我们对每个分支比对应的不同相位角赋予相等的权重, 从而实现该分支比的最佳结果。如图 2-14 所示, $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变过程中分支比的相对误差 $E(\mathcal{B})$ 的最小值出现在 $X_i = 0$, $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变过程中最小值出现在 $X_i = 0.5$, 这分别对应于积分亮度分配比例应为 $L_{\text{low}} : L_{\text{high}} = 0 : 1$ 和 $1 : 1$ 。

2.6 总结与讨论

在参考文献^[57-61]中观察到的数据与拟合结果之间的轻微偏差, 都表明应存在 $\psi(3770)$ 衰变到轻强子末态的过程, 更多的数据需要来检验研究结果。在 BESIII 实验中, 峰值亮度约为 $1 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 在最优取数点预计采集 12 天的数据将足以在 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 分支比的测量中达到 10% 的精度。

在 2022 年 6 月, 提供 e^+e^- 碰撞的非对称能量加速器 SuperKEKB 在 Belle II 探测器内部实现了新的亮度记录, 达到了 $4.7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 每周记录了 15 fb^{-1} 的数据。SuperKEKB 计划在不久的将来实现超过 $1 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 的亮度。这一成就使得在最优取数点采集两个月内的数据将实现 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变分支比 10% 精度的测量成为可能。如果这一更大

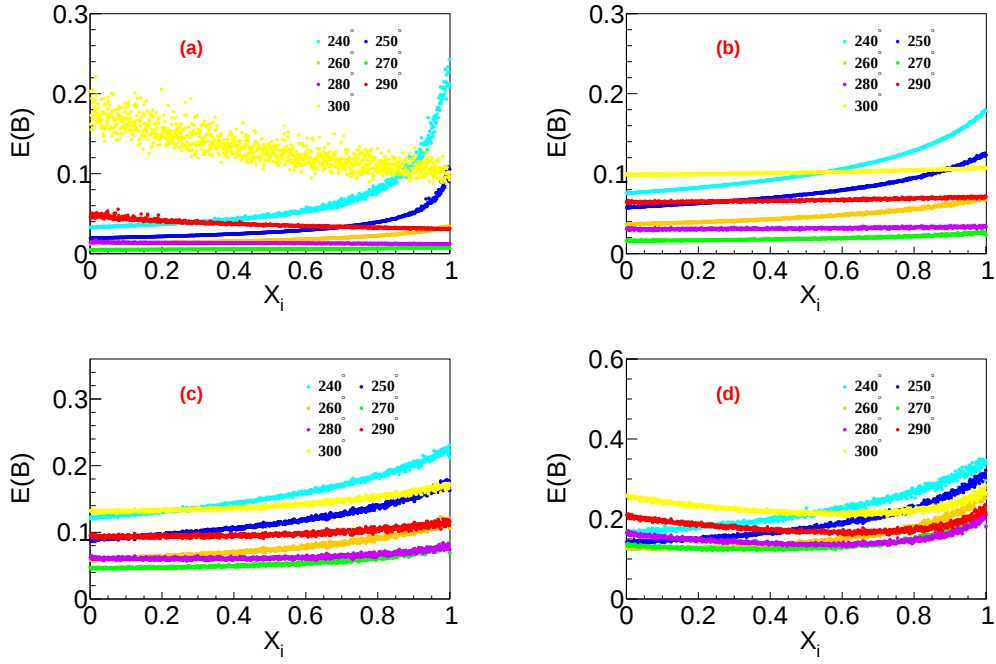


图 2-12 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变中不同分支比下, 分支比的相对误差 $E(\mathcal{B})$ 与数据样本积分亮度分配比例的关系。(a) 1×10^{-3} , (b) 1×10^{-4} , (c) 1×10^{-5} , (d) 1×10^{-6} 。不同分支比下的总积分亮度已根据表 2-3 固定。

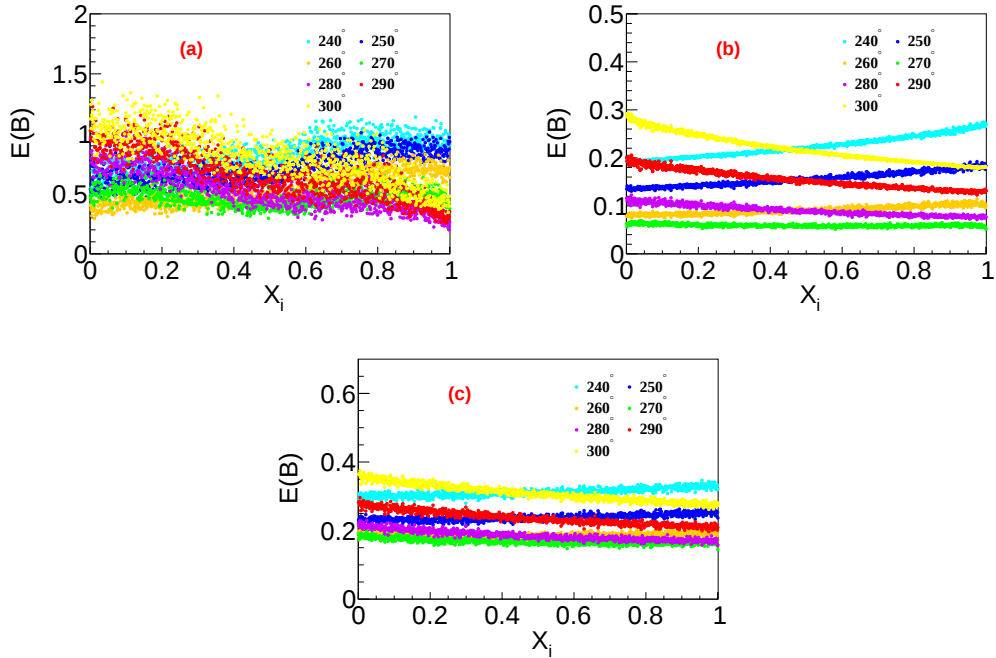


图 2-13 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变中不同分支比下, 分支比的相对误差 $E(\mathcal{B})$ 与数据样本积分亮度分配比例的关系。(a) 1×10^{-6} , (b) 1×10^{-7} , (c) 1×10^{-8} 。不同分支比下的总积分亮度已根据表 2-3 固定。

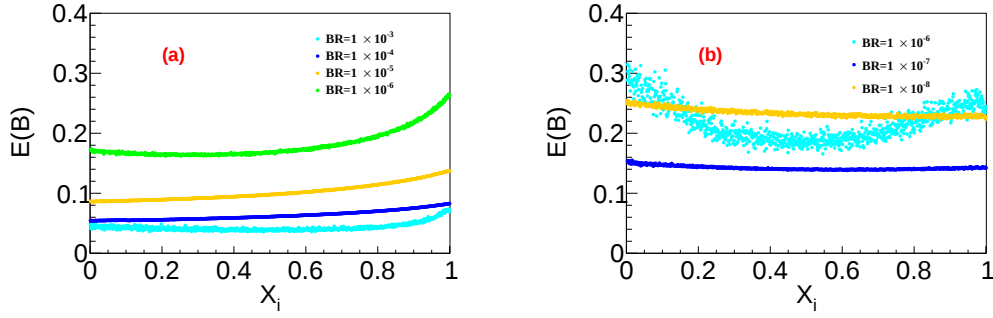


图 2-14 通过对相同分支比下不同相位角赋予相等权重, 获得积分亮度分配比例 X_i 与分支比的相对误差 $E(\mathcal{B})$ 的关系, 分别对应于 (a) $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变和 (b) $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变。

数据样本在 $Y(4S)$ 峰值附近收集, 它将允许在一个新的能量点上直接测量 B^+ 与 B^0 的生产比率, 从而增强该比值能量依赖性的限制。此外, 研究还将探索在 $B^* \bar{B}^*$ 或 $B\bar{B}^*$ 阈值附近的潜在分子态, 搜索不完全弹性通道, 如 $\pi^+ \pi^- Y(1S, 2S)$ 和 $\eta h_b(1P)$ 等衰变模式, 并研究同位旋对称性的破缺等其他物理目标。

在本研究中, 我们采用了 MC 模拟和费舍尔信息两种方法研究精确测量 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变分支比的各种数据采集策略。假设预期相位角 ϕ 接近 270° , 并利用表 2-2 中规定的截面参数确定最优采集策略。针对第 2.1 节中概述的问题, 我们提供以下答案:

- 精确测量 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 衰变分支比所需数据采集的最优能量点位于 3.769 GeV 和 3.781 GeV, 与此同时, 测量 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变的最优能量点位于 10.574 GeV 和 10.585 GeV;
- 两个最优能量点足以实现分支比测量的较小不确定性;
- 为实现基于保守估计最大分支比 $\mathcal{B}$ 预期 10% 的精度, 对于 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变, 分别需要至少 500 pb^{-1} 和 200 fb^{-1} 的积分亮度, 并建议在最优能量点取数时, 低能点和高能点的亮度分配为 $L_{\text{low}} : L_{\text{high}} = 0 : 1$ 和 $1 : 1$ 。

我们强调, 上述结论是针对一个期望相位角接近 270° 下模拟的。如果相位角在这一范围外有显著偏离, 结果可能会有所不同。然而, 本研究讨论的 MC 模拟和费舍尔信息方法可以在所有场景中以类似方式应用。这种方法可以用于确定在不同情况下的最佳取数能量点, 积分亮度以及积分亮度分配比例。

第三章 KEKB 加速器和 Belle 探测器

3.1 KEKB 加速器

KEKB 加速器是位于日本茨城县由日本高能加速器研究机构（KEK）于 1999 年建成并投入使用的非对称正负电子对撞机^[62, 63]。其整体结构如图 3-1 所示。在工作运行期间，首先通过磁极从钨靶上产生的正负电子对中分离出正负电子束，而后经过直线加速器阶段，粒子被加速至接近光速，电子束流能量可达到 8.0 GeV，正电子束流能量可达到 3.5 GeV，分别注入到低能储存环（Low Energy Ring, LER）和高能储存环（High Energy Ring, HER）。其周长分别为 3.2 公里和 3.0 公里。在储存环内正负电子束相向而行，在两环交叉区域发生对撞。KEKB 选择了有限角束流交叉方案，电子和正电子碰撞的交叉角为 0.022 弧度，见图 3-2 所示。该加速器利用先进的超导技术提高粒子束的亮度，最高瞬时亮度可达到 $2.1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。与此同时，为了确保加速器在高速运行中的稳定性，KEKB 还配备了高效的冷却系统，控制关键组件的温度，确保其在最佳状态下运行，减少因温度变化引起的粒子束漂移。

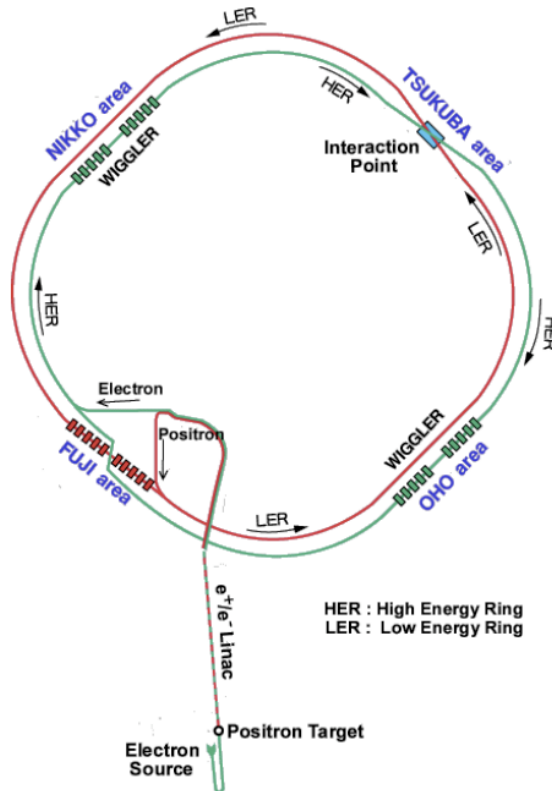


图 3-1 KEKB 加速器整体结构图^[62]。

在数据分析方面，KEKB 加速器的对撞质心能量主要运行在 $\Upsilon(4S)$ 共振态峰值处，即

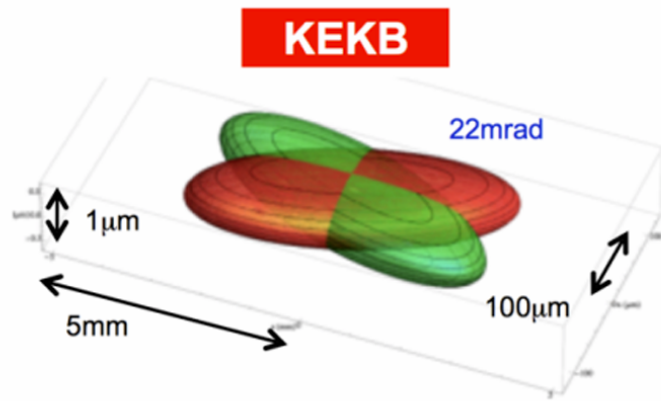


图 3-2 KEKB 的有限角束流交叉方案^[63]。

表 3-1 Belle 实验在各能量点取得的数据类型及其大小。

共振态	共振态积分亮度 [fb ⁻¹]	连续区积分亮度 [fb ⁻¹]	共振态上采集的信号
$Y(1S)$	5.7	1.8	102×10^6
$Y(2S)$	24.9	1.7	158×10^6
$Y(3S)$	2.9	0.25	11×10^6
$Y(4S)$	711	89.4	$772 \times 10^6 B\bar{B}$
$Y(5S)$	121.4	1.7	$7.1 \times 10^6 B_S\bar{B}_S$

$\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ 。在这一能量范围内，碰撞后主要衰变为 $B\bar{B}$ 介子对，因此 KEKB 被广泛称为“B 工厂”。此外，该加速器还在 $\sqrt{s} = 9.46 \text{ GeV}$ 的 $Y(1S)$ 、 $\sqrt{s} = 10.023 \text{ GeV}$ 的 $Y(2S)$ 和 $\sqrt{s} = 10.867 \text{ GeV}$ 的 $Y(5S)$ 共振峰上采集大量的数据。为便于更好理解共振峰处连续产生过程的本底水平，KEKB 加速器也在低于共振态峰几十个 MeV 的非共振态区域 (continuum) 采集了一定的数据样本，具体数据类型及其大小列在表 3-1。值得注意的是，正负电子的湮灭过程还可通过虚光子衰变形成 $\tau^+\tau^-$ 以及 $c\bar{c}$ 等过程的事例，这使得 KEKB 物理研究方向非常广泛，主要包括物质与反物质不对称性 (CP 破坏)、 B 介子混合及其衰变、新物理等。

3.2 Belle 探测器

Belle 探测器是围绕对撞点、专门用于探测正负电子对撞产生的各种末态粒子的通用大立体角磁谱仪^[64]。其属于探测范围为 4π 立体角的通用性探测器。探测器中的低温超导磁铁提供了强度为 1.5 T 的磁场，该磁场的方向与束流管平行，这一设计旨在使带电粒子在运动过程中发生偏转，从而帮助分析其轨迹和性质。

Belle 探测器的整体构造如图 3-3 所示，由内而外依次是硅顶点探测器 (Silicon Vertex Detector, SVD) 对衰变顶点进行空间分辨率的精确测量；中心漂移室 (Central Drift Chamber, CDC) 提供的 $\frac{dE}{dx}$ 信息用于精确测量带电粒子的动能损失，进而进行粒子鉴别；电磁量能器 (Electromagnetic Calorimeter, ECL) 负责鉴别光子和电子，并记录相应的能量和动量信息；气凝胶切伦可夫计数器 (Aerogel Cherenkov Counter, ACC) 和飞行时间计数器 (Time-of-Flight

Counter, TOF) 结合使用, 用于进一步提升粒子的鉴别精度; K_L 和 μ 探测器 (KLM) 用来鉴别长寿命粒子 K_L 和 μ 。探测器的覆盖范围为极角从 $17^\circ \sim 150^\circ$ 。未被覆盖的小角度区域配备了放置在低温恒温器表面的一对锗酸铋 (BGO) 晶体阵列, 探测未被主探测器覆盖的电磁簇射。

当探测到的事件满足特定触发条件之后, 其相应的能量、动量、径迹等相关信息会被实时存储到数据获取系统 (Data Acquisition, DAQ) 中, 方便后续的数据分析工作。此外, 数据获取系统在处理高碰撞频率下也具有高效的数据选择与存储能力。这样的整体设计使得 Belle 探测器能够快速响应并准确记录各种粒子碰撞产生的事例。在这一章节中, 我们将详细介绍各个子探测器的基本结构、探测原理和主要功能。

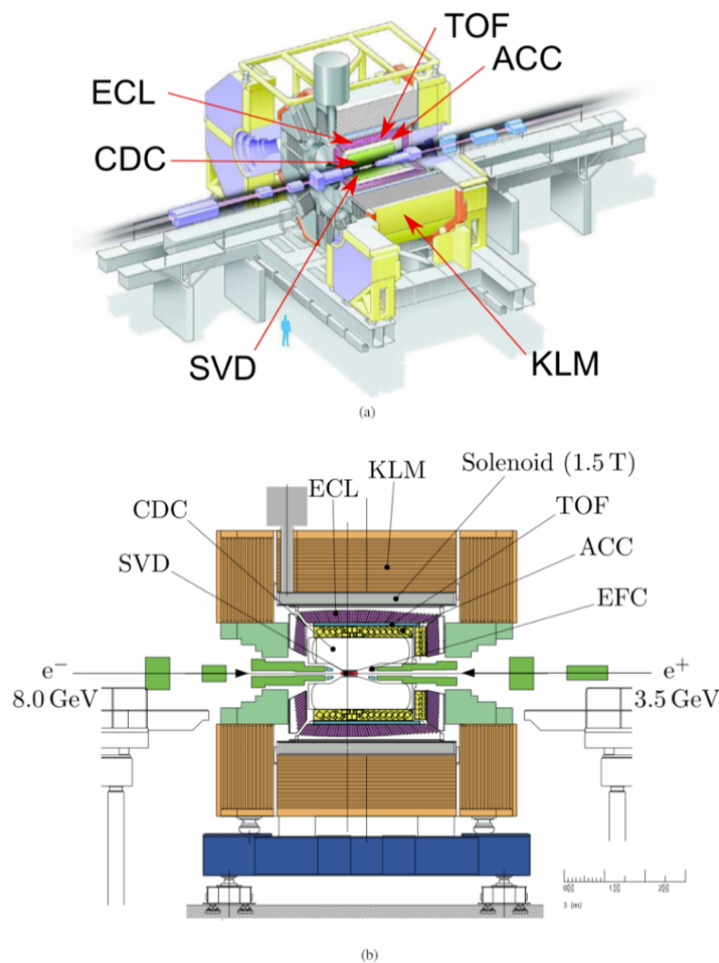


图 3-3 (a) Belle 探测器的立体图, (b) Belle 探测器的剖面图^[64]。

3.2.1 硅顶点探测器 (SVD)

硅顶点探测器 (SVD) 是位于束流管外最内层的探测器, 其功能是精准探测粒子的衰变顶点, 主要是探测研究时间依赖的 CP 破坏时 B 介子的衰变顶点。除此之外, SVD 也可探测 D 介子、 τ 轻子的衰变顶点。

SVD 除良好的空间分辨率外, 还要求放置在接收器内的材料足够低, 以减少粒子的多次散射。在 Belle 实验的运行期间, SVD 经历了两次重要的版本升级。第一版 SVD (SVD1)

运行到 2003 年，由于 SVD 非常靠近相互作用区域，需每年承受 2 kGy 的高辐射剂量的束流本底，这会导致电子学系统的高水平噪声，漏电流增大等。后续，新的硅顶点探测器 SVD2 成功安装并取代了原来的 SVD1。SVD1 和 SVD2 的结构对比如图 3-4 所示，结构参数对比参见表 3-2。

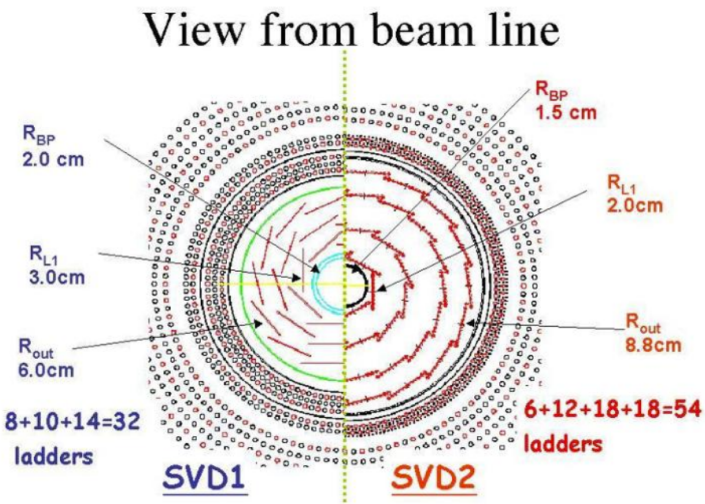


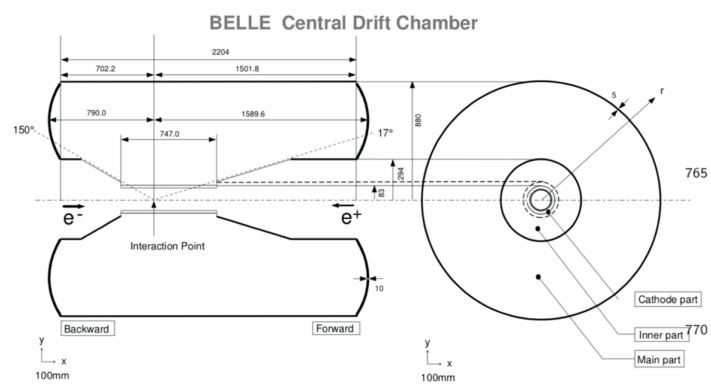
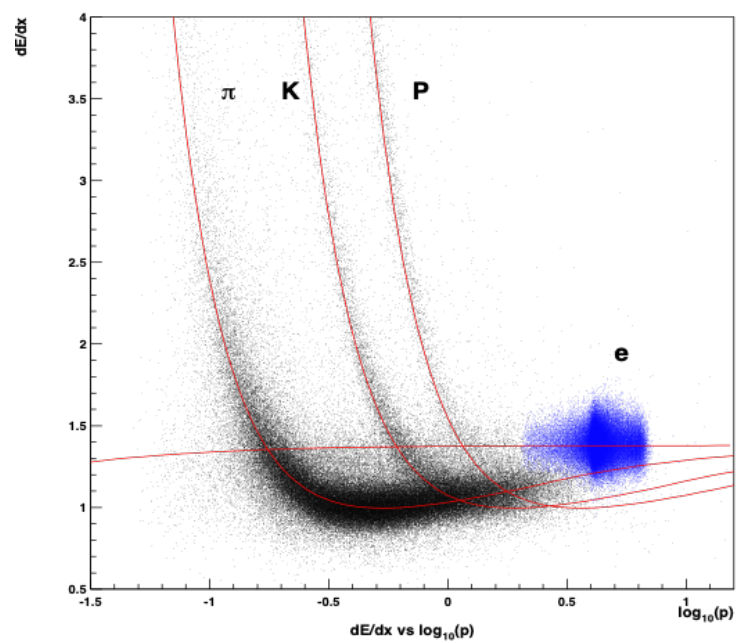
图 3-4 SVD1 和 SVD2 的结构对比图^[65]。

表 3-2 硅顶点探测器 SVD1 与 SVD2 对比表。

	SVD1	SVD2
束流管半径	20	15
DSSDs 层数	3	4
各层的 DSSD 模块个数	8/10/14/-	6/12/18/18
每层依次半径	2/3/4/-	2/3/5/6
覆盖立体角范围	23° ~ 139°	17° ~ 150°
立体角接受度	86%	92%

3.2.2 中心漂移室 (CDC)

中心漂移室 (Central Drift Chamber, CDC) 是对带电径迹进行跟踪的最重要的探测器^[66]。其结构如图 3-5 所示。CDC 的极角覆盖范围为 17° ~ 150°，这一设计确保其可捕捉到大约 92% 的立体角的事例。CDC 采用了多个漂移电离室的结构，由 50 个圆柱形的信号丝层和 3 个阴极丝层组成，共计 8400 个漂移单元。在粒子经过 CDC 时，其带电特性会导致粒子与工作气体 (50% 氦，50% 甲烷) 发生相互作用，从而将它们电离。粒子的运动路径会与其运动速度及动量相关，借助于电子的漂移，CDC 能够生成一条清晰的粒子径迹。通过精确测量这些径迹的曲率以及利用洛伦兹力的相关原理，对带电粒子动量进行准确计算。在电离过程中，粒子所损失的能量以 $\frac{dE}{dx}$ 的形式表示，图 3-6 展示了 $\frac{dE}{dx}$ 相对粒子动量的分布情况，其中实线代表不同粒子的能量损失期望值。这一参数与粒子的速度 β 直接相关，从而可以鉴别相同速度但质量不同的粒子。

图 3-5 CDC 结构示意图^[66]。图 3-6 CDC 中 $\frac{dE}{dx}$ 随动量变化的曲线^[66]。

3.2.3 切伦科夫计数器 (ACC)

切伦科夫计数器 (Aerogel Cherenkov Counter, ACC) 是粒子鉴别系统中的重要探测器^[67]。其阵列结构如图 3-7 所示。ACC 主要是鉴别高动量区间的 K 和 π 介子。端盖切伦科夫计数器 (EACC) 和桶部切伦科夫计数器 (BACC) 分别由 228 个和 960 个计数器模块组成, 极角覆盖范围为 $17^\circ \sim 34^\circ$ 和 $34^\circ \sim 127^\circ$ 。为了有效区分 K 和 π 粒子, ACC 在不同极角采用了五种折射率在 1.010 至 1.028 之间的气凝胶。当带电粒子的速度 β 大于介质中光速的 c/n (其中 c 为真空光速, n 为介质的折射率) 时, 粒子会发生切伦科夫辐射。选取适当折射率的介质可以对 $0.7 \text{ GeV}/c \sim 3.6 \text{ GeV}/c$ 动量区间的 K/π 粒子进行鉴别。

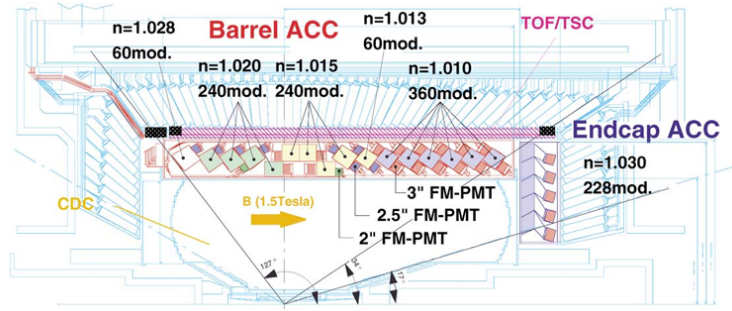


图 3-7 ACC 阵列结构示意图^[67]。

3.2.4 飞行时间计数器 (TOF)

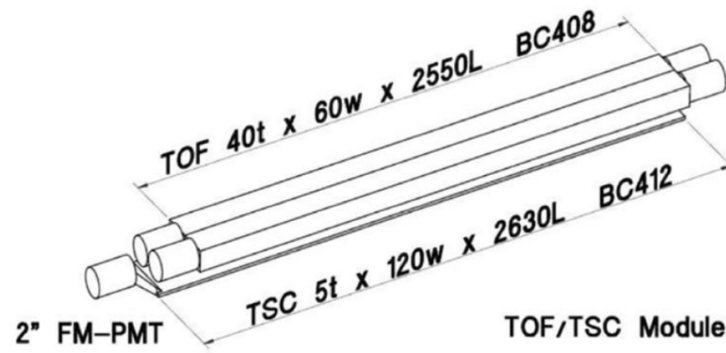
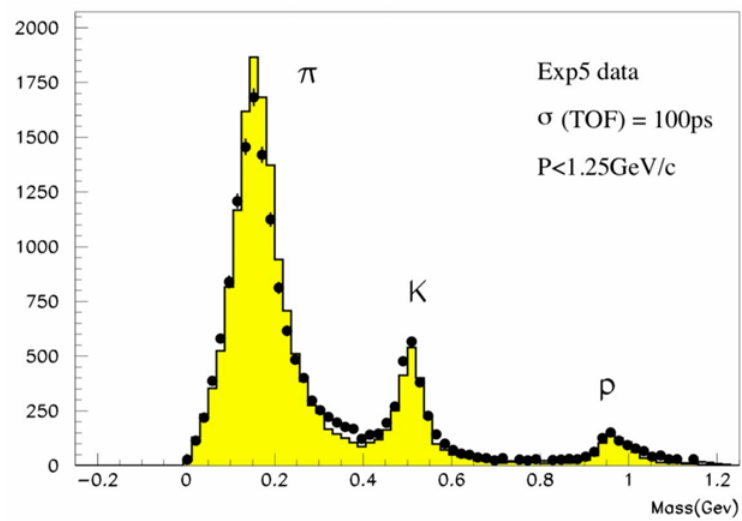
飞行时间计数器 (Time-of-Flight Counter, TOF) 是通过精确测量粒子的飞行时间从而实现粒子鉴别的重要探测器。其模块结构如图 3-8 所示。粒子的飞行时间 T 与动量 p 的关系可以由以下公式描述：

$$T = \frac{L}{c} \cdot \sqrt{\frac{m^2}{p^2} + 1} \quad (3.1)$$

其中, L 表示粒子在 CDC 中测得的径迹长度。该公式表明, 在同样的飞行距离 L 下, 质量较大的粒子所需要的飞行时间会长于质量较小的粒子, 这一特性使得 TOF 能够有效区分不同类型的粒子。TOF 在粒子动量低于 $1.2 \text{ GeV}/c$ 的情况中表现得尤其有效, 弥补了 ACC 和 CDC 在粒子鉴别中的一些局限性。图 3-9 展示了强子事例中动量低于 $1.2 \text{ GeV}/c$ 的粒子质量分布, 从图中可以明显看出, 不同信号之间的区分度相当良好, K 介子、 π 介子和质子信号的分布均呈现出明显的分离。

3.2.5 电磁量能器 (ECL)

电磁量能器 (Electromagnetic Calorimeter, ECL) 是主要用来高分辨、高效率测量光子或电子产生电磁簇射沉积能量的探测器。其总体结构如图 3-10 所示。ECL 由两个端盖和一个桶部组成, 采用高分段的 CsI (Tl) 晶体阵列, 这种晶体具有相对较高的光输出、相对较短的辐射长度、良好的机械性能和相对适中的价格被选为闪烁晶体的材料。ECL 的极角覆盖范围为 $17^\circ \sim 150^\circ$, 这一广泛的覆盖范围使得 ECL 能够捕捉到来自不同方向的粒子信号, 从而增强了对粒子状态的整体监测能力。通过对 CDC 中测量的径迹动量和 ECL 中记录的能量沉积进行联合分析, 能够明确区分电子及其它粒子。在 ECL 中, 如果某一簇射孤立于其

图 3-8 Belle 实验 TOF 模块结构图^[67]。图 3-9 在 TOF 计数器中测量得到的动量低于 1.2 GeV/c 粒子的质量分布曲线。直方图来自 MC 模拟，模拟中假设 TOF 的时间分辨率是 100 ps^[67]。

他带电径迹的簇射 (shower)，则该簇射将被判断为中性粒子的簇射。这一过程为粒子鉴别提供了重要依据。此外，经过束流测试得到的 ECL 能量分辨率可由以下公式表示：

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.066\%}{E}\right)^2 + \left(\frac{0.81\%}{\sqrt[4]{E}}\right)^2 + (1.34\%)^2}, \quad (3.2)$$

位置分辨率的公式也被定义为：

$$\sigma_X = \sqrt{\left(\frac{3.4}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{1.8}{\sqrt[4]{E}}\right)^2 + (0.27)^2}, \quad (3.3)$$

ECL 对电子鉴别效率超过 90%，对动量 $p > 1 \text{ GeV}/c$ 的强子误判率大概在 0.3% 左右。

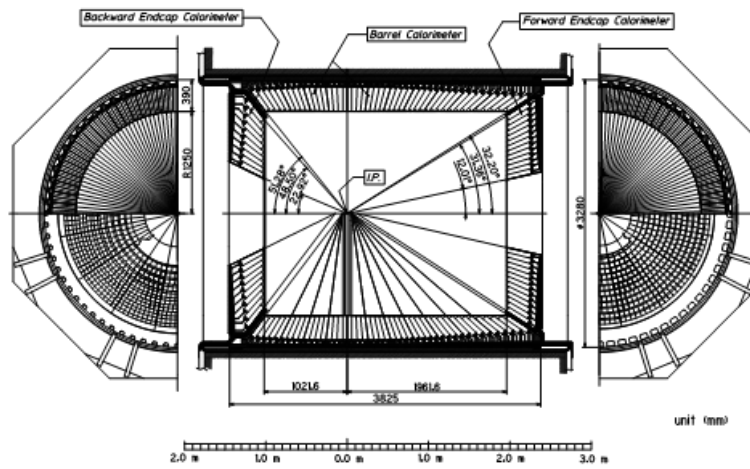


图 3-10 ECL 结构示意图 [64]。

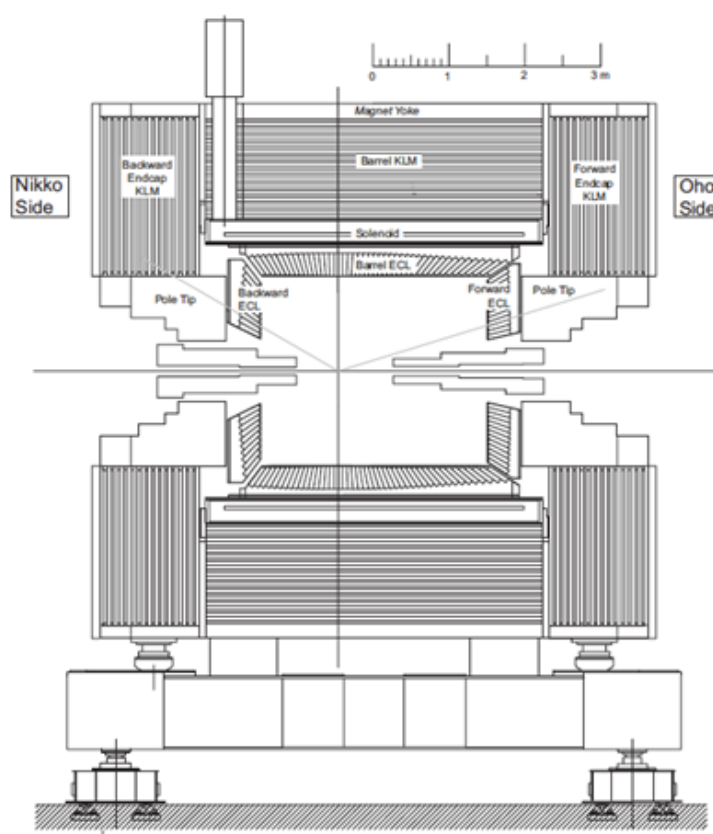
3.2.6 K_L 和 μ 探测器 (KLM)

K_L 介子和 μ 轻子探测器 (KLM) 旨在有效鉴别动量大于 $600 \text{ MeV}/c$ 的 μ 轻子和 K_L 介子 [68]。其整体结构如图 3-11 所示。具体而言，KLM 包含一个桶部和前后两个端盖，桶部呈八角形，对应的极角覆盖范围为 $45^\circ \sim 125^\circ$ ，端盖的极角覆盖范围为 $20^\circ \sim 155^\circ$ 。KLM 是由多层交替放置的玻璃电极电阻板室 (glass-electrode resistive plate chambers, RPC) 和钨铁层构成的。桶部由 14 层钨铁层和 15 层探测层构成，端盖则由 14 层钨铁层和 14 层探测层组成。 K_L 粒子会在 KLM 探测器中发生强子簇射，由此得到其位置信息。 μ 子穿透性较强，但会在多层 RPC 板上留下击中信息，配合 CDC 中径迹信息可实现探测。

3.2.7 触发与模拟系统

Belle 触发系统 [69] 的设计目标是以最大效率保留感兴趣的物理事件，其事件率约为 100 Hz。触发系统的设计可细分为在线和离线两部分，并分为三级：在线硬件触发 (Level 1, L_1)、在线软件触发 (Level 3, L_3) 和离线触发 (Level 4, L_4)。

L_1 触发系统由 CDC、ECL、TOF、KLM 各个子探测器的触发系统和全局决策逻辑系统 (Global Decision Logic, GDL) 构成。图 3-12 是 L_1 触发系统的示意图。其触发的流程是快速

图 3-11 KLM 结构示意图^[68]。

筛选出各个子探测器感兴趣的候选事例，而后各个子探测器提供的触发信号经过混合处理后，将在 GDL 中进行决策，并标记候选事例，确保数据采集过程的有效性。在 GDL 中，整个过程从事例产生到做出决策大约需要 2.2 微秒。这一高效的处理时间使得 Belle 触发系统能够迅速响应高频事件，实现对潜在物理事例的实时捕捉。对于强子事例整体 L_1 效率大于 99%。

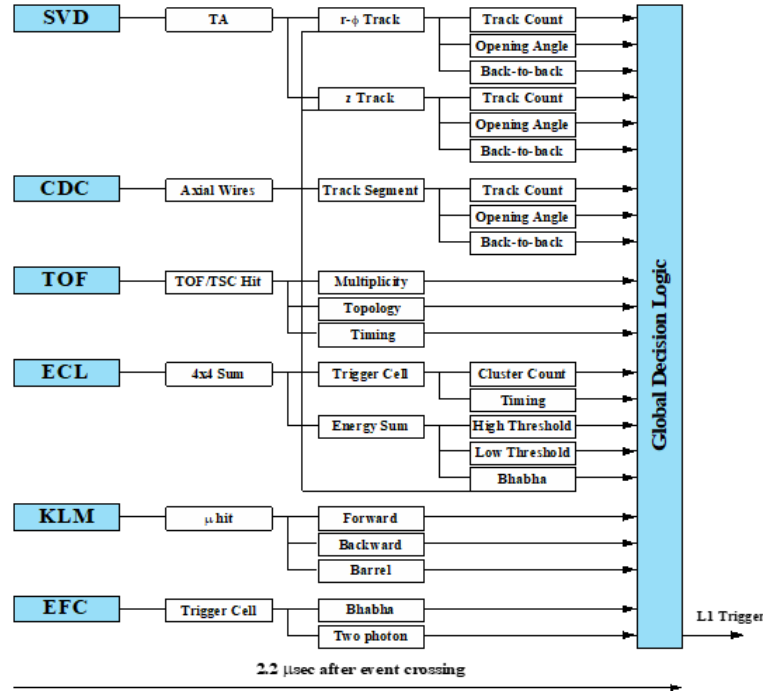


图 3-12 L1 触发示意图^[67]。

L_3 触发系统是在线软件触发的关键部分，其运作通过执行快速径迹拟合，寻找来自对撞顶点的粒子轨迹，主要排除 μ 轻子成分。 L_3 触发在保持实时性的同时，也为其结果的准确性提供了保障。

L_4 触发系统则属于离线处理阶段，主要负责运行事例重建程序，该触发将处理原始数据作为物理分析的第一步并应用较为宽松的选择条件。

3.3 离线数据

Belle 实验的 e^+e^- 对撞亮度非常高，运行后期基本保持在 $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，每日的平均数据取数量约为 1 fb^{-1} ，累计收集了约 1000 fb^{-1} 的数据样本。在 Belle 实验的运行过程中，每一阶段的取数都被赋予一个实验号（exp.），这些实验号不仅用于标记取数的时间段，还可对应不同的探测器运行状态或特定的物理研究目标。比如，实验号 65 便对应 $Y(1S)$ 共振态的数据采集。面对如此庞大的数据量，Belle 合作组为提高物理分析的效率，将数据样本按照不同的研究目标分割成多个子样本，这一过程被称为“skim”。本文所研究的物理分析主要基于两个不同的 skim 子样本：HadronB(J) 和 tau_skim。

3.4 B2BII 转换器

为适应 Belle II 探测器的升级, Belle 合作组在已开发的 BASF(Belle Analysis Framework)的分析软件基础上进行升级, 开发了更为方便的 BASF2(Belle II Analysis Software Framework)^[70] 分析框架。BASF2 的底层分析代码用 C++ 编写, 并提供了 Python 接口。数据分析人员可以根据自身需求在 BASF2 分析框架下以模块为基础单元进行功能设置, 完成数据的读入、交互、处理、读出等工作。为使 Belle 数据可以在 BASF2 分析框架下分析, 开发了 B2BII 软件包^[70]。图 3-13 展示了 B2BII 转换器的工作流程。其主要功能是将 Belle 探测器采集的 mDST 文件转换为 BASF2 能够处理的 mDST 文件。

本论文中的物理分析都是基于 Belle 采集的数据和 Belle II 实验的分析软件框架进行的, 其中使用了 B2BII 转换器将 Belle 实验上的信号 MC 模拟文件和数据文件转化至 BASF2 下进行分析。

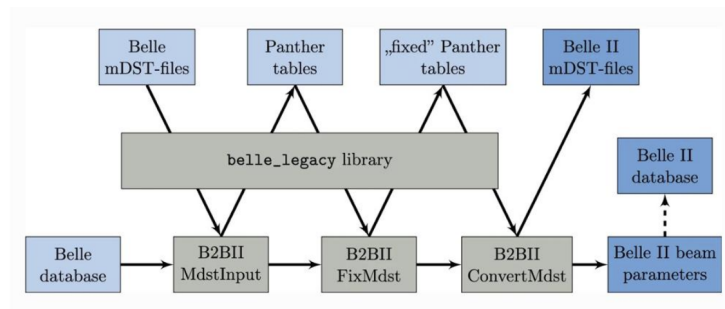


图 3-13 B2BII 转换器工作流程。

第四章 在 $Y(1S, 2S)$ 衰变以及 e^+e^- 湮灭的 $D\bar{D}^*$ 末态中寻找 $Z_c(3900)$

4.1 选题动机

2013 年, 在研究 $e^+e^- \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ 的衰变过程中, BESIII^[39] 和 Belle^[42] 实验在 $J/\psi \pi^+ \pi^-$ 衰变末态的不变质量谱中发现了一种明显的带电结构, 称为 $Z_c(3900)^\pm$, 如图 4-1 所示。该粒子随后在 CLEOc 实验数据中得到了确定^[43]。其电中性伙伴 $Z_c(3900)^0$ 也在 CLEO-c 实验^[43] 以及 BESIII 实验中^[43] 的 $J/\psi \pi^0$ 的末态中发现。 $Z_c(3900)$ 是超越简单夸克模型的一个良好候选者, 因为它包含一个 $c\bar{c}$ 夸克对, 并且带有电荷。值得注意的是, $Z_c(3900)$ 的质量非常接近 $D^* \bar{D}$ 阈值 ($3875 \text{ MeV}/c^2$), 因此 BESIII 分析了 $e^+e^- \rightarrow \pi^\pm (D\bar{D}^*)^\mp$ 的衰变过程, 并在 $(D\bar{D}^*)^\mp$ 质量谱中观察到一个明显的结构, 称为 $Z_c(3885)$, 如图 4-2 所示。测量得到的质量和宽度分别为 $(3883.9 \pm 1.5 \pm 4.2) \text{ MeV}/c^2$ 和 $(24.8 \pm 3.3 \pm 11.0) \text{ MeV}$, 第二项为统计误差, 第三项为系统误差。并且倾向于量子数 $J^P = 1^+$ ^[71]。假设 $Z_c(3885) \rightarrow D\bar{D}^*$ 和 $Z_c(3900) \rightarrow J/\psi \pi$ 的信号来自同一来源, 我们从现在开始使用 $Z_c(3900)$ 代表 $Z_c(3885)$ 。部分宽度比 $\frac{\Gamma(Z_c(3885) \rightarrow D^0 \bar{D}^*)}{\Gamma(Z_c(3885) \rightarrow J/\psi \pi)}$ 确定为 $6.2 \pm 1.1 \pm 2.7$ ^[72]。

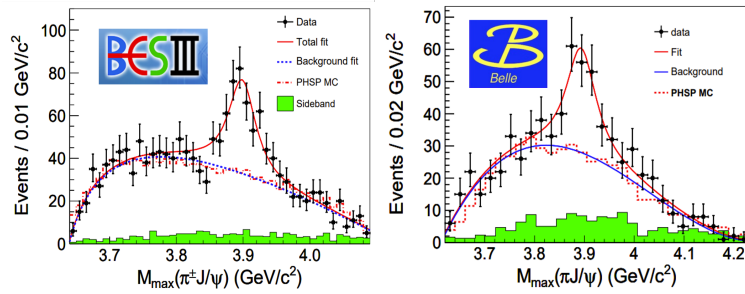


图 4-1 BESIII 实验 (左)^[39] 和 Belle 实验 (右)^[42] 测量的 $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$ 过程的 $\pi^+ J/\psi$ 不变质量谱。

$Z_c(3900)$ 的发现激发了许多关于其性质的理论研究。可能的解释包括四夸克态^[73]、夸克-介子态^[74]、 $D^* \bar{D}$ 分子态^[75] 和阈值效应^[76-78] 等。格点 QCD 研究为 $X(3872)$ 的存在提供了理论支持^[79], 但对 $Z_c(3900)$ 并未提供支持。 $Z_c(3900)$ 的衰变特性可以提供有关其内部结构的有用信息。与此同时, $Z_c(3900)$ 在底夸克偶素衰变中的存在尚不清楚。2018 年, Belle 实验使用了 102×10^6 个 $Y(1S)$ 事例, 报告了对 $Z_c(3900) \rightarrow \pi^\pm J/\psi$ 衰变过程的研究, 但未观察到 $Z_c(3900)$ 信号^[80]。根据部分宽度比, 有必要在 $D\bar{D}^*$ 最终末态中寻找 $Z_c(3900)$ 。

在这篇文章中, 我们尝试在 $Y(1S)$ 和 $Y(2S)$ 衰变以及 e^+e^- 湮灭过程中产生的 $D\bar{D}^*$ 末态中寻找 $Z_c(3900)$ 。这将有助于我们理解 $Z_c(3900)$ 的产生机制并测量相关的物理参数。在整个分析过程中, 隐含地包括了电荷共轭过程。

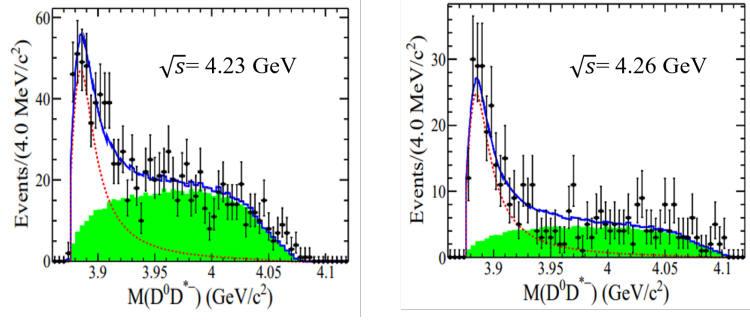


图 4-2 BESIII 实验测量的 $e^+e^- \rightarrow \pi^\pm(D\bar{D}^*)^\mp$ 过程的 $(D\bar{D}^*)^\mp$ 不变质量谱。左图为质心能量 $\sqrt{s} = 4.23$ GeV，右图为 $\sqrt{s} = 4.26$ GeV^[71]。

4.2 分析策略

在研究中，需要综合考虑三个方面的因素：实验数据的统计量、信号事例筛选条件的优化以及提高信号重建的分辨率。下面，我们将从这三个方面详细阐述本课题的分析策略。

$Y(1S, 2S)(e^+e^-) \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^- + c.c.$ 的整个衰变（湮灭）过程如图 4-3 所示。Belle 实验拥有世界上最大的 $Y(1S)$ 和 $Y(2S)$ 数据样本，对研究 $Y(1S)$ 和 $Y(2S)$ 的衰变有很大优势。在重建 $D^0 D^{*-}$ 末态中，如果同时重建 D^0 和 D^* ，需同时考虑 D^0 和 D^{*-} 的重建道效率，即使 $Y(1S)$ 和 $Y(2S)$ 的统计量很大，也容易出现重建效率偏低的问题。因此，我们采取半重建的方式，仅重建来自 $Y(1S, 2S)/e^+e^-$ 对撞产生的 π^+ ， D^0 以及 D^{*-} 衰变产生的一个 π_{slow}^- 介子。利用对撞中心的四动量约束，在 $\pi^+ D^0$ 的反冲谱获得 D^{*-} 的信号。实验测量中获得的 D^{*-} 信号质量分布所依据的关系为：

$$M(D^{*-}) = M_{\text{rec}}(\pi^+ D^0) = \sqrt{(E_{\text{c.m.}} - E_{\pi^+} - E_{D^0})^2 - (\vec{P}_{\text{c.m.}} - \vec{P}_{\pi^+} - \vec{P}_{D^0})^2} \quad (4.1)$$

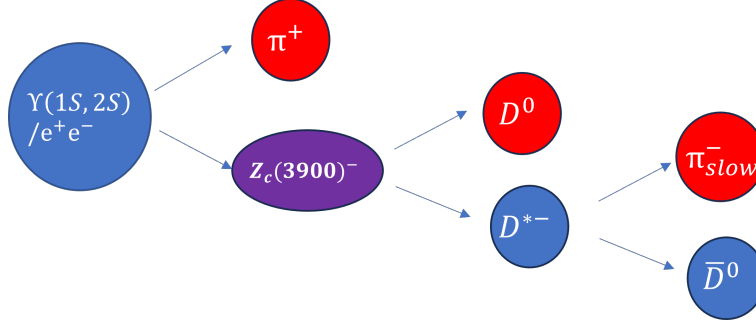
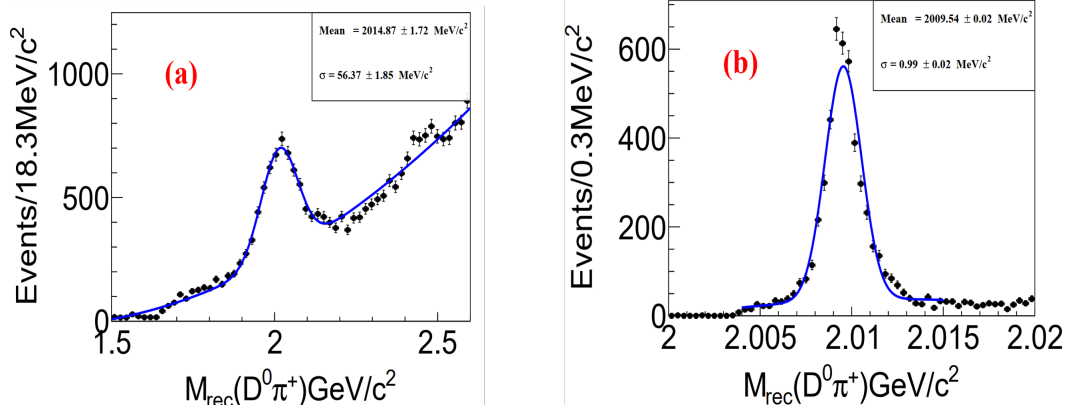
其中， $E_{\text{c.m.}}$ ， E_{π^+} ， E_{D^0} 与 $\vec{P}_{\text{c.m.}}$ ， $\vec{P}_{\pi^+}$ ， $\vec{P}_{D^0}$ 分别为对撞质心， π^+ ， D^0 的能量和动量。通过对信号 MC 的反冲谱进行研究，我们发现 $M_{\text{rec}}(\pi^+ D^0)$ 的质量分辨非常差，为 $56 \text{ MeV}/c^2$ 。为了优化其质量分辨同时降低本底，我们又重建一个预期从 D^{*-} 衰变产生的 π_{slow}^- 介子，是否重建 π_{slow}^- 得到的 $M_{\text{rec}}(\pi^+ D^0)$ 不变质量的对比分布如图 4-4 所示。此时，由 D^{*-} 衰变的 $\bar{D}^0$ 信号可以通过以下关系获得：

$$M(\bar{D}^0) = M_{\text{rec}}(\pi^+ D^0 \pi_{\text{slow}}^-) = \sqrt{(E_{\text{c.m.}} - E_{\pi^+} - E_{D^0} - E_{\pi_{\text{slow}}^-})^2 - (\vec{P}_{\text{c.m.}} - \vec{P}_{\pi^+} - \vec{P}_{D^0} - \vec{P}_{\pi_{\text{slow}}^-})^2} \quad (4.2)$$

其中， $E_{\pi_{\text{slow}}^-}$ 和 $\vec{P}_{\pi_{\text{slow}}^-}$ 分别是 π_{slow}^- 介子的能量和动量。对比公式 (4.1) 和 (4.2)，我们采取质量差的方式提高 D^{*-} 的质量分布，抵消 $\bar{D}^0$ 的四动量分辨，进而提高 D^{*-} 信号的质量分辨。其质量计算方法可以改进为：

$$M(D^{*-}) = M_{\text{rec}}(\pi^+ D^0) - M_{\text{rec}}(\pi^+ D^0 \pi_{\text{slow}}^-) + M(\bar{D}^0) \quad (4.3)$$

其中 $M(\bar{D}^0)$ 是 $\bar{D}^0$ 的质量^[20]。基于信号 MC 的研究，我们发现 D^{*-} 信号的质量分辨可以提高到约 $1 \text{ MeV}/c^2$ ，大大降低了重建末态中混入本底的可能性。此外，通过 MC TRUTH 信息对 MC 样本进行检查，我们发现此方法没有在信号区造成误组合本底或者假信号峰本底。另外， π_{slow}^- 介子的重建效率在 85% 以上，综上所述，半重建方法对于本课题是可行的。

图 4-3 $Y(1S, 2S)(e^+e^-) \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^- + c.c.$ 衰变 (湮灭) 示意图。图 4-4 $M_{\text{rec}}(\pi^+ D^0)$ 的不变质量分布。(a) 未选择 D^{*-} 衰变产生的 π_{slow}^- 介子, (b) 选择 D^{*-} 衰变产生的 π_{slow}^- 介子。

4.3 实验数据与 MC 样本

本章节介绍我们研究中所使用的数据样本和 MC 样本。

4.3.1 数据样本

本文的研究工作所使用的数据样本主要是 Belle 实验运行期间在 $\sqrt{s} = 9.46$ GeV 的 $Y(1S)$ 和 $\sqrt{s} = 10.02$ GeV 的 $Y(2S)$ 的能量点上采集的全部数据，其能量低于 $B\bar{B}$ 产生阈值，数据样本的积分亮度要比 $Y(4S)$ 低很多， $Y(1S)$ 的积分亮度是 $\mathcal{L}_{Y(1S)} = 5.8 \text{ fb}^{-1}$ ，共计 102×10^6 个事例^[81]； $Y(2S)$ 的积分亮度是 $\mathcal{L}_{Y(2S)} = 24.7 \text{ fb}^{-1}$ ，共计 158×10^6 个 $Y(2S)$ 个事例^[82]。与此同时，为研究连续区产生的本底，我们也使用了 $\sqrt{s} = 10.52$ GeV 处积分亮度为 $\mathcal{L}_{\text{cont}} = 89 \text{ fb}^{-1}$ 的数据样本。Belle 实验的数据样本按照不同的物理需求分成很多“skim 样本”，我们选取其中的 HadronB(J) 和 tau_skim 两种样本。两个样本中的事例只被计算一次。

4.3.2 信号 MC 模拟样本

为更好了解真实数据中寻找 $Z_c(3900)$ 过程中的本底以及对 $Z_c(3900)$ 粒子进行准确计算，我们使用 EvtGen^[83] 产生子模拟 $Y(1S, 2S)$ 衰变和 e^+e^- 湮灭过程，使用 Gsim^[84] 模拟 Belle 探测器的响应。为了获得 D^0 的信号，我们选择了 D^0 的两个重建道： $K^+\pi^-$ 和 $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ 。并按照 D^0 两个衰变道分支比的世界平均值的比例产生 MC 模拟样本，所产生的信号事例数如表 4-1 所示。

表 4-1 MC 模拟中 $K^+\pi^-$ 和 $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ 衰变道产生的信号事例数 (N_{evt})。

衰变模式	事例数 $N_{\text{evt}}(\times 10^3)$
$K^+\pi^-$	165
$K^+\pi^+\pi^-\pi^-$	335
Sum	500

4.3.3 Generic MC 模拟样本

Generic MC 样本是目前所有已知测量物理过程的 MC 模拟样本，主要是用来研究本底过程。我们使用 Belle 实验官方产生的 e^+e^- 对撞的 Generic MC 样本，主要是模拟 $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow u\bar{u}/d\bar{d}/s\bar{s}/c\bar{c}$ 过程。除此之外，我们还产生数据样本三倍事例数的 $Y(1S, 2S)$ 的 Generic MC 样本，其衰变过程如图 4-5 所示。

4.4 事例选择和信号重建

4.4.1 基础选择条件

以下基础选择标准适用于选择 $Y(1S, 2S)/e^+e^- \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^- + c.c.$ 过程：

- 对于测量良好的带电轨迹，要求相互作用点与束流中心之间的距离在束流平面上的距离 $|dr| < 0.5 \text{ cm}$ 和 z 轴的距离 $|dz| < 2.0 \text{ cm}$ ，并且在实验室系下横向动量要求大于 $0.1 \text{ GeV}/c$ 。

```

Decay Upsilon(2S)
0.0192  e+   e-           PHOTOS VLL;
0.0192  mu+  mu-          PHOTOS VLL;
0.0200  tau+ tau-         PHOTOS VLL;
0.1880  Upsilon pi+ pi-   PHOTOS PHSP;
0.0900  Upsilon pi0 pi0   PHSP;
0.0380  gamma chi_b0     HELAMP 1.0 0.0 1.0 0.0;
0.0690  gamma chi_b1     HELAMP 1.0 0.0 1.0 0.0 -1.0 0.0 -1.0 0.;
0.0715  gamma chi_b2     HELAMP 2.4494897 0. 1.7320508 0. 1. 0. 1. 0. 1.7320508 0. 2.4494897 0.;
0.0050  d      anti-d     PHOTOS PYTHIA      32;
0.0200  u      anti-u     PHOTOS PYTHIA      32;
0.0050  s      anti-s     PHOTOS PYTHIA      32;
0.0200  c      anti-c     PHOTOS PYTHIA      32;
0.4191  g      g      g      PHOTOS PYTHIA      4;
0.0160  gamma      g      g      PHOTOS PYTHIA      4;
Enddecay

Decay Upsilon
0.0238  e+   e-           PHOTOS VLL;
0.0248  mu+  mu-          PHOTOS VLL;
0.0260  tau+ tau-         PHOTOS VLL;
0.00877 d      anti-d     PHOTOS PYTHIA      32;
0.03509 u      anti-u     PHOTOS PYTHIA      32;
0.00877 s      anti-s     PHOTOS PYTHIA      32;
0.03509 c      anti-c     PHOTOS PYTHIA      32;
0.81566 g      g      g      PHOTOS PYTHIA      4;
0.02202 gamma      g      g      PHOTOS PYTHIA      4;
Enddecay

```

图 4-5 $Y(1S)$ 和 $Y(2S)$ 的衰变过程。

- 对于 K 和 π 的鉴别，我们通过标准的 Belle 粒子鉴别的代码定义了 $\mathcal{R}(K) = \frac{L(K)}{L(K)+L(\pi)}$ 这个变量来鉴别带电粒子。当 $\mathcal{R}(K) > 0.6$ ，被识别为 K 介子，反之，被识别为 π 介子 [85]。
- 对于 D^0 候选者，进行质量约束，以改善反冲 $M_{\text{rec}}(\pi^+ D^0)$ 和 $M_{\text{rec}}(\pi^+ D^0 \pi_{\text{slow}}^-)$ 的质量分辨。

4.4.2 D^0 的重建

我们使用两个衰变道重建 D^0 ： $K^+\pi^-$ 和 $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ 。 K 和 π 粒子的随机组合以及多重组合的分布都是平滑的。图 4-6 和图 4-7 显示了来自信号 MC 模拟和数据样本中 D^0 候选者的 $K^+\pi^-$ 和 $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ 的不变质量分布。我们用一个单高斯函数拟合 D^0 信号，并通过一阶多项式函数描述本底，得到的质量和分辨的参数列在表 4-2 和 4-3 中。信号区域定义为 $|M(K^+\pi^-)(M(K^+\pi^+\pi^-\pi^-) - M(D^0))| < 3\sigma$ ， σ 是数据样本中的质量分辨率。边带区域定义为 $|M(K^+\pi^-)(M(K^+\pi^+\pi^-\pi^-) - M(D^0)) \pm 8\sigma| < 3\sigma$ 。

4.4.3 $\pi^+ D^0 \pi_{\text{slow}}^-$ 反冲质量谱的研究

对于所有符合条件的 π^+ 、 D^0 和 π_{slow}^- ，我们进行了随机组合。采用公式 (4.2) 计算 $\bar{D}^0$ 的不变质量。我们在图 4-8 中展示了数据样本中的 $M_{\pi^+ D^0 \pi_{\text{slow}}^-}^{\text{recoil}}$ 分布。我们使用单高斯函数来描述信号，并用二阶多项式来描述本底，得到的质量和分辨的参数列在表 4-4 中。数据样本与 MC 模拟之间的形状以及分辨率存在显著差异，我们尝试使用 $Y(1S, 2S)$ 的 Generic MC 样本进

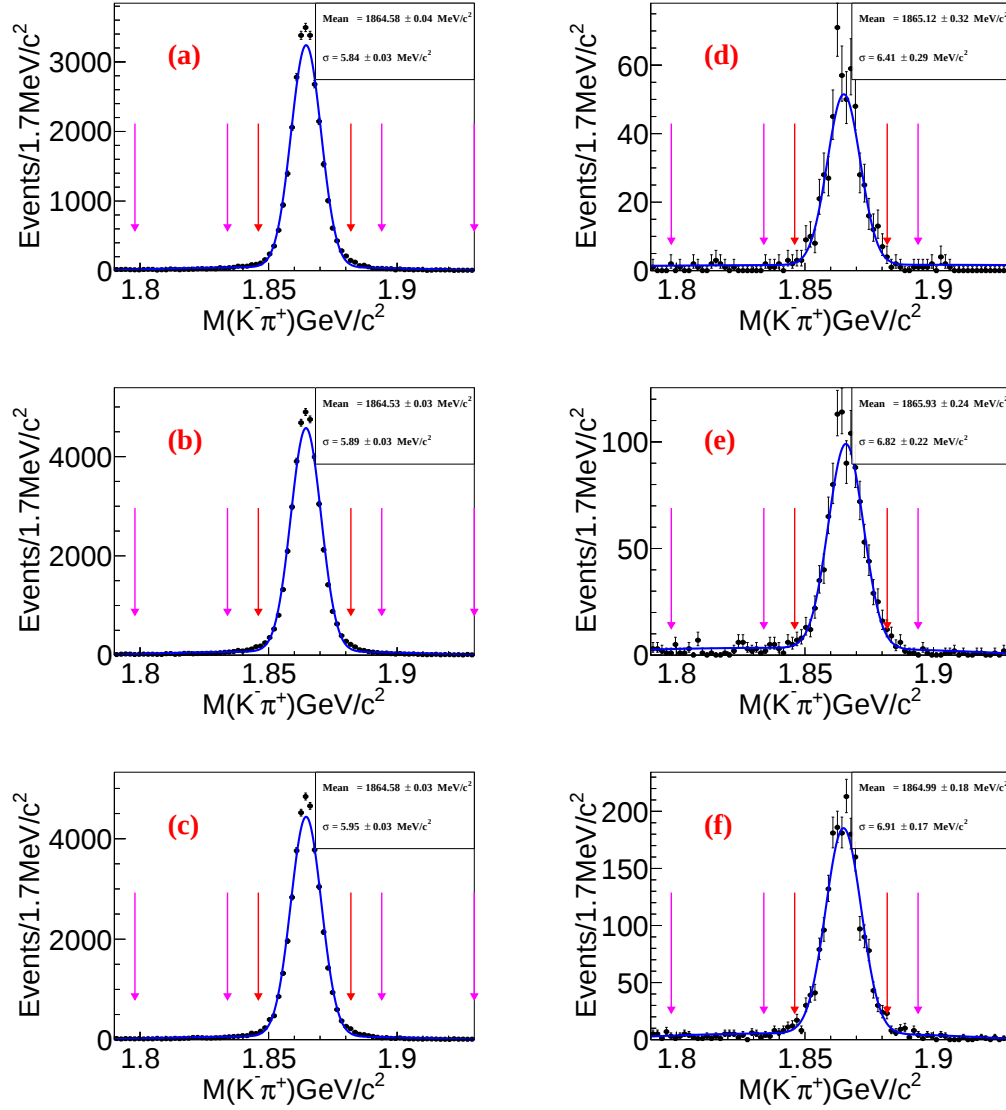


图 4-6 来自 $K^+\pi^-$ 衰变道 D^0 的不变质量分布。(a) $Y(1S)$ 信号 MC 样本, (b) $Y(2S)$ 信号 MC 样本, (c) continuum 信号 MC 样本, (d) $Y(1S)$ 数据样本, (e) $Y(2S)$ 数据样本, (f) continuum 数据样本。蓝线代表拟合的结果。红色箭头之间的区域为信号区域, 粉色箭头之间的区域为边带区域。

行拓扑分析理解画图区间不变质量的后端翘起问题, 以 $Y(1S)$ 为例, 拓扑分析的部分结果如图 4-9 所示, 从图中可以判断, 后端翘起部分可能来源于激发态, 多体衰变等过程。但对我们的信号不会产生很大影响, 可使用一个平滑的本底进行描述。因此, 我们使用数据样本获得的分辨率来选择信号区域, 定义为 $|M_{\pi^+ D^0 \pi^-_{\text{slow}}}^{\text{recoil}} - M(\bar{D}^0)| < 180 \text{ MeV}/c^2$ 。

4.4.4 $\pi^+ D^0$ 反冲质量谱的研究

我们在 $\bar{D}^0 \pi^-_{\text{slow}}$ 末态中寻找可能存在的 D^{*-} 态。为降低本底并清晰观察到 D^{*-} 信号, 我们对于所有 $\pi^+ D^0 D^{*-}$ 末态设定选择条件 $\Delta M_{\text{rec}} \equiv M_{\pi^+ D^0}^{\text{recoil}} - M_{\pi^+ D^0 \pi^-}^{\text{recoil}}$ 大于 $0.14 \text{ GeV}/c^2$ 并且小于 $0.15 \text{ GeV}/c^2$ 。图 4-10 和图 4-11 展示了来自三个数据样本中 ΔM_{rec} 和 $\Delta M_{\text{rec}} + M(\bar{D}^0)$ 的分布。为了拟合这些分布, 我们使用双高斯函数来描述信号, 并用一阶多项式来描述本底, 计

表 4-2 $Y(1S, 2S)/\text{continuum}$ 数据和 MC 样本中来自 $K^+\pi^-$ 重建道的 D^0 的不变质量 [MeV/c^2] 和分辨 [MeV/c^2]。

	$Y(1S)$		$Y(2S)$		continuum	
	MC	数据	MC	数据	MC	数据
M	1864.5 ± 0.1	1865.1 ± 0.3	1864.5 ± 0.1	1866.0 ± 0.3	1864.6 ± 0.1	1864.9 ± 0.1
σ	5.8 ± 0.1	6.6 ± 0.3	5.9 ± 0.1	7.0 ± 0.2	6.0 ± 0.1	7.0 ± 0.2

表 4-3 $Y(1S, 2S)/\text{continuum}$ 数据和 MC 样本中来自 $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ 重建道的 D^0 的不变质量 [MeV/c^2] 和分辨 [MeV/c^2]。

	$Y(1S)$		$Y(2S)$		continuum	
	MC	数据	MC	数据	MC	数据
M	1863.9 ± 0.1	1864.9 ± 0.1	1863.9 ± 0.1	1865.5 ± 0.2	1864.1 ± 0.1	1864.6 ± 0.1
σ	4.9 ± 0.1	5.5 ± 0.1	4.8 ± 0.1	5.5 ± 0.2	4.9 ± 0.1	5.8 ± 0.1

表 4-4 $Y(1S, 2S)/\text{continuum}$ 数据和 MC 样本中 $\pi^+D^0\pi_{\text{slow}}$ 反冲质量 [MeV/c^2] 和分辨 [MeV/c^2]。

	$Y(1S)$		$Y(2S)$		continuum	
	MC	数据	MC	数据	MC	数据
M	1862.2 ± 0.3	1865.4 ± 2.0	1859.1 ± 0.3	1865.8 ± 2.1	1869.2 ± 1.7	1869.0 ± 1.7
σ	59.1 ± 0.3	39.6 ± 2.2	70.1 ± 0.4	54.9 ± 2.6	53.5 ± 2.1	55.3 ± 2.2

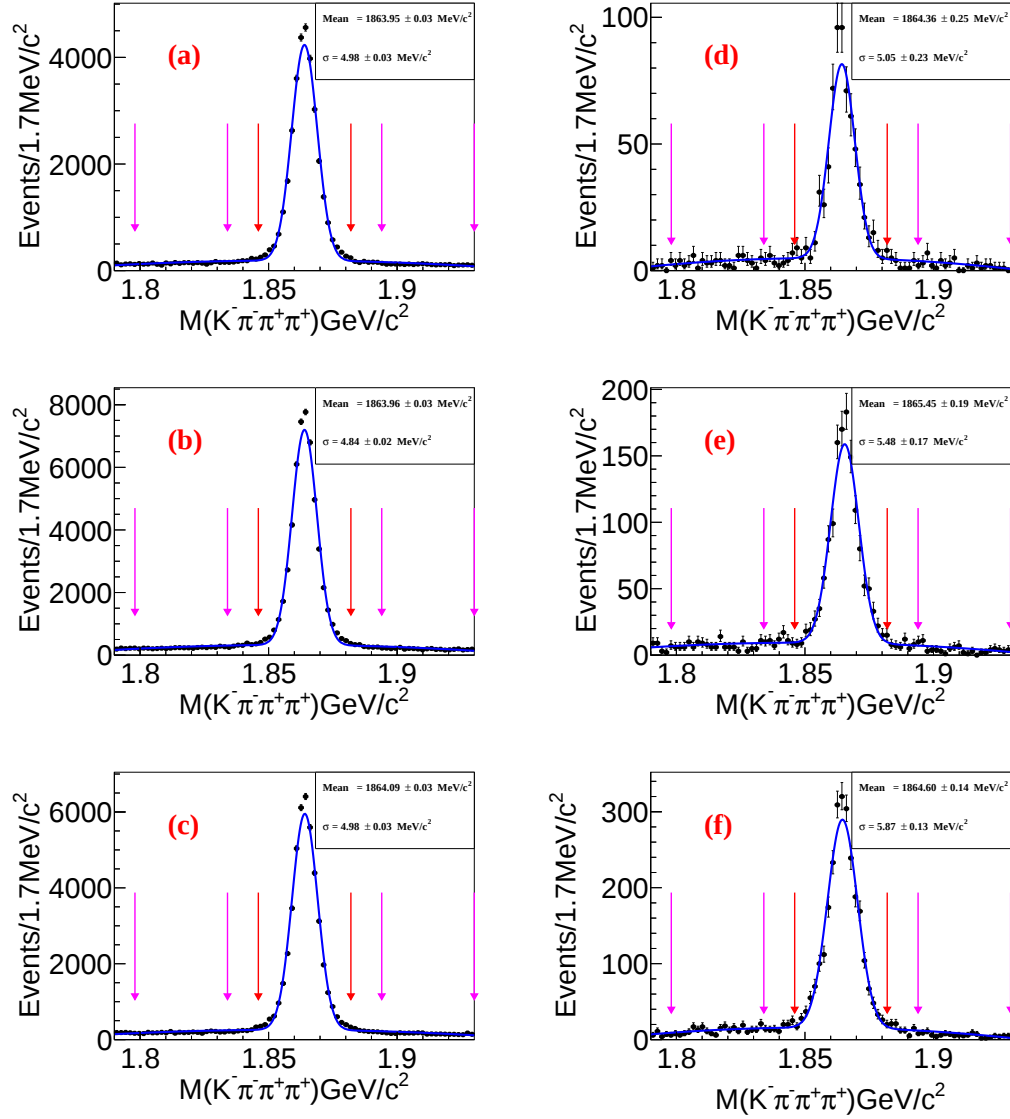


图 4-7 来自 $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ 衰变道 D^0 的不变质量分布。(a) $Y(1S)$ 信号 MC 样本, (b) $Y(2S)$ 信号 MC 样本, (c) continuum 信号 MC 样本, (d) $Y(1S)$ 数据样本, (e) $Y(2S)$ 数据样本, (f) continuum 数据样本。蓝线代表拟合的结果。红色箭头之间的区域为信号区域, 粉色箭头之间的区域为边带区域。

算其分辨的公式如下:

$$\sigma = \sqrt{f_1 \times (\sigma_1^2 + m_1^2) + f_2 \times (\sigma_2^2 + m_2^2) - m^2}, m = f_1 \times m_1 + f_2 \times m_2, \quad (4.4)$$

这里 σ_1 和 σ_2 分别代表双高斯的两个分辨, m_1 和 m_2 分别是两个高斯函数的质量中心, f_1 和 f_2 分别代表两个高斯函数的比重。我们在数据中获得质量分辨率为 $\sigma = 1.03 \pm 0.01 \text{ MeV}/c^2$, 这用于定义 D^{*-} 的信号区域, 而相应的信号 MC 模拟中的分辨率为 $1.06 \text{ MeV}/c^2$ 。信号区域定义为 $|M_{\pi^+ D^0}^{\text{recoil}} - M(D^{*-})| < 3\sigma$, 边带区域定义为 $|M_{\pi^+ D^0}^{\text{recoil}} - M(D^{*-}) \pm 7\sigma| < 3\sigma$ 。

4.4.5 $Y(1S, 2S)$ 和 continuum 的 MC 模拟样本中 $D\bar{D}^*$ 不变质量的分布

我们使用以下计算方法改善 $D^0 D^{*-}$ 的不变质量分辨率:

$$M(D^0 D^{*-}) = M_{\pi^+}^{\text{recoil}} = M_{\pi^+}^{\text{recoil}} - M_{\pi^+ D^0}^{\text{recoil}} + M(D^{*-}), \quad (4.5)$$

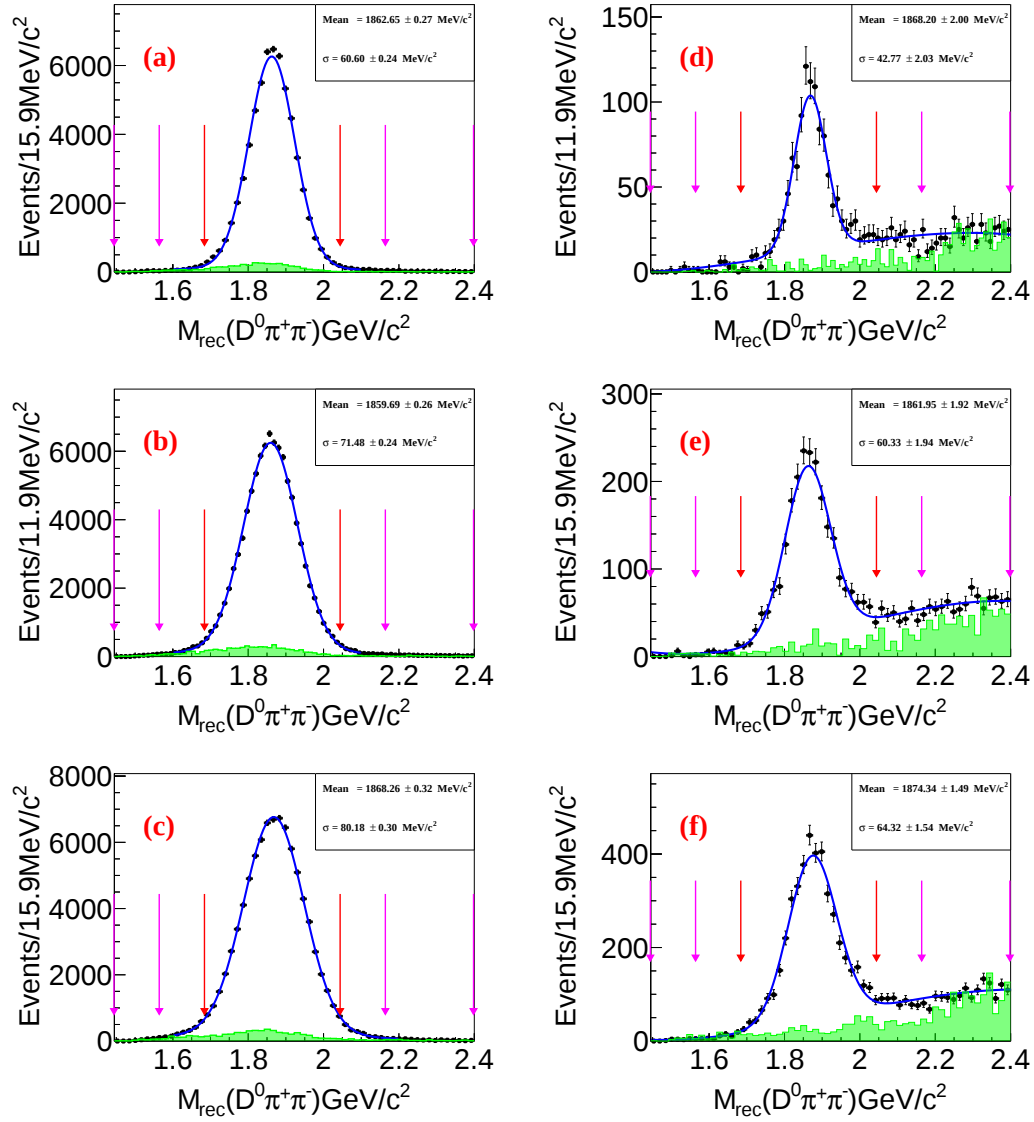
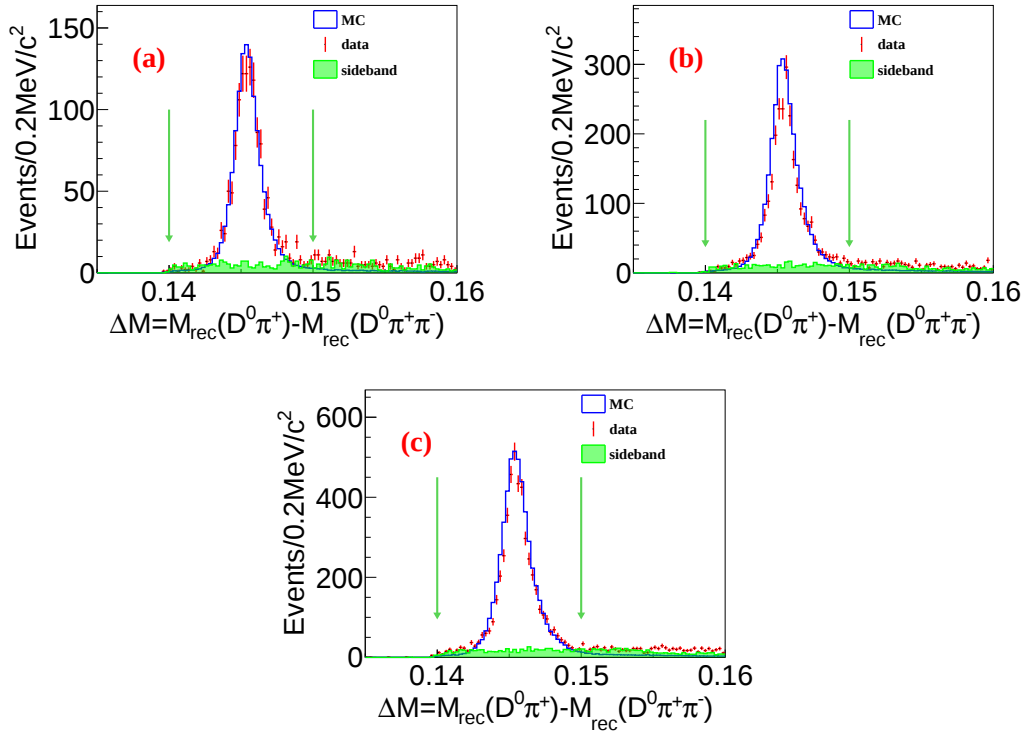


图 4-8 $\pi^+ D^0 \pi^-_{\text{slow}}$ 反冲质量的分布。(a) $Y(1S)$ 信号 MC 样本, (b) $Y(2S)$ 信号 MC 样本, (c) continuum 信号 MC 样本, (d) $Y(1S)$ 数据样本, (e) $Y(2S)$ 数据样本, (f) continuum 数据样本。红色箭头之间的区域为信号区域, 粉色箭头之间的区域为边带区域。绿色直方图表示来自归一化 D^0 边带区域的事例。

rowNo	decay tree (decay initial-final states)	iDecyTr	nEtr	nCEtr
1	$Y(1S) \rightarrow \text{string}, \text{string} \rightarrow \pi^- D^{*+} \bar{D}^0, D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^- K^+, D^0 \rightarrow \omega \bar{K}^0, \omega \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$, $K^0 \rightarrow K_S^0$ ($Y(1S) \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- K_S^0 K^+$)	100	5	5
2	$Y(1S) \rightarrow \text{string}, \text{string} \rightarrow \pi^- D^{*+} \bar{D}^0, D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^- K^+, D^0 \rightarrow \rho^+ K^-, \rho^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+$ ($Y(1S) \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- K^+ K^-$)	52	4	9
3	$Y(1S) \rightarrow \text{string}, \text{string} \rightarrow \pi^- D^{*+} \bar{D}^0, D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^- K^+, D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^+ K^-$ ($Y(1S) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- K^+ K^-$)	1	4	13
4	$Y(1S) \rightarrow \text{string}, \text{string} \rightarrow \pi^- D^{*+} \bar{D}^0, D^{*+} \rightarrow \pi^- \bar{D}^0, \bar{D}^0 \rightarrow \rho^0 \pi^+ K^-, \bar{D}^0 \rightarrow \eta K^*, \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\eta \rightarrow \gamma \gamma, K^* \rightarrow \pi^- K^+$ ($Y(1S) \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- K^+ K^- \gamma \gamma$)	319	4	17
5	$Y(1S) \rightarrow \text{string} \gamma, \text{string} \rightarrow \pi^+ \omega K^0 K^{*-} \eta' \eta', \omega \rightarrow \pi^0 \gamma, K^0 \rightarrow K_S^0, K^{*-} \rightarrow \pi^- \bar{K}^0, \eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$, $\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta, K^0 \rightarrow K_S^0, \eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-, \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma^F$ ($Y(1S) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- K_S^0 K_S^0 \gamma^F \gamma \gamma$)	341	4	21
6	$Y(1S) \rightarrow \text{string}, \text{string} \rightarrow \pi^- D^{*+} \bar{D}^0, D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^- K^+, D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^+ K^-, \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma^F$ ($Y(1S) \rightarrow e^+ e^- \pi^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- K^+ K^- \gamma^F$)	95	3	24
7	$Y(1S) \rightarrow \text{string}, \text{string} \rightarrow \pi^- D^{*+} \bar{D}^0, D^{*+} \rightarrow \pi^- \bar{D}^0, \bar{D}^0 \rightarrow K^- a_1^+, \bar{D}^0 \rightarrow \rho^- K^+, a_1^+ \rightarrow \rho^0 \pi^+$, $\rho^- \rightarrow \pi^0 \pi^- \gamma^F, \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ($Y(1S) \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- K^+ K^- \gamma^F$)	43	3	27
8	$Y(1S) \rightarrow \text{string}, \text{string} \rightarrow \pi^0 \pi^+ D^{*-} \bar{D}^0, D^{*-} \rightarrow \pi^- \bar{D}^0, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ K^-, \bar{D}^0 \rightarrow \rho^0 K^0, \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K^0 \rightarrow K_L^0$ ($Y(1S) \rightarrow \pi^0 K_L^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- K^-$)	110	3	30
9	$Y(1S) \rightarrow \text{string}, \text{string} \rightarrow \pi^- D^{*+} \bar{D}^0, D^{*+} \rightarrow \pi^- \bar{D}^0, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ K^-, \bar{D}^0 \rightarrow K^+ a_1^-, a_1^- \rightarrow \pi^- f_0(600)$, $f_0(600) \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ($Y(1S) \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- K^+ K^-$)	156	3	33
10	$Y(1S) \rightarrow \text{string}, \text{string} \rightarrow \pi^- D^{*+} \bar{D}^0, D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- K^+, D^0 \rightarrow \rho^+ K^{*-}, \rho^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+$, $K^{*-} \rightarrow \pi^- \bar{K}^0, K^0 \rightarrow K_S^0$ ($Y(1S) \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- K_S^0 K^+$)	263	3	36
11	$Y(1S) \rightarrow \text{string} \gamma, \text{string} \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \rho^- K^{*+} K_1^{*+}, \rho^- \rightarrow \pi^0 \pi^-, K^{*+} \rightarrow \pi^- \bar{K}^0, K_1^{*+} \rightarrow \pi^+ K^+, K^0 \rightarrow K_L^0$, $K^+ \rightarrow \pi^- K^+$ ($Y(1S) \rightarrow \pi^0 K_L^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- K^+ \gamma$)	311	3	39
12	$Y(1S) \rightarrow \text{string}, \text{string} \rightarrow \pi^+ D^{*-} \bar{D}^0, D^{*-} \rightarrow \pi^- \bar{D}^0, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ K^-, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- K^+$ ($Y(1S) \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- K^+ K^-$)	51	3	42
13	$Y(1S) \rightarrow \text{string}, \text{string} \rightarrow \pi^0 D^{*+} D_2^{*-}, D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0, D_2^{*-} \rightarrow \pi^- \bar{D}^0, \bar{D}^0 \rightarrow \rho^0 K^+ K^-, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^- K^+$, $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ($Y(1S) \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- K^+ K^-$)	336	3	45

图 4-9 $Y(1S)$ 数据样本中 $\pi^+ D^0 \pi_{\text{slow}}$ 的拓扑分析, 其中黄色标明为非信号过程。图 4-10 $M_{\pi^+ D^0}^{\text{recoil}}$ 和 $M_{\pi^+ D^0 \pi_{\text{slow}}}^{\text{recoil}}$ 之间质量差的分布。(a) $Y(1S)$ 样本, (b) $Y(2S)$ 样本, (c) continuum 样本。红色点为数据样本, 蓝色直方图为信号 MC 模拟样本, 绿色直方图表示来自归一化 D^0 边带区域的事例。

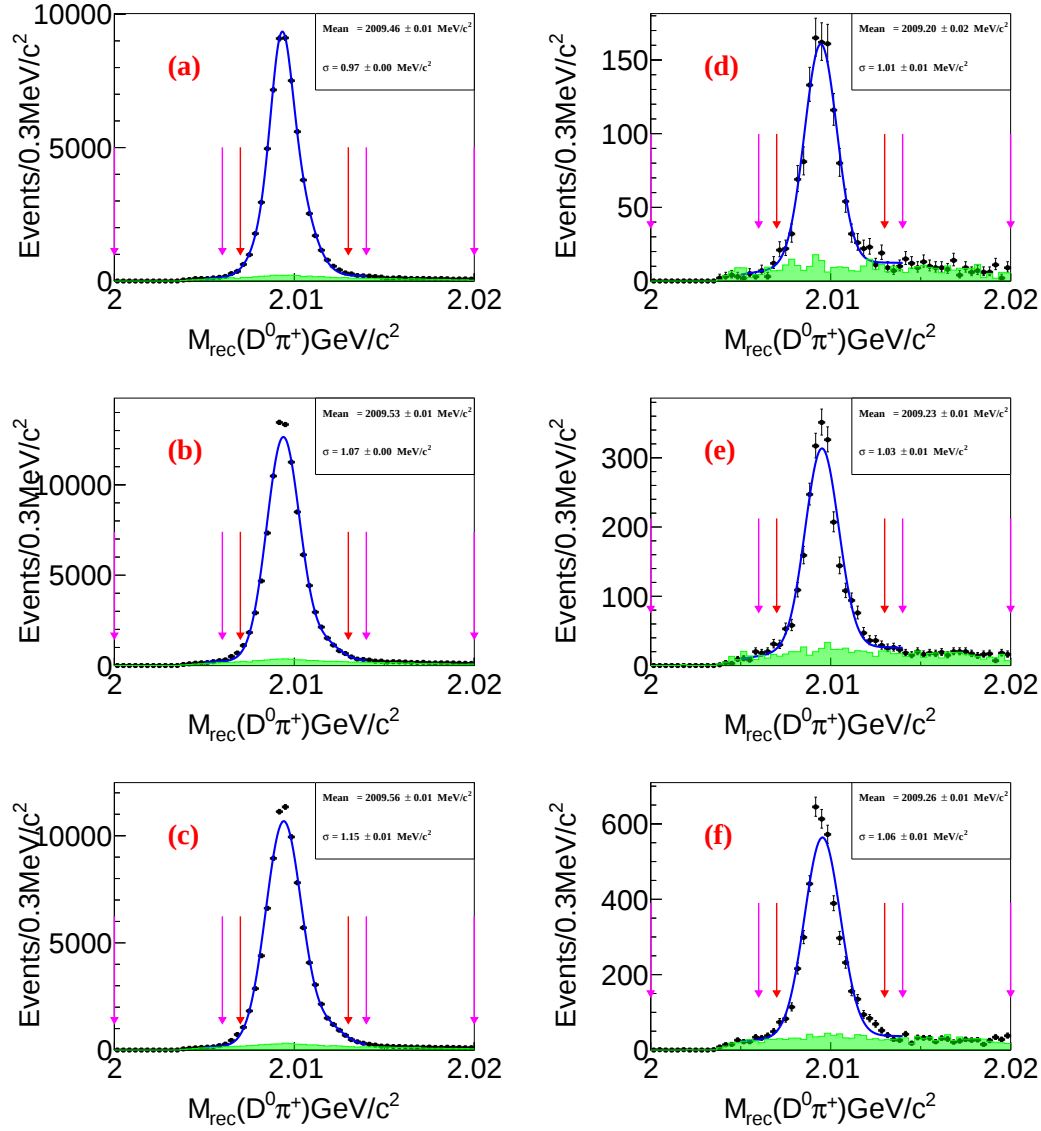


图 4-11 $\pi^+ D^0$ 反冲质量的分布。(a) $Y(1S)$ 信号 MC 样本, (b) $Y(2S)$ 信号 MC 样本, (c) continuum 信号 MC 样本, (d) $Y(1S)$ 数据样本, (e) $Y(2S)$ 数据样本, (f) continuum 数据样本。蓝色曲线表示最佳拟合结果。红色箭头指示信号区域。绿色直方图表示来自归一化 D^0 边带区域的事件。

图 4-12 显示了来自信号 MC 模拟样本中 π^+ 反冲质量分布，其中 D^0 的两个衰变道进行简单相加做单一拟合从而确定最终的信号事例数。为了拟合这些分布，我们使用双高斯函数来描述 $Z_c(3900)$ 信号，并使用线性函数来描述本底。每个 $Y(1S, 2S)$ 衰变和 continuum 湮灭过程产生了 5×10^5 个事例，得到 $Y(1S)$ 衰变的选择效率为 $(11.7 \pm 0.3)\%$ ， $Y(2S)$ 衰变的选择效率为 $(18.0 \pm 0.3)\%$ ，以及 continuum 湮灭过程的选择效率为 $(16.4 \pm 0.3)\%$ 。除此之外，我们对于数据样本中 $Z_c(3900)$ 粒子的多重组合数进行检查，其中多种组合数是指当一个事例进入筛选程序并通过选择程序可以得到的候选者粒子的数目，多种组合的分布如图 4-13 所示。在信号 MC 样本中几乎没有看到多重组合的问题。

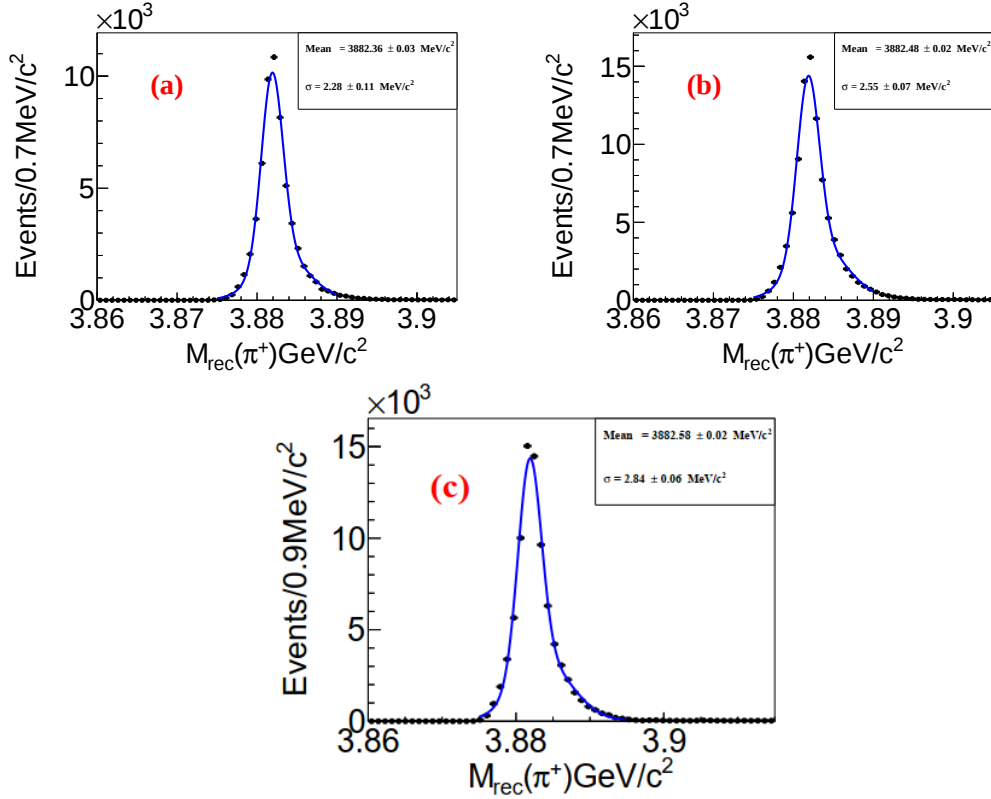


图 4-12 π^+ 反冲质量的分布。(a) $Y(1S)$ 信号 MC 样本，(b) $Y(2S)$ 信号 MC 样本，(c) continuum 信号 MC 样本。

4.5 Generic MC 模拟的本底研究

Generic MC 样本中包含 $Y(1S, 2S) \rightarrow q\bar{q}(q = u, d, s, c)$ 过程以及在 $\sqrt{s} = 10.52 \text{ GeV}$ 下 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 过程，其数据量是真实数据量的三倍，用于研究本底。在应用上述所有选择标准后， π^+ 的反冲质量分布如图 4-14 所示，未发现来自 Generic MC 的峰状本底，因此在获取信号事例的时候这部分本底可以忽略。

4.6 分支比以及截面的测量

应用优化的选择标准后，得到 $Y(1S, 2S) \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^- + c.c.$ 中每个 D^0 衰变模式的效率。在与 Belle 合作组内部评审委员会讨论达成一致后，如果我们观察到 $Z_c(3900)$ 信号，我

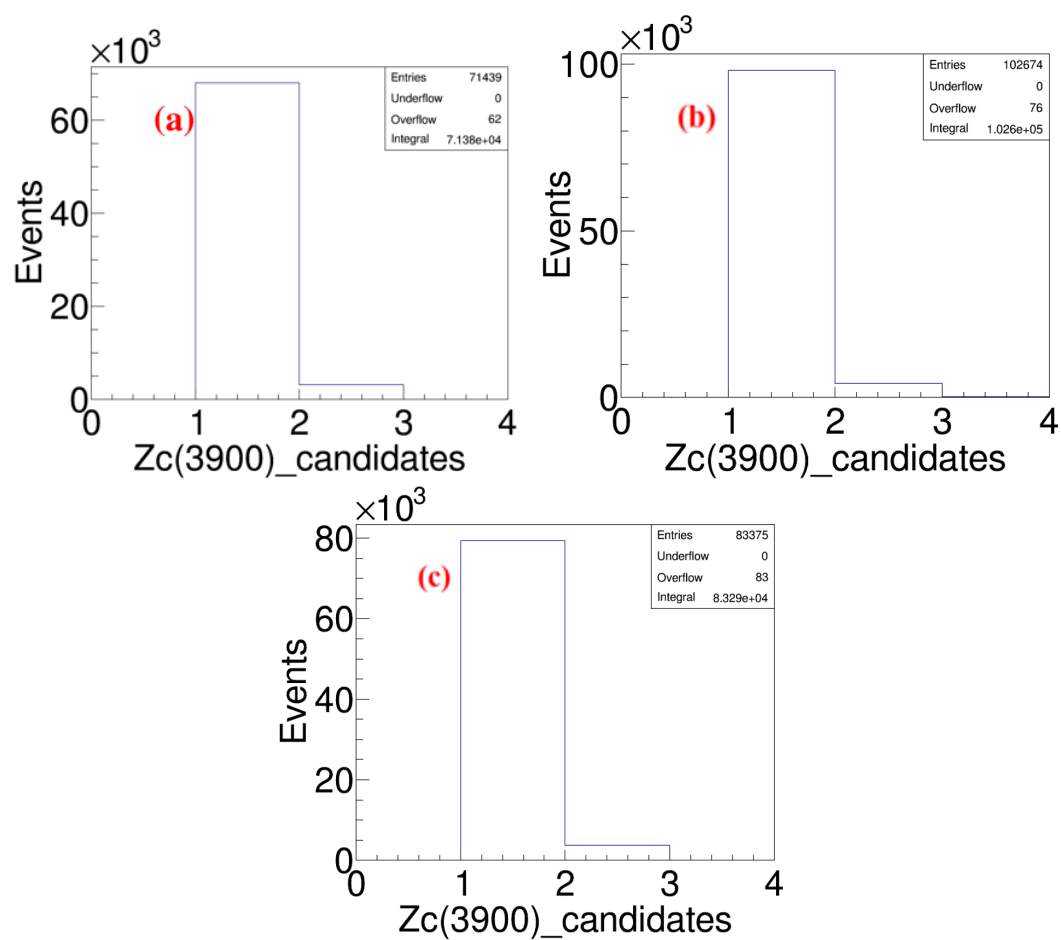


图 4-13 $Z_c(3900)$ 候选粒子的数量分布。(a) $Y(1S)$ 信号 MC 样本, (b) $Y(2S)$ 信号 MC 样本, (c) continuum 信号 MC 样本。

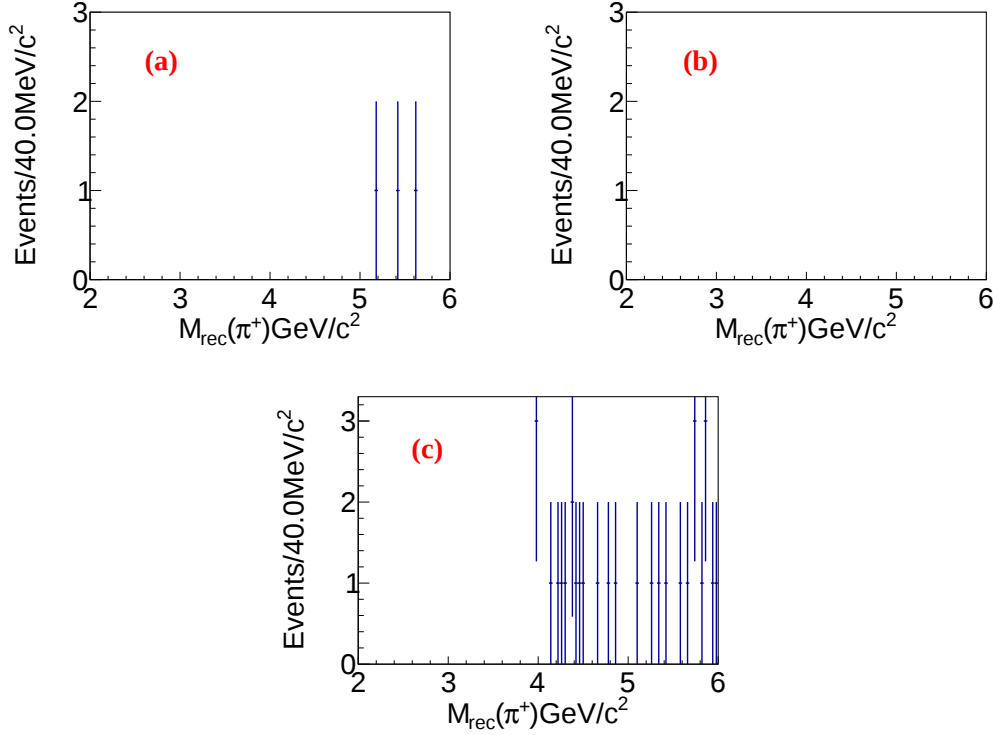


图 4-14 π^+ 反冲质量的分布。(a) $Y(1S)$ Generic MC 样本, (b) $Y(2S)$ Generic MC 样本, (c) continuum Generic MC 样本

们将使用包括 $Z_c(3900)$ 信号 MC 的多组概率密度函数 (PDF) 对 $Y(1S, 2S)$ 数据样本中获得的 $M(D\bar{D}^*)$ 分布进行联合拟合。用于描述信号区域事例的 PDF 由以下三部分构成:

$$f_{PDF} = f_R + f_{\text{no}Z_c} + f_{SB} \quad (4.6)$$

其中, f_R 为共振态 $Z_c(3900)$ 信号, 是由信号 MC 模拟中抽取到的 $Z_c(3900)$ 信号的直方图, $f_{\text{no}Z_c}$ 为信号 MC 模拟的 $Y(1S, 2S) \rightarrow \pi^+ D\bar{D}^* + c.c.$ 过程的直方图, f_{SB} 为基于二维边带区域估计的本底成分的直方图。使用 f_{PDF} 进行联合拟合得到的似然值记作 L 。

我们通过比较 $\Delta(-2 \ln L) = -2 \ln(L_{\text{max}}/L_0)$ 的数值来确定 $Z_c(3900)$ 的信号统计显著性, 其中 L_{max} 表示包含 $Z_c(3900)$ 的似然值, L_0 表示不包含 $Z_c(3900)$ 的似然值。据此, 我们将通过以下方式计算 ($Y(1S, 2S) \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^- + c.c.$) 的分支比:

$$\mathcal{B}(Y(1S, 2S) \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^- + c.c.) = \frac{N_{Y(1S, 2S)}^{\text{sig}} - N_{\text{con}}^{\text{sig}} \times f_{\text{scale}}}{N_{Y(1S, 2S)} \times \mathcal{B}(D^{*-} \rightarrow \pi^- \bar{D}^0) \times \sum \epsilon_i \mathcal{B}_i} \quad (4.7)$$

这里, i 标识 D^0 的第 i 种衰变模式, ϵ_i 和 $\mathcal{B}_i$ 分别是它们的重建效率和分支比。 $N_{Y(1S, 2S)}$ 是 $Y(1S, 2S)$ 数据样本的总数; $N_{\text{con}}^{\text{sig}}$ 是在 $\sqrt{s} = 10.52$ GeV 观测到的事例数; $N_{Y(1S, 2S)}^{\text{sig}}$ 是针对 $Y(1S, 2S) \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^- + c.c.$ 过程拟合的信号事例数。质心能量为 10.52 GeV 处的波恩截面的计算公式如下:

$$\sigma^B(e^+e^- \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^- + c.c.) \mathcal{B}(D^{*-} \rightarrow \pi^- \bar{D}^0) = \frac{N_{\text{con}}^{\text{sig}} \times |1 - \Pi|^2}{\mathcal{L}_{\text{con}} \times \sum \epsilon_i \mathcal{B}_i \times (1 + \delta_{ISR})} \quad (4.8)$$

根据波恩截面, 我们可以通过 $\sigma^{\text{dressed}} = \sigma^{\text{Born}}/|1 - \Pi|^2$ 计算全“修正”截面。 $|1 - \Pi|^2 = 0.931$ 是在 10.52 GeV 下的真空极化因子^[86, 87]。此外, 我们还需要对辐射效应进行修正, 输

入的散射截面随能量变化的关系是 $\frac{1}{s}$ 。辐射修正因子 $1 + \delta_{ISR} = 0.82$ 通过 $\int \sigma^{\text{dressed}}(s(1-x))F(x, s)dx/\sigma^{\text{dressed}}(s)$ 确定, 其中 $F(x, s)$ 是从量子电动力学计算中获得的辐射函数, 准确度为 0.2%^[88-90]。 $\mathcal{L}_{\text{con}}$ 是 $\sqrt{s} = 10.52$ GeV 能量点下 continuum 数据样本的积分亮度, 其数据样本大小为 89.5 fb^{-1} 。

如果未观察到 $Z_c(3900)$ 信号, 我们对 $M(D\bar{D}^*)$ 的分布进行最大似然拟合, 以估计在 $Y(1S, 2S)$ 衰变中可能存在的 $Z_c(3900)$ 态的产生。通过求解公式 (4.9) 计算出该信号产额在 90% 置信度 (C.L.) 下的上限 $[N_{\text{UL}}^{\text{sig}}]$

$$\int_0^{N_{\text{UL}}^{\text{sig}}} L(N) dN / \int_0^{+\infty} L(N) dN = 0.90 \quad (4.9)$$

这里 N 为假设的信号产额, $L(N)$ 为拟合中对应的最大似然值。据此, 我们通过以下方式得到在 90% 置信度 (C.L.) 下 $Y(1S, 2S)$ 衰变产生的 $Z_c(3900)$ 上限结果:

$$\mathcal{B}^{UL}(Y(1S, 2S) \rightarrow \pi Z_c(3900)) \cdot \mathcal{B}(Z_c(3900) \rightarrow D\bar{D}^*) = \frac{N_{\text{UL}}^{\text{sig}}}{N_{Y(1S, 2S)} \cdot \mathcal{B}(D^{*-} \rightarrow \pi^- \bar{D}^0) \cdot \sum \epsilon_i \mathcal{B}_i (1 - \delta_{\text{sys}})}, \quad (4.10)$$

其中 δ_{sys} 是 $Y(1S, 2S)$ 衰变中的系统误差, 将在下一节中描述。

4.7 系统误差

我们对 $Y(1S, 2S) \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^- + c.c.$ 分支比以及 $e^+e^- \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^- + c.c.$ 波恩截面的测量的系统误差的来源进行了考虑: 其中有一部分误差是与每个 D^0 衰变道的效率相关的误差, 还有一部分我们叫做普遍存在的误差 (commonuncertainty), 也就是在每个 D^0 衰变道中都存在的误差。下面我们先列出一些与效率相关的误差:

- 带电径迹

对于高动量轨迹 ($P_t > 200 \text{ MeV}/c$) 的带电径迹的探测效率是在 D^* 衰变 ($D^* \rightarrow \pi D^0, D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$) 中进行了更新^[91]。保守估计高动量的每个带电径迹的效率的误差为 0.35%。

- 粒子鉴别

根据数据样本中 $D^* \rightarrow D^0 \pi^+$ 和 $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ 的粒子识别效率的更新测量结果^[92], 每个 K 介子引入了约 1.1% 的系统误差, 每个 π 介子引入 0.9% 的系统误差, 这些都是基于 MC 模拟得出的。来自同一衰变模式的粒子轨迹误差的不确定度是线性相加的, 而来自不同衰变模式的误差则按平方和相加开根号的计算方法, 作为最终粒子鉴别的不确定度。

- 质量窗的选取

关于 D^0 和 D^{*-} 信号的质量窗的选取, 这些中间态的效率和系统不确定度列在表 4-5 中。效率是选择了质量窗口和未选择质量窗的事例数之比。系统不确定度是通过以下公式计算的:

$$\sigma = |\epsilon_{DT} - \epsilon_{MC}| / \epsilon_{DT} \quad (4.11)$$

中间态质量窗在数据和 MC 样本中的选择效率, 修正因子 ($\frac{|\epsilon_{\text{data}} - \epsilon_{\text{MC}}|}{\epsilon_{\text{data}}}$) 和系统误差列在了表 4-5 中。

表 4-5 共振态的质量窗选取在 MC 和数据中的效率, 修正因子和系统误差。

$Y(1S) \rightarrow \pi^+ D^0 D^{*-} + c.c.$				
中间态	$\epsilon_{\text{MC}}(\%)$	$\epsilon_{\text{data}}(\%)$	$\frac{ \epsilon_{\text{data}} - \epsilon_{\text{MC}} }{\epsilon_{\text{data}}}$	系统误差 (%)
D^0	99.92 ± 0.01	99.82 ± 0.13	1.0010 ± 0.0010	0.10
D^{*-}	99.56 ± 0.03	99.61 ± 0.13	0.9995 ± 0.0005	0.05
$Y(2S) \rightarrow \pi^+ D^0 D^{*-} + c.c.$				
中间态	$\epsilon_{\text{MC}}(\%)$	$\epsilon_{\text{data}}(\%)$	$\frac{ \epsilon_{\text{data}} - \epsilon_{\text{MC}} }{\epsilon_{\text{data}}}$	系统误差 (%)
D^0	99.94 ± 0.01	99.67 ± 0.12	1.0027 ± 0.0027	0.27
D^{*-}	98.90 ± 0.03	99.61 ± 0.09	0.9929 ± 0.0071	0.71
$e^+e^- \rightarrow \pi^+ D^0 D^{*-} + c.c.$				
中间态	$\epsilon_{\text{MC}}(\%)$	$\epsilon_{\text{data}}(\%)$	$\frac{ \epsilon_{\text{data}} - \epsilon_{\text{MC}} }{\epsilon_{\text{data}}}$	系统误差 (%)
D^0	99.91 ± 0.01	99.55 ± 0.10	1.0036 ± 0.0036	0.36
D^{*-}	99.36 ± 0.04	99.53 ± 0.07	0.9983 ± 0.0017	0.17

为了总结末态与探测效率相关的系统误差, 带电径迹、粒子鉴别和质量窗选取的误差按平方和的方式相加开根号的计算方法获得 σ_i (i 是我们分析中的第 i 种 D^0 衰变模式)。这些结果汇总在表 4-6 中。与此同时, 为了获得分支比测量中与探测器相关误差 (σ_{DER}), 通过以下公式计算: $\sigma_{\text{DER}} = \sqrt{\sum_i (\Delta\epsilon_i \times \mathcal{B}_i)^2 / \sum_i (\epsilon_i \times \mathcal{B}_i)}$, 其中 $\Delta\epsilon_i$ 等于 $\sigma_i \times \epsilon_i$, 即每个 D^0 衰变模式的效率的绝对误差。最后, $Y(1S, 2S)/e^+e^- \rightarrow \pi^+ D^0 D^{*-} + c.c.$ 过程中的 σ_{DER} 分别为 5.09%、5.19%、5.12%。

表 4-6 $Y(1S, 2S)(e^+e^-) \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^- + c.c.$ 衰变 (湮灭) 过程相关的探测效率的系统误差的汇总。

Source	$Y(1S)$ decay	$Y(2S)$ decay	e^+e^- annihilation
Tracking	2.10	2.10	2.10
K PID	1.10	1.10	1.10
π ID	4.50	4.50	4.50
D^0 mass cut	0.15	0.38	0.50
D^* mass cut	0.08	0.96	0.26
SUM(σ)(%)	5.09	5.19	5.12

- 分支比

在分支比的计算中, 分支比的不确定度对 $\sum_i (\epsilon_i \times \mathcal{B}_i)$ 有贡献。我们根据 $\sigma_{\mathcal{B}} = \sqrt{\sum_i (\epsilon_i \times \Delta\mathcal{B}_i)^2 / \sum_i (\epsilon_i \times \mathcal{B}_i)}$ 来计算分支比的不确定度 ($\sigma_{\mathcal{B}}$)。 $\Delta\mathcal{B}_i$ 是每个 D^0 衰变模式的分支比的绝对误差, 对于 $K^+\pi^-$ 和 $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ 衰变模式分别为 0.03% 和 0.14%^[20]。

除了以上误差之外，我们还需要考虑在每个 D^0 衰变道中普遍存在的误差。

- $Y(1S, 2S)$ 的总事例数

Belle 合作组收集的 $Y(1S, 2S)$ 的总事例数分别为 $(102 \pm 2) \times 10^6$ ^[81] 和 $(158 \pm 4) \times 10^6$ ^[82]。因此它的系统误差分别是 2.0% 和 2.3%。

- 连续区本底

为了估计连续区事例在 $Y(1S, 2S)$ 的数据样本的信号事例的比例，我们对于积分亮度进行归一化，并考虑输入的散射截面随能量变化的关系由 $\frac{s_{\text{cont}}}{s_{Y(1S, 2S)}}$ 改变为 $(\frac{s_{\text{cont}}}{s_{Y(1S, 2S)}})^2$ 。根据归一化因子 $f_{\text{scale}} = [\mathcal{L}_{Y(1S, 2S)} \epsilon_{Y(1S, 2S)} s_{\text{cont}}] / [\mathcal{L}_{\text{cont}} \epsilon_{\text{cont}} s_{Y(1S, 2S)}]$ ，计算得到 $Y(1S, 2S)$ 的归一化因子分别由 0.052 和 0.322 变为了 0.057 和 0.338，所以系统误差分别为 9.6% 和 5.0%。

4.8 总结与讨论

我们在 $Y(1S, 2S)/e^+e^- \rightarrow \pi^+ Z_c(3900)^- + c.c.$ 衰变过程中尝试寻找四夸克态候选者粒子 $Z_c(3900)$ 。在数据样本中，观察到明显的 D^0 和 D^* 信号。在信号 MC 模拟中， $Y(1S)$ 衰变的选择效率为 $(11.7 \pm 0.3)\%$ ， $Y(2S)$ 衰变的选择效率为 $(18.0 \pm 0.3)\%$ ，continuum 过程的选择效率为 $(16.4 \pm 0.3)\%$ 。与此同时，该工作对于部分本底过程进行分析，并考虑到全部系统误差的计算方法。接下来的工作，我们将经过 Belle 合作组内部评审委员会讨论达成一致后，在数据信号区检查是否存在 $Z_c(3900)$ 信号或者其他共振态信号，并对相应衰变道的分支比或上限进行测量。

第五章 总结与展望

常规强子态指的是由夸克和反夸克构成的介子态以及三个夸克构成的重子态。除此之外，还可能存在四夸克态、五夸克态、六夸克态、胶球态等奇特强子态。

本篇论文的第一个工作是针对常规强子态中的粲偶素 $\psi(3770)$ 和底偶素 $Y(4S)$ 进行深入研究。这两个宽共振态分别位于 $D\bar{D}$ 和 $B\bar{B}$ 产生阈值之上，由于 OZI 规则的压低，其衰变到轻强子 (non- $D\bar{D}$, non- $B\bar{B}$) 过程比例尽管较少，但对于理解重夸克偶素的内部结构和衰变动力学有重要帮助。在这一研究工作中，我们采用蒙特卡洛和费舍尔信息方法模拟对于提升 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变分支比精度测量的多种数据采集方案。在拟合过程中 non- $D\bar{D}$ 或 non- $B\bar{B}$ 衰变的分支比 $\mathcal{B}$ 以及共振态和连续区之间的相角 ϕ 被定义为拟合预期截面 $\sigma_{\text{exp}}(\sqrt{s})$ 的两个自由参数，根据公式 (2.1) 最大化似然函数 LF ，得到 $\mathcal{B}$ 的最佳估计。考虑到理论上期待的相对相位角 ϕ 约为 270° ，我们给出数据采集的最优方案：对于 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 过程的研究，最优取数能量点在 3.769 GeV 和 3.781 GeV；对于 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 过程的研究，最优取数能量点在 10.574 GeV 和 10.585 GeV。为实现基于保守估计最大分支比 $\mathcal{B}$ 预期 10% 的精度，对于 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 衰变，分别需要至少 500 pb^{-1} 和 200 fb^{-1} 的积分亮度，并建议对应的亮度分配为 $L_{\text{low}} : L_{\text{high}} = 0 : 1$ 和 $1 : 1$ 。值得注意的是，如果相位角在这一范围外有显著偏离，结果可能会有所不同。然而，本研究讨论的蒙特卡洛模拟和费舍尔信息方法可以在所有场景中以类似方式应用。这种方法可以用于确定在不同情况下的最佳取数能量点，积分亮度以及积分亮度分配比例。如果现正在运行取数的 BESIII 实验和 Belle II 实验可以按照这一数据采集策略进行取数，这将对于 $\psi(3770) \rightarrow \text{non-}D\bar{D}$ 和 $Y(4S) \rightarrow \text{non-}B\bar{B}$ 过程的分支比测量有较大提升。与此同时，在物理分析中，可以更好的考虑到共振态和连续区振幅干涉的影响，对于系统误差的计算将会更加准确。

本篇论文的第二个工作是针对奇特强子态中的四夸克态候选者 $Z_c(3900)$ 粒子进行深入研究。我们基于 Belle 实验采集的 1.02×10^8 个 $Y(1S)$ 事例和 1.58×10^8 个 $Y(2S)$ 事例，利用半重建的方法，在 $D\bar{D}^*$ 末态中进行四夸克态候选者 $Z_c(3900)$ 的寻找。在信号 MC 模拟中观察到了 $Z_c(3900)$ 信号，并测得 $Z_c(3900)$ 的选择效率。在数据样本中，我们也看到了清晰的 D^0 和 D^* 的信号。全部系统误差来源的计算方法已给出。针对于接下来的工作，我们经合作组同意后将打开数据样本的信号区，观察是否存在 $Z_c(3900)$ 信号或其他共振态信号，存在将测量 $Z_c(3900)$ 信号的显著度、共振态衰变道的分支比。不存在 $Z_c(3900)$ 信号的情况下，我们将使用最大似然法给予上限的估计。Belle II 在未来的运行中也将会有大量的数据样本，我们将利用更大的数据样本对于四夸克态候选者 $Z_c(3900)$ 的性质进行更加深入的探究。

参考文献

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [2] Zweig G, Report No. **CERN-TH-401**, 964 (1964).
- [3] 杜东生, 杨茂志. 粒子物理导论 [M]. 北京: 科学出版社, **2015**: 1.
- [4] Pauli, W. Z. Physik **31**, 765 (1925).
- [5] S. L. Olsen *et al.* Rev. Mod. Phys. **90**, 015003 (2018).
- [6] Alexandrou, Constantia, AIP Conference Proceedings. **1560**, (2012).
- [7] Martin, B. R. Shaw, G. Particle Physics[M]. John Wiley & Sons. **2012**.
- [8] T. Appelquist and D. H. Politzer, Phys. Rev. Lett. **34**, 43 (1975).
- [9] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, J. Kogut, K. D. Lane, and T. D. Yan, Phys. Rev. Lett. **34**, 369 (1975); Err: *ibid.* **36**, 1276 (1976).
- [10] J. H. Zhang, X. Q. Li, and C. D. Lü, Phys. Lett. B **763**, 330 (2016).
- [11] J. J. Aubert *et al.* Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974); *ibid.* **33**, 1406 (1974).
- [12] D. D. Dietrich *et al.* Phys. Rev. D **87**, 065021 (2013).
- [13] W. R. Innes *et al.* Phys. Rev. Lett. **39**, 1240 (1977).
- [14] C. Bergeretal. Phys. Lett. B **76**, 243 (1978).
- [15] C. W. Dardenetal. Phys. Lett. B **76**, 246 (1978).
- [16] J. K. Bienlein *et al.* Phys. Lett. B **76**, 360 (1978).
- [17] I. Adachi *et al.* (Belle II Collaboration), Phys. Rev. Lett. **108**, 032001 (2012).
- [18] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101**, 071801 (2008).
- [19] K. F. Chen *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100**, 112001 (2008).
- [20] S. Navas *et al.* [Particle Data Group], Phys. Rev. D **110**, 030001 (2024).
- [21] J. Z. Bai *et al.* (BESIII collaboration), Phys. Lett. B **605**, 63 (2005).

- [22] N. E. Adam *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 082004 (2006).
- [23] T. E. Coan *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 182002 (2006).
- [24] R. A. Briere *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **74**, 031106 (2006).
- [25] G. S. Adams *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **74**, 012002 (2006).
- [26] M. Ablikim *et al.* (BES collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 121801 (2006).
- [27] M. Ablikim *et al.* (BES collaboration), Phys. Lett. B **641**, 145 (2006).
- [28] M. Ablikim *et al.* (BES collaboration), Phys. Rev. D **76**, 122002 (2007).
- [29] M. Ablikim *et al.* (BES collaboration), Phys. Lett. B **659**, 74 (2008).
- [30] D. Besson *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 092002 (2006); **104**, 159901(E) (2010).
- [31] G. S. Adams *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 012002 (2006).
- [32] M. Ablikim *et al.* (BESIII collaboration), Phys. Lett. B **735**, 101 (2014).
- [33] M. Ablikim *et al.* (BESIII collaboration), Phys. Rev. Lett. **132**, 131901 (2024).
- [34] M. Ardu and G. Pezzullo, Phys. Lett. B **5**, 165 (1963); G. Zweig, CERN-preprint Report Nos. CERN-TH-401, 402, 412, 1964; J. Iizuka, Prog. Theor. Phys. Suppl. **37**, 21 (1996).
- [35] C. Z. Yuan and S. L. Olsen. Nature. Reviews. Physics. **1**, 480 (2019).
- [36] S. K. Choi *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 (2003).
- [37] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), Phys. Rev. Lett. **110**, 222001 (2013).
- [38] X. Liu. Chin. Sci. Bull. **59**, 3815 (2014).
- [39] M. Ablikim *et al.* (BESIII collaboration), Phys. Rev. Lett. **110**, 252001 (2013).
- [40] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), Phys. Rev. Lett. **115**, 072001 (2015).
- [41] I. Adachi *et al.* (Belle Collaboration), arXiv:2502.09951v.
- [42] Z. Q. Liu *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **110**, 252002 (2013).
- [43] T. xiao *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Lett. B **734**, 227 (2014).
- [44] Y. P. Guo and C. Z. Yuan, Phys. Rev. D **105**, 114001 (2022).
- [45] 贾森. Belle 实验上奇特态强子的寻找和研究 [D]. 北京: 北京航空航天大学, 2019.
- [46] M. Ablikim *et al.* (BESIII collaboration), Chin. Phys. C **44**, 04001 (2020).

-
- [47] E. Kou *et al.* (Belle II Collaboration), Prog. Theor. Exp. Phys. **219**, 123C01 (2019).
 - [48] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 071103 (2008).
 - [49] C. P. Shen *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **88**, 052019 (2013).
 - [50] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 012002 (2006).
 - [51] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **108**, 052015 (2023).
 - [52] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. **132**, 131901 (2024).
 - [53] S. Brandt, Data Analysis, third ed. Springer, Verlag, 1999.
 - [54] J. Liu, H. Yuan and X. M. Wang, J. Phys. A: Math. Theor. **53**, 023001 (2020).
 - [55] P. Wang, Frascati Phys. Ser. **42**, 171 (2006)
 - [56] V.P. Druzhinin, Phys. Rev. D **92**, 054024 (2015).
 - [57] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **104**, 112009 (2021).
 - [58] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **87**, 112011 (2013).
 - [59] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Phys. Lett. B **650**, 111 (2007).
 - [60] G. S. Huang *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 032003 (2006).
 - [61] G. S. Adams *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 012002 (2006).
 - [62] T. Abe *et al.* Belle II Technical Design Report. arXiv:1011.0352.
 - [63] A. J. Bevan *et al.* Eur. Phys. J. C **74**, 3026 (2014).
 - [64] A. Abashian *et al.* (Belle Collaboration), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A **479**, 117 (2002).
 - [65] G. Alimonti *et al.* The BELLE silicon vertex detector[J]. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect A **453**, 71(2000).
 - [66] H. Hirano *et al.* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect A **455**, 294 (2000).
 - [67] 王小龙. 粲偶素与类粲偶素的寻找和研究 [D]. 北京: 中国科学院研究生院, 2010.
 - [68] A. Abashian *et al.* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect A **491**, 69 (2002).
 - [69] Y. Ushiroda *et al.* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect A **438**, 460 (1999).
 - [70] M. GELB *et al.* comput. Softw. Big Sci **1**, 3 (2019).
 - [71] M. Ablikim *et al.*, (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. **112**, 022001 (2014).

-
- [72] M. Ablikim *et al.*, (BESIII Collaboration), Phys. Rev. D **92**, 032009 (2015).
 - [73] L. Maiani, V. Riquer, R. Faccini, F. Piccinini, A. Pilloni, and A. D. Polosa, Phys. Rev. D **87**, 111102 (2013).
 - [74] M. B. Voloshin, Phys. Rev. D **87**, 091501 (2013).
 - [75] F.-K. Guo, C. Hidalgo-Duque, J. Nieves, and M. P. Valderrama, Phys. Rev. D **88**, 054007 (2013).
 - [76] Q. Wang, C. Hanhart, and Q. Zhao, Phys. Rev. Lett. **111**, 132003 (2013).
 - [77] D.-Y. Chen, X. Liu, and T. Matsuki, Phys. Rev. Lett. **110**, 232001 (2013).
 - [78] E. S. Swanson, Phys. Rev. D **91**, 034009 (2015).
 - [79] S. Prelovsek and L. Leskovec, Phys. Rev. Lett. **111**, 192001 (2013).
 - [80] C. P. Shen *et al.*, (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **97**, 112004 (2018).
 - [81] X. L. Wang, BELLE note #1138.
 - [82] X. L. Wang, BELLE note #1185.
 - [83] L. Hinz, BELLE note #954, and information from <http://belle.kek.jp/group/pid joint/>.
 - [84] R. Brun *et al.*, GEANT 3: user' s guide Geant 3.10, Geant 3.11, CERN Report No. DD/EE/84-1984.
 - [85] E. Nakano, Nucl. Instr. Meth. A **494**, (2002) 402.
 - [86] S. Actis *et al.*, Eur. Phys. J. C **66**, 585 (2010).
 - [87] X. K. Dong, X. H. Mo, P. Wang, and C. Z. Yuan, Chin. Phys. C **44**, 083001 (2020).
 - [88] E. A. Kuraev and V. S. Fadin, Yad. Fiz. 41, 733(1985) [Sov. J. Nucl. Phys. 41, 466(1985)].
 - [89] S. Jadach, B. F. L. Ward, and Z. Was, Phys. Rev. D **63**, 113009 (2001).
 - [90] M. Benayoun, S. I. Eidelman, V. N. Ivanchenko, and Z. K. Silagadze, Mod. Phys. Lett. A 14, 2605 (1999).
 - [91] B. Bhuyan, Belle note #1165.
 - [92] S. Nishida, BELLE note #779.
 - [93] H. W. Kim *et al.* BELLE note #499.

攻读学位期间研究成果

J. X. Li *et al.* Chin. Phys. C **49**, 053002 (2025).

致谢

三年的研究生时光即将结束，2022 年的 9 月好像还在眼前，但逸夫科技楼下的玉兰花真切的告诉我 2025 的盛夏即将到来，我的学生时代也即将结束。

在此，我衷心感谢我的导师王小龙老师。感谢您为我提供了优越的学术和科研环境。作为我科研路上的引路人，感谢您在课程学习、选题开题、文章撰写等方面不辞辛苦、细致入微的指导和帮助。在您的指导下，我不仅掌握了专业知识，更学会了如何以严谨认真的态度对待学术。您总是耐心倾听我的困惑，悉心指导我的研究，甚至在繁忙的工作中抽出时间为我答疑解惑。您的言传身教让我明白，学术不仅是知识的积累，更是对真理的追求与对社会的责任。与此同时，感谢老师您给予我到高能所外出学习交流的机会，这段经历让我的研究生生活变得更加丰富多彩。

此外，我也要感谢我在中国科学院高能物理研究所期间的指导老师苑长征老师。您不仅以渊博的学识和严谨的治学态度为我指明了方向，更以耐心的指导给予我莫大的支持与鼓励。每一次到您办公室请教问题，您总是悉心点拨，帮助我突破瓶颈。您的言传身教让我深刻理解了学术的严谨与责任，也让我学会了如何以更开阔的视野看待问题。您给予我充分的包容，让我学会了如何独立思考、解决问题。这段求学经历因各位老师们的教导而更加充实，我将永远铭记老师们的教诲，并以此为动力，在未来的道路上不断追求卓越！愿老师们工作顺利、万事顺意。愿课题组蒸蒸日上，越来越好。

感谢在复旦硕士期间的千余个日夜，一起朝夕相处的伙伴们，你们给予我无私的帮助和支持。他们是高宝胜、朱文静、王婷、张鸿玉、董旭、邹世明、谢世卿、庄婉仪、袁铭宽、黄开瑞、王曦阳、刘子煜、孟炜棋、白子冰、韦燕婷等。感谢在高能所交流学习期间的所有相遇。他们是杜蒙川、张伯伦、侯贤涛、马俊力、李启铭、廖一朴、程利娜、张楠、胡鑫、刘清舟等。希望未来的日子大家都可以成为自己想成为的人，愿大家前程似锦，万事顺意。

感谢上海的三巨头，幸运的大家都来到上海，幸运的硕士期间还有你们陪伴。

感谢父母，用尽全力将我托举。感谢家人，因为你们深沉而热烈的爱让我有勇气面对困难，时时刻刻被温暖。爱你们，希望你们身体健康、幸福快乐，不必过于操劳。

最后感谢不曾放弃、披荆斩棘的自己。

纸短情长，感恩相遇！

复旦大学

学位论文独创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。论文中除特别标注的内容外，不包含任何其他个人或机构已经发表或撰写过的研究成果。对本研究做出重要贡献的个人和集体，均已在论文中作了明确的声明并表示了谢意。本声明的法律结果由本人承担。

作者签名：_____ 日期：_____

复旦大学

学位论文使用授权声明

本人完全了解复旦大学有关收藏和利用博士、硕士学位论文的规定，即：学校有权收藏、使用并向国家有关部门或机构送交论文的印刷本和电子版本；允许论文被查阅和借阅；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其它复制手段保存论文。涉密学位论文在解密后遵守此规定。

作者签名：_____ 导师签名：_____ 日期：_____