

学校代码: 10246
学 号: 20110200017

復旦大學

博士 学位 论文

(学术学位)

BESIII 上重子产生和衰变的研究

Study of baryon production and decay at BESIII

院 系: 现代物理研究所

专 业: 粒子物理与原子核物理

姓 名: 肖云龙

指 导 教 师: 黄焕中教授、严亮青年研究员

完 成 日 期: 2025 年 5 月 10 日

指导小组成员

黄焕中 教授

严亮 青年研究员

目 录

摘要	xxv
Abstract	xxvii
第1章 引言	1
1.1 粒子物理标准模型	1
1.1.1 组成物质的基本粒子	1
1.1.2 相互作用和媒介子	3
1.2 夸克模型	4
1.3 CKM 矩阵与 CP 破坏	5
1.3.1 CKM 矩阵	5
1.3.2 CP 破坏	7
1.4 粱偶素与类粱偶素	8
1.5 奇特强子态	10
1.5.1 胶球	10
1.5.2 正反核子阈值效应	11
1.6 论文结构	13
第2章 北京谱仪 III 实验	15
2.1 北京正负电子对撞机 (BEPCII)	15
2.2 北京谱仪 (BESIII)	16
2.2.1 束流管	17
2.2.2 主漂移室 (MDC)	17
2.2.3 飞行时间计数器 (TOF)	17
2.2.4 电磁量能器 (EMC)	18
2.2.5 μ 子探测器 (MUC)	18
2.2.6 超导磁体系统 (SSM)	18
2.2.7 数据读取系统	18
2.3 BESIII 离线数据处理系统	18

第3章 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 过程的研究	21
3.1 选题背景	21
3.2 数据和模拟样本	21
3.3 事例选择和本底研究	23
3.3.1 带电径迹选择	23
3.3.2 带电粒子鉴别	24
3.3.3 反中子鉴别	24
3.3.4 $\pi^+ \pi^-$ 的反冲质量窗口	24
3.3.5 运动学拟合	25
3.3.6 本底分析	26
3.4 分支比和角分布的测量	28
3.4.1 MC 效率的研究	28
3.4.2 角度参数的测量	29
3.5 分支比的测量	32
3.6 角分布的系统不确定度	34
3.6.1 角分布参数的系统不确定度来源	34
3.6.2 MC 效率修正	34
3.6.3 QED 峰本底	34
3.6.4 非峰本底	35
3.6.5 峰本底	35
3.6.6 运动学拟合	35
3.6.7 $\cos \theta$ 区间数	36
3.6.8 拟合 $\cos \theta$ 范围	36
3.7 分支比测量的系统不确定度	37
3.7.1 MC 效率修正	37
3.7.2 衰变参数	38
3.7.3 $\pi^+ \pi^-$ 的反冲质量	38
3.7.4 QED 本底估计	38
3.7.5 非峰本底估计	38
3.7.6 峰本底	39
3.7.7 运动学拟合	39
3.7.8 $\psi(3686)$ 的总数	39
3.8 小结	40

第 4 章 研究 Σ^+ 衰变的 CP 对称性	41
4.1 选题背景	41
4.2 数据和模拟样本	44
4.3 $p\pi^0\bar{n}\pi^-$ 事例选择和本底研究	45
4.3.1 带电径迹选择	45
4.3.2 带电粒子鉴别	45
4.3.3 反中子鉴别	45
4.3.4 光子选择	46
4.3.5 重建 π^0	46
4.3.6 运动学拟合	47
4.3.7 质量窗口	48
4.3.8 本底分析	48
4.4 $n\pi^+\bar{p}\pi^0$ 事例选择和本底研究	49
4.4.1 带电径迹选择	49
4.4.2 带电粒子鉴别	49
4.4.3 光子选择	49
4.4.4 重建 π^0	50
4.4.5 运动学拟合	50
4.4.6 质量窗口	51
4.4.7 本底分析	52
4.5 $p\pi^0\bar{p}\pi^0$ 事例选择和本底研究	53
4.5.1 带电径迹选择	53
4.5.2 带电粒子鉴别	53
4.5.3 光子选择	53
4.5.4 重建 π^0	54
4.5.5 运动学拟合	54
4.5.6 R_{xy} 要求	55
4.5.7 质量窗口	56
4.5.8 本底分析	57
4.6 拟合方法	59
4.6.1 似然函数构造	59
4.6.2 函数最小化	59
4.6.3 输入/输出检查	60
4.7 衰变参数测量	62
4.7.1 MC 效率	63

4.7.2	拟合结果	64
4.8	研究 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\pi^0 \bar{n}\pi^- (n\pi^+ \bar{p}\pi^0)$ 系统不确定度	66
4.8.1	衰变参数系统不确定性来源	66
4.8.2	MC 效率修正	66
4.8.3	运动学拟合	67
4.8.4	拟合方法	67
4.8.5	信号质量窗口	68
4.8.6	本底估计	68
4.8.7	固定衰变参数	70
4.9	研究 J/ψ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\pi^0 \bar{p}\pi^0$ 系统不确定度	72
4.9.1	衰变参数系统不确定度来源	72
4.9.2	MC 效率修正	72
4.9.3	运动学拟合	74
4.9.4	拟合方法	76
4.9.5	信号质量窗口	77
4.9.6	本底估计	79
4.10	小结	81
第 5 章 研究 $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程		83
5.1	选题背景	83
5.2	数据和模拟样本	85
5.3	事件选择	86
5.3.1	径迹选择	86
5.3.2	光子、中子和反中子重建	87
5.3.3	能量差	90
5.3.4	最大未使用能量沉积	91
5.3.5	运动学拟合	92
5.3.6	交换中子-光子假设的运动学拟合	92
5.3.7	比较信号-本底假的运动学拟合	92
5.3.8	π^0 质量窗口	93
5.3.9	中性径迹的飞行时间信息	93
5.4	质量、宽度和分支比的测量	95
5.4.1	重建算法验证	95
5.4.2	数据和 MC 比较	96
5.4.3	MC 效率修正	97

5.4.4	$M(n\bar{n})$ 效率曲线	99
5.4.5	探测器分辨率	100
5.4.6	质量、宽度和分支比的结果	100
5.5	分支比的系统不确定度	103
5.5.1	修正 bin 间隔	103
5.5.2	效率修正	103
5.5.3	$J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的运动学拟合	104
5.5.4	$\chi^2_{2C}(\gamma n\bar{n}) \leq \chi^2_{2C}(\gamma\gamma n\bar{n})$ 的要求	105
5.5.5	$\chi^2_{2C_err}(\gamma n\bar{n})$ 的要求	105
5.5.6	ΔE 要求	106
5.5.7	π^0 窗口	106
5.5.8	效率曲线	108
5.5.9	本底估计	109
5.5.10	拟合范围	109
5.5.11	$J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 的 MC 模型	110
5.5.12	光子重建	110
5.5.13	J/ψ 的总数	110
5.6	质量和宽度的系统不确定度	110
5.6.1	效率修正	111
5.6.2	$J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的运动学拟合要求	112
5.6.3	$\chi^2_{2C}(\gamma n\bar{n}) \leq \chi^2_{2C}(\gamma\gamma n\bar{n})$ 的要求	113
5.6.4	$\chi^2_{2C_err}(\gamma n\bar{n})$ 的要求	113
5.6.5	ΔE 要求	114
5.6.6	π^0 窗口	115
5.6.7	效率曲线	117
5.6.8	本底估计	118
5.6.9	拟合范围	118
5.6.10	$J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 的 MC 模型	119
5.7	小结	119
第 6 章 $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S \pi^+ \pi^0$ 分支比测量		121
6.1	选题背景	121
6.2	数据和模拟样本	122
6.3	分析策略	124
6.4	ST 事件选择	125

6.5 DT 事件选择	126
6.5.1 径迹选择	126
6.5.2 重建 K_S	126
6.5.3 带电径迹 π^+ 选择	127
6.5.4 重建 π^0	127
6.6 本底研究	128
6.6.1 本底分析	128
6.7 分支比测量	131
6.7.1 不同选择条件下的选择效率	131
6.7.2 DT 效率	131
6.7.3 分支比测量	132
6.8 分支比测量的系统不确定度	136
6.8.1 径迹重建和 PID	136
6.8.2 重建 π^0	136
6.8.3 K_S^0 重建	137
6.8.4 及联分支比	137
6.8.5 ST 侧的拟合模型	137
6.8.6 MC 统计量	137
6.8.7 拟合模型	137
6.8.8 峰本底贡献	140
6.8.9 MC 模型	141
第 7 章 总结与展望	145
参考文献	149
附录 A	163
7.1 \bar{n} 控制样本	163
7.1.1 粒子鉴别	163
7.1.2 \bar{n} 簇射要求	163
7.1.3 \bar{n} 重建效率	164
7.2 数据和 MC 对比和一些检查	164
附录 B	167
7.3 π^0 控制样本	167
7.3.1 粒子鉴别	167
7.3.2 良好簇射	167

7.3.3 π^0 重建	168
7.3.4 π^0 重建效率	168
7.4 \bar{n} 控制样本	168
7.4.1 粒子鉴别	168
7.4.2 \bar{n} 簇射要求	169
7.4.3 \bar{n} 重建效率	169
7.5 本底数目提取公式	169
7.6 结合两种衰变模式确定 BF	171
附录 C	173
7.7 检查拟合方法	173
7.8 效率校正	173
7.9 MVA 分析中使用的每个变量的分布	180
7.10 控制样本的多个变量的分布	183
附录 D	185
7.11 在信号区间相空间 MC 与数据的比较	185
7.12 在信号区间 Weight MC 与数据的比较	187
7.13 检查拟合方法	188
7.14 二维高斯与相关系数卷积的形状	189
7.15 2D 拟合 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量分布	190
攻博博士学位期间取得的学术成果	191
致谢	193

插图

1-1	粒子物理标准模型。	3
1-2	最低阶赝标量介子和矢量介子八重态，以及重子八重态和十重态的示意图。	5
1-3	粲偶素与类粲偶素谱。	9
1-4	传统强子态(顶部)和奇特强子态(底部)的内部结构 ^[25] 。	10
2-1	BEPCII 储存环示意图。	15
2-2	BESIII 探测器结构图。	17
2-3	BESIII 离线软件组成示意图。	19
3-1	$\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$, $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$, $\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{n}\pi^+$ 的螺旋度定义图。	22
3-2	MC 模拟的 EMC 中的中子和反中子的沉积能量分布(左图); MC 模拟的中子和反中子的二阶矩分布(右图)。	24
3-3	$M_{rec(\pi^+\pi^-)}$ 不变质量分布, 蓝线为信号 MC, 红色和绿色的直方图均为 Inclusive MC (左图); $M_{rec(\pi^+\pi^-)}$ 的信噪比优化图, 其中 S 为信号 MC 经过选择条件之后的事件数目, B 为 Inclusive MC 经过选择条件之后的本底数目 (右图)。	25
3-4	χ^2_{1C} 的信噪比优化图, 其中 S 为信号 MC 的事件数, B 为 Inclusive MC 本底的事件数。	26
3-5	Inclusive MC 样本的 $M(n\pi^-)$ 不变质量分布图。深红色的直方图为信号的贡献, 粉红色的直方图为 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 \Delta^- \bar{\Delta}^+$ 的贡献, 浅蓝色的直方图为 $\psi(3686) \rightarrow \Delta^- \bar{\Delta}^+$ 的贡献, 绿色的直方图为 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的贡献, 深蓝色的直方图为其他本底。	27
3-6	在不同动量范围和 $\cos\theta$ 范围下的数据和 MC 的 \bar{n} 选择效率的比值(左图, 使用控制样本 $J/\psi \rightarrow p\bar{n}\pi^-$); 在不同动量范围下的数据和 MC 的 \bar{n} 选择效率的比值(右图, 使用控制样本 $\psi(3686) \rightarrow p\bar{n}\pi^-$)。	28
3-7	在不同动量范围和 $\cos\theta$ 范围下的数据和 MC 的 π^- 选择效率的比值。(左图为 2009 年的实验数据, 右图为 2012 年的实验数据。使用控制样本为 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$)。	29

3-8 在不同动量范围和 $\cos\theta$ 范围下的数据和 MC 的 π^+ 选择效率的比值。(左图为 2009 年的实验数据, 右图为 2012 年的实验数据。使用控制样本为 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$)。	29
3-9 不同 $\cos\theta$ 范围下的选择效率分布图。ndf 表示自由度, 黑色且带误差棒的点为 MC 模拟的效率的微分分布, 红色的曲线为拟合结果。	30
3-10 在不同的 $\cos\theta$ 区间内 Σ^- 不变质量的拟合结果。黑色且带误差棒的点为实验数据的分布, 绿色的虚线为峰本底的分布, 红色的虚线为信号的贡献, 红色的实线为总的拟合结果。	31
3-11 角度分布参数的拟合结果 ($\cos\theta_{\Sigma^-}$ 中的 10 个 bin)。黑色且带误差棒的点为实验数据的分布, 红色的实线为拟合结果。	32
3-12 $n\pi^-$ 不变质量的拟合。黑色且带误差棒的点为实验数据的分布, 绿色的虚线为峰本底的分布, 红色的虚线为信号的贡献, 红色的实线为总的拟合结果。	33
3-13 信号过程 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^+$ 的 χ^2_{1c} 分布。黑色带误差的点为数据分布, 蓝色的直方图为修正之后的信号 MC 分布, 红色的直方图为修正之前的信号 MC 分布。	36
3-14 使用 Barlow 方法进行系统不确定性估计。红色的点黑色的误差棒为不同要求下计算出的分支比值(左图); 蓝色的直方图为不同要求下计算出的 Barlow 测试值。	38
4-1 $e^+e^- \rightarrow \Psi \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^- \rightarrow N\pi\bar{N}\pi$ 中的螺旋角定义图。	43
4-2 γ 和反中子的二阶矩分布(左图)。 γ 和反中子在 EMC 沉积能量分布(右图)。蓝色的直方图和红色的直方图分别表示 γ 和 \bar{n} 。	46
4-3 π^0 的不变质量分布(左图), 1C 运动学拟合的 χ^2 分布(右图)。黑色且带误差棒的点为数据的分布, 红色的虚线为 Inclusive MC 的分布, 绿色的直方图的为信号 MC 的分布。	47
4-4 针对的是 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 过程的 χ^2_{4C} 的信噪比优化图。其中 S 是信号 MC 的事例数, B 是来自 Inclusive MC 本底的事例数。	47
4-5 $p\pi^0$ 的不变质量图(左图), $\bar{n}\pi^-$ 的不变质量图(右图)。黑色且带误差棒的点为信号 MC 的分布, 红色的虚线为平本底的贡献, 粉红色的虚线为 Crystal-Ball 函数描述的信号分布。	48

- 4-6 $p\pi^0$ 的不变质量图 (左图), $\bar{n}\pi^-$ 的不变质量图 (右图)。黑色且带误差棒的点为信号 MC 的分布, 红色的虚线为平本底的贡献, 粉红色的虚线为 Crystal-Ball 函数描述的信号分布。 50
- 4-7 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow n\pi^+, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 过程的 χ_{2C}^2 信噪比优化图。其中 S 是信号 MC 事件数, B 是来自 Inclusive MC 的本底事件数。 51
- 4-8 $n\pi^+$ 的不变质量图 (左图), $\bar{p}\pi^0$ 的不变质量图 (右图)。黑色且带误差棒的点为信号 MC 的分布, 红色的虚线为平本底的贡献, 粉红色的虚线为 Crystal-Ball 函数描述的信号分布。 52
- 4-9 π^0 的不变质量分布。蓝色的直方图表示信号 MC 的分布, 粉红色的直方图表示 Inclusve MC 的分布, 红色带误差棒的点表示数据的分布。 54
- 4-10 χ_{2C}^2 分布图 (左图为 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$), χ_{2C}^2 分布图 (左图为 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$)。红色的直方图表示信号 MC 的分布, 蓝色的直方图表示 Inclusve MC 的分布, 黑色带误差棒的点表示数据的分布。 55
- 4-11 χ_{2C}^2 的信噪比优化图 (左图为 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$); χ_{2C}^2 的信噪比优化图 (右图为 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$)。其中 S 是信号 MC, B 是来自 Inclusive MC 的本底。 55
- 4-12 R_{xy} 分布 (左图为 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$); R_{xy} 分布 (右图为 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$)。深蓝色的直方图表示信号 MC 的分布, 蓝色的直方图表示 Inclusve MC 的分布, 红色带误差棒的点表示数据的分布。 56
- 4-13 R_{xy} 的信噪比优化图 (左图为 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$); R_{xy} 的信噪比优化图 (右图为 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$)。其中 S 是信号 MC, B 是来自 Inclusive MC 的本底。 56
- 4-14 $p\pi^0$ 的不变质量图 (左图), $\bar{p}\pi^0$ 的不变质量图 (右图)。蓝色的直方图表示信号 MC 的分布, 蓝色的直方图表示 Inclusve MC 的分布, 红色带误差棒的点表示数据的分布。 57
- 4-15 $p\pi^0$ 的不变质量拟合图 (左图), $\bar{p}\pi^0$ 的不变质量拟合图 (右图)。带有误差线的黑点为信号 MC, 红色实线为总拟合函数。 57

4-16 衰变参数输入和输出的 Pull 分布(联合拟合两个道: $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$; $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$, 其中 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ 和 $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 衰变参数固定到之前的测量结果)。黑色 的数据点表示参数的值, 蓝色的曲线表示的拟合结果。	60
4-17 衰变参数输入和输出的 Pull 分布(联合拟合两个道: $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$; $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$)。黑色 的数据点表示参数的值, 蓝色的曲线表示的拟合结果。	61
4-18 二维不变质量 $\bar{p}\pi^0$ 与 $n\pi^+$ 散点图(左图), 代表 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 过程; 二维不变质量 $\bar{n}\pi^-$ 与 $p\pi^0$ 散点图 (右图), 代表 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 过程。	62
4-19 二维不变质量 $\bar{p}\pi^0$ 与 $p\pi^0$ 散点图, 代表 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 过 程。	63
4-20 相空间 MC 校正流程。	63
4-21 两个衰变过程: $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 和 $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 的 矩 $M(\cos \theta_{\Sigma^+})$ 分布。黑点带有误差的点是数据的分布, 红色的线 是拟合结果, 蓝色虚线表示无极化分布。绿带的带子显示了两个 衰变过程之间的绝对差异。	64
4-22 对于 $\Psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\pi^0 \bar{p}\pi^0$ 的矩 $M(\cos \theta_{\Sigma^+})$ 分布。对于 $\psi(3686)$ 和 J/ψ 衰变, 通过独立获得带有误差条的黑色和红色数据点, 红色 和蓝色的曲线代表拟合结果, 青色虚线表示在相空间中的均匀 分布。	65
4-23 χ^2_{2C} 分布(左图为 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 过程); χ^2_{2C} 分布(右图为 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 过程)。红色点 为实验数据, 黑色直方图为修正之前的 MC 样本, 蓝色的直方图 为修正之后的 MC 样本。	67
4-24 本底估计带来的系统不确定度。红色的点且黑色的误差棒为不同 要求下的参数测量结果。	69
4-25 本底估计带来的系统不确定度。红色的点且黑色的误差棒为不同 要求下的参数测量结果。	70
4-26 衰变参数的分布图(通过联合拟合两个过程: $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow$ $p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$)。 . . .	74
4-27 参数分布图。红色的点且黑色的误差棒表示不同 χ^2_{2C} 要求下的参 数测量结果。	75

4-28 Barlow 对衰变参数的不同 χ^2_{2C} 要求进行检验。绿色柱状图表示不同要求下 Barlow 测试的值。	76
4-29 参数分布图。红色的点且黑色的误差棒表示不同信号质量要求下的参数测量结果。	78
4-30 对衰变参数的不同信号质量窗口进行 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求下 Barlow 测试的值。	78
4-31 参数分布图。红色数据点和黑色误差线给出不同边带要求中衰变参数的不同值。	80
4-32 对衰变参数的不同信号质量窗口进行 Barlow 检验。绿色直方图表示不同边带窗口中的 Barlow 检验值。	80
5-1 BDT 训练的输出鉴别器。蓝点是信号 MC 训练样本的似然输出，蓝色直方图是信号 MC 测试样本的似然输出，红点是本底训练样本的似然输出，红色直方图是本底测试样本的似然输出（左上）。本底抑制与信号效率（右上）。信号 MC 变量的相关矩阵（中左）。本底的相关矩阵（中右）。BDT 选择的品质因数（底部）。	88
5-2 BDT 训练的输出鉴别器。蓝点是信号 MC 训练样本的似然输出，蓝色直方图是信号 MC 测试样本的似然输出，红点是本底训练样本的似然输出，红色直方图是本底测试样本的似然输出（左上）。本底抑制与信号效率（右上）。信号 MC 变量的相关矩阵（中左）。本底的相关矩阵（中右）。BDT 选择的品质因数（底部）。	89
5-3 BDT 训练的输出鉴别器。蓝点是信号 MC 训练样本的似然输出，蓝色直方图是信号 MC 测试样本的似然输出，红点是本底训练样本的似然输出，红色直方图是本底测试样本的似然输出（左上）。本底抑制与信号效率（右上）。信号 MC 变量的相关矩阵（中左）。本底的相关矩阵（中右）。BDT 选择的品质因数（底部）。	90
5-4 中子和反中子能量差的 ΔE 分布。带有误差棒的红点表示数据。绿线和蓝线分别表示 Inclusive MC 和信号 MC（左图）； ΔE 的品质因数，其中 S 是信号 MC， B 是来自 Inclusive MC 的本底数目（右图）。	91
5-5 EMC 中簇射的最大未使用沉积能量分布。带有误差棒的红点表示数据。绿线和蓝线分别表示 Inclusive MC 和信号 MC（左图）；最大未使用沉积能量的品质因数，其中 S 是信号 MC 数目， B 是来自 Inclusive MC 的本底数目（右图）。	91

- 5-6 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的 χ^2_{2C} 分布。带有误差棒的红点表示数据。绿线和蓝线分别表示 Inclusive MC 和信号 MC (左图); χ^2_{2C} 的品质因数, 该图为 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$, 其中 S 为信号 MC, B 为 Inclusive MC 的本底 (右图)。 92
- 5-7 Inclusive MC 的 $M(\gamma\gamma)$ 分布。带有误差棒的黑点是 Inclusive MC, 红色实线是总拟合函数, 红色虚线是 Inclusive π^0 末态的本底贡献, 蓝色虚线是非 π^0 末态的本底贡献。 93
- 5-8 不同中性粒子在 TOF 时间差分布图 (测量到的时间与预期的光子时间的时间差 ΔT)。深色、蓝色和红色线分别代表光子、 K_L 和反中子的时间, 红色箭头定义为时间窗口。 94
- 5-9 光子能量、不变质量 $n\bar{n}$ 、三动量 $n\bar{n}$ 分布比较。蓝线和红线分别代表 Truth MC 和重建 MC 的光子能量分布 (左上)、 $n\bar{n}$ 的不变质量分布 (右上)、 $n\bar{n}$ 的三动量分布 (中间和底部)。 95
- 5-10 光子、中子和反中子在 Truth MC 和重建 MC 之间的角度分布。红线表示 (光子、中子和反中子) 飞行方向在 Truth MC 和重建 MC 之间的角度分布。 96
- 5-11 $n\bar{n}$ 的不变质量、 χ^2_{2C} 、 $\cos\theta_\gamma$ 、 $\cos\phi_\gamma$ 、 n 动量、 \bar{n} 动量、 $M(\gamma n)$ 、 $M(\gamma\bar{n})$ 和分布。绿色、蓝色、浅蓝色、黄色、浅红色和红色直方图分别代表信号道、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 贡献。 97
- 5-12 在 EMC 上不同动量和 $\cos\theta$ 范围的数据与 MC 选择效率的比值。左图为中子的数据与 MC 选择效率的比率, 右图为反中子的数据与 MC 选择效率的比率。 98
- 5-13 BDT 方法对不同动量和 $\cos\theta$ 范围的数据与 MC 选择效率的比值。左图为中子的数据与 MC 选择效率的比率, 右图为反中子的数据与 MC 选择效率的比率。 98
- 5-14 在 TOF 上不同动量和 $\cos\theta$ 范围的反中子的数据与 MC 选择效率的比值。 98
- 5-15 效率修正流程。通过控制样本得到修正因子, 然后把修正因子修正到我们的信号衰变过程中。 99
- 5-16 $M(n\bar{n}) - M(n)$ 的效率分布图, 带有误差线的黑点为 MC, 红色实线为总拟合函数。 100
- 5-17 不变质量 $M(n\bar{n})$ 的分布。带有误差线的黑点是通过从重建的 $M(n\bar{n})$ 分布减去 Truth 的 $M(n\bar{n})$ 分布得到的, 红色实线是总拟合函数。 100

- 5-18 $M(n\bar{n}) - 2M(n)$ 的分布图。带误差线的黑点为数据，蓝色实线为总拟合函数，红线为信号函数，绿线为 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程，绿色虚线为 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程，紫色虚线为 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程，蓝色虚线为 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 过程。 . 101
- 5-19 (左) 不同 χ_{2C}^2 分支比要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值 (右) 红色数据点和黑色误差线表示不同 χ_{2C}^2 要求的不同分支比值。 104
- 5-20 数据和 MC 的 $\chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 分布,(包括 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$, $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$)。带有误差线的红点是数据。蓝色和绿色直方图分别表示 $\gamma n\bar{n}$ 和 $\gamma\gamma n\bar{n}$ 最终状态的 $\chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 分布。左图和右图分别表示要求 $\chi_{2C}^2(\gamma n\bar{n}) \leq \chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 前和后的分布。 105
- 5-21 (左) 不同 ΔE 分支比要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值。(右) 红色数据点和黑色误差线表示不同 ΔE 要求下的分支比的不同值。 106
- 5-22 不同 π^0 质量窗口要求的分支比 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值 (左图)。红色数据点和黑色误差线表示不同 π^0 质量窗口要求下分支比的不同值 (右图)。 107
- 5-23 不同 π^0 质量窗口要求下分支比的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求下 Barlow 检验的值 (左图)。红色数据点和黑色误差线在不同 π^0 质量窗口要求下给出不同的分支比值 (右图)。 108
- 5-24 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 三体过程的效率曲线。带有误差线的黑点是数据，红色实线是总拟合函数。 108
- 5-25 过程 J/ψ 衰变为最终状态 $\gamma n\bar{n}$ 的 $M(n\bar{n}) - 2M(n)$ 分布。带误差线的黑点为数据，蓝色实线为总拟合函数，红线为信号函数，绿线为 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程的本底函数，绿色虚线为 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程的本底函数，紫色虚线为 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程的本底函数，蓝色虚线为 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 过程的本底函数 109
- 5-26 $n\bar{n}$ 不变质量对于 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 三体过程的效率曲线。带有误差线的黑点是数据，红色实线是总拟合函数。左图表示未考虑效率修正，右图表示考虑了效率修正。 111
- 5-27 不同 χ_{2C}^2 质量要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值 (左图)。红色数据点和黑色误差线表示不同 χ_{2C}^2 要求下的质量值不同 (右图)。 112

- 5-28 不同 χ_{2C}^2 宽度要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求下 Barlow 检验的值（左图）。红色数据点和黑色误差线在不同的 χ_{2C}^2 要求下给出不同的宽度值（右图）。 113
- 5-29 不同 ΔE 质量要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值（左图）。红色数据点和黑色误差线在不同的 ΔE 要求下给出不同的质量值（右图）。 114
- 5-30 不同 ΔE 宽度要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值（左图）。红色数据点和黑色误差线在不同的 ΔE 要求下给出不同的宽度值（右图）。 115
- 5-31 不同 π^0 质量窗口要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值（左图）。红色数据点和黑色误差线表示不同 π^0 质量窗口要求下的质量值（右图）。 116
- 5-32 不同 π^0 质量窗口宽度要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求下 Barlow 检验的值（左图）。红色数据点和黑色误差线在不同 π^0 质量窗口要求下给出不同的宽度值（右图）。 116
- 5-33 不同 π^0 质量窗口要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值（左图）。红色数据点和黑色误差线表示不同 π^0 质量窗口要求下的不同质量值（右图）。 117
- 5-34 (左) 不同 π^0 质量窗口宽度要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求下 Barlow 检验的值（左图）。红色数据点和黑色误差线在不同 π^0 质量窗口要求下给出不同的宽度值（右图）。 117
- 6-1 $A_c^+ \rightarrow n K_S \pi^+ \pi^0$ 的费曼图, (a)(d) 为外部 W 发射和 W 交换图, (b)(c) 为内部 W 发射和 W 交换图。 122
- 6-2 Inclusive MC 样本的反冲 $K_S \pi^+ \pi^0$ 质量分布。黑色且带误差的点为实验数据, 其余彩色的直方图表示 Inclusive MC 中模拟的本底成分和信号成分。 129
- 6-3 拟合不变质量 $M(n\pi^+) - M(n)$ 、 $M(n\pi^-) - M(n)$ 和 $M(n\pi^0) - M(n)$ 的分布图。黑色且带误差的点为 Inclusive MC 中模拟的峰本底分成, 蓝色的虚线为水晶球函数, 红色的虚线描述平本底的贡献, 蓝色的实线为总的拟合结果。 130
- 6-4 末态粒子 K_S 、 n 、 π^0 和 π^+ 动量分布。红色的点且带误差棒的为实验数据, 蓝色的直方图为模拟的信号 MC 分布。 131
- 6-5 末态粒子 K_S 、 n 、 π^0 和 $\pi^+ \cos \theta$ 分布。红色的点且带误差棒的为实验数据, 蓝色的直方图为模拟的信号 MC 分布。 132

6-6 信号区域 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量分布（上两张图）和边带区域 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的质量分布（下两张图）。黑色且带误差的点为实验数据，其余彩色的直方图表示 Inclusive MC 中模拟的本底成分和信号成分。	134
6-7 信号（左图）和边带（右图）区域的 $\pi^+\pi^-$ 与 n 不变质量的二维散点图。	134
6-8 在信号范围（上两张图）和边带（下两张图）范围中的 n 和 $\pi^+\pi^-$ 不变质量的二维拟合图。黑色且带误差棒的为实验数据，紫红色的强子过程的本底贡献，红色的虚线为含有 Λ_c^+ 末态的本底，蓝色的线为信号贡献，绿色的线为总的拟合结果。	135
6-9 在信号范围（上两张图）和边带范围（下两张图）区域中 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量 2D 拟合。黑色且带误差棒的为实验数据，紫红色的强子过程的本底贡献，红色的虚线为含有 Λ_c^+ 末态的本底，蓝色的线为信号贡献，绿色的线为总的拟合结果。	138
6-10 在信号范围（上两张图）和边带范围（下两张图）区域中 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量 2D 拟合。黑色且带误差棒的为实验数据，紫红色的强子过程的本底贡献，红色的虚线为含有 Λ_c^+ 末态的本底，蓝色的线为信号贡献，绿色的线为总的拟合结果。	138
6-11 在信号范围（上两张图）和边带范围（下两张图）区域中 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量 2D 拟合。黑色且带误差棒的为实验数据，紫红色的强子过程的本底贡献，红色的虚线为含有 Λ_c^+ 末态的本底，蓝色的线为信号贡献，绿色的线为总的拟合结果。	139
6-12 在信号范围（上两张图）和边带范围（下两张图）区域中 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量 2D 拟合。黑色且带误差棒的为实验数据，紫红色的强子过程的本底贡献，红色的虚线为含有 Λ_c^+ 末态的本底，蓝色的线为信号贡献，绿色的线为总的拟合结果。	139
6-13 使用加权修正的 MC 方法后的动量和不变质量的数据和 MC 分布比较。红色且带误差棒的点为实验数据，蓝色的直方图为加权修正的 MC 的分布。	142
7-1 不同粒子的动量和角度的数据和 MC 对比图。	165
7-2 $n\pi^-$ 的不变质量分布。	166
7-3 $\bar{p}\pi^0$ 的不变质量分布。	166
7-4 边带区域定义的散点图 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 。	170
7-5 边带区域定义的散点图 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 。	171

7-6 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 联合拟合的分支比	172
7-7 100 次输入输出检查的质量和宽度分布。	173
7-8 在对数据（上两个）和 MC（下两个）应用 BDT 选择之前（左）和之后（右）不同动量大小和发射角中的中子计数。	174
7-9 在应用 BDT 选择数据（上两个）和 MC（下两个）之前（左）和之后（右）不同动量大小和发射角中的反中子计数。	175
7-10 不同动量大小和发射角箱中的中子效率。对于 MC 模拟（左图）、数据（中图）、数据/MC 效率比（右图）。	175
7-11 不同动量大小和发射角的反中子效率。对于 MC 模拟（左图）、数据（中图）、数据/MC 效率比（右图）。	176
7-12 对数据（上两个）和 MC（下两个）应用 EMC 选择之前（左图）和之后（右图）不同动量大小和发射角中的中子计数。	176
7-13 在对数据（上两个）和 MC（下两个）应用 EMC 选择之前（左图）和之后（右图）不同动量大小和发射角中的反中子计数。	177
7-14 不同动量大小和发射角箱中的中子效率。对于 MC 模拟（左图）、数据（中图）、数据/MC 效率比（右图）。	177
7-15 不同动量大小和发射角的反中子效率。MC 模拟（左图）、数据（中图）、数据/MC 效率比（右图）。	178
7-16 在应用 EMC 选择数据（上两个图）和 MC（下两个图）之前（左图）和之后（右图）不同动量大小和发射角中的反中子计数。	178
7-17 不同动量大小和发射角箱中的反中子效率。对于 MC 模拟（左图）、数据（中图）、数据/MC 效率比（右图）。	179
7-18 MVA 分析中使用的每个变量的分布与用于分析的信号 (γ) 和本底 ($n\bar{n}$) 样本相关训练。	180
7-19 MVA 分析中使用的每个变量的分布与信号 (n) 和本底 ($\gamma\bar{n}$) 样本有关，这些样本用于训练。	181
7-20 与用于训练的信号 (\bar{n}) 和本底 (γn) 样本相关的 MVA 分析中使用的每个变量的分布。	182
7-21 控制样本 $J/\psi \rightarrow p\bar{n}\pi^+$ 的数据和 MC 之间的多变量分布。	183
7-22 控制样本 $J/\psi \rightarrow p\bar{n}\pi^-$ 的数据和 MC 之间的多变量分布。	184
7-23 不变质量 $K_S\pi^0$ 、 $K_S\pi^+$ 、 $K_S\pi^+\pi^0$ 、 nK_S 、 $nK_S\pi^0$ 、 $nK_S\pi^+$ 分布比较图。红色的点且带误差棒的为实验数据，蓝色的直方图为模拟的信号相空间 MC 分布。	185

7-24 不变质量 $n\pi^0$ 、 $n\pi^+$ 、 $n\pi^+\pi^0$ 、 $\pi^+\pi^0$ 分布比较图。红色的点且带误差棒的为实验数据，蓝色的直方图为模拟的信号相空间 MC 分布。	186
7-25 不变质量 $K_S\pi^0$ 、 $K_S\pi^+$ 、 $K_S\pi^+\pi^0$ 、 nK_S 、 $nK_S\pi^0$ 、 $nK_S\pi^+$ 分布比较图。红色的点且带误差棒的为实验数据，蓝色的直方图为加权修正后的 MC 分布。	187
7-26 不变质量 $n\pi^0$ 、 $n\pi^+$ 、 $n\pi^+\pi^0$ 、 $\pi^+\pi^0$ 分布比较图。红色的点且带误差棒的为实验数据，蓝色的直方图为加权修正后的 MC 分布。	188
7-27 输入输出的 Pull 分布。	188
7-28 二维 $M^2(n)$ 和 $M_{\pi^+\pi^-}$ 分布。	189
7-29 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量二维分布。	190

表格

1-1 四种相互作用的比较。	4
3-1 主要峰本底的事件数。	27
3-2 拟合的产额、本底贡献以及 MC 效率。	33
3-3 角分布参数系统不确定度。	34
3-4 MC 效率修正的系统不确定性。	34
3-5 非峰本底估计的系统不确定性。	35
3-6 峰本底的系统不确定性。	35
3-7 运动学拟合的系统不确定性。	36
3-8 $\cos\theta$ bin 的系统不确定性。	36
3-9 拟合范围的系统不确定性。	37
3-10 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的分支比不确定。	37
3-11 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 、 $\Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ 和 $\Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的测量角度参数和分支比的以 及分支比的理论预测。	40
4-1 符号含义。	43
4-2 在 BESIII 收集的 Ψ 数据集。	44
4-3 拓扑分析 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\pi^0 \bar{n}\pi^-$ 过程的 Inclusive MC 本底成分。	48
4-4 拓扑分析 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow n\pi^+ \bar{p}\pi^0$ 过程的 Inclusive MC 本底成分。	52
4-5 拓扑分析 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\pi^0 \bar{p}\pi^0$ 过程的 Inclusive MC 本底成分。	58
4-6 拓扑分析 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\pi^0 \bar{p}\pi^0$ 过程的 Inclusive MC 本底 成分。	58
4-7 衰变参数的系统不确定来源。	66
4-8 MC 效率修正的不确定性。	66
4-9 进行螺旋参数修正或不进行修正的参数结果。	67
4-10 输入/输出差异。	68
4-11 信号质量窗口带来的衰变参数的不确定性。	68
4-12 本底估计带来的衰变参数不确定性。	70
4-13 固定参数的不确定性。	71
4-14 衰变参数的总不确定度。	72

4-15 MC 效率修正带来的衰变参数的不确定度。	73
4-16 运动拟合带来的衰变参数的不确定度。	76
4-17 拟合方法带来的衰变参数的不确定度。	77
4-18 信号质量窗口带来的衰变参数不确定度。	79
4-19 本底估计带来的衰变参数不确定度。	81
4-20 衰变参数的测量结果。	82
5-1 不同结果中 $X(p\bar{p})$ 的质量和宽度。	84
5-2 不同结果中 $X(1835)$ 的质量和宽度。	84
5-3 BESIII 收集的 J/ψ 数据集、 J/ψ 事件数、BOSS 版本。	86
5-4 Exclusive MC 样本。	86
5-5 MVA 分析中使用的簇射能量、簇射形状、new-var1、new-var2 和 new-var3 变量及其类别和说明。	87
5-6 拓扑分析 J/ψ Inclusive MC 本底成分。	93
5-7 信号和主要本底的比例因子和预期产量。	96
5-8 信号事件数量，探测效率，考虑效率修正后的探测效率， $n\bar{n}$ 的质量， $n\bar{n}$ 的宽度。	101
5-9 分支比的总不确定度。	103
5-10 运动学拟合对分支比测量带来的系统不确定度。	104
5-11 $\chi^2_{2C}(\gamma n\bar{n}) \leq \chi^2_{2C}(\gamma\gamma n\bar{n})$ 引起的系统不确定度。	105
5-12 $\chi^2_{2C_err}(\gamma n\bar{n})$ 对分支比测量带来的系统不确定度。	106
5-13 ΔE 对分支比测量带来的系统不确定度。	106
5-14 π^0 质量窗口对分支比测量带来的系统不确定度。	107
5-15 效率曲线对分支比测量带来的系统不确定度。	108
5-16 本底估计对分支比测量带来的系统不确定度。	109
5-17 拟合范围对分支比测量带来的系统不确定度。	110
5-18 对于 $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程， $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 的 MC 模型产生的系统不确定度，涉及分支比、 $n\bar{n}$ 的质量和 $n\bar{n}$ 的宽度	110
5-19 $n\bar{n}$ 的质量和宽度的总不确定度。	111
5-20 效率修正对质量和宽度测量带来的系统不确定度。	112
5-21 运动拟合对质量和宽度测量带来的系统不确定度。	112
5-22 $\chi^2_{2C}(\gamma n\bar{n}) \leq \chi^2_{2C}(\gamma\gamma n\bar{n})$ 对质量和宽度测量带来的系统不确定度。	113
5-23 $\chi^2_{2C_err}(\gamma n\bar{n})$ 对质量和宽度测量带来的系统不确定度。	114
5-24 ΔE 对质量和宽度测量带来的系统不确定度。	114
5-25 π^0 质量窗口对质量和宽度测量带来的系统不确定度。	115

5-26 拟合方法对质量和宽度测量带来的系统不确定度。	118
5-27 本底估计对质量和宽度测量带来的系统不确定度。	118
5-28 拟合范围对质量和宽度测量带来的系统不确定度。	118
5-29 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 的 MC 模型对质量和宽度测量带来的系统不确定度。	119
5-30 $J/\psi \rightarrow \gamma X(p\bar{p}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程的分支比。	119
5-31 $n\bar{n}$ 、 $p\bar{p}$ 和 $X(1835)$ 的质量和宽度。	119
 6-1 同位旋对称过程的分支比。	121
6-2 BESIII 上超过 $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^-$ 对产生阈值的能量点。	123
6-3 BESIII 上超过 $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^-$ 对产生阈值的能量点。	123
6-4 包括电荷共轭模式的 ST 产额从 $\sqrt{s} = 4.600$ GeV 到 4.699 GeV。	126
6-5 包括电荷共轭模式从 $\sqrt{s} = 4.600$ GeV 到 4.699 GeV 的 ST 效率 (%)。	126
6-6 不同选择条件下的选择效率。	131
6-7 DT 效率 (%), 包括 $\sqrt{s} = 4.600$ GeV 到 4.699 GeV 的电荷共轭模式。	132
6-8 Smear 参数。	133
6-9 $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S^0 \pi^+ \pi^0$ 过程的分支比、信号产额和信号显著性。	135
6-10 分支比的总不确定度来源。	136
6-11 不同控制样本的信息。	140
6-12 新的 DT 效率 (%), 包含 $\sqrt{s} = 4.600$ GeV 至 4.699 GeV 能量点。这里使用控制样本为 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ (n\pi^+) \pi^+ \pi^-$ 。	140
6-13 新 DT 效率 (%), 包含 $\sqrt{s} = 4.600$ GeV 至 4.699 GeV 能量点。这里使用控制样本为 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^- (n\pi^-) \pi^+ \pi^+$ 。	141
6-14 新 DT 效率 (%), 包含 $\sqrt{s} = 4.600$ GeV 至 4.699 GeV 能量点。这里使用控制样本为 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+ (n\pi^0) \pi^+$ 。	141
6-15 使用加权修正方法的 DT 效率 (%) (从 $\sqrt{s} = 4.600$ GeV 到 4.699 GeV)。	143
6-16 $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S^0 \pi^+ \pi^0$ 以及同位旋过程的分支比。	143
 7-1 效率的分子和分母。	173

摘要

粒子物理的标准模型 (SM)，特别是电弱统一理论，已取得显著的成就。其中量子色动力学 (QCD) 在高动量转移条件下的计算也得到了许多实验结果的验证。然而，因微扰理论在低能区域的不适用，导致 QCD 的预言能力逐渐变低。在北京谱仪 (BESIII) 上收集的粲偶素和粲重子位于 QCD 微扰和非微扰的过渡能区，因此可以通过研究重子产生和衰变检验不同的非微扰理论模型。目前对称性在理论模型中发挥了十分重要的作用，而电荷共轭宇称 (CP) 对称性尤其重要。 CP 的破坏是解释宇宙中物质多于反物质的三个基本条件之一。 CP 破坏已经在 K 、 B 、 D 介子和 Λ_b 重子的衰变中被观察到，并在粒子物理的 SM 中通过小林-益川机制进行了理论描述。然而，在这些过程中观察到的 CP 破坏不足以解释物质-反物质不对称。因此，需要 SM 之外的相当大的 CP 破坏来解释物质-反物质不对称。在 BESIII 实验上，超子弱衰变被认为是有希望发现 CP 破坏的过程。另外，BESII 实验首次发现了质子-反质子的阈值反常增长，给出了质量在阈值附近的依赖信息，也被后面的 BESIII 实验所确认。很多理论假设，包括新的共振态、 $p\bar{p}$ 的末态相互作用 (FSI)、 $p\bar{p}$ 的束缚态以及胶球都可以用来解释质子-反质子的阈值反常行为。但是研究中子-反中子的阈值增长现象却一直处于空白。此外，粲重子衰变的实验研究为重夸克中的强弱相互作用提供了重要信息。最轻的粲重子 Λ_c^+ 是在 e^+e^- 湮灭中观测到的。到目前为止，还有 20% 的 Λ_c^+ 衰变是未探索的，因此需要研究包括潜在中间过程的多体强子衰变。为了研究在重子产生和衰变中的重要科学问题，本文基于在 BESIII 收集的 J/ψ 事例、 $\psi(3686)$ 事例以及 $4599.53 - 4698.82$ MeV 的对撞实验数据进行了系统研究，其包括：

首次测得 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的分支比为 $(2.82 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.08_{\text{syst}}) \times 10^{-4}$ ，角分布参数为 $\alpha_{\Sigma^-} = 0.96 \pm 0.09_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$ 。分支比结果偏离理论预言 2.3σ ，表明强相互作用振幅与电磁互作用振幅的干涉效应对粲偶素衰变存在显著影响。 α_{Σ^-} 与其同位旋过程 α_{Σ^+} 和 α_{Σ^0} 之间也存在显著差异。通过对 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 、 $\Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ 和 $\Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的分支比和角度参数，可以更好地理解同位旋破坏效应及相关的物理机制。

对 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 的五维角分析进行了综合研究，测得 $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ 衰变参数 $\alpha_+ = 0.0481 \pm 0.0031_{\text{stat}} \pm 0.0019_{\text{syst}}$ ，精度提升 4 倍。其中，首次测定 $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 的衰变参数 $\bar{\alpha}_- = -0.0565 \pm 0.0047_{\text{stat}} \pm 0.0022_{\text{syst}}$

和 $A_{CP}(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+) = -0.080 \pm 0.052_{\text{stat}} \pm 0.028_{\text{syst}}$ 。将 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ 衰变参数 $\alpha_0 = -0.9753 \pm 0.0106_{\text{stat}} \pm 0.0018_{\text{syst}}$ 和 $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 衰变参数 $\bar{\alpha}_0 = 0.9986 \pm 0.0108_{\text{stat}} \pm 0.0040_{\text{syst}}$ 测量精度提高了 3 倍，并给出了重子领域的最高精度平均参数 $\langle \alpha_0 \rangle = -0.9869 \pm 0.0011_{\text{stat}} \pm 0.0016_{\text{syst}}$ 和最高精度的 CP 测量值 $A_{CP}(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0) = -0.0118 \pm 0.0083_{\text{stat}} \pm 0.0028_{\text{syst}}$ 。在目前的实验数据中，没有在超子衰变到中子和质子过程中发现 CP 破坏，其结果在误差范围内与 SM 是一致的。

首次测得 $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 分支比为 $(5.32 \pm 0.20_{\text{stat}} \pm 0.79_{\text{syst}}) \times 10^{-5}$ ，质量为 $M_{X(n\bar{n})} = 1882.6 \pm 4.1_{\text{stat}} \pm 21.1_{\text{syst}} \text{ MeV}/c^2$ ，宽度为 $\Gamma_{X(n\bar{n})} = 58.6 \pm 3.7_{\text{stat}} \pm 18.8_{\text{syst}} \text{ MeV}$ ，与 $X(p\bar{p})$ 质量差为 $\Delta M = 50.6^{+6.5}_{-19.4}(\text{stat})^{+27.7}_{-27.0}(\text{syst}) \text{ MeV}/c^2$ 。其分支比比值 $\frac{Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n})}{Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(p\bar{p}) \rightarrow \gamma p\bar{p})}$ 小于 1 且大于 0.5，说明 $X(N\bar{N})$ 由 FSI 效应、核子与反核子的束缚态效应等共同引起的。 $\Gamma_{X(n\bar{n})}$ 和 $\Gamma_{X(p\bar{p})}$ 的所有宽度都小于 $X(1835)$ 的宽度，这可能表明 $X(n\bar{n})$ 、 $X(p\bar{p})$ 和 $X(1835)$ 可能混合。这些为确定核子-反核子的阈值增长以及 $X(1835)$ 的性质提供了直接证据。

通过研究 $\Lambda_c^+ \rightarrow nK_S^0\pi^+\pi^0$ 四体衰变，测得其分支比为 $(0.85 \pm 0.13_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}})\%$ ，其显著性为 9.2σ 。该测量结果与基于同位旋对称性的理论预言存在 4.4σ 差异，暗示粲重子四体衰变中可能存在中间共振态效应或其他贡献，为完善粲重子衰变的理论模型提供实验依据。

关键字：粲偶素； CP 破坏；重子偶素；粲重子；BESIII 实验

中图分类号：O572.21

Abstract

The Standard Model (SM) of particle physics, especially the electroweak theory, has achieved remarkable success. The calculations of quantum chromodynamics (QCD) under high momentum transfer conditions have also been verified by many experiments. However, due to the inapplicability of perturbation theory in the low energy region, the generalization of QCD has gradually lost its predictive power. The charmonium and charmed baryon produced at the Beijing Spectrometer (BESIII) are located in the transition energy region between perturbation and non-perturbation of QCD, so different non-perturbative theoretical models can be tested by studying baryon production and decay. Currently, symmetry plays a very important role in these theoretical models, and charge conjugation parity (CP) symmetry is particularly important. CP symmetry is one of the three basic conditions to explain the excess of matter over antimatter in the universe. In fact, CP violation has been observed in the decays of K , B , D , and Λ_b , and has been theoretically described in the SM of particle physics through the Kobayashi-Maskawa mechanism. However, the violations observed in these processes are not sufficient to explain the asymmetry between matter and antimatter. The weak decay of hyperons is considered to be a promising place to search for CP violation at BESIII experiment. In addition, the threshold enhancement of proton-antiprotons is observed for the first time by BESII experiment, providing information on the dependence of mass near the threshold, which was also confirmed by the BESIII experiment. Many theoretical assumptions, including new resonance states, final state interactions (FSI) of $p\bar{p}$, bound states of $p\bar{p}$, and glueballs, can be used to explain the threshold anomalous behavior of proton-antiproton. However, the study of the threshold enhancement of neutron-antineutron has been blank. Besides, experimental studies of charmed baryon decays have provided important information on strong and weak interactions in heavy quarks. The lightest charmed baryon Λ_c^+ was first observed in e^+e^- annihilation. So far, 20% of Λ_c^+ decays remain unexplored so that it is necessary to study multi-body hadronic decays including potential intermediate processes. In order to solve important scientific issues, the baryon production and decay from J/ψ , $\psi(3686)$, and $4599.53 - 4698.82$ MeV experimental data is systematically studied in this thesis, including:

The branching fraction of $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ and angular distribution parameter

are measured to be $(2.82 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.08_{\text{syst}}) \times 10^{-4}$ and $\alpha_{\Sigma^-} = 0.96 \pm 0.09_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$ for the first time. The branching fraction result deviates from the theoretical prediction by 2.3σ , indicating that the interference effect between the strong interaction amplitude and the electromagnetic interaction amplitude has a significant impact on the charmonium decay. There are also significant differences between α_{Σ^-} and its isospin processes α_{Σ^+} and α_{Σ^0} . By comparing the branching fractions and angular parameters of $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$, and $\Sigma^- \bar{\Sigma}^+$, we can better understand the isospin effect and related mechanisms.

A five-dimensional angular analysis of $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ and $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ is conducted. The accuracy of the decay parameter $\alpha_+ = 0.0481 \pm 0.0031_{\text{stat}} \pm 0.0019_{\text{syst}}$ for $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ is improved by 4 times. The decay parameters $\bar{\alpha}_- = -0.0565 \pm 0.0047_{\text{stat}} \pm 0.0022_{\text{syst}}$ and $A_{CP}(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+) = -0.080 \pm 0.052_{\text{stat}} \pm 0.028_{\text{syst}}$ of $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ are measured for the first time. The accuracy of the decay parameter $\alpha_0 = -0.9753 \pm 0.0106_{\text{stat}} \pm 0.0018_{\text{syst}}$ and $\bar{\alpha}_0 = 0.9986 \pm 0.0108_{\text{stat}} \pm 0.0040_{\text{syst}}$ are improved by 3 times, and average decay parameter $\langle \alpha_0 \rangle = -0.9869 \pm 0.0011_{\text{stat}} \pm 0.0016_{\text{syst}}$ and $A_{CP}(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0) = -0.0118 \pm 0.0083_{\text{stat}} \pm 0.0028_{\text{syst}}$ are determined with the highest accuracy. In the current data, no CP violation is observed in the processes of hyperon decay to neutrons and protons, and the results are consistent with the prediction of SM.

The $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma nn$ branching fraction, mass, width, and mass difference with $X(p\bar{p})$ are measured to be $(5.32 \pm 0.20 \pm 0.79) \times 10^{-5}$, $M_{X(n\bar{n})} = 1882.6 \pm 4.1_{\text{stat}} \pm 21.1_{\text{syst}} \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma_{X(n\bar{n})} = 58.6 \pm 3.7 \pm 18.8 \text{ MeV}$, and $\Delta M = 50.6^{+6.5}_{-19.4} \text{ MeV}/c^2$. $\frac{Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma nn)}{Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(p\bar{p}) \rightarrow \gamma p\bar{p})}$ is determined to be less than 1 and greater than 0.5, indicating that $X(N\bar{N})$ is caused by the FSI effect and the contribution of the bound states of nucleons and antinucleons. All the widths of $\Gamma_{X(n\bar{n})}$ and $\Gamma_{X(p\bar{p})}$ are smaller than that of $X(1835)$, which may indicate that $X(n\bar{n})$, $X(p\bar{p})$ and $X(1835)$ may be mixed. These provide direct evidence for determining the threshold enhancement of nucleons-antinucleons and the properties of $X(1835)$.

The branching fraction of $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S^0 \pi^+ \pi^0$ is measured to be $(0.85 \pm 0.13 \pm 0.03)\%$, with a significance of 9.2σ . This measurement result differs from the theoretical prediction based on isospin symmetry by 4.4σ , suggesting the possible existence of intermediate resonance effects or other contributions in the four-body decay of charmed baryons, providing the input for the theoretical model of charmed baryon decay.

Keywords: charmonium; CP violation; baryonium; charmed-baryon; BESIII

CLC number: O572.21

第1章 引言

自古以来，人类始终在探索和思考物质的构成。在古代，人们相信宇宙万物是由五种基本元素——金、木、水、火、土所组成。这一观念对后来的思想家产生了深远的影响。在后来中国经典著作《庄子·天下篇》中，哲学家惠施提出了一个深刻的观点：“一尺之棰，日取其半，万世不竭”，这一说法精彩地阐述了物质构成并没有最小的限制。在古代西方，许多哲学家也对此进行了探讨。恩培多克勒认为，物质由四种基本元素：水、火、土和空气构成。相较之下，同时期的德谟克利特则提出了一种更为先进的理论，认为所有事物都是由不同大小和质量的原子所组成的，这些原子是不可分割的。进入 20 世纪后，随着物理学与化学的迅猛发展，人们的认识愈加科学，逐渐揭示了物质的微观特性与其复杂性。

1.1 粒子物理标准模型

自 20 世纪 30 年代起，科学界逐渐认识到，现实世界中的几乎所有物质都是由基本粒子构成的，而这些粒子之间通过四种基本的相互作用力进行相互作用：强相互作用、弱相互作用、电磁相互作用以及万有引力。为了解释这些基本粒子及其相互关系，科学家们发展了标准模型，这是一个专门描述三种相互作用力（不包括引力）如何影响基本粒子的理论框架。自从上世纪 70 年代该模型首次提出以来，它已经成功地解答了大量实验结果，并对很多实验结果做出了精确的预言。经过超过五十年的发展和验证，标准模型如今被认为是对物质基本组成及其相互作用的最成功的理论体系。

1.1.1 组成物质的基本粒子

在标准模型中，粒子被根据其自旋特性分为两大类：费米子与玻色子。费米子的自旋是半整数，包括一些常见粒子如电子、夸克和中微子等，它们共同构成了宇宙中绝大多数的物质。相较之下，玻色子则具有整数自旋，包括光子 (γ) 以及 W 和 Z 玻色子，这些粒子在相互作用中充当力的传递者。图 1-1 展示了这些基本粒子的不同类别和它们的特征^[1]。从图中我们可以看出，费米子可细分为三代。第一代（第一列）包括上夸克、下夸克、电子及其对应的电子中微子。剩余两代（第二列和第三列）的粒子与第一代粒子具有相似的特性，但质量逐渐增加，并且它们主要在高能对撞实验中被产生，生成后通常会迅速衰变。在众多费米子中，电子、缪子（ μ 子）、陶子（ τ 子）以及它们相应的中微子统称为轻

子，相较于同代的夸克，轻子的质量更小，它们不参与强相互作用，主要参与弱相互作用，并且带电轻子也会参与电磁过程。科学家们根据质量的差异为夸克赋予了不同的“味道”标签。同时，由于泡利不相容原理的限制，两个费米子不能处于完全相同的量子态，这导致夸克具有一种称为“颜色”的属性，从而增加了它们的区分度。在量子色动力学（QCD）的理论模型中，夸克通常以成对或成组的方式存在，以确保所组成的强子在整体上保持色荷的和为零。图中的第四和第五列展示了规范玻色子，这些粒子的自旋为1，并负责传递不同的基本相互作用。具体而言，胶子(g)是强相互作用的传播者，而 γ 则负责电磁相互作用的传递。针对弱相互作用， Z 粒子以及 W^- 和 W^+ 粒子则发挥着关键作用，它们的存在基于 $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 的规范对称性。标准模型有效地统一了电弱相互作用，其对称性由 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 描述，同时建立了电弱耦合常数之间的关系。目前，这两个理论框架在理论上实现了相互统一，揭示了粒子间相互作用的深层结构与关系。

2012年7月4日，欧洲核子研究组织（CERN）的大型强子对撞机（LHC）上的两个主要实验团队：ATLAS和CMS同时宣布他们发现了一个新粒子，其质量约为125 GeV，这个粒子被确定为希格斯玻色子（最后一列）。此测量结果为标准模型提供了重要的证据，进一步巩固了标准模型的理论框架。在标准模型中，希格斯场被定义为一种标量场，弥漫于整个宇宙。费米子获得质量的过程是通过与希格斯场的相互作用。根据这种机制，费米子与希格斯场之间的耦合强度直接影响其质量；耦合强度越大，费米子的质量也越重。这一机制不仅为基本粒子的质量来源提供了解释，也为深入理解宇宙的基本构造与自然法则奠定了基础。但是三代夸克和轻子质量差异的根源，是物理学中最为重要且尚未完全解决的课题之一。

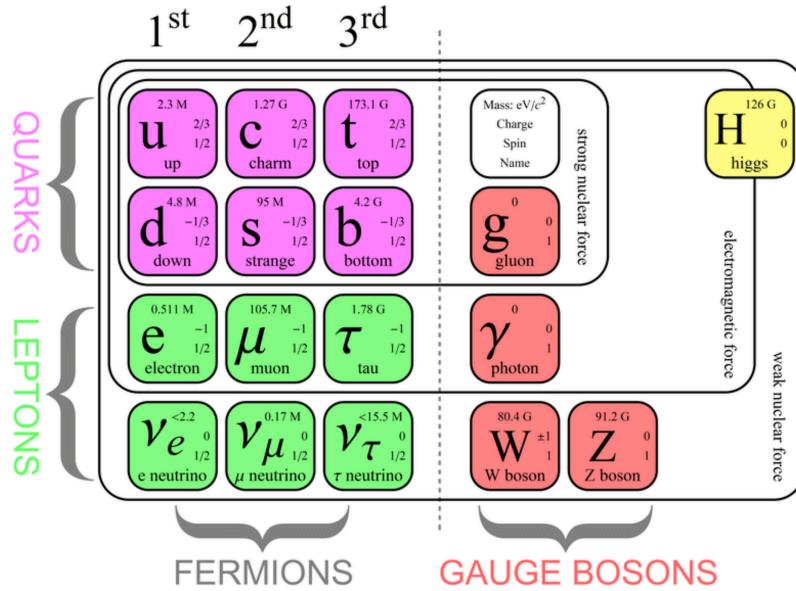


图 1-1 粒子物理标准模型。

1.1.2 相互作用和媒介子

单靠离散的基本粒子无法充分解释自然界中物质的丰富多样性，这需要相互作用力将这些基本粒子结合起来。已知的自然相互作用主要包括四种：引力、电磁相互作用、强相互作用和弱相互作用。夸克之间通过胶子传递的强相互作用形成质子和中子。质子和中子也通过胶子传递的强相互作用形成原子核。在一些放射性 β 衰变过程中，通过弱相互作用，中子可以转换为质子。原子通过离子键、共价键、范德瓦尔斯力、氢键等组成分子和大分子，这些相互作用本质上是电磁相互作用。在这四种相互作用中，引力和电磁力的强度与距离的平方成反比，意味着它们的作用范围相对较大，减弱速度较慢，因此在宏观层面上非常显著。与之相对，强相互作用和弱相互作用的有效作用范围极其有限，只在微观世界中发挥作用。目前的理论认为，除了引力外，其余三种基本相互作用都有各自特定的媒介粒子，这些粒子在量子场论中发挥着重要作用。它们充当粒子间的“信使”，通过交换来传递相互作用力，影响粒子的运动和交互。这种交换机制是理解基本相互作用的核心，同时也是量子场论的基础概念之一。表 1-1 概述了这四种相互作用的强度、作用范围及其对应的媒介粒子。其中，引力子是一种尚未被实验确认的理论粒子，仍需进一步的实验研究来探索其存在与否。

表 1-1 四种相互作用的比较。

相互作用	作用强度	作用范围 (m)	媒介粒子	作用对象	典型寿命
强相互作用	1	10^{-15}	g	所有强子和夸克	10^{-23}
弱相互作用	10^{-5}	10^{-18}	W^\pm, Z^0	强子和轻子	$10^{-10} - 10^{-8}$
电磁相互作用	10^{-2}	∞	γ	带电粒子	10^{-20}
引力相互作用	10^{-38}	∞	-	所有粒子	-

这些媒介子传递相互作用主要由 Glashow、Weinberg 和 Salam 提出的弱电统一理论以及 QCD 描述。在这一统一理论中，通过一个规范场将弱相互作用和电磁相互作用整合在一起。该理论取得了显著的成功，特别是在预言 W^\pm, Z^0 玻色子及其质量方面，这些预言的验证进一步支持了理论的正确性。其中 QCD 是描述夸克之间相互作用的理论。在这一框架中，具备色荷的夸克通过胶子实现相互作用，且胶子本身也具有色荷，从而导致胶子之间的也会存在相互作用。这种相互作用现象直接导致了“渐进自由”的出现。渐进自由意味着，当动量转移 Q^2 增加时，夸克和胶子的耦合常数 g_s 会逐渐减小。在高能量的情况下， g_s 较小，因此可以利用微扰理论进行有效计算。然而在低能量范围， g_s 会迅速上升，这使得微扰方法不再适用。在这种情形下，通常需要借助唯象模型、格点 QCD、或非相对论性量子色动力学等替代性方法来进行相应的计算^[2]。

1.2 夸克模型

在 1964 年，M. Gell-Man 和 G. Zweig 独立提出了强子结构的模型，认为强子是由更基本的夸克组成。早期的夸克模型只包括三种类型的夸克：上夸克、下夸克和奇异夸克。利用群论中的直乘分解方法，科学家们成功揭示了强子的两个主要构成部分：重子和介子。介子是由一对正反夸克组成，其味道可以不同。按照 $SU(3)$ 对称群的不可约表示，介子可以表示为： $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$ 。在介子内部，正反夸克通过强相互作用束缚在一起，具有一定的轨道角动量 L 。如果介子具有自旋 S ，那么它的总角动量 J 可以取值在 $|L - S|$ 和 $|L + S|$ 之间的任意整数。我们通常使用量子数 J^{PC} 来描述强子的分类，其中 $P = (-1)^{L+1}$ 表示空间反演对称性（即宇称），而 $C = (-1)^{L+S}$ 则表示电荷共轭变换下的对称性（即电荷宇称）。例如，量子数为 0^{-+} 的介子称为赝标量介子，量子数为 1^{--} 的介子则被称为矢量介子。重子由三个夸克构成，这些夸克的组合方式也可以不同，其不可约表示为： $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$ 。当轨道角动量 $L = 0$ 时，重子的总角动量 J 可取 $1/2$ 或 $3/2$ 。此时的自旋宇称量子数 J^P 可以表示为 $(1/2)^+$ 或 $(3/2)^+$ 。图 1-2 展示了包括最低阶赝标量介子、矢量介子八重态、重子八重态及重子十重态的结构示意图。

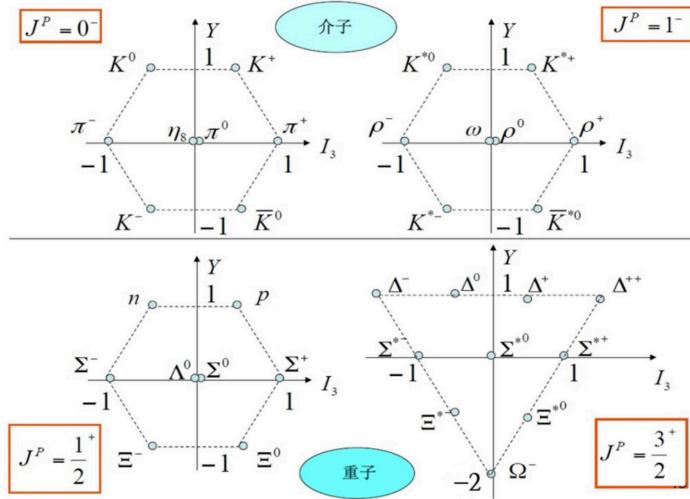


图 1-2 最低阶赝标量介子和矢量介子八重态，以及重子八重态和十重态的示意图。

1.3 CKM 矩阵与 CP 破坏

如今的主流理论认为宇宙大爆炸中产生数量严格相等的正物质和反物质，但宇宙学观测显示已知的宇宙是正物质组成的。我们只能在实验室或者宇宙射线中寻找到少量的反物质，这表明了在宇宙的演化过程中必须存在正物质超过反物质的演化机制。在 1967 年，萨哈罗夫给出这种机制的必要条件：必须有破坏重子和轻子数守恒的相互作用、电荷宇称破坏。而关键的因素之一是必须有电荷宇称破坏（**CP** 破坏）。

1.3.1 CKM 矩阵

在 Glashow-Weinberg-Salam (GWS) 理论中，电弱相互作用被视为一种自发对称性破缺的结果，这一过程是通过希格斯机制实现的。该机制使得四个原初的无质量规范玻色子发生混合，并最终生成质量较大的介子 W^\pm 和 Z^0 ，以及无质量的光子 γ ，光子负责传递电磁相互作用，并且与费米子的质量相关联。在夸克层面， W^\pm 玻色子为不同味道的夸克之间传递相互作用起到了非常重要的作用。由于夸克的质量本征态与它们的弱本征态并不相同，这允许它们在不同代之间进行耦合。例如， W^+ 玻色子可使下夸克 d 变为上夸克 u ，而 W^- 则通过转化上夸克 u 为下夸克 d 来实现耦合。这种夸克之间的相互转换关系由 Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 矩阵描述。CKM 矩阵提供了关于三代夸克间混合和转化概率的量化信息，这对于理解弱衰变以及 **CP** 对称性破坏现象至关重要。它反映了不同味道夸克之间的相互关系，并在粒子物理标准模型中占据重要地位，

具体矩阵如下：

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{\text{weak}} = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{\text{mass.}} \quad (1.1)$$

我们在描述下夸克的味道或弱本征态时，通常用符号 q' 来表示。这一符号实际上是质量本征态 q 的叠加表示。这个概念最早是由 Cabibbo 提出的^[3]，旨在解释弱相互作用的普遍性质，并适用于两代夸克之间的相互关系。元素 V 用于描述不同味的 i 和 j 的夸克之间在带电流下的耦合强度。其复共轭元素 V^* 则对应于这些夸克的电荷宇称共轭过程的耦合。在标准模型中，复数相位的存在使得 V 与 V^* 不相等，这揭示了导致 CP 破坏的独特机制。Kobayashi 和 Maskawa 指出^[4]，通过适当选择夸克的相位，可以构建出一个完全实数的 2×2 矩阵，但这种情况在扩展到 3×3 矩阵时就不再适用。这一理论在 b 夸克和 t 夸克被发现之前就能预测第三代的夸克的存在了。另外，CKM 矩阵同样具有幺正性，即

$$V_{\text{CKM}}^{-1} V_{\text{CKM}}^\dagger = I, \quad (1.2)$$

这意味着它满足幺正条件：

$$\sum_j V_{ij} V_{jk}^* = \delta_{ik}. \quad (1.3)$$

这些关系可以被表示为复平面中的三角形结构。其中，一个重要的关系是：

$$V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = \delta_{db} = 0. \quad (1.4)$$

这表明三个成分的相互作用的和为零，并且从 B 衰变的实验测量中可以提取这些成分的信息。为了构建幺正三角形，通常会将最有把握的项 $V_{cd} V_{cb}^*$ 作为基准来进行归一化处理。确定该三角形的参数是味物理学研究中的一个核心目标。根据这些参数，我们能够得出四个自由度，以全面描述 V_{CKM} 。在标准参数化形式中，这些自由度包含三个混合角与一个复相位^[5]。最新的实验结果如下：

$$\begin{pmatrix} 0.97446 \pm 0.00010 & 0.22452 \pm 0.00044 & 0.00365 \pm 0.00012 \\ 0.22438 \pm 0.00044 & 0.97359^{+0.00010}_{-0.00011} & 0.04214 \pm 0.00076 \\ 0.0096^{+0.00024}_{-0.00023} & 0.04133 \pm 0.00074 & 0.999105 \pm 0.000032 \end{pmatrix}$$

对角线元素代表同一代夸克之间的味道转变，其耦合强度接近于 1，例如在跃迁 $s \rightarrow c$ 过程中。然而，非对角线元素的值则相对较小，比如跃迁 $b \rightarrow c$ 所对应的 $|V_{cb}| \approx 4 \times 10^{-2}$ 。这种由 CKM 机制引发的耦合抑制现象是导致 B 介子有较长寿命的原因之一。在轻子领域，所有轻子态与 W^\pm 玻色子的耦合强度均相同，这

一特征被称为轻子味道普遍性。当前，实验物理学中的一个重要研究方向是精准测定 CKM 矩阵元，并验证其幺正性，以评估标准模型的有效性。此过程不仅在探索标准模型参数的精确值，同时也可能间接揭示新物理的线索。尽管标准模型未能预言 CKM 矩阵元的具体数值，但通过半轻衰变和纯轻衰变的实验，我们能够实现这些矩阵元的精确测量。

1.3.2 CP 破坏

在标准模型中，**CP** 破坏发生在弱相互作用的过程中，具体原因为强相位和弱相位的干涉。强相位影响着不同衰变路径的概率幅度与相位，而弱相位则通过 CKM 矩阵的复数相位引入相位差。这种相位差使得粒子与反粒子之间的衰变过程出现不对称，从而导致 **CP** 破坏的发生。深入理解这两者之间的关系对研究基本物理规律及探索宇宙中的物质与反物质不对称性具有重要意义。**CP** 破坏的研究历史悠长且具有重要意义。在 1956 年，杨振宁和李政道提出了在弱相互作用下宇称不守恒（**P** 破坏）的理论^[6]，并通过吴健雄的实验得到了验证^[7]，因此获得了诺贝尔物理学奖。随后，物理学家发现 **C** 对称性也被打破。然而，在之后的一段时间里，人们普遍认为 **CP** 联合对称性是守恒的。直到 1964 年，Cronin 和 Fitch 在实验中发现 **K** 介子的衰变不符合已知的 **CP** 对称性，揭示了存在 **CP** 破坏的现象，这挑战了当时的理论框架，也使他们获得了诺贝尔物理学奖^[8]。**CKM** 中的 **KM** 混合机制对于 **CP** 破坏的解释是迄今为止最为成功的理论机制。在 2001 年，**BaBar** 合作组和 **Belle** 合作组先后宣布在 **B** 介子衰变中发现了 **CP** 破坏存在的信号^[9, 10]（间接 **CP** 破坏）。直接 **CP** 破坏是在 **B** 介子稀有衰变过程中观测到的^[11, 12]。在 2019 年，欧洲核子中心的 **LHCb** 合作组宣布粲系统中首次发现 **CP** 破坏现象^[13]。以上的实验结果都是符合标准模型中 **KM** 机制的预言的。在 2024 年，欧洲核子中心的 **LHCb** 合作组宣布在 Λ_b 衰变存在 **CP** 破坏的证据^[14]。随后的一年，欧洲核子中心的 **LHCb** 合作组又宣布在 Λ_b 衰变中发现了 **CP** 破坏^[15]。同时期，在 **BESIII** 实验上也在超子衰变中探索 **CP** 破坏^[16-19]。自旋为 $1/2$ 的超子可以通过两体的弱衰变来研究对称性。在过去，人们主要用来研究 **P** 宇称破坏。当前的研究主要是在超子衰变中的寻找 **CP** 破坏。自旋为 $1/2$ 的超子的极化可以通过其两体衰变的末态粒子的角分布得到。在超子衰变到核子（质子或中子）和 π 介子的过程中，其衰变参数可以描述为：

$$\alpha = \frac{2\text{Re}(S^* P)}{|S|^2 + |P|^2}, \beta = \frac{2\text{Im}(S^* P)}{|S|^2 + |P|^2} = \sqrt{1 - \alpha^2} \times \sin \phi, \gamma = \sqrt{1 - \alpha^2} \times \cos \phi, \quad (1.5)$$

其中参数 α 可以被描述为末态子粒子（核子）的角分布非对称性：

$$dN/d\Omega \propto 1 + \alpha \vec{P} \cos \theta, \quad (1.6)$$

然后通过比较超子和反超子的衰变参数 α 和 $\bar{\alpha}$ ，来测试 CP 对称性。

$$A_{CP} = (\alpha + \bar{\alpha})/(\alpha - \bar{\alpha}), \quad (1.7)$$

如果 A_{CP} 不等于 0，则我们观测到 CP 破坏。标准模型对于超子 CP 破坏的计算为 $10^{-4} - 10^{-6}$ 量级。历史上 HyperCP 实验组测量了带电的 Ξ 和 Λ 粒子的 CP 破坏，但并没有找到 CP 破坏的证据。在上面的公式中我们注意到 α 和 \vec{P} （极化）在角动量分布中是以乘积的形式出现的，这意味着我们无法从单个末态粒子的角分布中得到衰变参数。然而在 BESIII 实验中，超子和反超子对是通过正负电子湮灭，产生的中间共振态 J/ψ 和 $\psi(3686)$ 衰变得到的。这为研究超子的产生和衰变提供了一个独特的环境。这个量子纠缠系统提供了一个可控的，精确的 CP 守恒测试。正负电子通过 J/ψ 和 $\psi(3686)$ 产生超子和反超子的过程可以通过类 ψ 化的电磁形状因子来描述^[20]。其形式等同于超子的电磁形状因子^[21-23]。这两个形状因子可以写成两个实参数 α_ψ 和 $\Delta\Phi$ ，代表了角分布的不对称性和两个形状因子之间的相角。可观测量 $\Delta\Phi$ 是与超子反超子的自旋极化相关的。如果 $\Delta\Phi$ 不等于 0，超子的极化将会垂直于其产生平面。这些变量在 BESIII 实验上是可以测量的。我们可以写出正负电子通过 J/ψ 和 $\psi(3686)$ 产生超子反超子对，然后它们分别衰变到核子， π 介子（以及它们的反粒子）的微分截面公式^[20]：

$$\begin{aligned} W(\xi) = & t_0(\xi) + \alpha_\psi t_5(\xi) \\ & + \alpha\bar{\alpha}(t_1(\xi) + \sqrt{1 - \alpha_\psi^2} \cos(\Delta\Phi)t_2(\xi) + \alpha_\psi t_6(\xi)) \\ & \sqrt{1 - \alpha_\psi^2} \sin(\Delta\Phi)(\alpha t_3(\xi) - \bar{\alpha} t_4(\xi)), \end{aligned} \quad (1.8)$$

公式中 ξ 代表了末态粒子的极角和方位角。这个公式由三部分组成，第一行表示超子对的散射角度，第二行表示自旋的相互关联，而第三行是独立的极化项。从第三行可以看出，如果 $\Delta\Phi$ 不等于 0，那么我们可以同时得到超子和反超子的衰变参数 α 和 $\bar{\alpha}$ ，进一步可以测试 CP 守恒量。我们可以通过分析数据的角分布信息，拟合得到公式中的未知参数。

1.4 粱偶素与类粱偶素

粱偶素通常指由一对正反粱夸克所构成的束缚态^[24]。我们在量子电动力学 (QED) 中常常将氢原子视作电子围绕原子核旋转的简单模型。类似地，在 QCD 中，含有重夸克的介子和重子可以用类似的模型来描述：轻夸克围绕重夸克旋转。这种思想为研究粒子类型提供了框架，因此科学家们采用势模型来描述其中的特性，特别是考虑到粱偶素中的夸克质量相同这一特点。对于由正反粱夸克构成的粱偶素，它的轨道角动量 L 可以取值为 $0, 1, 2, \dots$ 。目前为止，实验上尚未发现具有更高轨道角动量（即 $L > 2$ ）的粱偶素态。需要指出的是，每个单

个的粲夸克具有自旋 $\frac{1}{2}$ ，因此，两个粲夸克的相互作用使得系统的总自旋可以为 0 或 1，分别对应于自旋单态和自旋三重态。基于这些量子数，我们可以推导出粲偶素的自旋宇称量子数 J^{PC} 并用 $n^{2S+1}L_J$ 来表示不同的激发态，其中 n 表示主量子数。

在显粲阈值以下，势模型的预测与实验结果相符得很理想。然而，超过显粲阈值后，出现了一些现有理论无法解释的态，而且也还有许多理论上预测的态至今未被发现。这些难以用理论模型解释的态被统称为类聚偶素态。在命名类聚偶素时，通常遵循以下规则：具有非零同位旋的粒子称为 Z 粒子；量子数为 $J^{PC} = 1^{--}$ 的矢量粒子称为 Y 粒子；其他的态则被标记为 X 粒子。这里的 XYZ 粒子与下面将要介绍的奇特强子态有一些相似之处。图 1-3 展示了目前的聚偶素和类聚偶素的详细能谱。

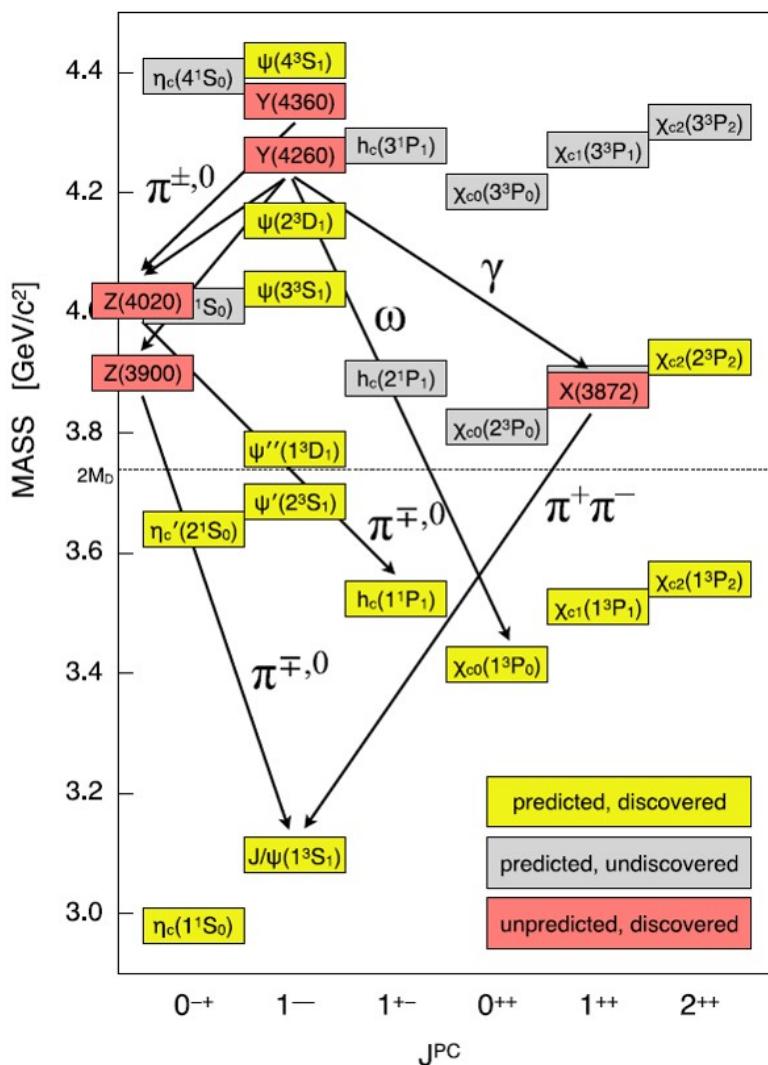


图 1-3 聚偶素与类聚偶素谱。

1.5 奇特强子态

传统夸克模型认为介子是由2个正反夸克组成，重子是由三个夸克组成。然而最近十几年新发现的很多强子的内部结构是十分复杂的，而且量子色动力学（描述强相互作用的非阿贝尔规范场理论）是允许新型强子态存在的，包括胶球，混杂态，四夸克态($q\bar{q}q\bar{q}$)、五夸克态($qqqq\bar{q}$)、双重子态($qqqqqq$)和重子偶素($qqq\bar{q}\bar{q}\bar{q}$)等。基于夸克之间的结合机制，研究者们进一步发展了分子态模型，认为夸克首先形成介子或重子这种次级结构，随后这些次级结构通过强相互作用结合在一起。对于这些新型强子态的寻找和研究，是高能物理研究中的最前沿课题之一。这些结构的量子数 J^{PC} 是传统夸克模型所禁止。图1-4显示了传统强子态与奇特强子态的内部构造^[25]。自从2003年 $X(3872)$ 发现以来，在BaBar, Belle, BESIII, LHCb等实验上陆续观测到了四夸克态和五夸克态，并引起了广泛的讨论和关注。

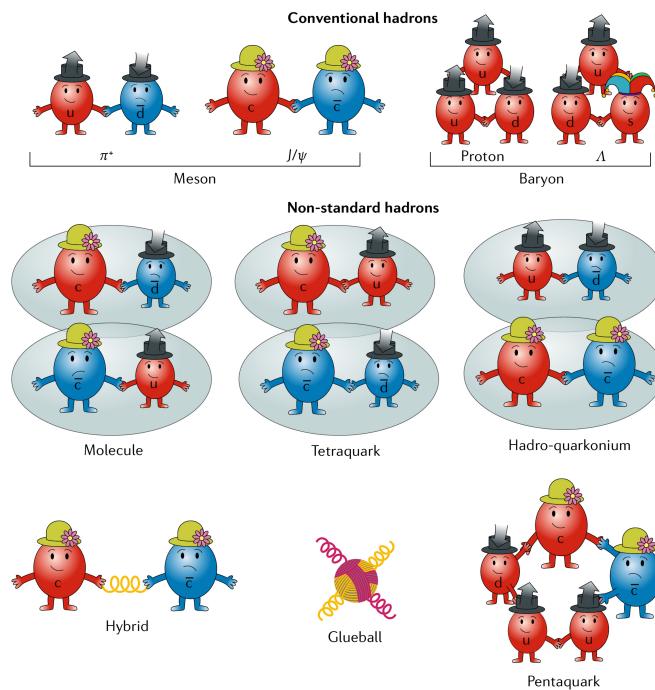


图1-4 传统强子态(顶部)和奇特强子态(底部)的内部结构^[25]。

1.5.1 胶球

胶子之间也存在相互作用，使其能够形成称为“胶球”的束缚态。这一现象是强相互作用在标准模型中的一个关键特征。探索胶球的存在不仅可以有效验证标准模型，还对深入理解胶子场及色禁闭机制至关重要。在低能量强相互作用的范围内，由于夸克与胶子之间的强耦合效应，传统的微扰理论方法往往无法

适用。目前，格点 QCD 被广泛认可为有效的理论工具，这种基于格点的计算方法为实验探索胶球提供了宝贵的指导，预计存在三种最低质量的胶球态，具体如下：

- **标量态**：质量大约在 1.5 至 1.7 GeV 之间，第一激发态位于约 2.1 GeV，量子数为 0^{++} ；
- **张量态**：质量在 2.3 至 2.4 GeV 范围，量子数为 2^{++} ；
- **赝标量态**：其质量位于 2.3 至 2.6 GeV 之间，量子数为 0^{-+} 。

然而，寻找和识别胶球的任务极为复杂，因为它们的量子特性与传统的由夸克构成的介子相似。研究介子谱可能反映了胶球与常规介子间相互作用的结果。因此，需对介子谱进行深入分析以促进胶球的探测。

1.5.2 正反核子阈值效应

对于六夸克态而言，由一个质子和一个中子组成的氘核，是自然界中发现的仅有的双重子系统。它的自旋宇称是 1^+ ，束缚能是 2.225 MeV^[26]。虽然通过强相互作用可以产生氘核，理论也允许其它的类氘核的双重子态的存在，但是至今也没有观测到其它的双重子态^[27]。重子偶素是由一个重子和一个反重子组成的特殊的六夸克态。它们之间的相互作用和双重子对类似，又因为湮灭，吸引和排斥势效应导致表现的有所不同。对于重子偶素的研究将有利于我们理解类氘核不存在的原因以进一步了解和检验标准模型。关于重子偶素的概念的提出可以追溯到上世纪 40 年代，费米和杨振宁提出了介子可能是由核子与反核子组成的复合粒子^[28]，不过这个设想后来被夸克模型取代。在 70 年代，重子偶素不再和普通的轻介子相关，而是被认为是一种质量靠近阈值并有着特殊衰变性质的新型介子^[29]。在轻强子谱中，由于各个态之间的距离相对较近，使得区分奇特态粒子（包括重子偶素）和传统粒子相对困难。最近几年，随着 BESII 基于 J/ψ 的辐射衰变，在质子-反质子不变质量谱上发现了阈值增长结构^[30] 等实验结果的报道，激起了理论家对重子偶素计算的兴趣，其中包括了禁闭相互作用的简单势模型^[31]，流管模型^[32, 33]，单玻色子交换势模型^[34]，Bethe-Salpeter 方法^[35]，QCD 求和方法^[36, 37] 等。除了重子偶素外，对于其性质的其它解释也是可能的，例如胶球^[38-40]， η' 径向第二激发态^[41]， $f_0(980)$ 共振态^[42]，或者是质子-反质子的末态相互作用^[43]。

2002 年，Belle 合作组通过 B 介子衰变研究了质子-反质子在低质量区的增长现象。但是由于统计量不足，无法给出确定的结论^[44, 45]。2003 年，BESII 合作组首次发现了质子-反质子的阈值反常增长现象，并给出了振幅和能量在阈值附

近存在严重依赖的结果。这个结果也被后面的 BESIII 实验^[46] 和 CLEO 实验^[47] 进一步确认。为了进一步确认它的性质, BESIII 实验通过分波分析得到了其自旋宇称为 0^{-+} , 并对其质量宽度进行了精确测量^[48], 并且发现需要考虑末态相互作用的影响。有理论指出如果这个新粒子是重子偶素, 很可能衰变到含有多个赝标介子的末态^[49]。而在 2005 年, BESII 实验上首次在 $\pi^+\pi^-\eta'$ 的不变质量谱上观测到一个清晰的共振峰结构^[50], 并且在 BESIII 上也用同样的过程对其进行确认^[51]。根据这个共振峰的质量测量, 该粒子被命名为 $X(1835)$ 。一些理论认为该粒子和质子-反质子的阈值增长结构都来自于重子偶素。如果 $X(1835)$ 是重子偶素, 那么它会强耦合到质子-反质子, 这意味着在 $X(1835)$ 的谱型上尤其在靠近质子-反质子阈值的地方会造成反常。为了精确研究这个效应, BESIII 实验使用了两种不同的模型来描述 $\pi^+\pi^-\eta'$ 的不变质量谱, 分析结果表明了存在 $X(1835)$ 与质子-反质子的强耦合或者 $X(1835)$ 与一个窄共振态发生了干涉。两个模型对于实验数据的描述都很好, 拟合质量相似, 两者都支持质子-反质子束缚态或分子态的存在。另外, 近年来 BESIII 实验通过多介子末态还在 1.835 GeV 附近发现了其它共振结构, 如 $X(1810)$, $X(1840)$ 等, 并试图研究它们与质子-反质子的阈值增长以及 $X(1835)$ 粒子之间的内部联系。但是通过辐射衰变来研究中子-反中子却一直处于空白。中子和质子的同位旋相同, 只是第三分量不同, 并且同位旋在强相互作用中是守恒的。这为研究核子-反核子系统提供了非常好的方式。我们可以通过研究中子-反中子的阈值结构和能量的依赖关系来进一步确定重子偶素效应和末态相互作用的贡献。对于质子和中子来说, 不同的同位旋分量和不同的库伦相互作用都会给出不同的理论结果, 主要体现在质子-反质子和中子-反中子的产额的不同。简单表现为: 假设都是由同一个重子偶素引起的, 那么两者的产额很接近。但假设是通过纯末态相互作用引起的, 只考虑 $1S^0$ 的同位旋为 0 和 1 的贡献, 那么根据同位旋耦合系数以及质子-反质子的测量结果, 可以预计中子-反中子的阈值附近的产额约为质子-反质子的一半^[43]。通过在实验上的比较我们可以很好检验多个理论的可靠性, 为研究重子偶素提供有力的实验数据。

1.6 论文结构

本论文的主体内容由七个章节组成，分别是：

- 第1章：由世界如何组成这个问题引入粒子物理标准模型，对夸克模型、CKM矩阵与 CP 破坏、奇特强子态、粲偶素及其正反核子阈值增长等历史和研究现状进行简单介绍，也介绍了论文选题的背景意义及相关的国内外研究现状；
- 第2章：对北京正负电子对撞机II和北京谱仪III实验进行简单介绍；
- 第3章：本章介绍了BESIII上 $\psi(2S) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的分析过程。首先介绍分析使用的数据样本和蒙特卡洛模拟，然后是信号事例挑选，对本底过程的分析以及信号选择效率的确定；最后是信号及本底形状的描述，信号事例数的提取，分支比的测量及误差分析等；
- 第4章：本章介绍了BESIII上 $\psi(2S) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 和 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 的分析过程，其中 Σ^+ 和 $\bar{\Sigma}^-$ 衰变到质子或者中子末态。首先介绍分析使用的数据样本和蒙特卡洛模拟，然后是信号事例挑选，对本底过程的分析以及信号选择效率的确定；最后是信号及本底形状的描述，信号事例数的提取，衰变参数的测量及误差分析等；
- 第5章：本章介绍了BESIII上 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的分析过程。包括使用的数据样本和蒙特卡洛模拟、信号事例挑选、对本底过程的分析以及信号选择效率的确定、信号及本底形状的描述，信号事例数的提取和分支比的测量及误差分析等；
- 第6章：本章介绍了BESIII上 $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S^0 \pi^+ \pi^0$ 的分析过程，本章结构与第5章的类似；
- 第7章：总结和展望。

第2章 北京谱仪 III 实验

2.1 北京正负电子对撞机 (BEPCII)

BEPCII（北京正负电子对撞机升级）是中国科学院高能物理研究所（IHEP）中的一台重要的高能粒子加速器^[52, 53]，它位于 τ 粲能量区域。这台加速器建成于2008年，是中国第一台高能粒子加速器BEPC（北京正负电子对撞机）的升级版。BEPCII由注入器、束流传输系统和储存环组成。电子枪产生的电子束轰击钨靶产生正电子。如图2-1所示，该装置分别把电子和正电子加速，让它们在高能量下相互碰撞，从而产生一些高能的粒子。BEPCII采用了一种叫做超导射频技术，可以让电子和正电子的能量更高，使得实验能够进行在更高的能量水平下进行。在2020年，BEPCII可以覆盖2.0-4.95 GeV的对撞能量。目前，BEPCII已经完成升级项目的工程设计、合同签订、设备加工与购置、设备的安装、准直、调试、集成，并在2025年1月升级完成，开始调试与运行。预计正负电子束流对撞能量将达到5.6 GeV。为了观测和记录这些碰撞产生的粒子，BEPCII还配备了一系列粒子探测器，帮助科学家们研究强弱相互作用等物理性质，并探索新的物理现象。BEPCII是一台在高能物理研究领域非常重要的设备，它为科学家们提供了一个研究平台，帮助我们更深入地了解粒子和物质的基本性质。

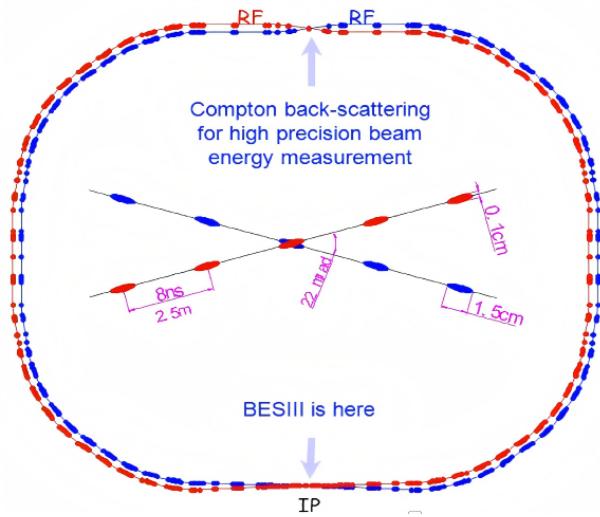


图2-1 BEPCII储存环示意图。

2.2 北京谱仪 (BESIII)

BESIII 探测器是安装在 BEPCII 对撞点处的重要探测器^[54, 55]，借鉴了 BES 和 BESII 探测器近二十年来发展的先进探测技术。经过精密设计，使其能够充分利用 BEPCII 提供的高能量和亮度。与其他大型国际合作组实验相似，BESIII 探测器包括束流管、径迹探测器（主漂移室）、电磁量能器、飞行时间探测器、 μ 子探测器等多个子探测器，用于收集和分析粒子产生的各种信息，以揭示粒子间的相互作用和性质。BESIII 探测器的主要研究目标包括探索 R 值测量和含粲夸克粒子的产生和衰变，研究轻强子谱的实验数据，以及深入研究强子产生和 QCD 相关性质。这些研究将有助于深入了解基本粒子的特性、相互作用规律，推动粒子物理领域的进一步发展。通过 BESIII 探测器的科学实验，我们将获得更多关于宇宙和物质微观世界的精彩发现，为我们揭示更多未知的宇宙奥秘。

BESIII 探测器的设计要求包括：

- 具备优秀的动量和空间确定能力，能够准确测量带电粒子 (e, μ, K, π, p) 飞行方向和动量，并能够可靠地鉴别粒子种类，以支持研究不同类型的带电粒子；
- 对从碰撞点发射的带电粒子和中性粒子具有广泛的立体角覆盖，以确保有效探测所有产生的粒子；
- 具备良好的能量和位置分辨率，能够准确测量光子的能量和方向，从而为光子相关的物理过程提供精确数据；
- 电子学和实验数据采集系统需在多束流碰撞进行，以确保及时有效记录和处理大量实验数据。

BESIII 探测器采用了以下设计方案：

- CsI 晶体量能器（添加了 Tl 成分）：用于探测和区分光子、电子以及正电子，具有高效的能量分辨率和鉴别性能，为光子、电子以及正电子相关的研究提供准确数据；
- 小单元漂移室：在 1 T 磁场中添加 He 基气体。用于精确测量带电粒子飞行方向、动量、位置和能量，支持对带电粒子的全面研究；
- 飞行时间计数器：由塑料闪烁体组成，用于识别带电强子并提供可靠的飞行时间信息，帮助研究强子相关的物理过程；
- μ 子探测器：采用与铁吸收体间隔开的电阻板计数器 (RPC) 来探测和鉴别 μ 子，为 μ 子相关的研究提供支持；

- 前端电子系统和触发选择系统采用流水线技术设计，提高了数据处理的效率，确保系统能够适应多束流工作模式，有效处理大量实验数据。

为了满足前述要求，BESIII 探测器最终采用了以下设计方案。具体而言，BESIII 探测器主要由束流管、主漂移室（MDC）、飞行时间探测器（TOF）、电磁量能器（EMC）、 μ 子探测器（MUC）以及超导磁体（SSM）等组件构成，如图 2-2 所示。这些组件在整体设计中发挥着重要的作用，以确保对带电粒子和中性粒子的有效探测和精确测量。

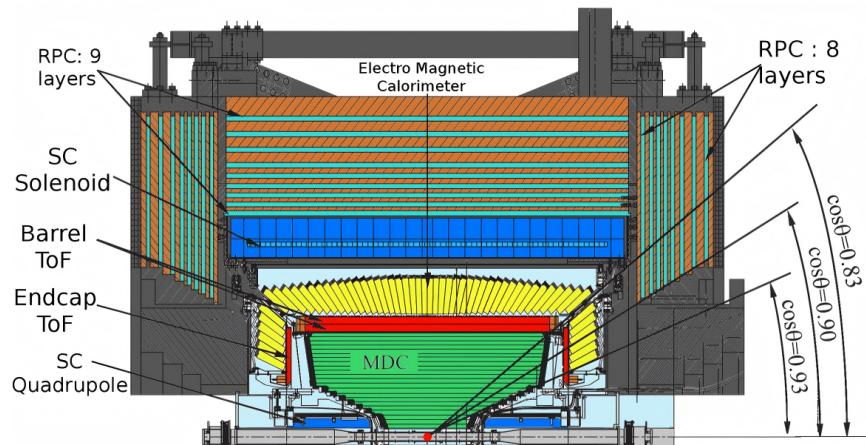


图 2-2 BESIII 探测器结构图。

2.2.1 束流管

为了满足 e^+e^- 碰撞实验中高能粒子测量的需求，束流管采用了精心设计的独特结构。束流管的材料选择为高纯度的铍，这样可以最大程度地减少二次相互作用和多次散射的影响^[54]。

2.2.2 主漂移室 (MDC)

MDC 位于 1.0 T 的磁场内，用于测量带电粒子在 MDC 击中位置，并利用重建算法确定粒子的径迹和电离能损 (dE/dx)。通过磁场信息和 MDC 测得的径迹信息，用于计算带电粒子飞行方向、动量、位置和能量。MDC 采用了原子序数较小的工作气体和场丝。MDC 中间的丝为低质量的铝材料，可以减少粒子的多次散射作用^[54]。

2.2.3 飞行时间计数器 (TOF)

TOF 的工作原理是基于塑料闪烁体，当带电粒子进入塑料闪烁体时，会使其中材料原子处于激发态，在其退激过程中会释放闪烁光。光电倍增管将这些光信号转换为电脉冲信号，用于测量粒子的飞行时间^[54]。

2.2.4 电磁量能器 (EMC)

在 BESIII 中，电磁量能器 (EMC) 的主要作用是测量光子、电子和正电子 (γ, e^-, e^+)。此外，利用强子簇射和湮灭效应原理，也可以用来探测中子、反中子和 K_L 。其主要设计考虑是保证在低能区 (<500 MeV) 的探测效率和分辨率，以应对 J/ψ 衰变产生的低能光子^[54]。

2.2.5 μ 子探测器 (MUC)

在 BESIII 中， μ 子探测器起着至关重要的作用。其结构主要由电阻板计数器 (RPC) 组成，RPC 插在溶剂磁体的磁通返回环路中的钢板之间，利用磁通返回环路的结构来探测和识别 μ 子^[54]。

2.2.6 超导磁体系统 (SSM)

BESIII 探测器中的超导磁体系统是位于电磁量能器 (EMC) 外层的关键部件，主要任务是为主漂移室 (MDC) 中的带电粒子提供恒定磁场。该系统由超导线圈、低温恒温箱、阀箱、电源及失超保护设备、真空设备、监控设备等组成。超导磁体产生 1.0 T 的均匀磁场，内部均匀度为 5%，采用日立电线株式会社生产的矩形铝稳定化 NbTi/Cu 超导体制成的单层线圈。超导磁体系统的设计和建造对 BESIII 探测器的性能至关重要，不仅为粒子偏转和轨迹测量提供必要的磁场，还通过高精度的磁场控制保证实验的准确性和可靠性^[54]。

2.2.7 数据读取系统

BESIII 的在线数据采集系统 (DAQ) 在实验中发挥着至关重要的作用。其主要任务包括高速数据采集、系统运行控制、在线基础软件系统、数据转储任务和支撑系统。该系统采用多种技术来实现这些功能。DAQ 系统的设计目标是在高效率条件下连续稳定地采集超过 24 小时的数据，同时保证数据的准确性和系统的稳定运行。该系统是一个分布式并行处理系统，由 100 多个处理器组成，每个处理器执行相对独立的任务，并且可以并行执行。总体而言，BESIII 的 DAQ 系统以其先进的技术和稳定的性能为高能物理实验提供了重要的数据采集和处理支持。

2.3 BESIII 离线数据处理系统

BESIII 实验的数据分析依托 BOSS 系统，该系统是基于 C++ 语言开发的完整数据处理平台，涵盖了从软件管理到物理分析的整个数据处理流程^[56]。BOSS 系统包括案例模拟、探测器效率标度、事件重建和数据存储等重要功能，可以处理模拟产生的实验数据和 MC 样本，可以存储 DST 文件的所有信息并提供各种

数据，支持后续物理分析的处理工具，如图 2-3 所示。BOSS 系统通过离线校准技术，消除了压力、温度等实验条件对探测器性能的影响，保证了数据的准确性。为了实现 BESIII 实验的物理目标，各个子探测器必须经过精确的修正和标定过程，即离线刻度。这一过程涉及对系统误差、几何位置偏差、信号不均匀性、环境引起的信号变化以及信号损失等因素进行校正。这些高度精密的要求通过离线数据刻度系统完成，通过计算和生成必要的参数，对原始数据进行系统性和特定的修正，以提高物理量计算的准确性。通过这些步骤，BESIII 实验能够实现对粒子物理过程的准确测量和深入分析。

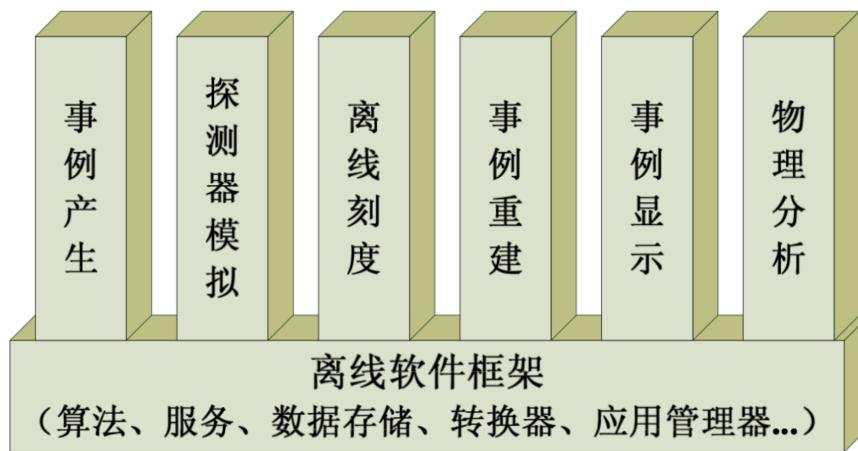


图 2-3 BESIII 离线软件组成示意图。

第 3 章 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 过程的研究

3.1 选题背景

粲偶素态 J/ψ 和 $\psi(3686)$ 的二体重子衰变（此处均用符号 Ψ 表示）为研究 $SU(3)$ 对称性破缺和测试 QCD 在微扰和非微扰能量范围之间的过渡区中的各个方面提供了极好的机会^[57–60]。在 $SU(3)$ 对称性的假设下， Ψ 衰变为不同重子八重态对的振幅应该相同。然而，分支比不仅由强相互作用振幅决定，还由两个振幅之间的电磁相互作用和它们之间的干涉决定^[61]，尽管这些贡献比预期的 $SU(3)$ 破缺效应小得多。使用唯象模型^[62–64]，可以很好地描述 Ψ 衰变为重子八重态的分支比。微扰 QCD^[65, 66] 预测 $\psi(3686)$ 衰变为强子态的分宽度与波函数的平方成正比，而波函数的平方可以通过轻子宽度很好地确定。因此， J/ψ 和 $\psi(3686)$ 衰变到相同末态之间的分支比的比值预计遵循所谓的“12% 规则”^[65, 66]。目前，大部分衰变道大致遵循此规则，但在 $\rho\pi$ 道中观察到了严重的破坏行为^[67]。对于 $\mathcal{B}(\psi(3686) \rightarrow \rho\pi)$ 与 $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\pi)$ 的比值比微扰 QCD 预测小得多，这被称为“ $\rho\pi$ 难题”。关于 $\rho\pi$ 之谜，人们提出了许多解释，包括 J/ψ -胶球混合方案^[68]、intrinsic-charm-component 模型^[69]、碎裂模型^[70]、指数形状因子模型^[71]、 S - D 波混合模型^[72, 73]、末态相互作用模型等^[74]。然而，这些解释都不能解释所有现有的实验结果。因此研究新的粲偶素衰变到重子末态有助于理解 $\rho\pi$ 之谜。实验上，除了 $\Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ ^[5] 过程之外， Ψ 衰变为重子对的分支比已经测得十分精确。

粲偶素衰变到重子对的角分布可以写成 $1 + \alpha_B \cos^2 \theta_B$ ，其中 α_B 是重子的角分布参数， θ_B 是重子在质心系统中与正电子的束流之间的极角。根据螺旋度守恒定律， α_B 的值预计为 1^[75]。此外，在 α_B 的理论计算中，夸克和重子的质量已被考虑^[76, 77]。现有的理论预测与实验测量并不一致。理论预言同位旋对称的过程的 α_B 值应该相同，例如 α_{Σ^+} 和 α_{Σ^0} ^[19, 78]， α_{Ξ^0} 和 α_{Ξ^-} ^[79, 80]。目前，实验结果 α_{Σ^+} 和 α_{Σ^0} ^[19, 78]， α_{Ξ^0} 和 α_{Ξ^-} ^[79, 80] 都没有观察到显著的差异。然而， α_{Σ^-} 的值尚未测量。

3.2 数据和模拟样本

信号 MC 样本由 mDIY 模型产生，其角振幅遵循微分分布函数。分布函数的 θ_Σ 是质心系中 Σ^- 和正电子 (e^+) 束之间的角度。其他四个角度分别是螺旋框架中 π^+ 和反中子（或 π^- 和中子）的极角和方位角。为了获得螺旋角，我们从系

统的 $e^+e^- \rightarrow \psi(3686) \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^+ \rightarrow n\pi^-\bar{n}\pi^+$ 产生散射平面开始处理。其中电子-正电子的四动量和 $\Sigma^-\bar{\Sigma}^+$ 满足以下要求：

$$\begin{aligned}\vec{p}_{\Sigma^-} &= -\vec{p}_{\bar{\Sigma}^+}, \\ \vec{k}_{e^+} &= -\vec{k}_{e^-} = \vec{k},\end{aligned}\quad (3.1)$$

xz 散射平面由 \vec{p} 和 \vec{k} 向量定义。 \vec{p} 和 \vec{k} 向量是 Σ^- 和 e^+ 飞行方向的单位向量，而 y 轴是平面的法线。从右手坐标系中，定义的 xyz 的坐标向量为：

$$\begin{aligned}\vec{e}_x &= \frac{1}{\sin \theta_{\Sigma}} (\vec{p} \times \vec{k}) \times \vec{p}, \\ \vec{e}_y &= \frac{1}{\sin \theta_{\Sigma}} (\vec{p} \times \vec{k}), \\ \vec{e}_z &= \vec{p},\end{aligned}\quad (3.2)$$

其中 \vec{p} 和 \vec{k} 分别是 \vec{p}_{Σ^-} 和 \vec{k}_{e^+} 的单位向量。按上文的定义，从图 3-1 可以看出，螺旋度角是相对于质心系中超子的飞行方向定义的。在我们实验中，螺旋度角是通过以下方式获得的：把超子（反超子）转为到质心系下来获得极角 $\theta_{\Sigma^-}(\theta_{\bar{\Sigma}^+})$ 和 $\phi_{\Sigma^-}(\phi_{\bar{\Sigma}^+})$ ；首先把中子（反中子）转为到质心系下，然后将其转换到超子（反超子）静止框架中；然后分别将中子（反中子）转动 z 轴和 y 轴，可以得到角度 $-\phi_n(\phi_{\bar{n}})$ 和 $-\theta_n(\theta_{\bar{n}})$ 。

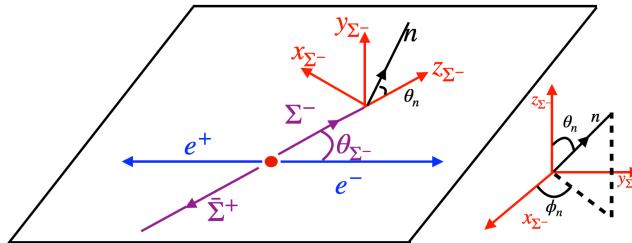


图 3-1 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+, \Sigma^- \rightarrow n\pi^-, \bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{n}\pi^+$ 的螺旋度定义图。

本工作中，我们使用的微分角分布公式如下^[20]：

$$\begin{aligned}W(\xi) &= t_0(\xi) + \alpha_\psi t_5(\xi) \\ &+ \alpha \bar{\alpha} (t_1(\xi) + \sqrt{1 - \alpha_\psi^2} \cos(\Delta\Phi) t_2(\xi) + \alpha_\psi t_6(\xi)) \\ &\quad \sqrt{1 - \alpha_\psi^2} \sin(\Delta\Phi) (\alpha t_3(\xi) - \bar{\alpha} t_4(\xi)).\end{aligned}\quad (3.3)$$

该函数的参数是：

$$\begin{aligned}
 t_0(\xi) &= 1 \\
 t_1(\xi) &= \sin^2 \theta \sin \theta_n \sin \theta_{\bar{n}} \cos \phi_n \cos \phi_{\bar{n}} + \cos^2 \theta \cos \theta_n \cos \theta_{\bar{n}} \\
 t_2(\xi) &= \sin \theta \cos \theta (\sin \theta_n \cos \theta_{\bar{n}} \cos \phi_n + \cos \theta_n \sin \theta_{\bar{n}} \cos \phi_{\bar{n}}) \\
 t_3(\xi) &= \sin \theta \cos \theta \sin \theta_n \sin \phi_n \\
 t_4(\xi) &= \sin \theta \cos \theta \sin \theta_{\bar{n}} \sin \phi_{\bar{n}} \\
 t_5(\xi) &= \cos^2 \theta \\
 t_6(\xi) &= \cos \theta_n \cos \theta_{\bar{n}} - \sin^2 \theta \sin \theta_n \sin \theta_{\bar{n}} \sin \phi_n \sin \phi_{\bar{n}}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

其中 ξ 表示粒子末态的极角和方位角， α_ψ 表示角分布参数， α 等于 0.068， $\bar{\alpha}$ 等于 -0.068^[5]。公式 (3.3) 由三部分组成：第一项表示 Σ 粒子的散射角，第二项表示自旋相关的贡献，第三项为独立极化贡献。

同时，我们还模拟可能的本底事件，以验证和测试我们的选择程序和数据处理方法。使用基于 GEANT4 的^[81] MC 程序生成的模拟样本，其中包括 BESIII 探测器的几何描述和探测器响应，用于确定探测效率和估计本底事件。使用 KKMC^[82] 模拟 $\psi(3686)$ 共振态。模拟中考虑了束流能散和初态辐射。用于数据分析的软件框架是 BOSS (BESIII 离线软件系统)，它由 Gaudi 开发。这项工作是在 BOSS 版本 6.6.4p03 下进行的。关于 $(448.1 \pm 2.9) \times 10^6 \psi(3686)$ MC 事件用于研究可能的本底。已知衰变模式使用 EVTGEN^[83] 模拟，其中使用的衰变分支比来自粒子数据表^[5]，其余未知的粲偶素衰变使用 LUNDCHARM^[84] 模拟。

3.3 事例选择和本底研究

3.3.1 带电径迹选择

由主漂移室 (MDC) 重建的带电径迹必须通过卡尔曼方法成功拟合，并且来自三维相互作用区域。因为本工作中 Σ^- 粒子的寿命更长，因此需要更宽的距离。相对于相互作用点 (IP)，每个带电径迹必须满足以下要求：

- $V_{xy} < 10 \text{ cm}$,
- $|V_z| < 30 \text{ cm}$,
- $|\cos \theta| < 0.93$,
- 好的径迹要求 $N = 2$ 且总电荷等于 0。

此处， θ 是带电径迹与束流的夹角， V_{xy} 和 $|V_z|$ 是带电径迹在 Oxy 平面和 z 位置与相互作用点的最近距离。

3.3.2 带电粒子鉴别

在满足上面的径迹选择要求之后，我们使用 TOF 和 dE/dx 测量值来鉴别带电粒子，并分别计算 π 介子、质子和 K 介子假设的组合置信度 $\mathcal{L}(\pi)$ 、 $\mathcal{L}(p)$ 和 $\mathcal{L}(K)$ 。我们要求 π^+ 和 π^- 候选满足条件： $\mathcal{L}(\pi) > \mathcal{L}(p)$ 和 $\mathcal{L}(\pi) > \mathcal{L}(K)$ 。

3.3.3 反中子鉴别

对于反中子选择，可以使用在 EMC 最大的沉积能量来选择好的反中子。但是，对于选择中子并不容易，因为中子簇射与 EMC 中的 γ 簇射类似。所以我们只重建反中子。我们要求满足以下的 \bar{n} 簇射被称为好的反中子：

- 对于桶部，要求范围： $|\cos \theta| < 0.80$ ；对于端盖，要求范围： $0.86 < |\cos \theta| < 0.92$ ；
- 至少需要一个能量大于 0.6 GeV 的簇射。图 3-2 显示了 MC 模拟中 EMC 中 \bar{n} 和 n 的沉积能量分布；
- 二阶矩被要求 > 20 ，其二阶矩定义为 $\sum_i E_i r_i^2 / \sum_i E_i$ ，其中 E_i 为第 i 个晶体的沉积能量， r_i 为第 i 个晶体与簇中心的径向距离^[85]；
- 为抑制与事件无关的电子噪声和簇射，要求 EMC 时间与事件开始时间之差在 $(0, 700)$ ns 以内；
- 为排除信号过程中带电径迹产生的光子，EMC 中每个簇射的位置与最近的外推带电径迹之间的夹角必须大于 10 度，且任何两个簇射不能形成 π^0 。

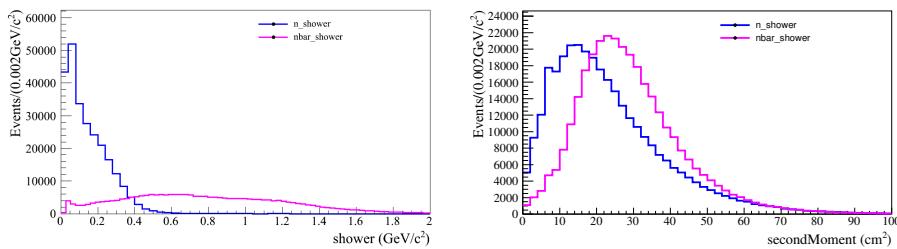


图 3-2 MC 模拟的 EMC 中的中子和反中子的沉积能量分布（左图）；MC 模拟的中子和反中子的二阶矩分布（右图）。

3.3.4 $\pi^+\pi^-$ 的反冲质量窗口

根据我们估计的分支比来产生信号 MC 事件数，本底事件来自 BESIII 合作组官方的 Inclusive MC 样本。如图 3-3 所示，为了进一步去除潜在本底并提高质量分辨率，需要去除 $\psi(3686) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ 本底和其他衰变过程的本底，因此我们要求 $M_{rec(\pi^+\pi^-)}$ 小于 2.9 GeV。

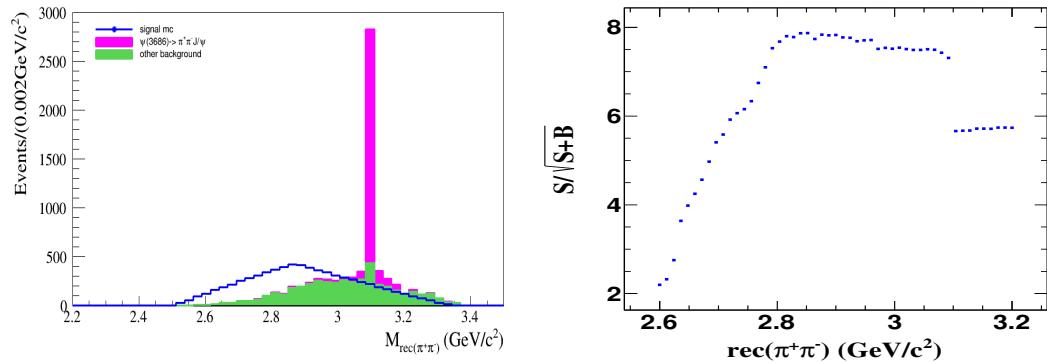


图 3-3 $M_{rec(\pi^+\pi^-)}$ 不变质量分布, 蓝线为信号 MC, 红色和绿色的直方图均为 Inclusive MC (左图); $M_{rec(\pi^+\pi^-)}$ 的信噪比优化图, 其中 S 为信号 MC 经过选择条件之后的事件数目, B 为 Inclusive MC 经过选择条件之后的本底数目 (右图)。

3.3.5 运动学拟合

为了进一步消除潜在本底并提高质量分辨率, 我们进行了运动学拟合 (1C 拟合)。在运动学拟合中, 我们要求四个动量守恒, $M(\bar{n}\pi^+)$ 的不变质量固定为 $\bar{\Sigma}^+$ 质量 ($1.197 \text{ GeV}/c^2$)。中子的三个动量缺失, \bar{n} 的能量缺失, 因此, 运动学拟合的约束为 $(4 + 1 - 3 - 1) = 1\text{C}$ 。其中 Σ^- 是用完整信息的带电径迹 π^- 和缺失的中子径迹重建的。在 EMC 中, $\bar{\Sigma}^+$ 由具有信息的带电径迹 π^+ 和缺少能量信息的中性轨迹 \bar{n} 重建而成。我们要求该过程的运动学拟合的 χ^2 小于 50, 该值通过信噪比进行优化。如图 3-4 所示, S 是信号 MC, B 是来自 BESIII 合作组的 Inclusive MC 的本底。

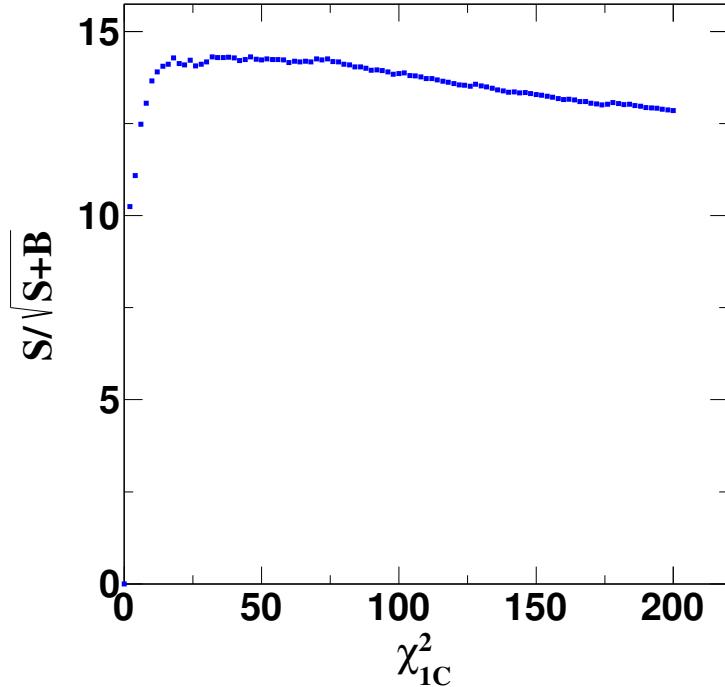


图 3-4 χ^2_{IC} 的信噪比优化图, 其中 S 为信号 MC 的事件数, B 为 Inclusive MC 本底的事件数。

3.3.6 本底分析

我们使用 $\psi(3686)$ Inclusive MC 样本来研究可能的本底贡献。通过事件选择的事件有 597 个, 本底事件数为 393 个。本底水平为 66%。考虑到 InclusiveMC 样本中, 一些峰本底生成得不好, 我们自己单独生成这些峰衰变过程。我们根据图 3-5 中的 $\psi(3686)$ Inclusive MC 样本绘制主要本底和信号事件。表 3-1 显示了三个主要峰本底衰变过程。因为 Inclusive MC 不一定能够准确模拟出实际的物理过程, 因此三个峰本底衰变过程 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{c0}(\chi_{c0} \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^+)$ 、 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{c1}(\chi_{c1} \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^+)$ 、 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{c2}(\chi_{c2} \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-)$ 、 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\eta_c(\eta_c \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^+)$ 、 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0\Sigma^-\bar{\Sigma}^+$ 的分支比已通过使用同位旋对称的衰变道进行估计, 如下: $\psi(3686) \rightarrow \gamma\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 、 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 和 PDG 信息。最终 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{c0}(\chi_{c0} \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^+)$ 、 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{c1}(\chi_{c1} \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^+)$ 、 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\chi_{c2}(\chi_{c2} \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-)$ 、 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\Sigma^-\bar{\Sigma}^+$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\eta_c(\eta_c \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^-)$ 的本底事件分别为 432 ± 43 、 69 ± 18 、 61 ± 25 和 5 ± 1 , 它们将贡献为我们拟合真实数据时的峰本底。

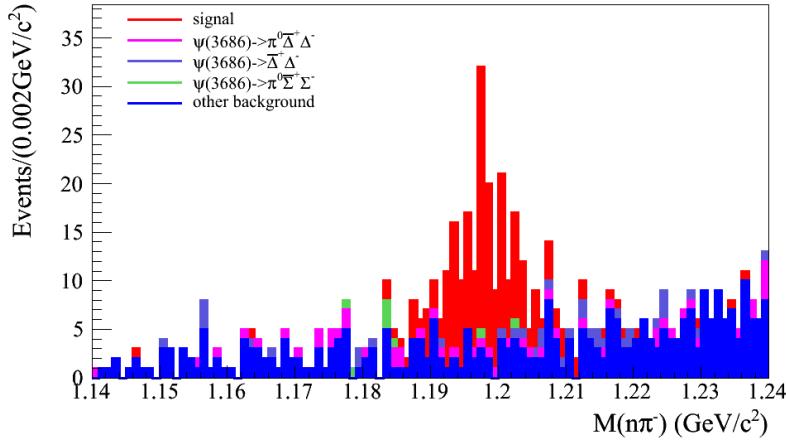


图 3-5 Inclusive MC 样本的 $M(n\pi^-)$ 不变质量分布图。深红色的直方图为信号的贡献，粉红色的直方图为 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 \Delta^- \Delta^+$ 的贡献，浅蓝色的直方图为 $\psi(3686) \rightarrow \Delta^- \Delta^+$ 的贡献，绿色的直方图为 $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的贡献，深蓝色的直方图为其他本底。

表 3-1 主要峰本底的事件数。

衰变道	分支比	效率 (ϵ_{MC})	事件数
$\psi(3686) \rightarrow \gamma \chi_{c0}, \chi_{c0} \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$	$(9.79 \pm 0.20) \times 10^{-2} \times (5.1 \pm 0.5) \times 10^{-4} (\text{PDG})$	1.933%	432 ± 43
$\psi(3686) \rightarrow \gamma \chi_{c1}, \chi_{c1} \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$	$(9.75 \pm 0.24) \times 10^{-2} \times (5.7 \pm 1.5) \times 10^{-5} (\text{PDG})$	2.794%	69 ± 18
$\psi(3686) \rightarrow \gamma \chi_{c2}, \chi_{c2} \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$	$(9.52 \pm 0.20) \times 10^{-2} \times (4.4 \pm 1.8) \times 10^{-5} (\text{PDG})$	3.276%	61 ± 25
$\psi(3686) \rightarrow \pi^0 \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$	$(1.8 \pm 0.4) \times 10^{-6} [86]$	0.203%	可忽略
$\psi(3686) \rightarrow \gamma \eta_c, \eta_c \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$	$(3.4 \pm 0.05) \times 10^{-3} \times (2.1 \pm 0.6) \times 10^{-3} (\text{PDG})$	0.186%	5 ± 1

3.4 分支比和角分布的测量

3.4.1 MC 效率的研究

要从 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^+(\Sigma^- \rightarrow n\pi^-, \bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{n}\pi^+)$ 的衰变道中提取衰变参数，应考虑探测效率。当我们生成相空间 MC 样本时，我们会考虑数据和 MC 之间的探测效率差异。由于最终状态为 \bar{n} 、 π^+ 和 π^- ，我们比较了这些粒子在 MC 和真实数据之间的探测效率。通过选取控制样本（详见附录），对比了图 3-6 至图 3-8 中 \bar{n} [87]、 π^+ 和 π^- [88] 在不同横向动量和极角下的效率。如果 \bar{n} 动量 $\geq 1.2 \text{ GeV}$ ，我们将使用 $\psi(3686) \rightarrow p\bar{n}\pi^-$ ，因为在 $J/\psi \rightarrow p\bar{n}\pi^-$ 衰变道中， \bar{n} 动量无法达到 1.2 GeV ，并且由于图 3-6（右图）中的 $\psi(3686)$ 数据总量不够，因此仅在不同横向动量下比较效率差异。为了将检测效率校正为真实数据，我们进行了以下步骤。首先，对于每个事件，数据和 MC 之间的效率比可以通过以下公式计算：

$$r_\epsilon = \frac{\epsilon_{\pi^+}^{data} \times \epsilon_{\pi^-}^{data} \times \epsilon_{\bar{n}}^{data}}{\epsilon_{\pi^+}^{MC} \times \epsilon_{\pi^-}^{MC} \times \epsilon_{\bar{n}}^{MC}}, \quad (3.5)$$

这里的符号 $\epsilon_{\pi^+}^{data}$ 、 $\epsilon_{\pi^-}^{data}$ 、 $\epsilon_{\bar{n}}^{data}$ 表示对应于不同横向动量、能量和极角范围的数据的探测效率， $\epsilon_{\pi^+}^{MC}$ 、 $\epsilon_{\pi^-}^{MC}$ 、 $\epsilon_{\bar{n}}^{MC}$ 表示对应于不同横向动量、能量和极角范围的 MC 的探测效率。

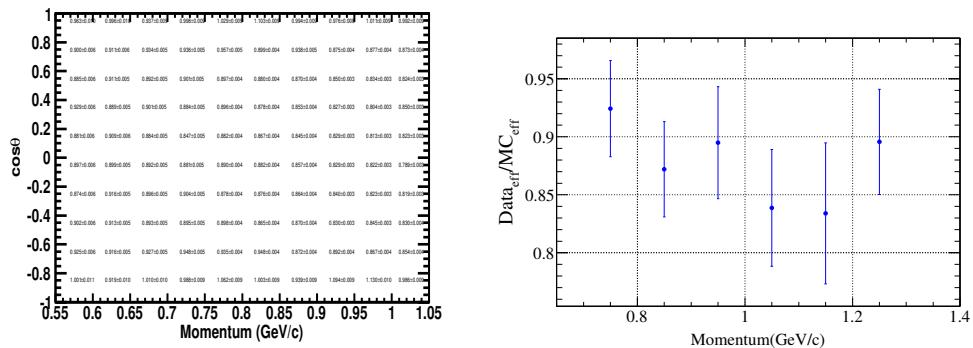


图 3-6 在不同动量范围和 $\cos\theta$ 范围下的数据和 MC 的 \bar{n} 选择效率的比值（左图，使用控制样本 $J/\psi \rightarrow p\bar{n}\pi^-$ ）；在不同动量范围下的数据和 MC 的 \bar{n} 选择效率的比值（右图，使用控制样本 $\psi(3686) \rightarrow p\bar{n}\pi^-$ ）。

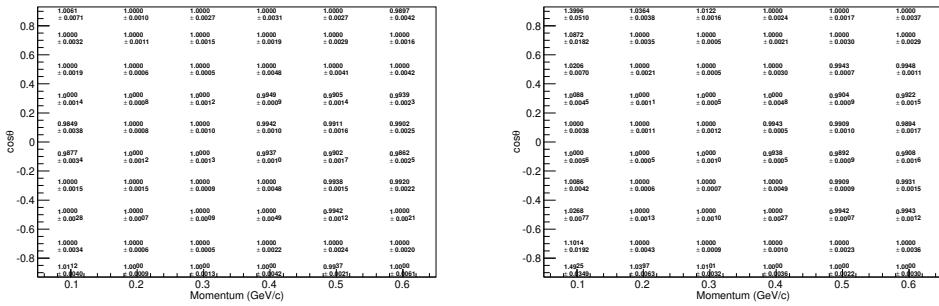


图 3-7 在不同动量范围和 $\cos\theta$ 范围下的数据和 MC 的 π^- 选择效率的比值。(左图为 2009 年的数据, 右图为 2012 年的数据。使用控制样本为 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$)。

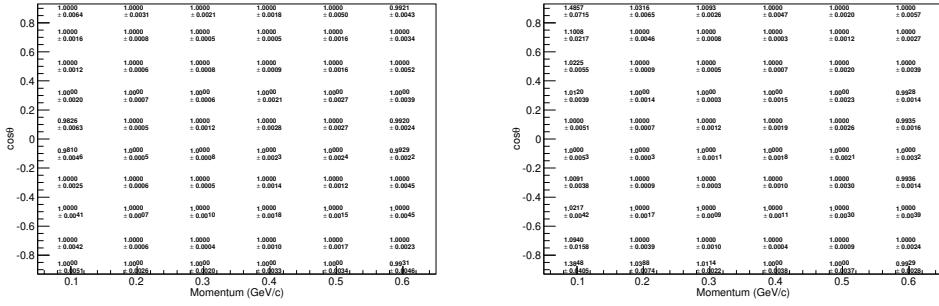


图 3-8 在不同动量范围和 $\cos\theta$ 范围下的数据和 MC 的 π^+ 选择效率的比值。(左图为 2009 年的数据, 右图为 2012 年的数据。使用控制样本为 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$)。

为了将探测效率校正到真实数据的探测效率, 我们通过以下步骤进行修正: 对于 $r_\epsilon < 1$ 的情况, 生成一个 $(0, 1)$ 范围内的随机数 η , 如果 $\eta < r_\epsilon$, 则保留此事件。如果不是, 则去除此事件。对于另一种情况 $r_\epsilon > 1$, 则保留此事件。为了增加校正效率, 当 $r_\epsilon > 1$ 时, 我们还会在 $(0, 1)$ 范围内生成一个随机数 η 。如果 $r_\epsilon - 1 > \eta$, 则此事件被保留两次。通过循环所有信号 MC 事件, 我们可以得到一个新的 MC 样本, 其效率已被校正。

3.4.2 角度参数的测量

粲偶素衰变到重子对的角分布可以用 $1 + \alpha \cos^2 \theta$ 描述。图 3-9 中选择效率曲线由以下公式描述:

$$\epsilon(\theta_\Sigma) = a_0 \times (1 + a_1 \times \cos^2 \theta_\Sigma + a_2 \times \cos^4 \theta_\Sigma + a_3 \times \cos^6 \theta_\Sigma + a_4 \times \cos^8 \theta_\Sigma). \quad (3.6)$$

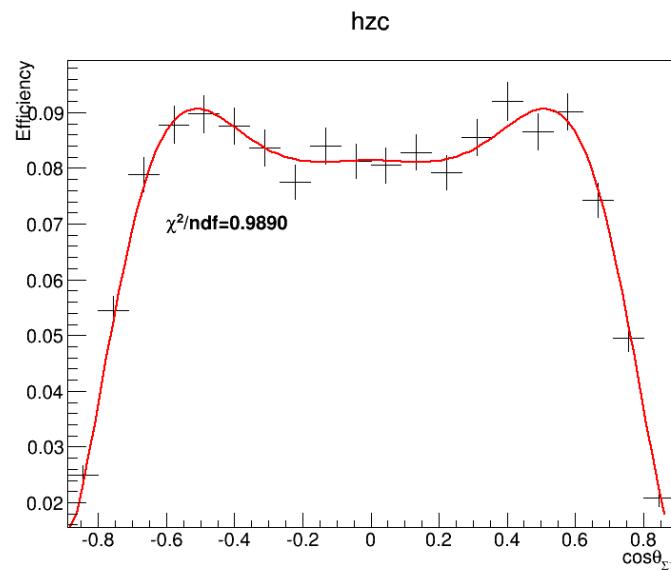


图 3-9 不同 $\cos\theta$ 范围下的选择效率分布图。ndf 表示自由度，黑色且带误差棒的点为 MC 模拟的效率的微分分布，红色的曲线为拟合结果。

为了考虑本底的影响，角度的余弦被分成 10 个区间，从 -1 到 1。信号由 MC 形状与高斯函数卷积描述，该函数表示数据和 MC 在分辨率的差异。本底用二阶多项式函数描述，拟合结果如图 3-10。

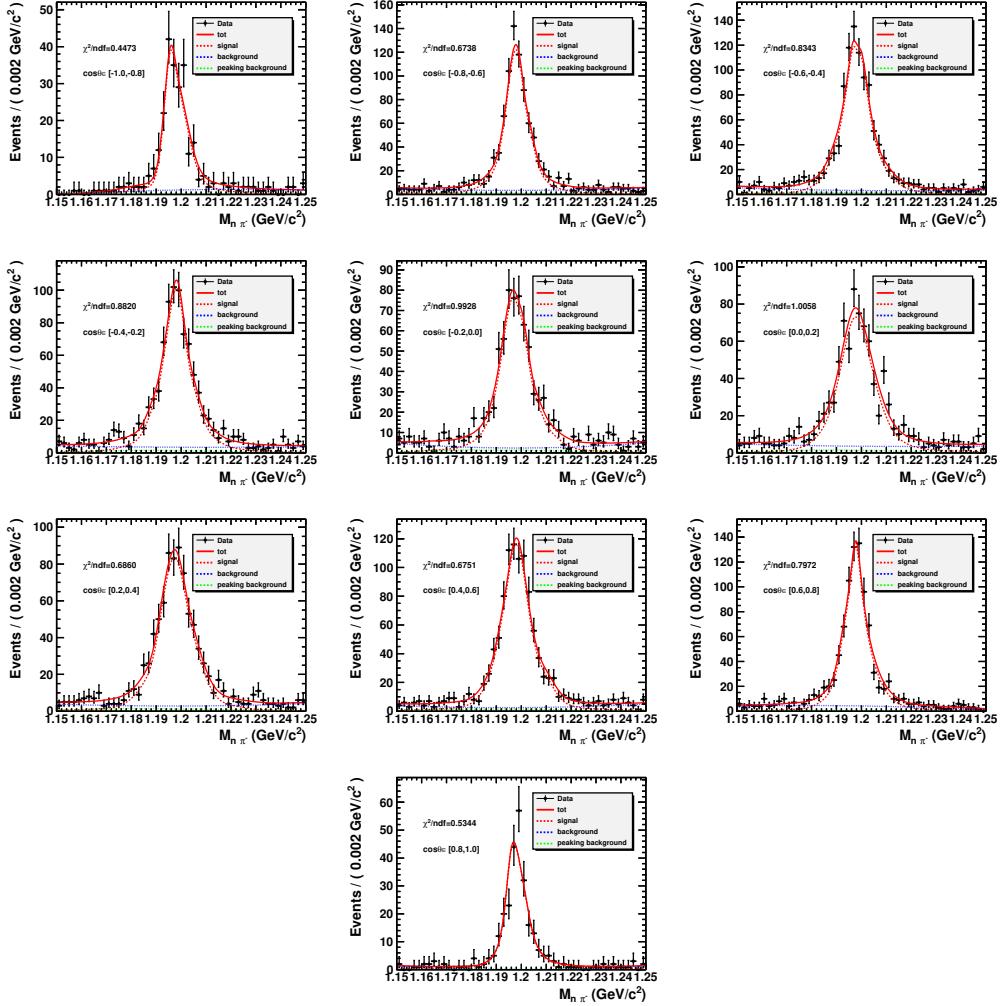


图 3-10 在不同的 $\cos\theta$ 区间内 Σ^- 不变质量的拟合结果。黑色且带误差棒的点为实验数据的分布，绿色的虚线为峰本底的分布，红色的虚线为信号的贡献，红色的实线为总的拟合结果。

考虑到不同的 $\cos\theta$ 区间选择效率不一样，最终的 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的角分布可以通过下面的公式描述：

$$dN/d\cos\theta_\Sigma \propto (1 + \alpha \cos^2\theta_\Sigma) \times \epsilon(\theta_\Sigma), \quad (3.7)$$

其中 θ_Σ 是 $\psi(3686)$ 质心系的 Σ^- 极角， α 是角分布参数。为了抑制本底的影响，每个 bin 的事件都是通过拟合图 3-10 中的真实数据来确定的。拟合结果如图 3-11 所示，测量的衰变参数 α 为 0.964 ± 0.091 。

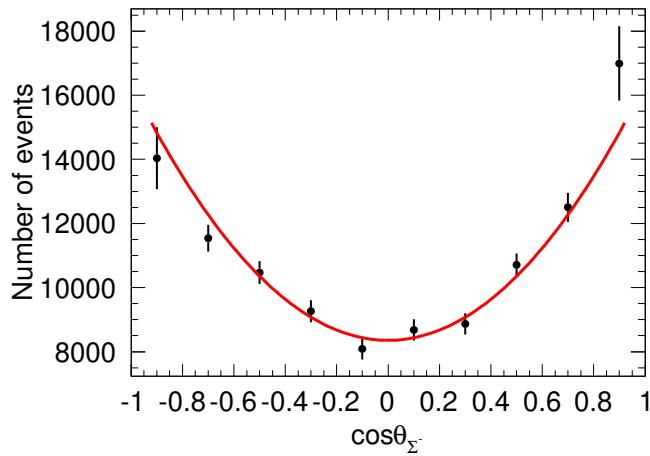


图 3-11 角度分布参数的拟合结果 ($\cos\theta_{\Sigma^-}$ 中的 10 个 bin)。黑色且带误差棒的点为实验数据的分布，红色的实线为拟合结果。

3.5 分支比的测量

为了得到信号事件数，我们在 $[1.15, 1.25] \text{ GeV}/c^2$ 区域内对 n 和 π^- 的不变质量进行拟合。信号由 MC 形状与高斯函数卷积描述，该函数表示数据和 MC 在分辨率的差异。峰本底的形状和事件在表 3-1 中是固定的。本底用二阶多项式函数描述，如图 3-12 所示。此外，我们还考虑了 3.65 GeV 的 QED 本底。信号产额、 ϵ_{MC} 和 ϵ_{cor} （考虑 MC 效率校正后的选择效率）列于表 3-2 中。我们测得的分支比为 $(2.82 \pm 0.04) \times 10^{-4}$ ，这里我们已经考虑数据和 MC 之间的效率差异，包括 π^+ 、 π^- 和 \bar{n} 的探测效率。

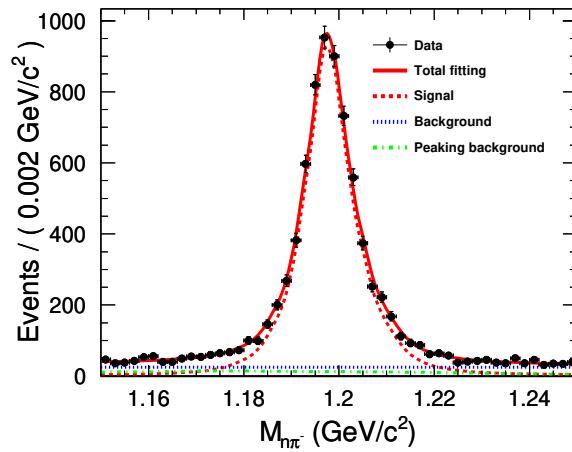


图 3-12 $n\pi^-$ 不变质量的拟合。黑色且带误差棒的点为实验数据的分布，绿色的虚线为峰本底的分布，红色的虚线为信号的贡献，红色的实线为总的拟合结果。

表 3-2 拟合的产额、本底贡献以及 MC 效率。

Channel	N_{sig}	N_{QEDbkg}	ϵ_{MC}	ϵ_{cor}
$\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$	6724 ± 94	92 ± 53	6.02%	5.26%

分支比的计算是通过效率、 $\psi(3686)$ 总数和联分支比来确定的。具体根据以下公式计算：

$$Br = \frac{N_{sig}(X)}{\epsilon(X) \times \prod Br_i \times N_{tot}} = \frac{N_{sig} - N_{QED}}{\epsilon_{cor} \times 0.99848 \times 0.99848 \times 448.1 \times 10^6}, \quad (3.8)$$

$$= \frac{6765 - 92}{5.26\% \times 0.99848 \times 0.99848 \times 448.1 \times 10^6} = 2.82 \times 10^{-4}$$

其中 X 代表 $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ ($\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{n}\pi^+$)， $N_{sig}(X)$ 为拟合方法得到的信号事件， $\epsilon(X)$ 为根据真实数据中测得的衰变参数产生的由 MC 确定的探测效率， $\prod Br_i$ 为各级衰变道中所有中间态的分支比的乘积， N_{tot} 为 $\psi(3686)$ 事件总数。

3.6 角分布的系统不确定度

3.6.1 角分布参数的系统不确定度来源

角分布参数系统不确定性包括 MC 效率修正、QED 峰本底估计、非峰本底估计、运动学拟合、 $\cos \theta$ bin 数、拟合的 $\cos \theta$ 范围等不确定度。所有系统不确定性来源均视为不相关，并以正交方式求和给出总的系统误差，具体值列于表 3-3 中。

表 3-3 角分布参数系统不确定度。

系统误差来源	$\alpha_{\psi(3686)}$ 角分布参数误差值
MC 效率修正	0.005
QED 峰本底	可忽略不计
非峰本底	0.013
峰本底	0.015
运动学拟合	0.003
$\cos \theta$ bin 数量	0.004
拟合 $\cos \theta$ 范围	0.018
总计	0.029

3.6.2 MC 效率修正

通过考虑或不考虑 MC 与真实数据之间的效率差异来研究 MC 效率修正的不确定性。在章节 3.4.1 中，我们比较了 MC 与真实数据之间的效率差异。我们将修正因子的最大误差与正常修正之间的差异作为系统不确定性。具体的结果和差异值列在表 3-4 中。

表 3-4 MC 效率修正的系统不确定性。

衰变参数	效率修正	未效率修正	差异
$\alpha_{\psi(3686)}$	0.962 ± 0.091	0.967 ± 0.091	0.005

3.6.3 QED 峰本底

为了估计 QED 本底事件的不确定性，我们在 $\pm 1\sigma$ 范围内改变 QED 本底事件，其贡献可以忽略不计。

3.6.4 非峰本底

为了估计本底事件的不确定性，我们改变了本底描述的多项式函数的阶数。更新的结果与中心值相比的差异被视为系统不确定度。具体的结果列于表 3-5 中。

表 3-5 非峰本底估计的系统不确定性。

衰变参数	中心值	Barlow 方法	最大差异
$\alpha_{\psi(3686)}$	0.962 ± 0.091	0.975 ± 0.091	0.013

3.6.5 峰本底

本工作对于峰本底描述中，我们将固定峰本底事件的归一化值浮动 $\pm 1\sigma$ 。此外， $\chi_{c,J} \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 衰变采用 ANGSAM 模型产生， Σ^- 的螺旋角 θ 满足角分布 $1 + \alpha \times \cos^2 \theta$ ，这里的 α 是重子的角分布参数。分析中考虑了两种极端情况，即 $\alpha = 1$ 和 -1 。最后我们的拟合结果列于表 3-6，并将它们与中心值的最大差异作为不确定度。

表 3-6 峰本底的系统不确定性。

衰变参数	中心值	$-\sigma$	$+\sigma$	最大差异
$\alpha_{\psi(3686)}$	0.962 ± 0.091	0.977 ± 0.114	0.965 ± 0.112	0.015

3.6.6 运动学拟合

在这里我们通过对螺旋参数进行径迹修正，发现 χ^2_{1C} 修正之后的分布在数据和 MC 之间更加一致，具体分布如图 3-13 所示。此外，运动学拟合中的反中子极角和方位角以及误差矩阵也已经被修正。最后，我们可以将修正前后的差值作为系统不确定度，并将修正后的值作为中心值。具体的拟合结果列于表 3-7 中。

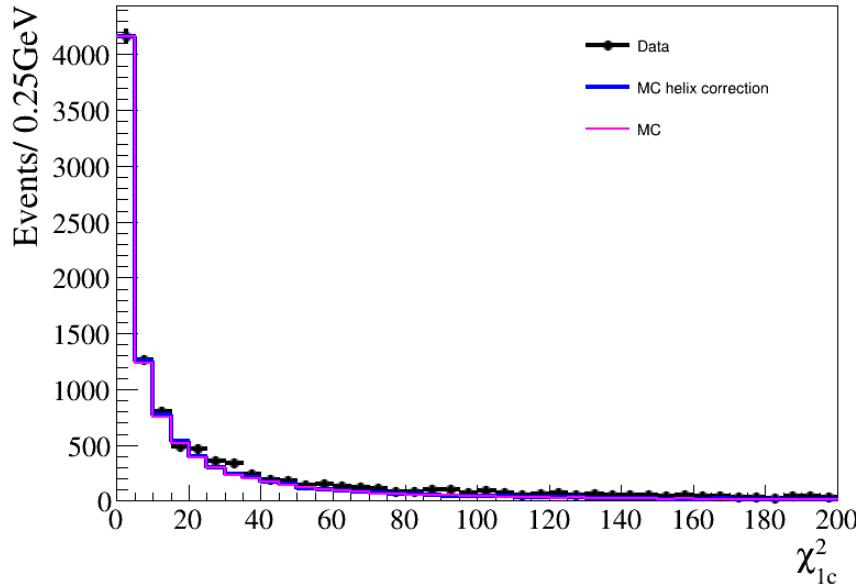


图 3-13 信号过程 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的 χ^2 分布。黑色带误差的点为数据分布，蓝色的直方图为修正之后的信号 MC 分布，红色的直方图为修正之前的信号 MC 分布。

表 3-7 运动学拟合的系统不确定性。

衰变参数	修正	未修正	差异
$\alpha_{\psi(3686)}$	0.962 ± 0.091	0.960 ± 0.091	0.02

3.6.7 $\cos \theta$ 区间数

在我们的工作中，我们使用 10 个区间来拟合角分布，得到最后的角分布参数结果。为了考虑这一项系统误差，我们使用 8 个区间代替 10 个区间来拟合数据。拟合结果列于表 3-8 中，并将它们与中心值的差异作为系统不确定性。

表 3-8 $\cos\theta$ bin 的系统不确定性。

衰变参数	中心值 (10 bin)	改变 bin 数 (8 bin)	最大差异
$\alpha_{\psi(3686)}$	0.962 ± 0.091	0.968 ± 0.089	0.004

3.6.8 拟合 $\cos \theta$ 范围

在我们的工作中，我们使用的拟合范围是 $[-1.0, 1.0]$ 。因此为了考虑它们的系统误差，我们将 $\cos\theta$ 拟合范围从 $[-1.0, 1.0]$ 改为 $[-0.8, 0.8]$ 。最后的拟合结果列于表 3-9，并且把新的角分布参数与中心值的差异作为系统不确定度。

表 3-9 拟合范围的系统不确定性。

衰变参数	中心值	较小间隔	差值
$\alpha_{\psi(3686)}$	0.962 ± 0.091	0.944 ± 0.105	0.018

3.7 分支比测量的系统不确定度

分支比测量的不确定性包括 MC 效率修正、衰变参数、拟合范围、信号形状、本底估计、运动学拟合、 $\psi(3686)$ 事件总数和 \bar{n} 修正等不确定度。这些具体的来源列在表 3-10 中。

表 3-10 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^+$ 的分支比不确定。

来源	误差百分比
MC 效率修正	1.9%
衰变参数	1.2%
QED 本底	0.8%
非本底	0.4%
峰本底	0.2%
运动学拟合	0.2%
$\psi(3686)$ 总数	0.7%
总计	2.5%

3.7.1 MC 效率修正

根据动量和极角，我们修正了数据和 MC 之间 π^+ 和 π^- 的探测效率差异。这些修正方法本身也会带来系统误差，因此我们需要考虑修正方法带来的误差。这些修正的不确定性通过以下公式估算：

$$\Delta^2 = \sum_{i=0}^n \left(\frac{\epsilon_i - \epsilon_0}{\epsilon_0} \right)^2, \quad (3.9)$$

其中 n 是不同动量和极角的 bin 数， ϵ_0 是效率的中心值， ϵ_i 是当我们对 i bin 的修正因子改变 1σ 时的效率。对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^+$, π^+ 和 π^- 寻迹和 PID 效率的不确定性估计为 0.2%。为了研究系统不确定性 \bar{n} 效率修正，使用控制样本 $J/\psi(\psi(3686)) \rightarrow p\bar{n}\pi^-$ 确定了 MC 和数据之间的差异。我们将修正因子的最大误差与正常修正之间的差异作为系统不确定性，结果为 1.9%。最后，三项误差合并之后的结果作为 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^+$ 分支比测量的系统误差。

3.7.2 衰变参数

我们的信号 MC 的效率是使用衰变参数生成的 MC 样本计算的。由于之前没有测量过 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的极化，我们只有把 $\Delta\Phi$ 的值设为极端的情况来考虑系统误差。具体方法为：把 $\Delta\Phi$ 设置为 $-\pi/2$ 、0 和 $\pi/2$ 时，并利用理论公式 3.3 产生对应的信号 MC，此时的效率分别为 6.05 %、6.08 %、6.09 %。我们把它们之间的效率最大差异作为衰变参数带来的系统不确定度。

3.7.3 $\pi^+ \pi^-$ 的反冲质量

对于反冲质量，我们的工作中要求了 $M_{rec(\pi^+\pi^-)}$ 小于 $2.90 \text{ GeV}/c^2$ ，因此我们需要考虑其带来的系统不确定度。我们采取方式如下：当 $M_{rec(\pi^+\pi^-)}$ 的值从 $2.98 \text{ GeV}/c^2$ 变为 $2.91 \text{ GeV}/c^2$ (1-20 MeV) 时，我能够得新的选择效率和新的拟合产额。进一步通过产额和效率可以得到不同情况下的分支比测量值。我们用 Barlow 方法将分支比与中心值进行比较，并将它们的差异作为系统不确定性，对于 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ ，该差异可以忽略不计（从右图可以看出测试值几乎都小于 2，因此可以忽略此项误差）。具体的拟合结果列于图 3-14。

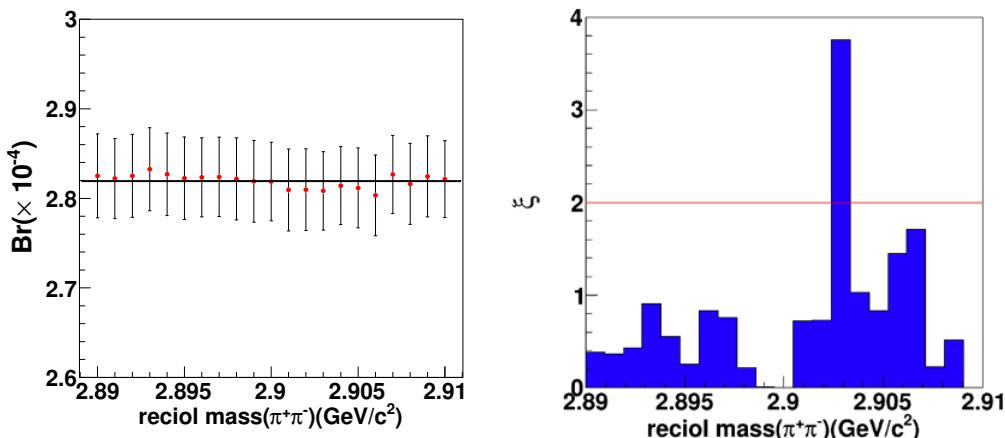


图 3-14 使用 Barlow 方法进行系统不确定性估计。红色的点黑色的误差棒为不同要求下计算出的分支比值（左图）；蓝色的直方图为不同要求下计算出的 Barlow 测试值。

3.7.4 QED 本底估计

为了估计 QED 本底事件的不确定性，我们在 $\pm 1\sigma$ 范围内改变 QED 本底事件，将它们与中心值的最大差异作为系统不确定性，具体的差异为 0.8%。

3.7.5 非峰本底估计

为了估计本底事件的不确定性，我们改变了本底描述的多项式函数的阶数。我们通过改变的多项式得到新的拟合产额和分支比，并与中心值相比的差异被

视为系统不确定度，具体为 0.4%。

3.7.6 峰本底

按照预期估计的产额，我们的工作中把峰本底的事件数已经被固定。因此为了考虑固定方法本身带来的系统误差，我们将固定峰本底事件的归一化参数变化 1σ 。这里的峰本底过程 $\chi_{c,J} \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 衰变由 ANGSAM 模型生成，具体的 Σ^- 的螺旋角 θ 满足角分布 $1 + \alpha \times \cos^2 \theta$ 。在分析中，我们执行了两种极端情况来考虑结果的变化，具体方式令 $\alpha = 1$ 和 -1 。把它们带来的最后的结果的最大差异 0.6% 认为是峰本底带来的系统不确定性。

3.7.7 运动学拟合

在这里我们通过对螺旋参数进行径迹修正，发现 χ^2_{1C} 修正之后的分布在数据和 MC 之间更加一致。我们可以将修正前后的效率差值作为运动学拟合方法带来的系统不确定度。差异小于 0.2%，因此这个贡献可以忽略不计。

3.7.8 $\psi(3686)$ 的总数

我在计算本工作的 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的分支比时需要输入 $\psi(3686)$ 事件的总数，因此需要考虑 $\psi(3686)$ 事件的总数带来的系统不确定度。如文献中所述^[89]，对于 $\psi(3686)$ 事件，总数的不确定度为 0.70%。

3.8 小结

通过对 BESIII 探测器收集的 $(448.1 \pm 2.9) \times 10^6$ $\psi(3686)$ 事例的数据分析，首次测量了 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 衰变的分支比和角度参数 α_{Σ^-} 。测量结果表明，分支比为 $(2.82 \pm 0.04_{\text{stat.}} \pm 0.08_{\text{syst.}}) \times 10^{-4}$ ，角度参数 α_{Σ^-} 为 $0.96 \pm 0.09_{\text{stat.}} \pm 0.03_{\text{syst.}}$ 。与理论预测 $(2.46 \pm 0.13) \times 10^{-4}$ 相比，测量结果高出约 2.3σ ，这一差异可能源于强相互作用、电磁相互作用及其干涉效应，但在考虑实验不确定性后，结果仍与理论预测一致。此外， α_{Σ^-} 与其同位旋过程的参数 α_{Σ^+} 和 α_{Σ^0} 之间存在显著差异，这一现象值得进一步研究。通过对比 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 、 $\Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ 和 $\Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的分支比和角度参数，可以更好地理解同位旋破坏效应及相关的物理机制。最后，本研究的方法也可用于测量 $J/\psi \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的分支比，结合本文的结果，将为检验“12% 规则”提供重要依据。

表 3-11 总结了 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 、 $\Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ 和 $\Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的测量结果及其理论预测值，其中 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的分支比偏离理论预测约 2.3σ 。未来的研究可以通过更精确的测量和理论分析，深入探讨这一现象背后的原因。

表 3-11 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 、 $\Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ 和 $\Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 的测量角度参数和分支比的以及分支比的理论预测。

衰变模式	分支比测量值 ($\times 10^{-4}$)	角度参数 α_B	预言的分支比 ($\times 10^{-4}$)
$\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$	$2.52 \pm 0.04 \pm 0.09$	$0.682 \pm 0.030 \pm 0.011$	2.29 ± 0.15
$\psi(3686) \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$	$2.44 \pm 0.03 \pm 0.11$	$0.71 \pm 0.11 \pm 0.04$	2.37 ± 0.09
$\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$	$2.82 \pm 0.04 \pm 0.08$	$0.96 \pm 0.09 \pm 0.03$	2.46 ± 0.13

第 4 章 研究 Σ^+ 衰变的 CP 对称性

4.1 选题背景

在粒子物理中，利用超子非轻衰变来研究 CP 破坏的方式是十分重要的^[90]。它是一种理想的探针，可用于研究从非微扰到微扰的相互作用区域。此外，它还可通过超子的产生和衰变来检验标准模型。在自旋 $1/2$ 超子非轻衰变中，末态粒子的角分布形式为 $\frac{dN}{d\Omega} \propto \frac{1}{4\pi}(1 + \alpha_\Sigma \vec{P} \hat{p}_d)$ ，其中 \vec{P} 为超子极化， \hat{p}_d 为衰变的核子在其静止系中的动量方向的单位矢量， α_Σ 为超子不对称参数^[5]。因此，利用 α_Σ 和 $\bar{\alpha}_\Sigma$ ，我们可以通过 $A_{CP} = \frac{\alpha_\Sigma + \bar{\alpha}_\Sigma}{\alpha_\Sigma - \bar{\alpha}_\Sigma}$ 来测试 CP 对称性。如果 $A_{CP} = 0$ ，则 CP 守恒。历史上，HyperCP 实验组曾测量带电 Ξ 和 Λ 粒子的 CP 对称性，但没有发现 CP 破坏的证据^{[91][92]}。BESIII 合作组最近的研究报告显示 $\alpha_{(\Lambda \rightarrow p\pi^-)} = 0.750 \pm 0.009 \pm 0.004$ ^[93]，与旧值 0.642 ± 0.013 ^[94] 相比有显著差异。此外，对于 Σ 粒子， $\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)}$ 的结果来自近 50 年前的测量结果^[95]，因此在 BESIII 实验中独立测量 $\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)}$ 和 $\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$ 对我们非常有意义。此外，到目前为止，我们还没有测量过 $\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-)}$ 的存在。

在上式中我们注意到 α （衰变参数）与 \vec{P} （极化）以乘积的形式出现在角分布中，这意味着我们无法从单个末态粒子的角分布推导出衰变参数。然而，在 BESIII 实验中， Σ^+ 和 $\bar{\Sigma}^-$ 超子都是由电子-正电子湮没产生的，这为研究超子的产生和衰变提供了独特的环境。最近，北京正负电子对撞机（BEPCII）北京谱仪（BESIII）获取的 100 亿个 J/ψ 数据。它有利于测量 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 衰变为质子、中子、反质子和反中子的衰变参数，并且可以高精度地检验重子衰变的 CP 对称性。本工作为了描述反应 $e^+ e^- \rightarrow \Psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow N\pi \bar{N}\pi$ 过程（ Ψ 表 J/ψ 和 $\psi(3686)$ ， N 为核子，表示质子和中子），我们使用的微分截面^[99] 理论公式如下：

$$\begin{aligned} W(\xi) = & t_0(\xi) + \alpha_\psi t_5(\xi) \\ & \alpha_{\Sigma^+} \alpha_{\bar{\Sigma}^-} (t_1(\xi) + \sqrt{1 - \alpha_\psi^2} \cos(\Delta\Phi) t_2(\xi) + \alpha_\psi t_6(\xi)) \\ & \sqrt{1 - \alpha_\psi^2} \sin(\Delta\Phi) (\alpha_{\Sigma^+} t_3(\xi) - \alpha_{\bar{\Sigma}^-} t_4(\xi)). \end{aligned} \quad (4.1)$$

该函数的参数为：

$$\begin{aligned}
 t_0(\xi) &= 1 \\
 t_1(\xi) &= \sin^2 \theta_\Sigma \sin \theta_N \sin \theta_{\bar{N}} \cos \phi_N \cos \phi_{\bar{N}} + \cos^2 \theta_\Sigma \cos \theta_N \cos \theta_{\bar{N}} \\
 t_2(\xi) &= \sin \theta_\Sigma \cos \theta_\Sigma (\sin \theta_N \cos \theta_{\bar{N}} \cos \phi_N + \cos \theta_N \sin \theta_{\bar{N}} \cos \phi_{\bar{N}}) \\
 t_3(\xi) &= \sin \theta_\Sigma \cos \theta_\Sigma \sin \theta_N \sin \phi_N \\
 t_4(\xi) &= \sin \theta_\Sigma \cos \theta_\Sigma \sin \theta_{\bar{N}} \sin \phi_{\bar{N}} \\
 t_5(\xi) &= \cos^2 \theta_\Sigma \\
 t_6(\xi) &= \cos \theta_N \cos \theta_{\bar{N}} - \sin^2 \theta_\Sigma \sin \theta_N \sin \theta_{\bar{N}} \sin \phi_N \sin \phi_{\bar{N}}
 \end{aligned} \quad (4.2)$$

在公式 4.1 和 4.2 中， ξ 分别表示粒子的极角和方位角。从公式 4.1 的第三项可以看出，如果 $\Delta\Phi$ 不等于 0，则可以得到 Σ^+ 超子和 $\bar{\Sigma}^-$ 超子的衰变参数 α_{Σ^+} 和 $\alpha_{\bar{\Sigma}^-}$ ，进而检验 CP 的守恒量。公式中的 θ_Σ 是质心系中 Σ^+ 飞行方向与电子 (e^-) 束之间的角度。其他四个角度分别是螺旋框架中核子和反核子的极角和方位角^{[97][98]}。为了获得螺旋角，我们从系统的 $e^+e^- \rightarrow \Psi \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^- \rightarrow N\pi\bar{N}\pi$ 的产生平面开始考虑。电子-正电子的四动量和 $\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 由以下公式表示（定义的方式和原理与上一章的课题是相似的）：

$$\begin{aligned}
 \vec{p}_{\Sigma^+} &= -\vec{p}_{\bar{\Sigma}^-} \\
 \frac{\vec{k}_{e^+}}{|\vec{k}_{e^+}|} &= -\frac{\vec{k}_{e^-}}{|\vec{k}_{e^-}|} = \vec{k},
 \end{aligned} \quad (4.3)$$

xz 散射平面由 \vec{p} 和 \vec{k} 矢量定义，而 y 轴是平面的法线。从右手坐标系中，单位向量为：

$$\begin{aligned}
 \vec{e}_x &= \frac{1}{\sin \theta_\Sigma} (\vec{p} \times \vec{k}) \times \vec{p} \\
 \vec{e}_y &= \frac{1}{\sin \theta_\Sigma} (\vec{p} \times \vec{k}) \\
 \vec{e}_z &= \vec{p},
 \end{aligned} \quad (4.4)$$

其中 \vec{p} 和 \vec{k} 分别是 \vec{p}_Σ 和 \vec{k}_e 的单位向量。从图 4-1 可以看出，螺旋角是相对于质心系 (\vec{e}_z) 中的超子飞行方向定义的。这里的螺旋角通过以下方式获得的：把超子（反超子）转到质心系中来获得极角 $\theta_\Sigma^+(\theta_{\bar{\Sigma}^-})$ 和 $\phi_{\Sigma^+}(\phi_{\bar{\Sigma}^-})$ ；然后把核子（反核子）转到质心系下，将其转换到超子（反超子）静止框架中；最后分别将核子（反核子）转动 z 轴和 y 轴，可以得到角度 $-\phi_N(\phi_{\bar{N}})$ 和 $-\theta_N(\theta_{\bar{n}=N})$ 。本工作所有相应符号均列总结在表 4-1 中。

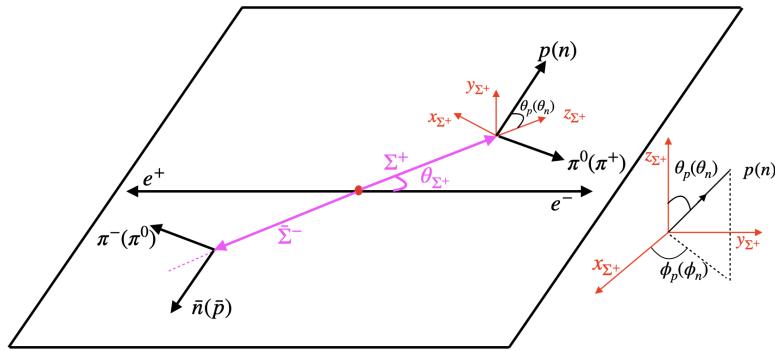
图 4-1 $e^+e^- \rightarrow \Psi \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^- \rightarrow N\pi\bar{N}\pi$ 中的螺旋角定义图。

表 4-1 符号含义。

符号	含义
α_ψ	角度分布参数
$\Delta\Phi$	极化参数
α_{Σ^+}	非对称参数
$\alpha_{\bar{\Sigma}^-}$	非对称参数
θ_Σ	电子与超子之间的角度
θ_N	p 与 Σ^+ 之间的极化角
$\theta_{\bar{N}}$	\bar{N} 与 $\bar{\Sigma}^-$ 之间的极角
ϕ_N	N 与 Σ^+ 之间的方位角
$\phi_{\bar{N}}$	\bar{N} 与 $\bar{\Sigma}^-$ 之间的方位角

另外，重子的角分布也是一个非常有趣的话题。正如上一章节的工作一样，一般来说，超子和反超子中粲偶素衰变的角分布可以描述为 $1 + \alpha_\psi \cos^2 \theta$ 。在无限重粲质量的极限下，强子螺旋度守恒定律意味着角分布参数 $\alpha_\psi = 1$ ^[100]。基于一阶微扰 QCD，理论上已经预测了 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 的角分布值。在 Claudson、Glashow 和 Wise^[101] 的预测中，最终重子的质量被作为一个整体考虑，而在计算衰变振幅时，重子内部的组成夸克则被视为无质量。在 Carimalo^[102] 的预测中，考虑了夸克水平上的质量效应。实验上需要进行相关测量进行检验。利用上述方程 4.1 和 4.2，我们可以通过拟合五个角度分布来测量参数。最后，微扰 QCD^[66, 103] 预测 J/ψ 衰变为独有强子态 h 的分宽度与波函数的平方成正比，而波函数的平方可以通过轻子宽度很好地确定。它还与强耦合常数有关，预计强耦合常数对于两个共振 J/ψ 和 $\psi(3686)$ 的行为方式相同。根据这一假设， $J/\psi \rightarrow h$ 和 $\psi(3686) \rightarrow h$ 可以认为满足此规则： $\frac{B(\psi(3686) \rightarrow h)}{B(J/\psi \rightarrow h)} \approx \frac{B(\psi(3686) \rightarrow e^+e^-)}{B(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} \approx 12\%$ 。该规

则对许多特定衰变模式都相当有效（在上一章也已经介绍）。后来的实验^[104–106]观察到了该规则的严重破坏，尤其是在 $\rho\pi$ 衰变中。最近对相关理论和实验的评论^[107, 108] 得出结论，当前的理论解释并不令人满意。重子谱学的研究对夸克模型的发展和 QCD^[5, 109] 的理解具有重要的意义。然而，我们对重子的认识还很有限。BESIII 对 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 的研究以及新方法的应用为进一步研究重子行为提供了良好的机会。

4.2 数据和模拟样本

利用 BEPCII 对撞机上的 BESIII 探测器在 2009 年、2012 年、2017 年、2018 年和 2021 年收集了 $(10087.8 \pm 23.8) \times 10^6 J/\psi$ 数据样本^[110] 和 $(2712.4 \pm 14.3) \times 10^6 \psi(3686)$ 数据样本^[111] 进行物理分析，具体信息列在表 4-2。

基于 GEANT4 的 MC 软件包^[81]（包括 BESIII 探测器的几何描述和探测器响应）来得到模拟样本并确定探测效率和估计本底。基于 KKMC^[82] 模拟 J/ψ 和 $\psi(3686)$ 共振。用于数据分析的软件框架是 BOSS（BESIII 离线软件系统），它由 Gaudi 开发。本工作采用 BOSS 版本 7.0.8 和 7.0.9，分别对应 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 衰变过程。约 $10000 \times 10^6 J/\psi$ 和 $400 \times 10^6 \psi(3686)$ Inclusive MC 事件用于研究可能的本底。已知衰变模式使用从粒子数据组^[5] 中获取的分支比，并用 EVTGEN^[83] 模拟。其余未知粲偶素衰变使用 LUNDCHARM^[84] 模拟。

此外，本分析中使用的信号 MC 样本如下：10 亿 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$, 10 亿 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$, 10 亿 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$, 1000 万 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 。相对应的 1 亿和 200 万个 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 的 DIY MC 样本用于执行输入/输出检查。

表 4-2 在 BESIII 收集的 Ψ 数据集。

不同年份收集的 Ψ	事件数量	BOSS 版本
J/ψ (2009)	224.0 ± 1.3 M	7.0.8
J/ψ (2012)	1088.5 ± 4.4 M	7.0.8
J/ψ (2017 – 2019)	8774.0 ± 39.4 M	7.0.8
$\psi(3686)$ (2009)	107.0 ± 0.8 M	7.0.9
$\psi(3686)$ (2012)	341.1 ± 2.1 M	7.0.9
$\psi(3686)$ (2021)	2264.2 ± 9.5 M	7.0.9

4.3 $p\pi^0\bar{n}\pi^-$ 事例选择和本底研究

4.3.1 带电径迹选择

Σ^+ 粒子的寿命更长，因此需要更宽的距离，我们参考的是^[96]。相对于 IP，每个带电径迹必须满足以下要求：

- $V_{xy} < 2 \text{ cm}$,
- $|V_z| < 10 \text{ cm}$,
- $|\cos \theta| < 0.93$,
- 好的径迹数目要求 $N = 2$ 。

这里， θ 是带电径迹相对于束流的极角， V_{xy} 和 $|V_z|$ 是带电径迹在 Oxy 平面和 z 位置与相互作用点的最近距离。

4.3.2 带电粒子鉴别

利用 BESIII 官方的粒子鉴别算法包， π^- 和 p 通过 TOF 和 dE/dx 测量值进行区分，并分别计算 π 介子、质子和 K 介子假设的组合置信度 $\mathcal{L}(\pi)$ 、 $\mathcal{L}(p)$ 和 $\mathcal{L}(K)$ 。我们要求 π 介子和质子候选者满足以下标准：

- π^- : $\mathcal{L}(\pi^-) > \mathcal{L}(p)$ 和 $\mathcal{L}(\pi^-) > \mathcal{L}(K)$,
- p : $\mathcal{L}(p) > \mathcal{L}(\pi)$ 和 $\mathcal{L}(p) > \mathcal{L}(K)$ 。

4.3.3 反中子鉴别

EMC 中满足以下标准的簇射被视为良好的 \bar{n} 候选者：

- 桶部范围要求角度满足： $|\cos \theta| < 0.80$ ；端盖范围要求角度满足： $0.86 < |\cos \theta| < 0.92$ ；
- 至少需要一个能量大于 0.5 GeV 的簇射。图 4-2（右）显示了 MC 模拟中 EMC 中 \bar{n} 和 γ 的沉积能量分布；
- 二阶矩要求大于 20，其二阶矩定义为 $\sum_i E_i r_i^2 / \sum_i E_i$ ，其中 E_i 为第 i 个晶体的沉积能量， r_i 为第 i 个晶体与簇中心的径向距离。图 4-2（左）显示了二阶矩分布。在 EMC 上， γ 的二阶矩更集中，而其他类型（涉及强子相互作用）(\bar{n}) 则更分散；
- 为了抑制与事件无关的电子噪声和簇射，EMC 时间和事件开始时间之间的差值必须在 (0, 700) ns 以内；

- 为排除信号过程中带电径迹产生的光子，EMC 中每个簇射的位置与最近的外推带电径迹之间的夹角必须大于 10 度，且任何两个簇射不能形成 π^0 。

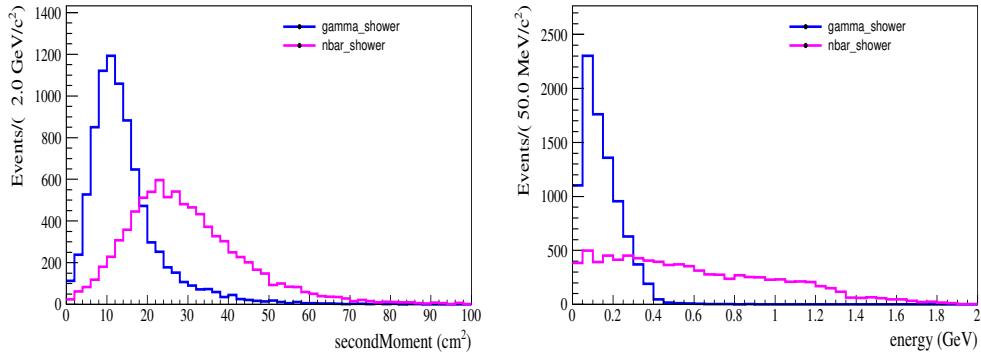


图 4-2 γ 和反中子的二阶矩分布（左图）。 γ 和反中子在 EMC 沉积能量分布（右图）。蓝色的直方图和红色的直方图分别表示 γ 和 \bar{n} 。

4.3.4 光子选择

- 使用 EMC 中的簇射信息来选择信号过程光子候选者。每个簇射的沉积能量在桶形区域必须大于 25 MeV（桶形区域对于的角度范围： $|\cos \theta| < 0.80$ ），在端盖区域必须大于 50 MeV（端盖区域对于的角度范围： $0.86 < |\cos \theta| < 0.92$ ）；
- 为了抑制与事件无关的电子噪声和簇射，EMC 时间和事件开始时间之间的差异必须在 $(0, 700)$ ns 以内；
- 为了排除带电径迹的簇射，EMC 中每个簇射的位置与最近的外推带电径迹之间的角度必须大于 10° ；
- 要求簇射与 \bar{n} 径迹间的夹角 $\theta_{\gamma,\bar{n}}$ 大于 20° （因为反中子会和 EMC 物质湮灭，产生次级的簇射，因此要求重建 π^0 的簇射方向与反中子簇射之间的夹角大于 20° ）；
- 好簇射的数量 $N_\gamma \geq 2$ 。

4.3.5 重建 π^0

π^0 介子通过 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 过程重建。为了重建 π^0 介子，我们对 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 进行运动学拟合。为了抑制误组合，我们要求 1C 运动学拟合的 χ^2 小于 25。 π^0 候选粒子不变质量也需要满足 $[M_{\pi^0} - 60] < M_{\gamma\gamma} < [M_{\pi^0} + 40] \text{ MeV}/c^2$ ，其中 M_{π^0} 是从 PDG 中获取的 π^0 的标称质量。1C 运动学拟合的 π^0 的不变质量分布和 χ^2 分布如图 4-3 所示。

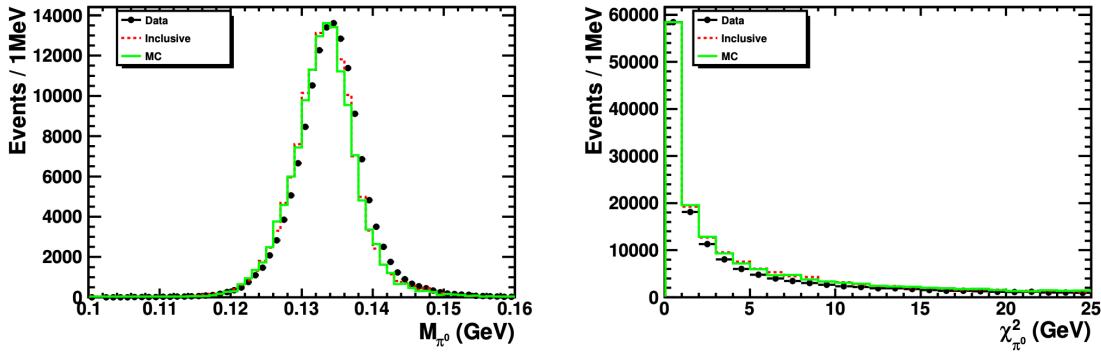


图 4-3 π^0 的不变质量分布（左图），1C 运动学拟合的 χ^2 分布（右图）。黑色且带误差棒的点为数据的分布，红色的虚线为 Inclusive MC 的分布，绿色的直方图的为信号 MC 的分布。

4.3.6 运动学拟合

为了进一步去除潜在本底并提高质量分辨率，我们进行了能量、动量守恒运动学拟合（4C 拟合： $\bar{\Sigma}^-$ 粒子由具有完整信息的带电径迹 π^- 和缺少 EMC 能量信息的中性径迹 \bar{n} 重建。 Σ^+ 粒子由 π^0 和 p 重建。此外， π^0 是通过两个光子固定的已知的 PDG 质量。

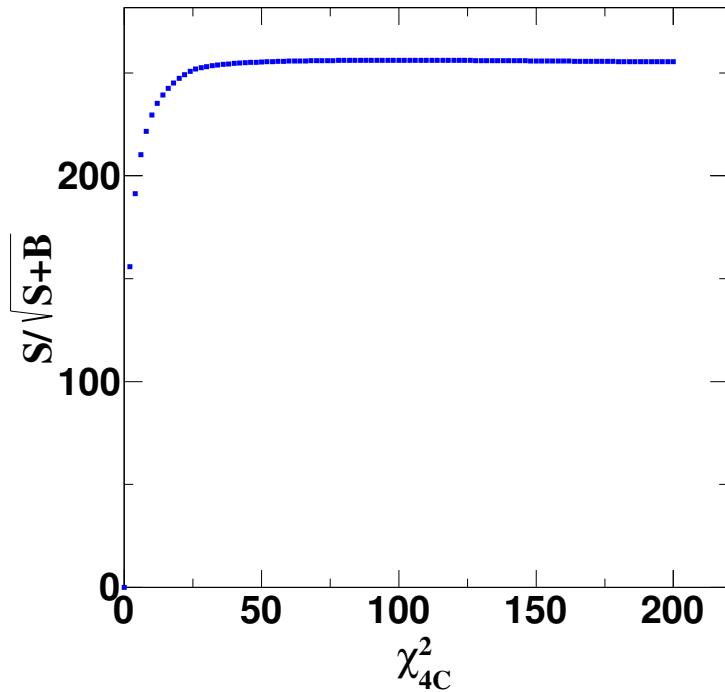


图 4-4 针对的是 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 过程的 χ^2_{4C} 的信噪比优化图。其中 S 是信号 MC 的事例数，B 是来自 Inclusive MC 本底的事例数。

通过已知的分支比和我们的选择效率，信号 MC 已缩放到数据统计量上。基于图 4-4 所示的分布，我们要求拟合优度 $\chi^2_{4C} < 50$ 。

4.3.7 质量窗口

对于 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ 和 $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 信号质量窗口被要求设置为 [1.17, 1.2] 或 [1.18, 1.2] GeV/c^2 。该信号区域由图 4-5 中 $p\pi^0$ 和 $\bar{n}\pi^-$ 的不变质量拟合确定。我们采用 Crystal-Ball 函数描述信号，非对称质量窗口 $[M_\Sigma - 4\sigma, M_\Sigma + 3\sigma]$ 或 $[M_\Sigma - 3\sigma, M_\Sigma + 3\sigma]$ ([1.17, 1.2] 或 [1.18, 1.2] GeV/c^2) 是由于沉积在 EMC 中的光子在 EMC 上的能量在低能侧有较长的拖尾所致。

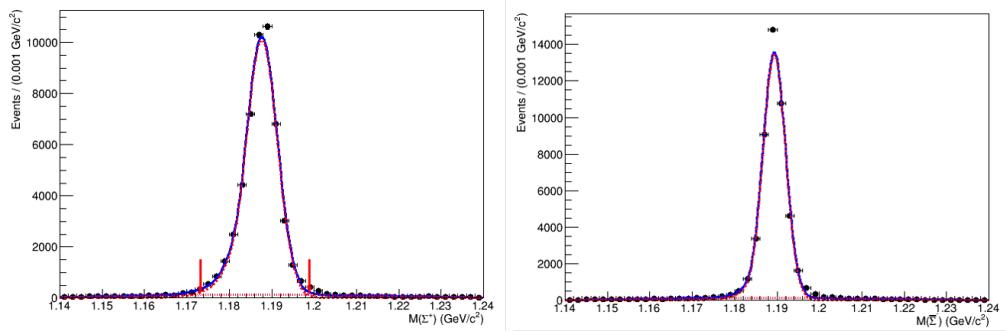


图 4-5 $p\pi^0$ 的不变质量图（左图）， $\bar{n}\pi^-$ 的不变质量图（右图）。黑色且带误差棒的点为信号 MC 的分布，红色的虚线为平本底的贡献，粉红色的虚线为 Crystal-Ball 函数描述的信号分布。

4.3.8 本底分析

本工作的本底水平研究基于 J/ψ Inclusive MC 样本进行研究。通过事件筛选的事件有 67130 个，本底事件数为 932 个。本底水平约为 1.4%，峰本底水平约为 0.2%。详细的本底见表 4-3。

表 4-3 拓扑分析 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\pi^0\bar{n}\pi^-$ 过程的 Inclusive MC 本底成分。

rowNo	decay tree	decay final state	iDcyTr	nEtr	nCEtr
1	$J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^- \bar{n}$	$\pi^0 \pi^- \bar{n} p$	0	41578	41578
2	$J/\psi \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^+, \Delta^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Delta}^+ \rightarrow \pi^- \bar{n}$	$\pi^0 \pi^- \bar{n} p$	4	149	41727
3	$J/\psi \rightarrow \pi^- \bar{n} \Delta^+, \Delta^+ \rightarrow \pi^0 p$	$\pi^0 \pi^- \bar{n} p$	1	128	41855
4	$J/\psi \rightarrow \pi^0 \pi^- \bar{n} p$	$\pi^0 \pi^- \bar{n} p$	3	87	41942
5	$J/\psi \rightarrow \pi^- \bar{\Delta}^0 p, \bar{\Delta}^0 \rightarrow \pi^0 \bar{n}$	$\pi^0 \pi^- \bar{n} p$	2	49	41991
6	$J/\psi \rightarrow \eta_c \gamma, \eta_c \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^- \bar{n}$	$\pi^0 \pi^- \bar{n} p \gamma$	8	38	42029
7	$J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}, \Lambda \rightarrow \pi^- p, \bar{\Lambda} \rightarrow \pi^0 \bar{n}$	$\pi^0 \pi^- \bar{n} p$	5	28	42057
8	$J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \gamma, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^- \bar{n}$	$\pi^0 \pi^- \bar{n} p \gamma$	6	15	42072
9	$J/\psi \rightarrow \Delta^0 \bar{\Delta}^0, \Delta^0 \rightarrow \pi^- p, \bar{\Delta}^0 \rightarrow \pi^0 \bar{n}$	$\pi^0 \pi^- \bar{n} p$	10	9	42081
10	$J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^- \bar{n}, \pi^0 \rightarrow e^+ e^-$	$e^+ e^- \pi^- \bar{n} p$	17	7	42088

4.4 $n\pi^+\bar{p}\pi^0$ 事例选择和本底研究

4.4.1 带电径迹选择

每个带电径迹必须满足以下要求：

- $V_{xy} < 2 \text{ cm}$,
- $|V_z| < 10 \text{ cm}$,
- $|\cos \theta| < 0.93$,
- 好的径迹数目需要 $N = 2$ 。

这里， θ 是带电径迹相对于束流的极角， V_{xy} 和 $|V_z|$ 是带电径迹在 Oxy 平面和 z 位置与相互作用点的最接近距离。

4.4.2 带电粒子鉴别

带电的 π^+ 和 \bar{p} 通过 BESIII 官方的包并使用 TOF 和 dE/dx 测量值进行识别，并分别计算 π 介子、质子和 K 介子假设的组合置信度 $\mathcal{L}(\pi)$ 、 $\mathcal{L}(p)$ 和 $\mathcal{L}(K)$ 。我们要求 π 介子和反质子候选者满足以下标准：

- π^+ : $\mathcal{L}(\pi^+) > \mathcal{L}(p)$ 和 $\mathcal{L}(\pi^+) > \mathcal{L}(K)$;
- \bar{p} : $\mathcal{L}(\bar{p}) > \mathcal{L}(\pi)$ 和 $\mathcal{L}(\bar{p}) > \mathcal{L}(\bar{p}) > \mathcal{L}(K)$ 。

4.4.3 光子选择

- 使用 EMC 中的簇射来选择我们信号过程的光子。每个簇射的沉积能量在桶形区域必须大于 25 MeV (桶形区域对应的角度范围： $|\cos \theta| < 0.80$)，在端盖区域必须大于 50 MeV (端盖区域对应的角度范围： $0.86 < |\cos \theta| < 0.92$)；
- 为了抑制与事件无关的电子噪声和簇射，EMC 时间和事件开始时间之间的差异必须在 (0, 700) ns 以内；
- 为了排除信号带电径迹的簇射，EMC 中每个簇射的位置与最近的外推带电径迹之间的角度必须大于 10° ；
- 簇射的数量要求 $N_\gamma \geq 2$ 。

4.4.4 重建 π^0

π^0 介子由衰变 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 重建。为了重建 π^0 介子，我们对 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 进行运动学拟合。为了抑制组合本底，我们要求运动学拟合的 χ^2 小于 25。 π^0 候选粒子不变质量也需要满足 $[M_{\pi^0} - 60] < M_{\gamma\gamma} < [M_{\pi^0} + 40] \text{ MeV}/c^2$ ，其中 M_{π^0} 是从 PDG 中获取的 π^0 的标称质量。1C 运动学拟合的 π^0 的不变质量分布和 χ^2 分布如图 4-6 所示。

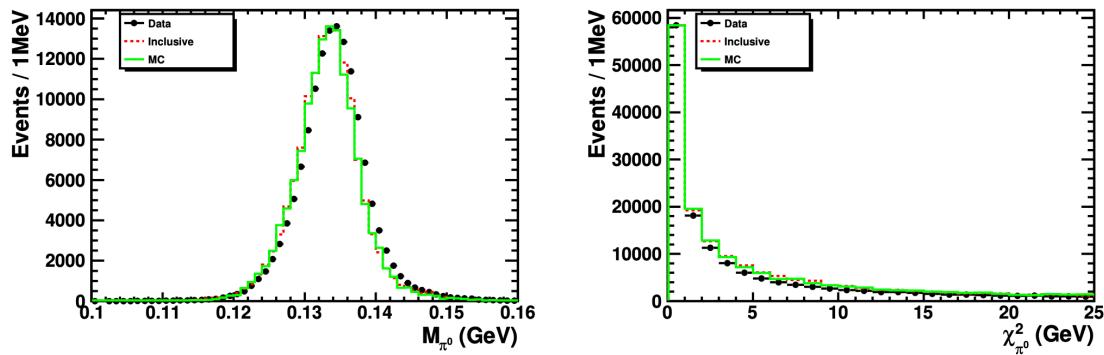


图 4-6 $p\pi^0$ 的不变质量图（左图）， $\bar{n}\pi^-$ 的不变质量图（右图）。黑色且带误差棒的点为信号 MC 的分布，红色的虚线为平本底的贡献，粉红色的虚线为 Crystal-Ball 函数描述的信号分布。

4.4.5 运动学拟合

为了进一步去除潜在本底并提高质量分辨率，进行了四动量守恒运动学拟合（2C 拟合： Σ^+ 由具完整信息的带电径迹 π^+ 和缺少动量和能量信息的中性径迹 n 重建。 $\bar{\Sigma}^-$ 由 π^0 和 \bar{p} 重建。此外， π^0 是通过两个光子的末态固定的 PDG 的结果。我们对中子没有设定任何特殊要求，我们将其视为缺失粒子。

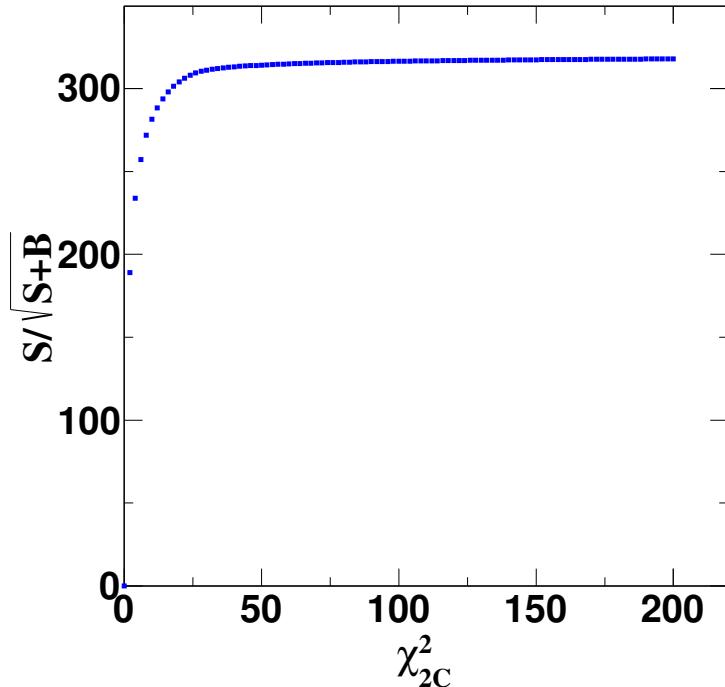


图 4-7 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow n\pi^+, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 过程的 χ_{2C}^2 信噪比优化图。其中 S 是信号 MC 事件数，B 是来自 Inclusive MC 的本底事件数。

我们要求 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow n\pi^+, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 过程的拟合优度 $\chi_{2C}^2 < 50$ 。该值是根据图 4-7 所示的分布进行优化的。图中，S 是信号 MC，B 是来自 Inclusive MC 的本底。

4.4.6 质量窗口

对于 $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ 和 $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 信号质量窗口被要求设置为 [1.18, 1.2] 或 [1.17, 1.2] GeV/c^2 ，该区域由 $n\pi^+$ 和 $\bar{p}\pi^0$ 的不变质量拟合确定，如图 4-8 所示。采用 Crystal-Ball 函数描述信号，非对称质量窗口 $[M_\Sigma - 4\sigma, M_\Sigma + 3\sigma]$ 或 $[M_\Sigma - 3\sigma, M_\Sigma + 3\sigma]$ ([1.17, 1.2] 或 [1.18, 1.2] GeV) 是由于沉积在 EMC 中的光子能量在低能侧有较长的拖尾所致。

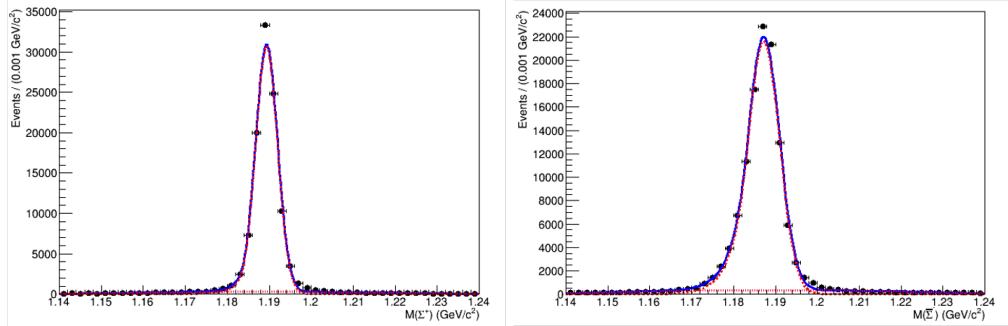


图 4-8 $n\pi^+$ 的不变质量图（左图）， $\bar{p}\pi^0$ 的不变质量图（右图）。黑色且带误差棒的点为信号 MC 的分布，红色的虚线为平本底的贡献，粉红色的虚线为 Crystal-Ball 函数描述的信号分布。

4.4.7 本底分析

本工作的本底水平研究基于 J/ψ Inclusive MC 样本，通过事件筛选的事件有 98094 个，本底事件数为 1569 个，本底水平为 1.6%，峰本底水平约为 0.2%。详细的本底见表 4-4。

表 4-4 拓扑分析 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow n\pi^+ \bar{p}\pi^0$ 过程的 Inclusive MC 本底成分。

rowNo	decay tree	decay final state	iDcyTr	nEtr	nCEtr
1	$J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^+ n, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^+ n \bar{p}$	0	100582	100582
2	$J/\psi \rightarrow \pi^+ n \bar{\Delta}^+, \bar{\Delta}^+ \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^+ n \bar{p}$	8	388	100970
3	$J/\psi \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^+, \Delta^+ \rightarrow \pi^+ n, \bar{\Delta}^+ \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^+ n \bar{p}$	4	373	101343
4	$J/\psi \rightarrow \pi^0 \pi^+ n \bar{p}$	$\pi^0 \pi^+ n \bar{p}$	13	213	101556
5	$J/\psi \rightarrow \eta_c \gamma, \eta_c \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^+ n, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^+ n \bar{p} \gamma$	1	177	101733
6	$J/\psi \rightarrow \pi^+ \Delta^0 \bar{p}, \Delta^0 \rightarrow \pi^0 n$	$\pi^0 \pi^+ n \bar{p}$	2	147	101880
7	$J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \gamma, \Sigma^+ \rightarrow \pi^+ n, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^+ n \bar{p} \gamma$	6	75	101955
8	$J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}, \Lambda \rightarrow \pi^0 n, \bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+ \bar{p}$	$\pi^0 \pi^+ n \bar{p}$	3	48	102003
9	$J/\psi \rightarrow \Delta^0 \bar{\Delta}^0, \Delta^0 \rightarrow \pi^0 n, \bar{\Delta}^0 \rightarrow \pi^+ \bar{p}$	$\pi^0 \pi^+ n \bar{p}$	7	44	102047
10	$J/\psi \rightarrow \pi^+ \Delta^0 \bar{\Delta}^+, \Delta^0 \rightarrow \pi^0 n, \bar{\Delta}^+ \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 \pi^+ n \bar{p}$	25	30	102077

4.5 $p\pi^0\bar{p}\pi^0$ 事例选择和本底研究

4.5.1 带电径迹选择

每个带电径迹必须满足以下要求：

- $V_{xy} < 2 \text{ cm}$,
- $|V_z| < 10 \text{ cm}$,
- $|\cos \theta| < 0.93$,
- 好的径迹数目要求 $N = 2$ 。

这里， θ 是带电径迹相对于束流的极角， V_{xy} 和 $|V_z|$ 是带电径迹在 Oxy 平面和 z 位置与相互作用点的最接近距离。

4.5.2 带电粒子鉴别

带电的 p 和 \bar{p} 通过 BESIII 算法包的 TOF 和 dE/dx 测量值进行鉴别，并分别计算 π 介子、质子和 K 介子假设的组合置信度 $\mathcal{L}(\pi)$ 、 $\mathcal{L}(p)$ 和 $\mathcal{L}(K)$ 。我们要求质子和反质子候选者满足以下标准：

- p : $\mathcal{L}(p) > \mathcal{L}(\pi)$ 和 $\mathcal{L}(p) > \mathcal{L}(K)$,
- \bar{p} : $\mathcal{L}(\bar{p}) > \mathcal{L}(\pi)$ 和 $\mathcal{L}(\bar{p}) > \mathcal{L}(K)$ 。

4.5.3 光子选择

- 使用 EMC 中的簇射来选择我们信号过程光子。每个簇射的沉积能量在桶形区域必须大于 25 MeV（桶形区域对应的角度： $|\cos \theta| < 0.80$ ），在端盖区域必须大于 50 MeV（端盖区域对应的角度： $0.86 < |\cos \theta| < 0.92$ ）；
- 为了抑制与事件无关的电子噪声和簇射，EMC 时间和事件开始时间之间的差异必须在 $(0, 700)$ ns 以内；
- 为了去除自身带电径迹的簇射，EMC 中每个簇射的位置与最近的外推带电径迹之间的角度必须大于 10° ；
- 簇射的数量要求 $N_\gamma \geq 2$ 。

4.5.4 重建 π^0

π^0 由 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 过程重建。为了重建 π^0 介子，我们对 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 进行运动学拟合。为了抑制组合本底，我们要求运动学拟合的 χ^2 小于 25。 π^0 候选粒子不变质量也需要满足 $[M_{\pi^0} - 60] < M_{\gamma\gamma} < [M_{\pi^0} + 40]$ MeV/c²，其中 M_{π^0} 是从 PDG 中获取的 π^0 的质量。此外，我们要求候选数大于或等于 1（另一个来自反质子侧的 π^0 未重建）。 π^0 的不变质量在信号 MC、Inclusive MC 和数据中的分布展示在图 4-9。

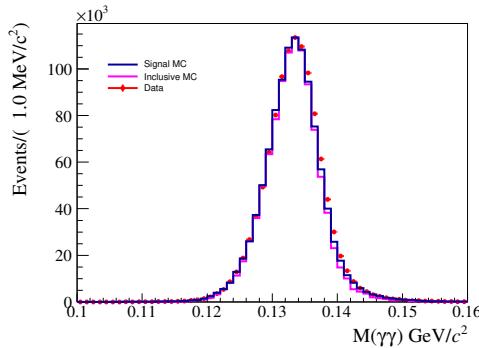


图 4-9 π^0 的不变质量分布。蓝色的直方图表示信号 MC 的分布，粉红色的直方图表示 Inclusive MC 的分布，红色带误差棒的点表示数据的分布。

4.5.5 运动学拟合

在我们的分析中，反质子会影响 $\bar{\Sigma}^-$ 衰变的 π^0 重建，因为反质子会与 EMC 中的物质发生湮灭，产生大量的次级簇射。对于 CP 不对称 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ 的精确测量分析，要求 EMC 中每个簇射的位置与带电径迹（反质子）之间的夹角大于 20 度是无效的。所以，运动学拟合方法中没有利用 $\bar{\Sigma}^-$ 衰变的 π^0 的探测器信息，另一个好处是选择效率也会提高。 Σ^+ 衰变的 π^0 不变质量被限制在已知的 π^0 质量中。因此，运动学拟合的约束等于 $(4-3+1)=2$ 。此 2C 运动学拟合的 χ^2_{2C} 分布的数值如图 4-10 所示。

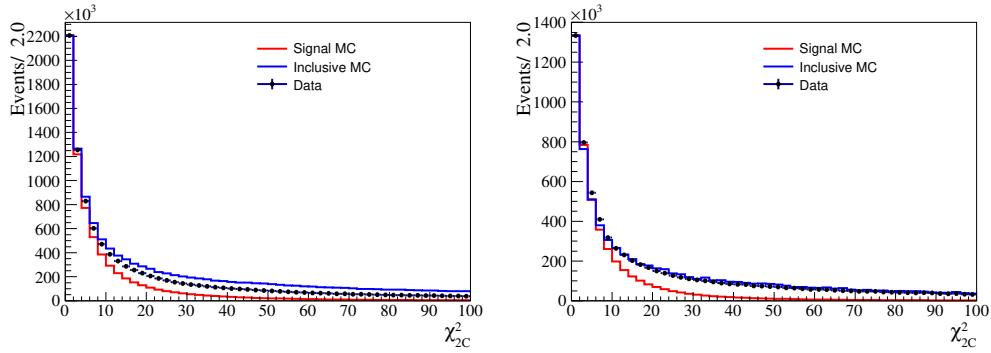


图 4-10 χ_{2C}^2 分布图（左图为 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ ）， χ_{2C}^2 分布图（右图为 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ ）。红色的直方图表示信号 MC 的分布，蓝色的直方图表示 Inclusive MC 的分布，黑色带误差棒的点表示数据的分布。

对 2C 运动学拟合 $\chi_{2C}^2 \leq 30$ 的质量提出了要求。如果事件中的 π^0 候选数多于一个，则选择具有最低 χ_{2C}^2 的组合作为最终事件候选。该 χ_{2C}^2 值是根据图 4-11 所示的信噪比进行优化的。图中，S 是信号 MC，B 是来自 Inclusive MC 的本底。此外，通过我们对分支比的测量，信号 MC 已缩放到数据的亮度。

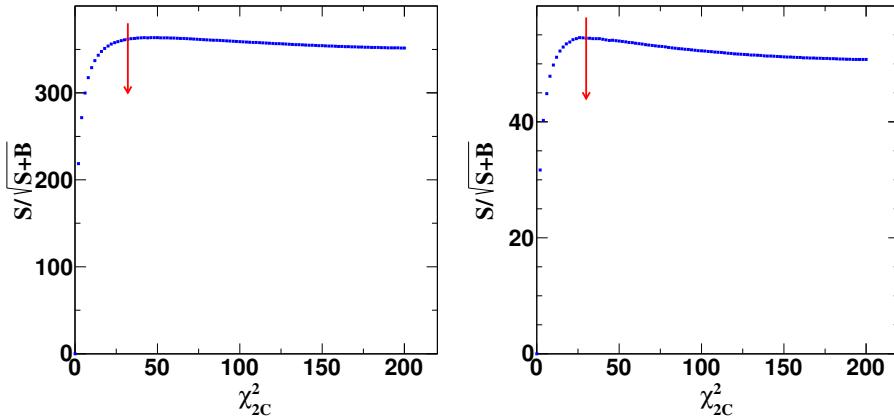


图 4-11 χ_{2C}^2 的信噪比优化图（左图为 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ ）； χ_{2C}^2 的信噪比优化图（右图为 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ ）。其中 S 是信号 MC，B 是来自 Inclusive MC 的本底。

4.5.6 R_{xy} 要求

R_{xy} , 径迹与相互作用点的最近距离如图 4-12 所示。与 $\Delta^+\bar{\Delta}^-$ 粒子相比， $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 粒子的寿命更长，这意味着 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 粒子的 R_{xy} 值更大。使用 $R_{xy} > 0.34$ 要求，64% 的本底贡献 $J/\psi \rightarrow \Delta^+\bar{\Delta}^-$, $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Delta}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Delta^+\bar{\Delta}^-$, $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Delta}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 可以被移除。 R_{xy} 值基于信噪比进行优化，如图 4-13 所示。图中，S 是信号 MC，B 是来自 Inclusive MC 的本底。此外，通过我们对分支比的测量，信号 MC 已缩放到数据亮度。

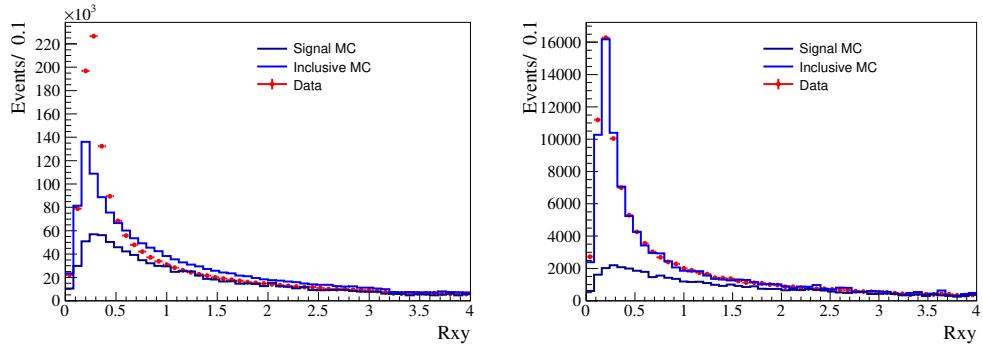


图 4-12 R_{xy} 分布（左图为 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ ）； R_{xy} 分布（右图为 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ ）。深蓝色的直方图表示信号 MC 的分布，蓝色的直方图表示 Inclusive MC 的分布，红色带误差棒的点表示数据的分布。

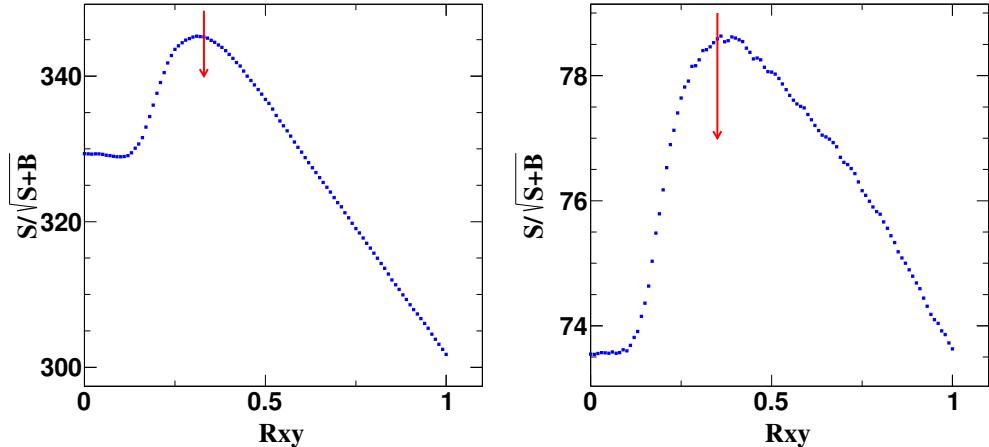


图 4-13 R_{xy} 的信噪比优化图（左图为 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ ）； R_{xy} 的信噪比优化图（右图为 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ ）。其中 S 是信号 MC, B 是来自 Inclusive MC 的本底。

4.5.7 质量窗口

如图 4-14, $p\pi^0$ 和 $\bar{p}\pi^0$ 质量窗口的要求分别为 $[1.172, 1.200]$ 和 $[1.167, 1.212]$ GeV/c^2 , 由 $p\pi^0$ 和 $\bar{p}\pi^0$ 的不变质量拟合确定。如图 4-15 所示, 信号采用双高斯加约翰逊函数描述, 质量窗口定义为 $\pm 3\sigma$ 的范围。

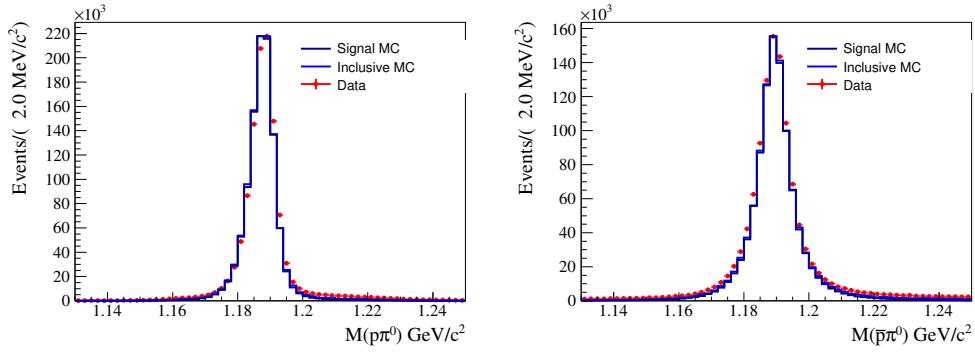


图 4-14 $p\pi^0$ 的不变质量图 (左图), $\bar{p}\pi^0$ 的不变质量图 (右图)。蓝色的直方图表示信号 MC 的分布, 蓝色的直方图表示 Inclusive MC 的分布, 红色带误差棒的点表示数据的分布。

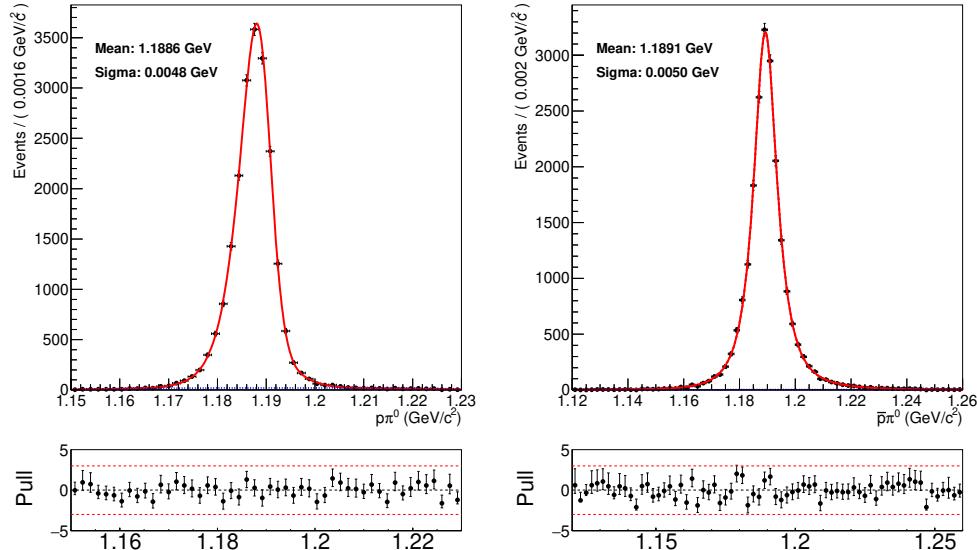


图 4-15 $p\pi^0$ 的不变质量拟合图 (左图), $\bar{p}\pi^0$ 的不变质量拟合图 (右图)。带有误差线的黑点为信号 MC, 红色实线为总拟合函数。

4.5.8 本底分析

基于 J/ψ 和 $\psi(3686)$ Inclusive MC 样本研究了此道中的本底水平。通过事件选择的事件有 140228 个, 本底事件数为 1324 个, 即 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ ($\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$) 衰变过程的本底水平为 0.9%。通过事件选择的事件有 6258 个, 本底事件数为 45 个, 即 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ ($\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$) 衰变过程的本底水平为 0.7%。通过拟合数据样本, 我们估算出 J/ψ 和 $\psi(3686)$ 衰变过程的本底贡献分别为 3.4% 和 1.3%。详细的本底见表 4-5 和 4-6。

表 4-5 拓扑分析 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\pi^0\bar{p}\pi^0$ 过程的 Inclusive MC 本底成分。

rowNo	decay tree	decay final state	iDcyTr	nEtr	nCEtr
1	$J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 p\bar{p}$	0	137961	137961
2	$J/\psi \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^+, \Delta^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Delta}^+ \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 p\bar{p}$	1	741	138702
3	$J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}, \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$	$e^+ e^- \pi^0 p\bar{p}\gamma$	7	566	139268
4	$J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \gamma^f, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 p\bar{p}\gamma^f$	4	298	139566
5	$J/\psi \rightarrow \pi^0 \pi^0 p\bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 p\bar{p}$	6	120	139686
6	$J/\psi \rightarrow \eta_c \gamma, \eta_c \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 p\bar{p}\gamma$	5	120	139806
7	$J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}, \Lambda \rightarrow \pi^- p, \bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+ \bar{p}$	$\pi^+ \pi^- p\bar{p}$	2	71	139877
8	$J/\psi \rightarrow \eta p\bar{p}, \eta \rightarrow \gamma\gamma$	$p\bar{p}\gamma\gamma$	3	69	139946
9	$J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \gamma, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 p\bar{p}\gamma$	10	58	140004
10	$J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\gamma$	$\pi^0 p\bar{p}\gamma$	14	55	140059

表 4-6 拓扑分析 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\pi^0\bar{p}\pi^0$ 过程的 Inclusive MC 本底成分。

rowNo	decay tree	decay final state	iDcyTr	nEtr	nCEtr
1	$\psi' \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 p\bar{p}$	0	6141	6141
2	$\psi' \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \gamma^f, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 p\bar{p}\gamma^f$	1	42	6183
3	$\psi' \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}, \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$	$e^+ e^- \pi^0 p\bar{p}\gamma$	10	26	6209
4	$\psi' \rightarrow \Delta^+ \bar{\Delta}^+, \Delta^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Delta}^+ \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 p\bar{p}$	3	13	6222
5	$\psi' \rightarrow \chi_{c0} \gamma, \chi_{c0} \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 p\bar{p}\gamma$	8	7	6229
6	$\psi' \rightarrow \chi_{c0} \gamma, \chi_{c0} \rightarrow \pi^0 p\bar{p}$	$\pi^0 p\bar{p}\gamma$	2	5	6234
7	$\psi' \rightarrow \pi^0 \pi^0 J/\psi, J/\psi \rightarrow p\bar{p}$	$\pi^0 \pi^0 p\bar{p}$	14	5	6239
8	$\psi' \rightarrow \chi_{c2} \gamma, \chi_{c2} \rightarrow \pi^0 p\bar{p}$	$\pi^0 p\bar{p}\gamma$	7	3	6242
9	$\psi' \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \pi^0 \bar{p}, \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma\gamma^f$	$e^+ e^- \pi^0 p\bar{p}\gamma\gamma^f$	21	3	6245
10	$\psi' \rightarrow \pi^0 \pi^0 J/\psi, J/\psi \rightarrow p\bar{p}\gamma$	$\pi^0 \pi^0 p\bar{p}\gamma$	4	2	6247

4.6 拟合方法

在引言部分，微分截面可以用包含 $\theta_{\Sigma^+}, \theta_N, \phi_N, \theta_{\bar{N}}$ 和 $\phi_{\bar{N}}$ 的角分布函数来描述。这些螺旋度参数的定义可以在引言中找到。 $\alpha, \Delta\Phi, \alpha_{\Sigma^+}$ 和 $\alpha_{\bar{\Sigma}^-}$ 是衰变参数，需要从 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow N\pi \bar{N}\pi$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow N\pi \bar{N}\pi$ 衰变道的角分布中提取出来。

4.6.1 似然函数构造

联合似然函数定义为：

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \text{Prob}(p_i) = \prod_{i=1}^N \frac{W_i}{C}, \quad (4.5)$$

$$C = \frac{1}{N_{mc}} \sum_{j=1}^{N_{mc}} W_j^{mc}, \quad (4.6)$$

其中 $\text{Prob}(P_i)$ 是产生事件 i 的概率，该事件 i 的特征是测量值 P_i ($\theta_{\Sigma^+}, \theta_N, \phi_N, \theta_{\bar{N}}$ 和 $\phi_{\bar{N}}$ 的立体角)， W 为微分截面， C 为截面的归一化因子。我们生成一个大的相空间 MC 样本来估计归一化因子，如上式所示， N_{mc} 为相空间 MC 中生成的事件数。这里探测器效率包含在 W 中。与使用似然函数 \mathcal{L} 相比，使用 \mathcal{L} 的对数形式更方便，如下：

$$S = -\ln \mathcal{L} = -\ln \sum_{i=1}^N W_i + \ln C, \quad (4.7)$$

减去本底事件后，目标函数修改为：

$$S = -\ln \mathcal{L}_{data} + \ln \mathcal{L}_{bg}, \quad (4.8)$$

其中 \mathcal{L}_{data} 为事件的似然函数选定， \mathcal{L}_{bg} 为本底事件的似然函数。通过最小化 S ，即最大化 \mathcal{L} ，可以提取衰变参数。

4.6.2 函数最小化

在高能物理领域，CERN 库中的 MINUIT 包被广泛用于最小化数据分析中的目标函数，以提取各种拟合的参数。计算极值的方法一般分为有两种：一种是 χ^2 拟合，另一种是极大似然拟合。本分析中使用了极大似然拟合方法。在 MINUIT 包的最终输出中，我们可以得到参数值和误差矩阵。

4.6.3 输入/输出检查

为了验证拟合结果的可靠性，生成了 100 次 DIY MC 样本，如图 4-16 和 4-17。在这些样本中，产生的振幅信息是基于理论角分布公式 4.1 和 4.2。衰减参数的输入来自真实数据拟合结果，列于表 4-10 中。

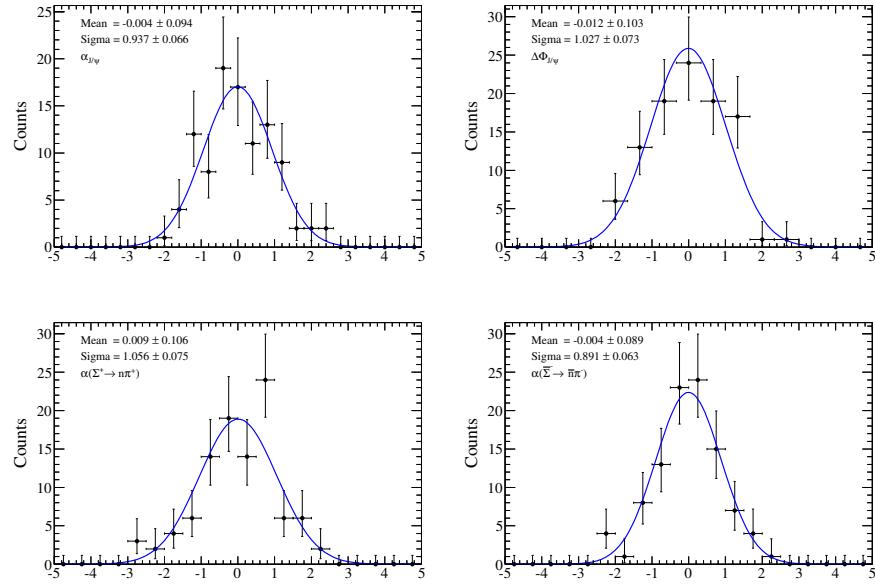


图 4-16 衰变参数输入和输出的 Pull 分布(联合拟合两个道: $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$; $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$, 其中 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ 和 $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 衰变参数固定到之前的测量结果)。黑色的数据点表示参数的值，蓝色的曲线表示的拟合结果。

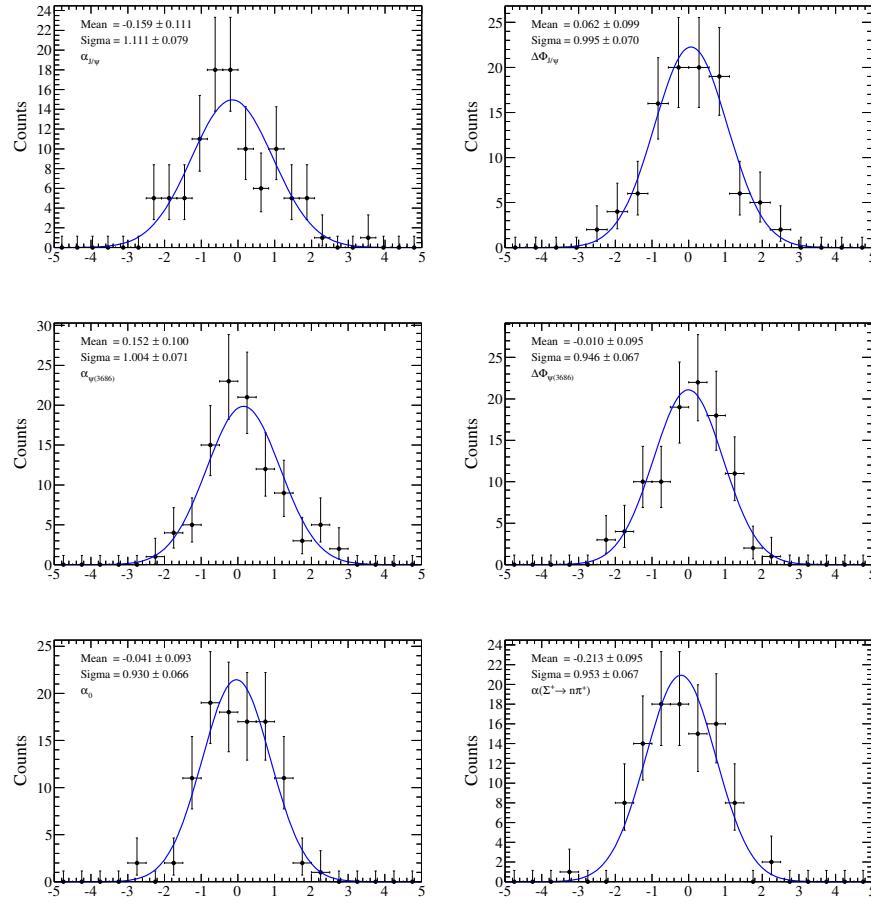


图 4-17 衰变参数输入和输出的 Pull 分布(联合拟合两个道: $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$; $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$)。黑色的数据点表示参数的值, 蓝色的曲线表示的拟合结果。

4.7 衰变参数测量

对选定的数据事件应用与 MC 样本相同的拟合程序。在拟合中，已考虑使用 MC 样本计算似然定义中的归一化因子来提高检测效率。这里使用相空间模型生成 MC 样本。本底事件由 Σ^+ 的边带区域估计和 $\bar{\Sigma}^-$ 。对于 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 的衰变道，边带区域定义为 $[1.13, 1.16] \times [1.14, 1.16] \text{ GeV}/c^2$ 、 $[1.13, 1.16] \times [1.22, 1.24] \text{ GeV}/c^2$ 、 $[1.21, 1.24] \times [1.14, 1.16] \text{ GeV}/c^2$ 和 $[1.21, 1.24] \times [1.22, 1.24] \text{ GeV}/c^2$ 质量区域，如左侧图 4-18 中的蓝色方块所示。对于 $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 的衰变道，边带区域定义为 $[1.13, 1.16] \times [1.14, 1.16] \text{ GeV}/c^2$, $[1.13, 1.16] \times [1.22, 1.24] \text{ GeV}/c^2$, $[1.21, 1.24] \times [1.14, 1.16] \text{ GeV}/c^2$ 和 $[1.21, 1.24] \times [1.22, 1.24] \text{ GeV}/c^2$ 质量区域，分别为 $\bar{\Sigma}^-$ 和 Σ^+ ，如右侧图 4-18 中的蓝色方块所示。本底事件估计为 $0.27A$ 和 $0.26A$ ，其中 A 是蓝色区域中的事件数量。

对于 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 的衰变道，边带区域定义为 $[1.17, 1.20] \times [1.12, 1.14] \text{ GeV}/c^2$ 和 $[1.17, 1.20] \times [1.24, 1.26] \text{ GeV}/c^2$ 质量区域，分别为 $\bar{\Sigma}^-$ 和 Σ^+ ，如右侧图 4-19 中的蓝色方块所示。本底事件估计为 $0.25A$ ，其中 A 是蓝色区域中的事件数量。

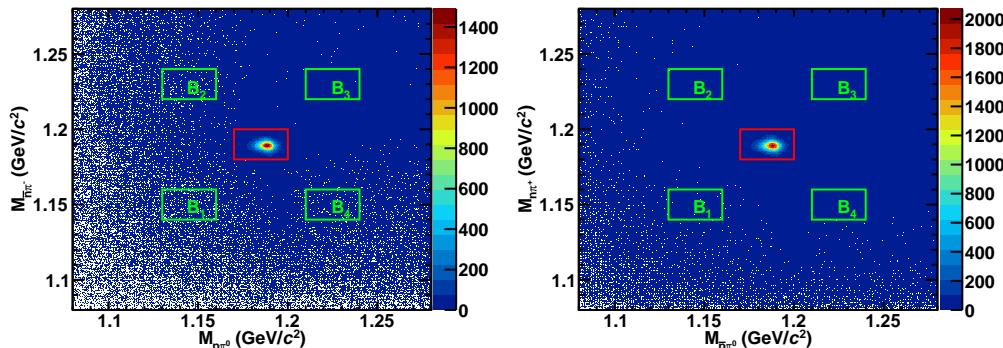


图 4-18 二维不变质量 $\bar{p}\pi^0$ 与 $n\pi^+$ 散点图（左图），代表 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 过程；二维不变质量 $\bar{n}\pi^-$ 与 $p\pi^0$ 散点图（右图），代表 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 过程。

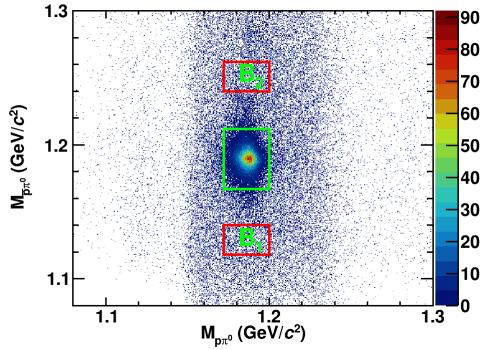


图 4-19 二维不变质量 $\bar{p}\pi^0$ 与 $p\pi^0$ 散点图, 代表 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 过程。

4.7.1 MC 效率

要从 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ ($\Sigma^+ \rightarrow N\pi$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{N}\pi$) 的衰变道中提取衰变参数, 应考虑 MC 和数据之间的检测效率差异。在我们的拟合方法中, 效率在用于计算归一化因子的相空间 MC 样本中考虑。在生成相空间 MC 样本时, 我们考虑了数据和 MC 之间的检测效率差异。由于最终状态为 π^\pm ^[88]、质子^[88]、反质子^[88]、 \bar{n} ^[87] 和 π^0 (我们的结果), 我们比较了 MC 和真实数据之间这些粒子的检测效率。为了研究 π^0 重建效率, 我们选择 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\bar{p}\pi^0\pi^0$ 作为控制样本。

对于 $r_\epsilon < 1$ 的情况, 生成一个 (0, 1) 范围内的随机数 η , 如果 $\eta < r_\epsilon$, 则接受该事件。否则, 拒绝该事件。对于另一种情况 $r_\epsilon > 1$, 则接受该事件。为了增加校正过程, 当 $r_\epsilon > 1$ 时, 我们还生成一个 (0, 1) 范围内的随机数 η 。如果 $r_\epsilon - 1 > \eta$, 则接受该事件两次。通过循环所有相空间 MC 事件, 我们可以得到一个新的 MC 样本, 其效率已校正为真实数据, 如图 4-20 所示。

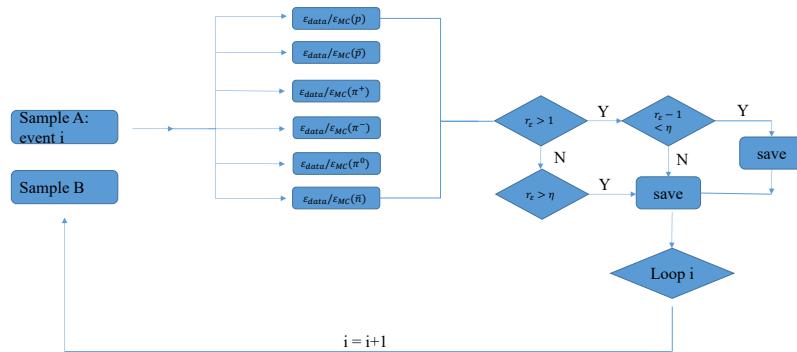


图 4-20 相空间 MC 校正流程。

4.7.2 拟合结果

对于 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 和 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 两个道进行的联合拟合。其中的 $\alpha_{J/\psi}$ 和 $\Delta\Phi_{J/\psi}$ 在两组数据样本中被共享在联合拟合中。根据上一节在公式 4.7 中定义的 S , 使用新的相空间 MC 样本 (效率已校正), 我们通过最小化 S 执行了与输入/输出检查中相同的过程。与相空间分布 (图中蓝色部分) 相比, 实际数据中 J/ψ 的分布 (黑点) 呈正弦分布, 这意味着 $\Delta\Phi$ 不为零。根据微分截面公式, 如果 $\Delta\Phi$ 不为零, 则存在极化。变量 $M(\cos\theta_{\Sigma^+})$ 由 $\frac{m}{N} \sum_i^{N(m)} (\sin\theta_p \sin\phi_p^{(i)} - \sin\theta_{\bar{n}} \sin\phi_{\bar{n}}^{(i)}) / (\frac{m}{N} \sum_i^{N(m)} (\sin\theta_n \sin\phi_n^{(i)} - \sin\theta_{\bar{p}} \sin\phi_{\bar{p}}^{(i)}))$ 计算得出, 其中 m 等于 40 ($\cos\theta_{\Sigma^+}$ 中有 40 个 bin), N 是数据样本中的事件总数, $N(m)$ 是第 i_{th} 个 $\cos\theta_{\Sigma^+}$ bin 中的事件数, $\theta_p, \phi_p, \theta_{\bar{n}}, \phi_{\bar{n}}$ ($\theta_n, \phi_n, \theta_{\bar{p}}, \phi_{\bar{p}}$) 是质子和反中子的极角和方位角 (中子和反质子的极角和方位角)。对于 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 和 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 两个道, 矩的分布如图 4-21 所示。

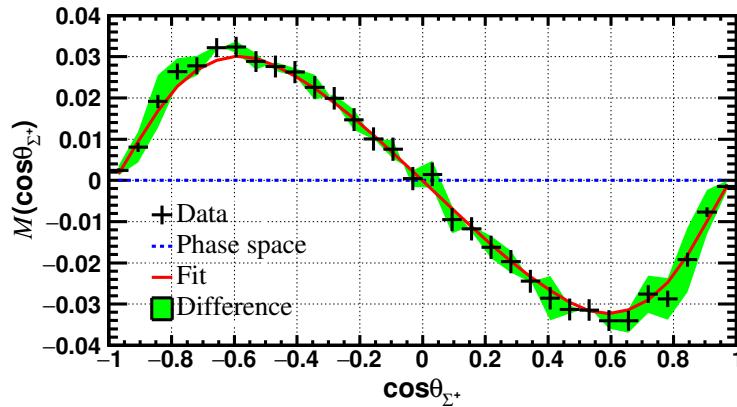


图 4-21 两个衰变过程: $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 和 $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 的矩 $M(\cos\theta_{\Sigma^+})$ 分布。黑点带有误差的点是数据的分布, 红色的线是拟合结果, 蓝色虚线表示无极化分布。绿带的带子显示了两个衰变过程之间的绝对差异。

对于 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 两个道进行的联合拟合。其中的 α_0 和 $\bar{\alpha}_0$ 在两组数据样本中被共享在联合拟合中。 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ ($\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$) 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ ($\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$) 过程的分布如图 4-22 所示。分别与相空间分布 (图中绿色) 和真实数据 (黑点) 进行比较, 这意味着 $\Delta\Phi$ 不为零, 并且存在极化。变量 $M(\cos\theta_{\Sigma^+})$ 由 $\frac{m}{N} \sum_i^{N(m)} (\sin\theta_p \sin\phi_p^{(i)} - \sin\theta_{\bar{p}} \sin\phi_{\bar{p}}^{(i)})$ 计算得出, 其中 m 等于 40 ($\cos\theta_{\Sigma^+}$ 中有 40 个 bin), N 是数据样本中的事件总数, $N(m)$ 是第 i_{th} 个 $\cos\theta_{\Sigma^+}$ bin 中的事件数, $\theta_p, \phi_p, \theta_{\bar{p}}, \phi_{\bar{p}}$ 是质子和反质子的极角和方位角。

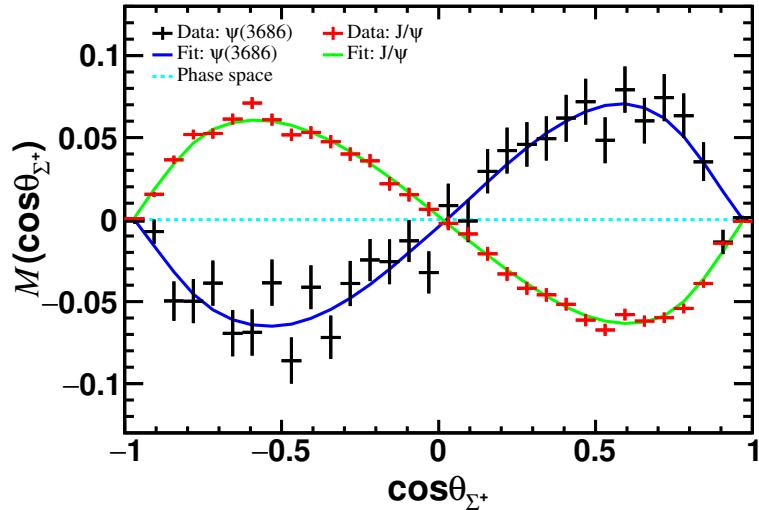


图 4-22 对于 $\Psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\pi^0 \bar{p}\pi^0$ 的矩 $M(\cos \theta_{\Sigma^+})$ 分布。对于 $\psi(3686)$ 和 J/ψ 衰变，通过独立获得带有误差条的黑色和红色数据点，红色和蓝色的曲线代表拟合结果，青色虚线表示在相空间中的均匀分布。

4.8 研究 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\pi^0 \bar{n}\pi^- (n\pi^+ \bar{p}\pi^0)$ 系统不确定度

4.8.1 衰变参数系统不确定性来源

衰变参数的系统不确定度包括 MC 效率修正、拟合方法、运动学拟合、信号质量窗口、本底估计和固定衰变参数等不确定度。在本工作中，所有系统不确定性来源均视为不相关并以正交方式求和给出总的系统误差，具体值列在表 4-7 中。

表 4-7 衰变参数的系统不确定来源。

系统误差	$\alpha_{J/\psi}$	$\Delta\Phi_{J/\psi}$	$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-)}$	$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)}$
MC 效率修正	0.0059	0.0005	0.0016	0.0011
运动学拟合	0.0003	0.0004	0.0007	0.0003
拟合方法	0.0007	0.0028	0.0007	0.0012
信号质量窗口	0.0015	0.0021	0.0010	0.0009
本底估计	0.0001	0.0007	0.0003	0.0002
固定衰变参数	0.0000	0.0020	0.0003	0.0003
总和	0.0061	0.0041	0.0022	0.0019

4.8.2 MC 效率修正

考虑修正因子的不确定性，研究了 MC 效率修正的不确定性。在 4.7.1 部分，我们已经比较了 MC 与真实数据的效率差异。这个为了考虑 MC 效率修正带来的系统误差，我们通过增大修正因子 1σ 或者缩小修正因子 1σ ，把最后结果变化的最大值作为 MC 效率修正的系统误差。具体的拟合结果列在表 4-8 中。

表 4-8 MC 效率修正的不确定性。

衰变参数	中心值	$-\sigma$	$+\sigma$	最大差异
$\alpha_{J/\psi}$	-0.5156 ± 0.0030	-0.5140 ± 0.0030	-0.5215 ± 0.0030	0.0059
$\Delta\Phi_{J/\psi}$	-0.2772 ± 0.0044	-0.2767 ± 0.0044	-0.2776 ± 0.0044	0.0005
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$	-0.994	-0.994	-0.994	-
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}$	0.994	0.994	0.994	-
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-)}$	-0.0565 ± 0.0047	-0.0581 ± 0.0047	-0.0576 ± 0.0047	0.0016
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)}$	0.0481 ± 0.0031	0.0492 ± 0.0031	0.0487 ± 0.0031	0.0011

4.8.3 运动学拟合

当我们对螺旋参数使用径迹修正后，发现图 4-23 中数据与 MC 的 χ^2_{4C} 分布更加一致。为了考虑运动学拟合带来的系统不确定度，我们把修正之后参数结果作为中心值，修正之前的参数结果作为一组的测量值。最后我们把修正前后的差值作为此项系统不确定度，并在表 4-9 中列出。

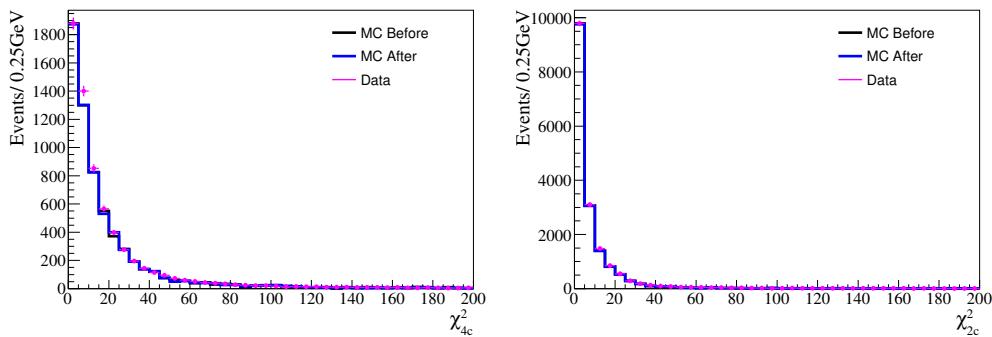


图 4-23 χ^2_{2C} 分布（左图为 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 过程）； χ^2_{2C} 分布（右图为 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow n\pi^+, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 过程）。红色点为实验数据，黑色直方图为修正之前的 MC 样本，蓝色的直方图为修正之后的 MC 样本。

表 4-9 进行螺旋参数修正或不进行修正的参数结果。

衰变参数	修正	不修正	差异
$\alpha_{J/\psi}$	-0.5156 ± 0.0030	-0.5153 ± 0.0030	0.0003
$\Delta\Phi_{J/\psi}$	-0.2772 ± 0.0044	-0.2768 ± 0.0044	0.0004
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$	-0.994	-0.994	-
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}$	0.994	0.994	-
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-)}$	-0.0565 ± 0.0047	-0.0572 ± 0.0047	0.0007
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)}$	0.0481 ± 0.0031	0.0478 ± 0.0031	0.0003

4.8.4 拟合方法

本课题中，我们采用理论的微分角分布公式来进行五维角分布拟合，从而得到我们的实验参数。为了论证我们的拟合方法本身是无偏的，我需要进行输入/输出检查。利用上一章节的 100 次 DIY MC 样本，重复 100 次拟合，得到 100 组实验结果。我们把参数的平均输出结果与输入值差异作为系统误差。具体测试结果总结在表格 4-10 中。

表 4-10 输入/输出差异。

衰变参数	输入	输出	差异
$\alpha_{J/\psi}$	-0.5100	-0.5093 ± 0.0043	0.0007
$\Delta\Phi_{J/\psi}$	-0.2760	-0.2732 ± 0.0070	0.0028
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$	-0.994	-0.994	-
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}$	0.994	0.994	-
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-)}$	-0.0510	-0.0517 ± 0.0065	0.0007
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)}$	0.0510	0.0522 ± 0.0045	0.0012

4.8.5 信号质量窗口

我们工作的信号质量窗口要求是 $30 \text{ MeV}/c^2 \times 20 \text{ MeV}/c^2$ ($1.17 - 1.2 \text{ GeV}/c^2$, $1.18 - 1.2 \text{ GeV}/c^2$)。这里为了考虑信号质量窗口带来的系统误差，我们将信号质量框的大小从 $30 \text{ MeV}/c^2 \times 20 \text{ MeV}/c^2$ ($1.17 - 1.2 \text{ GeV}/c^2$, $1.18 - 1.2 \text{ GeV}/c^2$) 改为更小 ($25 \text{ MeV}/c^2 \times 20 \text{ MeV}/c^2$) (减少 1σ 质量窗口) 和更大 (增加 1σ 质量窗口)。我们比较不同情况下的拟合结果，并将它们与中心值差异较大的值作为不确定性。结果列于表 4-11 中。

表 4-11 信号质量窗口带来的衰变参数的不确定性。

衰变参数	中心值	较小盒子	较大盒子	差异
$\alpha_{J/\psi}$	-0.5156 ± 0.0030	-0.5167 ± 0.0030	-0.5141 ± 0.0030	0.0015
$\Delta\Phi_{J/\psi}$	-0.2772 ± 0.0044	-0.2768 ± 0.0045	-0.2751 ± 0.0045	0.0021
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$	-0.994	-0.994	-0.994	-
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}$	0.994	0.994	0.994	-
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-)}$	-0.0565 ± 0.0047	-0.0575 ± 0.0048	-0.0558 ± 0.0048	0.0010
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)}$	0.0481 ± 0.0031	0.0490 ± 0.0031	0.0475 ± 0.0031	0.0009

4.8.6 本底估计

我们取 $30 \times 20 \text{ MeV}$ 的边带区域作为中心值。由于我们使用 Σ^+ 和 $\bar{\Sigma}^-$ 的边带区域来估计本底事件，我们将边带区域从 $30 \times 20 \text{ MeV}$ 更改为 $25 \times 20 \text{ MeV}$ 或 $26 \times 20 \text{ MeV}$ 或 $27 \times 20 \text{ MeV}$ 或 $28 \times 20 \text{ MeV}$ 或 $29 \times 20 \text{ MeV}$ 或 $30 \times 20 \text{ MeV}$ 或 $31 \times 20 \text{ MeV}$ 或 $32 \times 20 \text{ MeV}$ 或 $33 \times 20 \text{ MeV}$ 或 $34 \times 20 \text{ MeV}$ 或 $35 \times 20 \text{ MeV}$ ，如图 4-24 所示。并且我们还将边带区域从 $30 \times 20 \text{ MeV}$ 更改为 $30 \times 15 \text{ MeV}$ 或 $30 \times 16 \text{ MeV}$ 或 $30 \times 17 \text{ MeV}$ 或 $30 \times 18 \text{ MeV}$ 或 $30 \times 19 \text{ MeV}$ 或 $30 \times 20 \text{ MeV}$ 或 $30 \times 21 \text{ MeV}$ 或 $30 \times 22 \text{ MeV}$ 或 $30 \times 23 \text{ MeV}$ 或 $30 \times 24 \text{ MeV}$ 或 $30 \times 25 \text{ MeV}$ ，如图 4-25 所示。

对于不同的结果，我们采用 Barlow 方法中的一阶多项式来描述，并将与中心值的差值作为不确定度，如表 4-12 所示。拟合结果如下图 4-24 和图 4-25 所示。

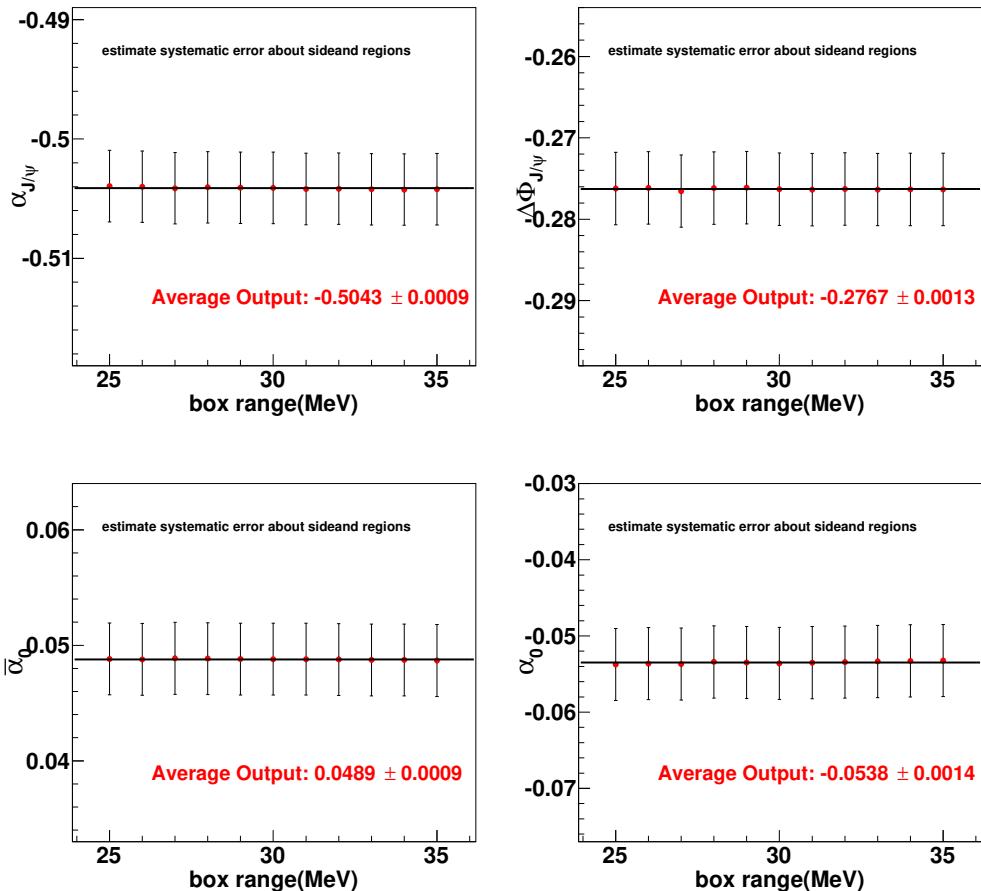


图 4-24 本底估计带来的系统不确定度。红色的点且黑色的误差棒为不同要求下的参数测量结果。

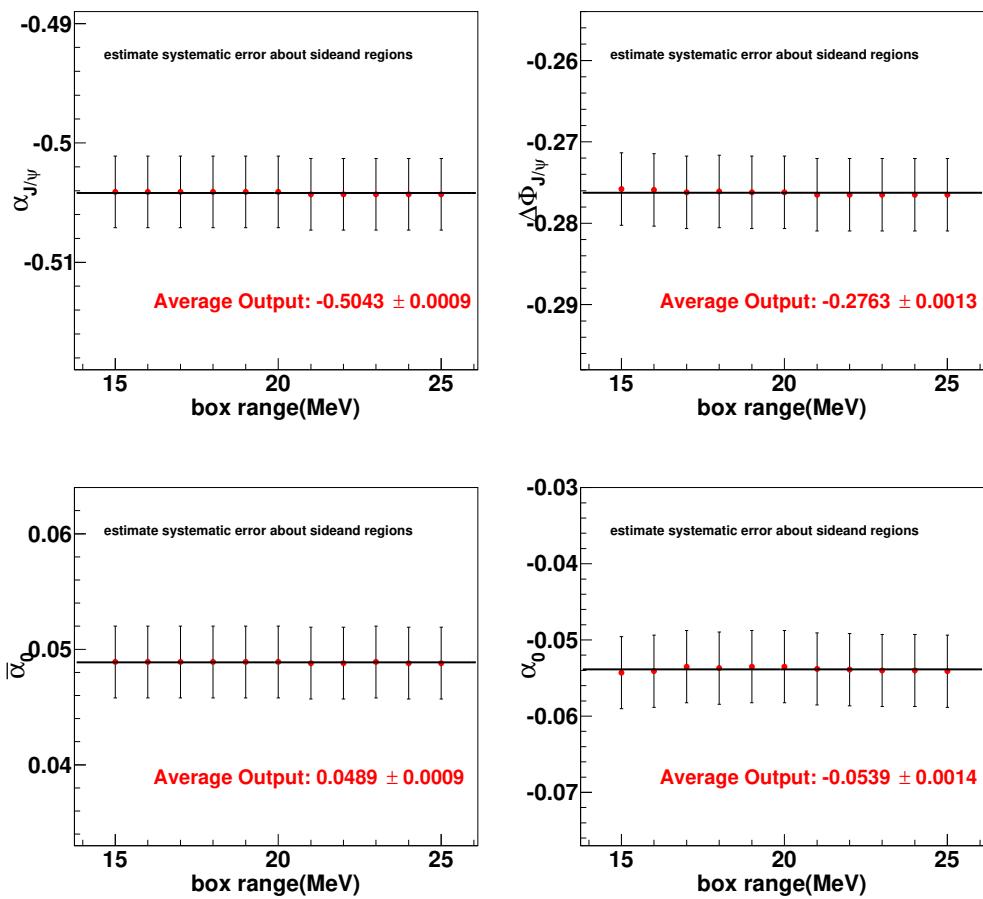


图 4-25 本底估计带来的系统不确定度。红色的点且黑色的误差棒为不同要求下的参数测量结果。

表 4-12 本底估计带来的衰变参数不确定性。

衰变参数	中心值	Barlow 方法	差异
$\alpha_{J/\psi}$	-0.5156 ± 0.0030	-0.5155 ± 0.0030	0.0001
$\Delta\Phi_{J/\psi}$	-0.2772 ± 0.0044	-0.2779 ± 0.0044	0.0007
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$	-0.994	-0.994	-
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-)}$	0.994	0.994	-
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-)}$	-0.0565 ± 0.0047	-0.0568 ± 0.0014	0.0003
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)}$	0.0481 ± 0.0031	0.0484 ± 0.0009	0.0002

4.8.7 固定衰变参数

为了改进测量结果，我们固定了 $\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$ 和 $\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-)}$ ，它们来自之前的 BESIII 结果^[96]。对于 $\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)} = -0.994 \pm 0.006$ 和 $\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-)} = 0.994 \pm 0.006$ 。由于

我们采用 $\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$ 和 $\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}$ 区域来估计系统不确定性，将 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 的值从 -0.994 改为 -0.988 或 -1.0，将 $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 的值从 0.994 改为 0.988 或 1.0。拟合结果列于表 4-13，取与中心值的差作为不确定性。

表 4-13 固定参数的不确定性。

衰变参数	中心	较小值	较大值	差异
$\alpha_{J/\psi}$	-0.5156 ± 0.0030	-0.5122 ± 0.0030	-0.5156 ± 0.0030	0.0000
$\Delta\Phi_{J/\psi}$	-0.2772 ± 0.0044	-0.2792 ± 0.0045	-0.2755 ± 0.0045	0.0020
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$	-0.994	-0.988	-1.0	-
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}$	0.994	0.988	1.0	-
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-)}$	-0.0565 ± 0.0047	-0.0568 ± 0.0048	-0.0562 ± 0.0047	0.0003
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)}$	0.0481 ± 0.0031	0.0484 ± 0.0031	0.0478 ± 0.0031	0.0003

4.9 研究 J/ψ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\pi^0 \bar{p}\pi^0$ 系统不确定度

4.9.1 衰变参数系统不确定度来源

衰变参数的系统不确定度包括 MC 效率修正、拟合方法、运动学拟合、信号质量窗口、本底估计等不确定度。所有系统不确定度来源均视为不相关，并以正交方式求和最终的系统误差，具体值列在表 4-14 中。

表 4-14 衰变参数的总不确定度。

系统误差	$\alpha_{J/\psi}$	$\Delta\Phi_{J/\psi}$	$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$	$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}$	$\alpha_{(\Sigma^+) \text{avg}}$	A_{CP}	$\alpha_{\psi(3686)}$	$\Delta\Phi_{\psi(3686)}$
MC 效率修正	0.0001	0.0003	0.0007	0.0009	0.00007	0.0008	0.0002	0.0003
运动学拟合	0.0006	-	-	-	-	-	0.0019	0.0021
拟合方法	0.0006	0.0003	0.0006	0.0036	0.0015	0.0021	0.0014	0.0001
信号质量窗口	0.0005	0.0008	0.0015	0.0016	0.00005	0.0016	0.0056	0.0020
本底估计	0.0003	0.0003	-	-	-	-	0.0024	-
总计	0.0009	0.0010	0.0018	0.0040	0.0016	0.0028	0.0065	0.0030

4.9.2 MC 效率修正

在章节 4.7.1 中，研究了选择效率的差异，并使用控制样本进行了修正。我们发现对于质子、反质子和 π^0 ，这种差异非常小。对于衰变参数的中心值，我们考虑了这些选择效率的修正。我是用我们控制样本中得到的修正因子和修正因子的统计误差来随机高斯分布的修正因子，并把这些修正因子应用在 PHSP MC 中。把使用不同 PHSP MC 得到的实验结果展示在图 4-26 中。实验结果可以通过高斯函数进行拟合，并且把高斯分布的宽度作为系统不确定度，具体的数值列在表 4-15 中。

表 4-15 MC 效率修正带来的衰变参数的不确定度。

衰变参数	差异
$\alpha_{J/\psi}$	0.0001
$\Delta\Phi_{J/\psi}$	0.0003
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$	0.0007
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}$	0.0009
$\alpha_{\psi(3686)}$	0.0002
$\Delta\Phi_{\psi(3686)}$	0.0003
A_{CP}	0.0008
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$ 平均值	0.00007

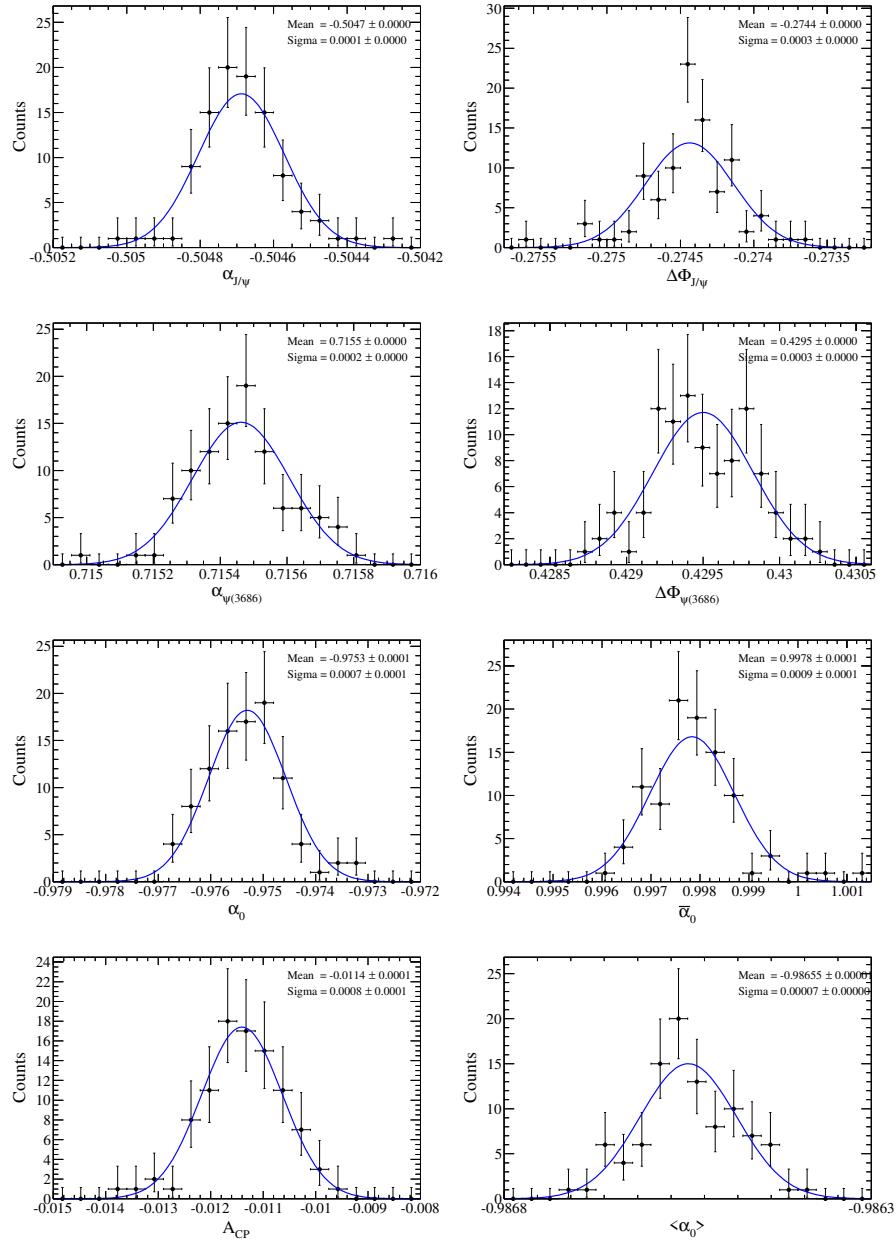


图 4-26 衰变参数的分布图（通过联合拟合两个过程： $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ ）。

4.9.3 运动学拟合

在分析中，我们采用了 $\chi^2_{2C} \leq 30$ 的要求，然后将该要求下的参数测量值作为中心值。为了考虑运动学拟合的系统不确定度，我们将 $\chi^2_{2C} \leq 30$ 的要求值从 30 改为 22、24、26、28、32、34、36、38，并比较不同的参数结果，如图 4-27 所示。此外，我们使用 Barlow 检验法来确定是否应考虑该要求的系统不确定度。只要此检验中有一个 Barlow 检验值大于 2，我们就会考虑系统不确定度。例如， α 的 Barlow 检验 ξ 通过 $\xi = \frac{|\alpha_{\text{norm}} - \alpha_{\text{test}}|}{\sqrt{\sigma_{\text{norm}}^2 - \sigma_{\text{test}}^2}}$ 计算，其中 α_{test} 表示对 χ^2_{2C} 施加不同要

求后的不同参数， α_{norm} 表示中心值， σ_{norm} 和 σ_{test} 表示它们的不确定度。衰变参数的 Barlow 检验分布如图 4-28 所示。其中，Barlow 检验值大于 2，这意味着需要考虑 MC 模拟与数据之间差异的系统不确定度。对于不同的结果，我们用一阶多项式来描述，并将一阶多项式拟合结果与中心值之间的最大差值作为系统不确定度，如表 4-16 所示。

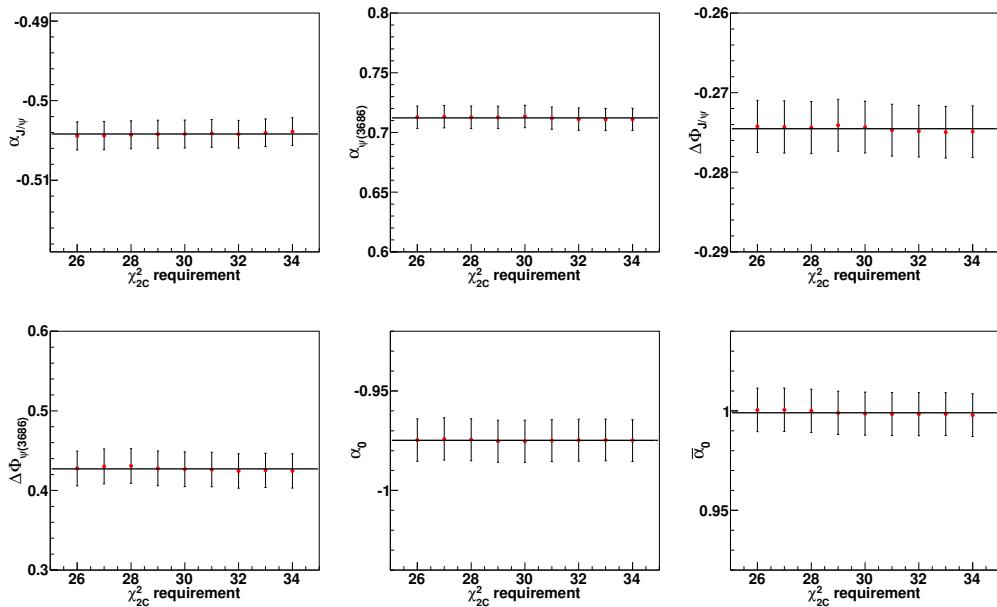


图 4-27 参数分布图。红色的点且黑色的误差棒表示不同 χ^2_{c} 要求下的参数测量结果。

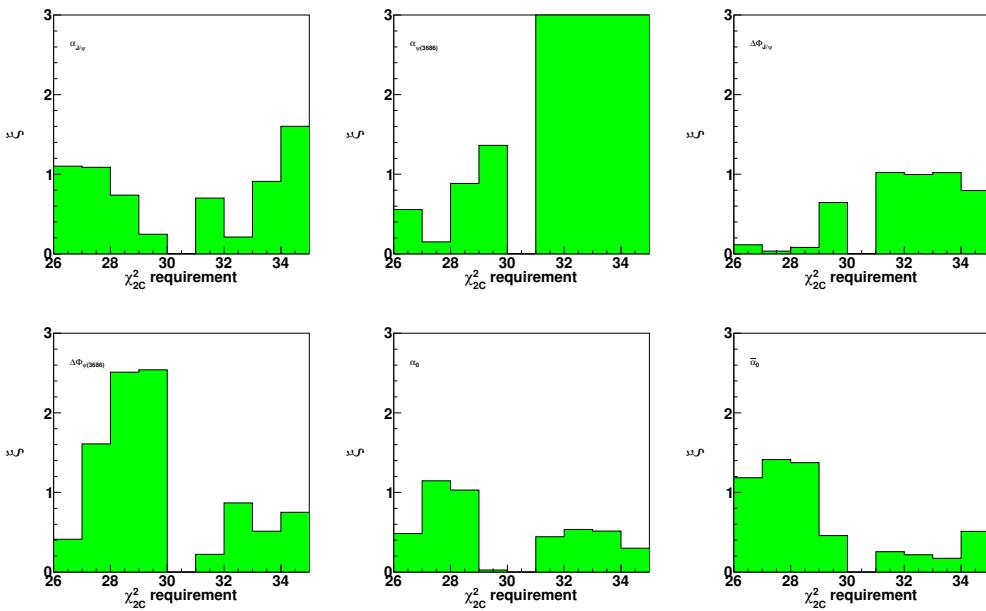


图 4-28 Barlow 对衰变参数的不同 χ_{2c}^2 要求进行检验。绿色柱状图表示不同要求下 Barlow 测试的值。

表 4-16 运动拟合带来的衰变参数的不确定度。

衰变参数	中心值	Barlow 方法	差异
$\alpha_{J/\psi}$	-0.5047 ± 0.0018	—	—
$\Delta\Phi_{J/\psi}$	-0.2744 ± 0.0033	—	—
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$	-0.9753 ± 0.0106	—	—
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}$	0.9978 ± 0.0108	—	—
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$ 平均值	-0.9869 ± 0.0011	—	—
A_{CP}	-0.0118 ± 0.0083	—	—
$\alpha_{\psi(3686)}$	0.7155 ± 0.0094	0.7131	0.0024
$\Delta\Phi_{\psi(3686)}$	0.4295 ± 0.0217	0.4273	0.0021

4.9.4 拟合方法

本课题中，我们采用理论的微分角分布公式来进行五维角分布拟合，从而得到我们的实验参数。为了论证我们的拟合方法本身是无偏的，我需要进行输入/输出检查。利用上一章节的 100 次 DIY MC 样本，重复 100 次拟合，得到 100 组实验结果。具体的 Pull 分布比较展示在图 4-17。如果输出值与高斯函数 1σ 内的输入参数一致，输出与输入之间的差异被视为拟合方法的系统不确定度。具体的实验结果列在表 4-17 中列出的输入值和输出值。

表 4-17 拟合方法带来的衰变参数的不确定度。

衰变参数	输入	输出	差异
$\alpha_{J/\psi}$	-0.510	-0.5094	0.0006
$\Delta\Phi_{J/\psi}$	-0.276	-0.2757	0.0003
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$	-0.982	-0.9826	0.0006
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}$	0.982	0.9784	0.0036
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$ 平均值	-0.982	-0.9805	0.0015
A_{CP}	0.000	0.0021	0.0021
$\alpha_{\psi(3686)}$	0.717	0.7184	0.0014
$\Delta\Phi_{\psi(3686)}$	0.486	0.4859	0.0001

4.9.5 信号质量窗口

在我们的分析中, $p\pi^0$ 和 $\bar{p}\pi^0$ 质量窗口的质量框要求为 $28 \text{ MeV}/c^2$ ($1.172 - 1.200 \text{ GeV}/c^2$) 和 $45 \text{ MeV}/c^2$ ($1.167 - 1.212 \text{ GeV}/c^2$), 用于提取信号和测量衰变参数。为了考虑信号质量窗口的系统不确定度, 我们将 $28 \times 45 \text{ MeV}/c^2$ 的要求值由 28×45 改为 24×41 、 25×42 、 26×43 、 27×44 、 29×46 、 30×47 、 31×48 、 $30 \times 49 \text{ MeV}$ (质量框缩小或扩大 4 MeV , 每次改变 1 MeV), 比较不同参数的结果, 如图 4-29 所示。此外, 我们利用 Barlow 检验法来确定是否要考虑该要求的系统不确定度。衰变参数的 Barlow 检验分布如图 4-30 所示。这里 Barlow 检验的取值大于 2, 即需要考虑 MC 模拟结果与数据之间差异的系统不确定度, 对于不同的结果, 用一阶多项式来描述, 取一阶多项式拟合结果与中心值的最大差值作为系统不确定度, 如表 4-18 所示。

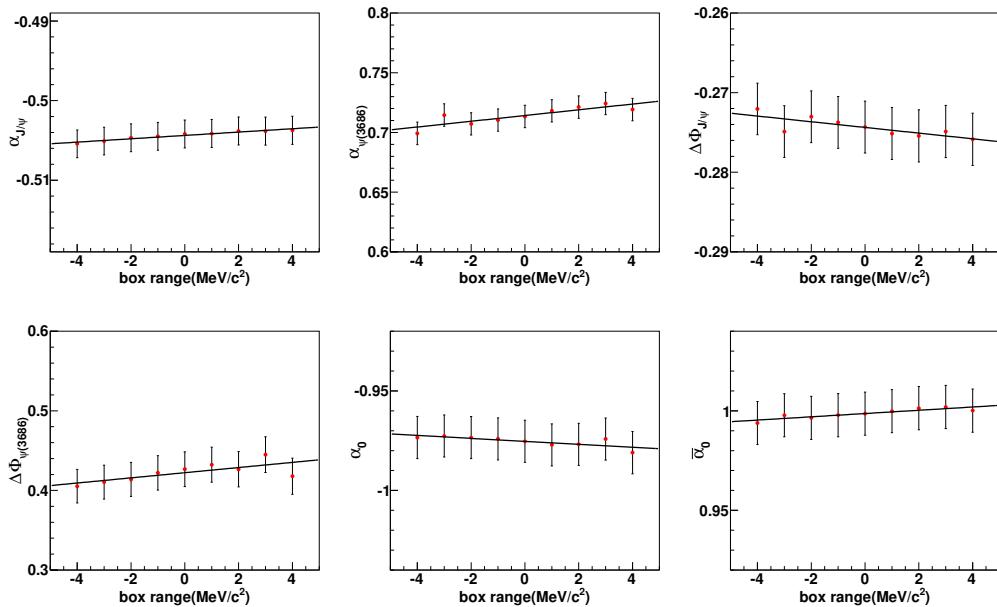


图 4-29 参数分布图。红色的点且黑色的误差棒表示不同信号质量要求下的参数测量结果。

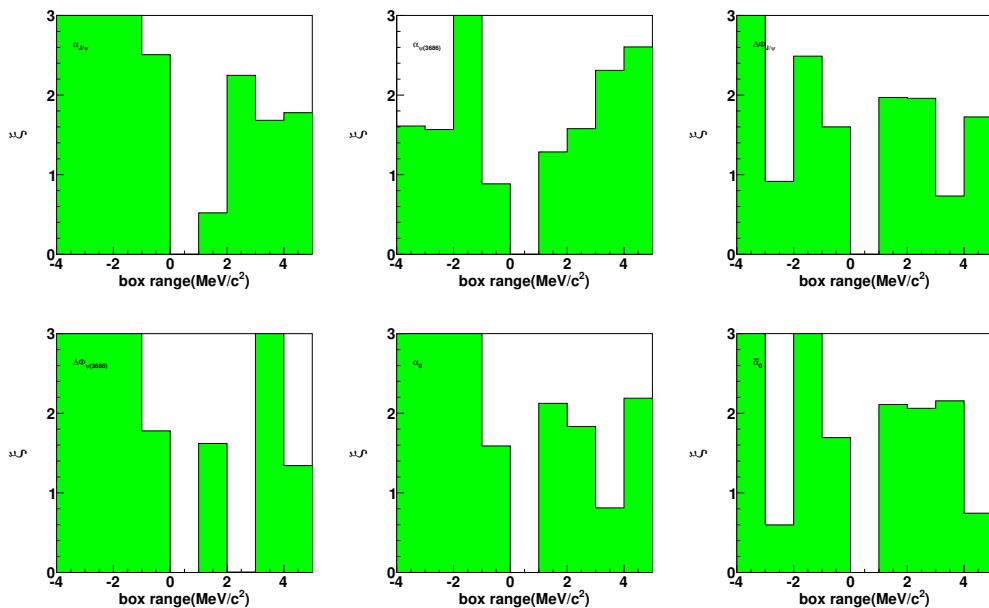


图 4-30 对衰变参数的不同信号质量窗口进行 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求下 Barlow 测试的值。

表 4-18 信号质量窗口带来的衰变参数不确定度。

衰变参数	中心结果	采用 Barlow 测试方法的新结果	差异
$\alpha_{J/\psi}$	-0.5047 ± 0.0018	-0.5042	0.0005
$\Delta\Phi_{J/\psi}$	-0.2744 ± 0.0033	-0.2752	0.0008
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$	-0.9753 ± 0.0106	-0.9768	0.0015
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}$	0.9978 ± 0.0108	0.9962	0.0016
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$ 平均值	-0.98655 ± 0.0011	-0.9865	0.00005
A_{CP}	-0.0114 ± 0.0083	-0.0098	0.0016
$\alpha_{\psi(3686)}$	0.7155 ± 0.0094	0.7211	0.0056
$\Delta\Phi_{\psi(3686)}$	0.4295 ± 0.0217	0.4315	0.0020

4.9.6 本底估计

在本工作中，信号产额是根据边带减法提取的。我们通过将 $\bar{p}\pi^0$ 的边带区域从 $[1.120, 1.140] \& [1.240, 1.260] \text{ GeV}/c^2$ 更改为 $[1.116, 1.136] \& [1.236, 1.256] \text{ GeV}/c^2, [1.117, 1.137] \& [1.237, 1.257] \text{ GeV}/c^2, [1.118, 1.138] \& [1.238, 1.258] \text{ GeV}/c^2, [1.119, 1.139] \& [1.239, 1.259] \text{ GeV}/c^2, [1.121, 1.141] \& [1.241, 1.261] \text{ GeV}/c^2, [1.122, 1.142] \& [1.242, 1.262] \text{ GeV}/c^2, [1.123, 1.143] \& [1.243, 1.263] \text{ GeV}/c^2, [1.124, 1.144] \& [1.244, 1.264] \text{ GeV}/c^2$ （向左或向右移动 4 MeV，每次变化 1 MeV），比较不同参数的结果，如图 4-31 所示。另外，我们利用 Barlow 检验法来确定是否要考虑该要求的系统不确定度。衰变参数的 Barlow 检验分布如图 4-32 所示，对于不同的结果，用一阶多项式来描述，取一阶多项式拟合结果与中心值的最大差值作为系统不确定度，如表 4-19 所示。

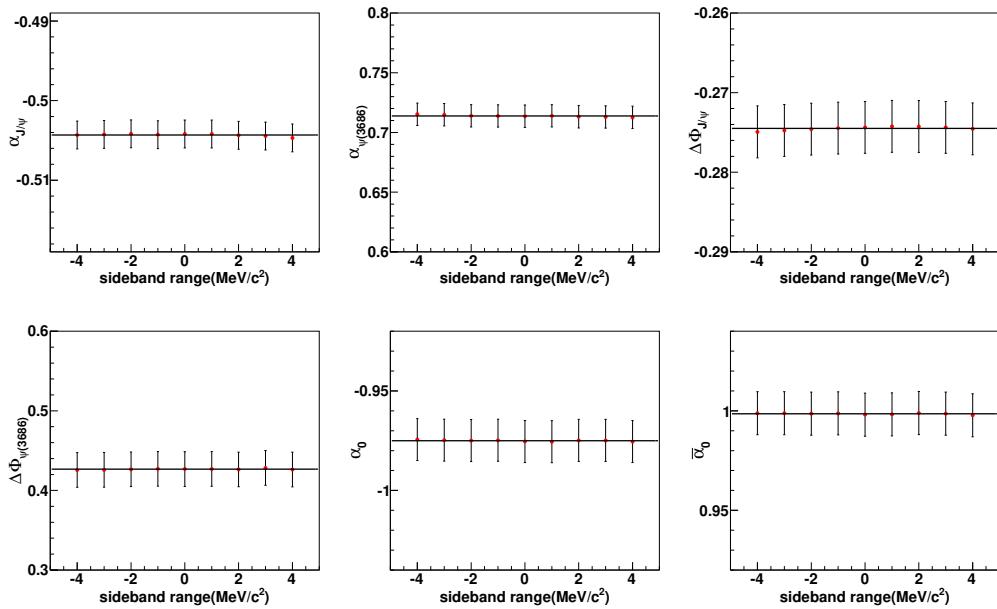


图 4-31 参数分布图。红色数据点和黑色误差线给出不同边带要求中衰变参数的不同值。

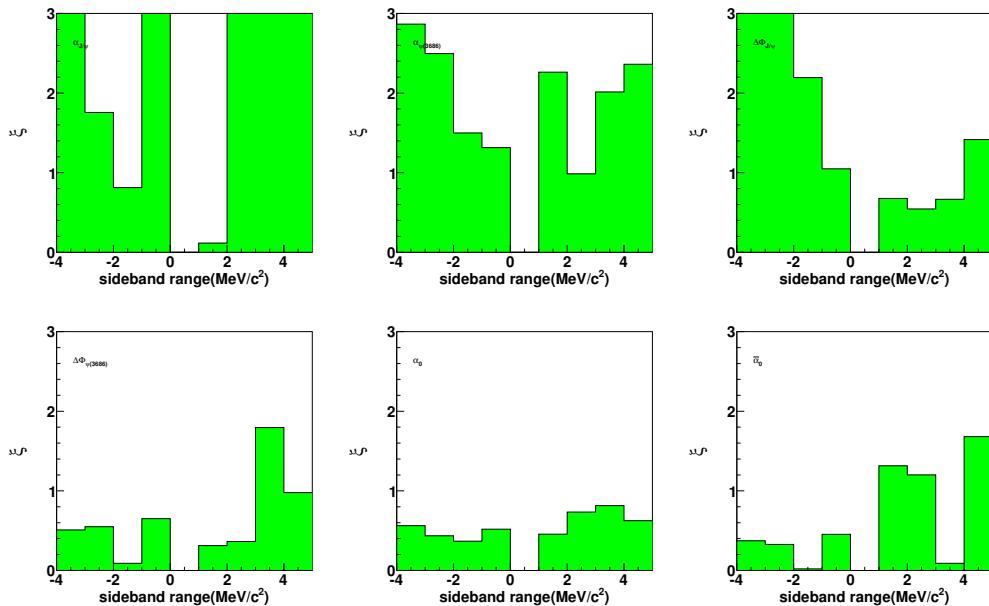


图 4-32 对衰变参数的不同信号质量窗口进行 Barlow 检验。绿色直方图表示不同边带窗口中的 Barlow 检验值。

表 4-19 本底估计带来的衰变参数不确定度。

衰变参数	中心结果	本底估计的新方式	差异
$\alpha_{J/\psi}$	-0.5047 ± 0.0018	-0.5044	0.0003
$\Delta\Phi_{J/\psi}$	-0.2744 ± 0.0033	-0.2747	0.0003
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$	-0.9753 ± 0.0106	—	—
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}$	0.9986 ± 0.0108	—	—
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$ 平均值	-0.98655 ± 0.0011	—	—
A_{CP}	-0.0114 ± 0.0083	—	—
$\alpha_{\psi(3686)}$	0.7155 ± 0.0094	0.7131	0.0024
$\Delta\Phi_{\psi(3686)}$	0.4295 ± 0.0217	—	—

4.10 小结

基于 BESIII 探测器收集的 $(1.0087 \pm 0.0044) \times 10^{10}$ J/ψ 事例和 $(2.7124 \pm 0.0143) \times 10^9$ $\psi(3686)$ 事例数据, 本研究对 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 的五维角分析进行了综合研究, 取得了一系列重要成果, 具体的结果列在表 4-20。

首先, 通过对 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ ($p\pi^0 \bar{n}\pi^-$ 和 $n\pi^+ \bar{p}\pi^0$) 的五维角分析, 测到了衰变参数 $\alpha_{J/\psi}$ 和 $\Delta\Phi_{J/\psi}$, 其结果分别为 $-0.5156 \pm 0.0030_{\text{stat}} \pm 0.0061_{\text{syst}}$ 和 $(-0.2772 \pm 0.0044_{\text{stat}} \pm 0.0041_{\text{syst}}) \text{ rad}$ 。与之前测量结果相比, 这些参数的精度显著提高。进一步通过两个不同的 Σ 衰变道, 首次同时确定了衰变不对称参数 α_+ 和 $\bar{\alpha}_-$, 其中 α_+ 和 α_+/α_0 与 PDG 平均值一致, $\bar{\alpha}_-$ 和 $\bar{\alpha}_-/\bar{\alpha}_0$ 的测量精度显著提升。平均衰变不对称参数为 $0.0506 \pm 0.0026_{\text{stat}} \pm 0.0019_{\text{syst}}$, 与零相差 16σ , 显著高于先前的 3σ 偏离, 结果表明 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 衰变中存在显著的极化现象, 为检验 $|\Delta I| = 1/2$ 规则和研究高阶同位旋转变提供了重要依据。同时, 首次在超子到中子的衰变中测试了 CP 对称性, 结果与 CP 守恒一致。

在此基础上, 研究还对 J/ψ 和 $\psi(3686)$ 的 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ ($p\pi^0 \bar{p}\pi^0$) 衰变进行了联合分析, 利用 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 系统的量子纠缠特性和 Σ 的自分析特性, 显著提高了相关参数的测量精度。其中, $\alpha_{\psi(3686)}$ 和 $\Delta\Phi_{\psi(3686)}$ 的测量精度提高了 3 倍, $\alpha_{J/\psi}$ 和 $\Delta\Phi_{J/\psi}$ 的测量精度也提高了 4 倍。与此同时, 衰变参数 α_0 和 $\bar{\alpha}_0$ 的测量精度提高了 3 倍, 并与 PDG 平均值一致。此外, 首次测量了 CP 不对称性 $A_{CP} = -0.0118 \pm 0.0083_{\text{stat}} \pm 0.0028_{\text{syst}}$, 结果与 CP 守恒及标准模型预测一致。对于所有的重子衰变来说, 衰变参数 $\langle \alpha_0 \rangle = -0.9869 \pm 0.0011_{\text{stat}} \pm 0.0016_{\text{syst}}$ 的测量精度为目前最高精度, 这对精确测量超子衰变和 CP 破坏研究具有重要意义。

通过以上研究, 不仅进一步完善了 J/ψ 和 $\psi(3686)$ 衰变的物理理解, 也为未来的实验和理论研究提供了重要的数据支持。这些研究成果将有助于深入研

究强子物质的非微扰性质，并为高能量核碰撞中夸克胶子等离子体相关可观测量的测量提供关键输入。未来，结合更高能量的实验装置（如未来环形正负电子对撞机 CEPC），有望实现更精确的测量并取得更多突破性成果。

表 4-20 衰变参数的测量结果。

衰变参数	我们的测量	之前的测量	差异
$\alpha_{J/\psi}$	$-0.5047 \pm 0.0018 \pm 0.0010$	$-0.508 \pm 0.006 \pm 0.004$ ^[19]	$< 1\sigma$
$\Delta\Phi_{J/\psi}$	$-0.2744 \pm 0.0033 \pm 0.0010$	$-0.270 \pm 0.012 \pm 0.009$ ^[19]	$< 1\sigma$
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}$	$-0.9753 \pm 0.0106 \pm 0.0018$	$-0.998 \pm 0.037 \pm 0.009$ ^[19]	$< 1\sigma$
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}$	$0.9986 \pm 0.0108 \pm 0.0040$	$0.990 \pm 0.037 \pm 0.011$ ^[19]	$< 1\sigma$
$\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-)}$	$-0.0565 \pm 0.0047 \pm 0.0022$	未测量	—
$\frac{\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-)}}{\alpha_{(\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0)}}$	$-0.0571 \pm 0.0053 \pm 0.0032$	未测量	—
$\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)}$	$0.0481 \pm 0.0031 \pm 0.0019$	0.068 ± 0.013 ^[5]	$< 1\sigma$
$\frac{\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)}}{\alpha_{(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}}$	$-0.0490 \pm 0.0032 \pm 0.0021$	-0.069 ± 0.013 ^[5]	$< 1\sigma$
$A_{CP}(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+)$	$-0.080 \pm 0.052 \pm 0.028$	未测量	—
$A_{CP}(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)$	$-0.0118 \pm 0.0083 \pm 0.0028$	$-0.004 \pm 0.037 \pm 0.010$ ^[19]	$< 1\sigma$
$\alpha_{\psi(3686)}$	$0.7133 \pm 0.0094 \pm 0.0065$	$0.682 \pm 0.030 \pm 0.011$ ^[19]	$< 1\sigma$
$\Delta\Phi_{\psi(3686)}$	$0.4267 \pm 0.0217 \pm 0.0030$	$0.379 \pm 0.070 \pm 0.014$ ^[19]	$< 1\sigma$

第 5 章 研究 $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程

5.1 选题背景

标准模型理论是目前能较好描述物质基本结构和相互作用的理论。标准模型认为物质最基本的结构是夸克、轻子和传递相互作用的传播子。1964 年，M. Gell-Man 和 G. Zweig 分别提出了强子结构的夸克模型，成功地解释了介子和重子的组成^[114]。夸克模型认为介子由一个夸克和一个反夸克组成，重子由三个夸克组成，这可以很好地解释当时观察到的粒子。在量子色动力学（描述强相互作用的非阿贝尔规范场论）的规则下，除了常规的介子和重子外，还允许存在各种类型的强子态，包括胶球态、混合态和多夸克态^[115, 116]。然而强子的内部结构却非常复杂。寻找和研究这些强子态是高能物理的前沿课题之一。一个典型的例子是 2003 年发现的 $X(3872)$ 。此后，四夸克态和五夸克态在 BaBar^[117, 118]、Belle^[119, 120]、BESIII^[121, 122]、LHCb^[123, 124] 等实验中陆续被观测到。对于六夸克态，由一个质子和一个中子组成的氘核是自然界中少有的二核子系统候选者。其自旋宇称是 1^+ ，结合能是 2.225 MeV^[26]。虽然强相互作用可以产生氘核，并允许存在其他类似氘的双重态，但迄今为止还没有观察到更多的双重态^[27]。强相互作用可以产生氘核，并允许存在其他类似氘的双核子态^[27, 125]。重子偶素是一种特殊的六夸克态，由一个重子和一个反重子组成，例如 $X(p\bar{p})$ 或 $X(n\bar{n})$ 。它们之间的相互作用类似于重子对之间的相互作用，只是由于湮灭效应、吸引和排斥势而有所不同。对重子对的研究有利于我们理解类氘核不存在的原因，进一步理解和检验标准模型。

实际上，将奇异粒子（包括重子）与传统的轻强子区分开来是相对困难的，因为它们的质量相近。例如， $p\bar{p}$ 不变质量的阈值增强效应首次在 BESII 实验中被观测到^[30]，并在 BESIII 和 CELO-c 实验中通过 $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 过程得到证实^[46, 47]。2012 年，通过分波分析 (PWA) 确定了该结构的自旋宇称量子数为 $J^{PC} = 0^{-+}$ ，其中 $X(p\bar{p})$ 的质量和宽度测量结果为 $M = 1832_{-5}^{+19} \pm 19(\text{model})$ MeV/c² 和 $\Gamma \leq 76$ MeV^[48]，如表 5-1 所示。令人费解的是，在直接对撞的截面测量中没有观察到如此强烈的阈值增强。因此，在过去十年中，人们对核子和反核子散射现象重新产生了兴趣^[126]。不同的理论认为这种结构可能来自 $p\bar{p}$ （或重子）

的束缚态^[31, 127]、胶球态^[38, 128]或最后的末态相互作用 (FSI)^[43, 129, 130]。但也有例外：在 $pp \rightarrow p\Lambda K^+$ 过程中， Λp 质谱的增强不能归因于 Λp 束缚态^[131, 132]。我们知道，在这些过程中，由于传统的强核力的存在， J/ψ 或 $Y \rightarrow \gamma pp\bar{p}$ 、 $\pi^0 pp\bar{p}$ 和 $\phi pp\bar{p}$ 的 FSI 应该起着不可忽略的作用。然而，在 $J/\psi \rightarrow \pi^0 pp\bar{p}$ ^[133]、 $J/\psi \rightarrow \omega pp\bar{p}$ ^[134]、 $J/\psi \rightarrow \phi pp\bar{p}$ ^[135]、 $Y \rightarrow \gamma pp\bar{p}$ ^[136] 和 B 介子衰变^[137] 过程中，没有观察到类似的增强。这些过程中没有阈值增强效应，不支持增强现象完全归因于 FSI 效应。

表 5-1 不同结果中 $X(p\bar{p})$ 的质量和宽度。

衰变道	年份	质量 M (MeV/c ²)	宽度 Γ (MeV)
$J/\psi \rightarrow \gamma X(p\bar{p}) \rightarrow \gamma pp\bar{p}$ ^[30]	2003	$1859^{+3}_{-10} {}^{+5}_{-25}$	≤ 30
$J/\psi \rightarrow \gamma X(p\bar{p}) \rightarrow \gamma pp\bar{p}$ ^[47]	2010	$1837^{+10}_{-12} {}^{+9}_{-7}$	0^{+44}_{-0}
$J/\psi \rightarrow \gamma X(p\bar{p}) \rightarrow \gamma pp\bar{p}$ ^[46]	2010	$1861^{+6}_{-13} {}^{+7}_{-26}$	≤ 38
$J/\psi \rightarrow \gamma X(p\bar{p}) \rightarrow \gamma pp\bar{p}$ ^[48]	2016	$1832^{+19}_{-5} \pm 19$	≤ 76

重子偶素的一个可能候选者 $X(1835)$ 是在 BES 合作中首次在 $J/\psi \rightarrow \gamma \eta' \pi^+ \pi^-$ 过程中，它的质量在 $p\bar{p}$ 阈值附近^[50]。由于质子和中子是原子核的基本组成部分，因此引起了理论家和实验家的广泛关注。其质量和宽度分别为 $M = 1833.7 \pm 6.1$ MeV/c² 和 $\Gamma = 67.7 \pm 20.3$ MeV^[50]。此外，在 $J/\psi \rightarrow \gamma \eta K_S K_S$ 衰变的不变质量中也观测到了 $X(1835)$ 的信号。利用 PWA 方法测定其自旋量子数为 0⁻。但是，不同年份的实验结果中， $X(1835)$ 的质量和宽度在 3 个标准差内并不完全一致，如表 5-2 所示。这又引出一个新问题：为什么不同衰变通道观测到的 $X(1835)$ 的质量和宽度差异如此之大。此外，与 $X(1835)$ 谱不同的是，接近阈值的 $p\bar{p}$ 谱的质量依赖性可以用 Watson-Migdal 方法中同位旋 $I=1$ 下的 S 波来解释^[43]。

表 5-2 不同结果中 $X(1835)$ 的质量和宽度。

衰变道	年份	质量 M (MeV/c ²)	宽度 Γ (MeV)
$J/\psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta'$ ^[50]	2005	$1833.7 \pm 6.1 \pm 2.7$	$67.7 \pm 20.3 \pm 7.7$
$J/\psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta'$ ^[51]	2011	$1836.5 \pm 3.0^{+5.6}_{-2.1}$	$190 \pm 9^{+38}_{-36}$
$J/\psi \rightarrow \omega \eta \pi^+ \pi^-$ ^[138]	2011	$1877.3 \pm 6.3^{+3.4}_{-7.4}$	$57 \pm 12^{+19}_{-4}$
$J/\psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ ^[139]	2013	$1842.2 \pm 4.2^{+7.1}_{-2.6}$	$83 \pm 14 \pm 11$
$J/\psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ ^[140]	2024	$1882.1 \pm 1.7 \pm 0.7$	$30.7 \pm 5.5 \pm 2.4$
$J/\psi \rightarrow \gamma \eta K_S K_S$ ^[141]	2015	$1844 \pm 9^{+16}_{-25}$	$192^{+20}_{-17} {}^{+62}_{-43}$
$J/\psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta'$ ^[142]	2016	$1825.3 \pm 2.4^{+17.3}_{-2.4}$	$245.2 \pm 13.1^{+4.6}_{-9.6}$
$J/\psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta'$ ^[142]	2016	$1909.5 \pm 15.9^{+9.4}_{-27.5}$	$273.5 \pm 21.4^{+6.1}_{-64.0}$
$J/\psi \rightarrow \gamma \gamma \phi(1020)$ ^[143]	2018	$1839 \pm 26 \pm 26$	$175 \pm 57 \pm 25$

在 $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 衰变中, 质子和反质子 $X(p\bar{p})$ 质谱在近阈值处出现强烈的增强现象之后, 人们进行了很多理论研究, 例如新的共振态^[30]、 $p\bar{p}$ 的 FSI 效应^[43, 129, 130, 144]、 $p\bar{p}$ 的束缚态^[31, 127] 以及胶球^[38, 128]。对于 $X(1835)$ (衰变过程: $J/\psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta'$ ^[50]) , 峰值与之前在 $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ ^[30] 中的测量结果一致。在这些分析中, 峰值的位置 ($X(1835)$ 的质量和宽度) 在误差范围内彼此一致。2011 年, 其量子数被确定为 0^{-+} ^[48]。到目前为止, 这个峰不仅在 $p\bar{p}$ 通道中观测到, 在 $\pi^+ \pi^- \eta'$ 、 $\eta K_S K_S$ 、 $\gamma \phi(1020)$ 和 $3(\pi^+ \pi^-)$ 末态中也观测到, 且衰变宽度比前者大。因此, 现在的问题是如何理解 $\pi^+ \pi^- \eta'$ 、 $\eta K_S K_S$ 、 $\gamma \phi(1020)$ 和 $3(\pi^+ \pi^-)$ 中的结构, 它们是否与 $p\bar{p}$ 情形中观测到的峰是同一种结构^[145]。实验中, 通过对 $X(n\bar{n})$ 的测量, 可以进一步了解 $X(p\bar{p})$, $X(n\bar{n})$, 以及 $X(1835)$ 的性质及区别。

不同的同位旋第三分量和库仑相互作用的影响反映了核子和反核子在理论上的计算结果。假设 $p\bar{p}$ 和 $n\bar{n}$ 都是从同一重子偶素衰变而来, 那么 $J/\psi \rightarrow \gamma X(p\bar{p}) \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 和 $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的产额非常接近。假设 $p\bar{p}$ 或 $n\bar{n}$ 系统为纯 FSI 效应, 只考虑 $1S^0$ 同位旋 0 和 1 的贡献, 根据同位旋耦合系数, 以及质子和反质子的测量结果, 可以预计中子和反中子的阈值附近产额约为质子和反质子的一半^[43]。因此, 通过实验对比中子-反中子和质子-反质子的结果, 可以有效检验多种理论的可靠性, 为重子偶素的研究提供强有力的数据。在此背景下, 通过 J/ψ 辐射衰变研究中子和反中子的阈值效应, 对理解和确定 $X(1835)$ 、 $X(p\bar{p})$ 和 $X(n\bar{n})$ 的性质, 以及进一步研究质子和反质子产生阈值的提高具有重要意义。最近, 北京正负电子对撞机 (BEPCCII) 北京谱仪 (BESIII) 获取的 100 亿个 J/ψ 数据为研究核子和反核子系统的产生和衰变提供了独特的机会。此外, 我们对探测器的了解和先进研究方法的引入可以有效地区分和测量中子和反中子。

5.2 数据和模拟样本

数据包括 2009、2012、2017 和 2018 年期间 BESIII 探测器收集的 $(10087.8 \pm 23.8) \times 10^6 J/\psi$ 事件数^[110]。使用基于 GEANT4 的软件包^[81]生成 MC 模拟样本, 该软件包对 BESIII 探测器的描述进行建模并模拟其对各种粒子的响应。使用 KKMC 模拟 J/ψ 样本, 该模拟方法是基于对电弱标准模型的精确预测的模型。本研究工作在 BOSS 7.0.8 版本下进行, 针对 $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 衰变通道, 如表 5-3 所示。由模拟的 $10000 \times 10^6 J/\psi$ 事件组成的 Inclusive MC 样本用于研究可能的本底。已知衰变模式用 EVTGEN^[83] 模拟, 其余未知的粲偶素衰变使用 LUNDCHARM^[84] 模拟。此外, 信号 MC 样本用于确定信号过程的选择效率, 并优化我们的选择标准。1000 万个 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的 PHSP MC 样本用于优化选择条件。其他 MC 样本 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n} \rightarrow \gamma \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n} \rightarrow \gamma \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma \pi^0 \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma \gamma$ 和 $J/\psi \rightarrow \gamma K_L K_L$ 用于研究主要本底, 如表 5-4 所列。在表 5-4 中列出了 γ 、 n 和

\bar{n} 的单粒子 MC，用于执行训练 BDT。

表 5-3 BESIII 收集的 J/ψ 数据集、 J/ψ 事件数、BOSS 版本。

不同年份收集的 J/ψ	事件数	Boss 版本
J/ψ (2009)	224.0 ± 1.3 M	7.0.8
J/ψ (2012)	1088.5 ± 4.4 M	7.0.8
J/ψ (2017 – 2019)	8774.0 ± 39.4 M	7.0.8

表 5-4 Exclusive MC 样本。

类别	产生子模型	事例数	预期事例数（归一化后）
$J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$	PHSP	8 百万	–
$J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n} \rightarrow \gamma\gamma n\bar{n}$	DIY(Body3 Dalitz)	4 百万	–
$J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n} \rightarrow \gamma\gamma n\bar{n}$	PHSP	2 百万	–
$J/\psi \rightarrow \gamma\pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$	PHSP	8 百万	3
$J/\psi \rightarrow \gamma K_L K_L$	PHSP	8 百万	89
γ	PHSP	2 万	–
n	PHSP	2 万	–
\bar{n}	PHSP	2 万	–

5.3 事件选择

信号过程 $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的末态 Inclusive 两个中性带电强子和一个光子。由于 BESIII 探测器没有强子量能器，因此中子和反中子用 EMC 和 TOF 探测器进行重建。

5.3.1 径迹选择

MDC 中带电径迹选择

- 要求带电径迹数目为 0，即 $N = 0$ 。由于信号过程 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 没有带电径迹，因此要求带电径迹数目为 0。

EMC 中的中性径迹选择

- 桶部区域的沉积能量要求 $E \geq 25$ MeV ($|\cos \theta| < 0.80$) 和端盖区域的沉积能量要求 $E \geq 50$ MeV ($0.86 < |\cos \theta| < 0.92$)；

- 因为信号过程为 $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$, 所以要求在 EMC 探测器中的至少有三个簇射。

5.3.2 光子、中子和反中子重建

采用多变量分析 (MVA), 并应用决策树 (BDT) 方法来区分光子、反中子和中子。簇射的相应变量如表 5-5 所示。这里, A_{20} 和 A_{42} Zernike 矩定义为 $A_{nm} = |\sum_i \frac{E_i}{E_{tot}} f_{n,m}(r_i/R_0) e^{im\phi}|$, 其中 $f_{2,0}(x) = 2x^2 - 1$ 和 $f_{4,2}(x) = 4x^4 - 3x^2$, i 表示不同的晶体, E_i 是沉积在晶体中的能量, r_i 是其与簇射中心的距离。二次矩定义为 $\sum_i E_i r_i^2 / \sum_i E_i$ 。矩定义为 $\sum_{i=3}^n E_i r_i^2 / (E_1 r_0^2 + E_2 r_0^2 + \sum_{i=3}^n E_i r_i^2)$ 。通过匹配 MC 真值信息, 可以得到 EMC 探测器上光子、中子、反中子的信息。通过此方式来得到光子、中子、反中子相关的训练样本。

表 5-5 MVA 分析中使用的簇射能量、簇射形状、new-var1、new-var2 和 new-var3 变量及其类别和说明。

变量	类别	说明
energy	簇射能量	EMC 中沉积的总能量
dtheta	簇射形状	簇射角度误差
dphi	簇射形状	簇射角度误差
dE	簇射能量	簇射能量误差
secondMoment	簇射形状	簇射形状的二阶矩
latMoment	簇射形状	簇射形状的横向矩
a20Moment	簇射形状	簇射形状的 a20 矩
a42Moment	簇射形状	簇射形状的 a42 矩
hitnumber	簇射形状	簇射的晶体数量
e3x3	簇射能量	簇射周围 3×3 晶体的总能量
e5x5	簇射能量	簇射周围 5×5 晶体的总能量
eSeed	簇射能量	簇射的能量
new-var1	$(e5x5 - e3x3)/e5x5$	-
new-var2	$(e3x3 - eSeed)/e3x3$	-
new-var3	$(showerenergy - showerenergySeed) / ((hitnumber - 1) * eSeed)$	-

重建光子

我们使用 EMC 中的 new-var1、new-var2、new-var3、secondMoment、latMoment、a20Moment、a42Moment 和 nhits (命中次数) 信息, 通过 BDT 方法对光子候选进行鉴别。这里, 我们没有使用簇射能量、dtheta、dphi、dE、e3x3 和 e5x5 等信息, 因为它们与光子的真实能量密切相关。BDT 训练的输出鉴别器如图 5-1 所示。BDT 的鉴别器值是通过公式 $S/\sqrt{S+B}$ 来进行优化的, 信号与本底比设置为 1:2, 其中, S 表示光子数目, B 表示本底数目。因此, 我们的分析中取要求

大于-0.04。

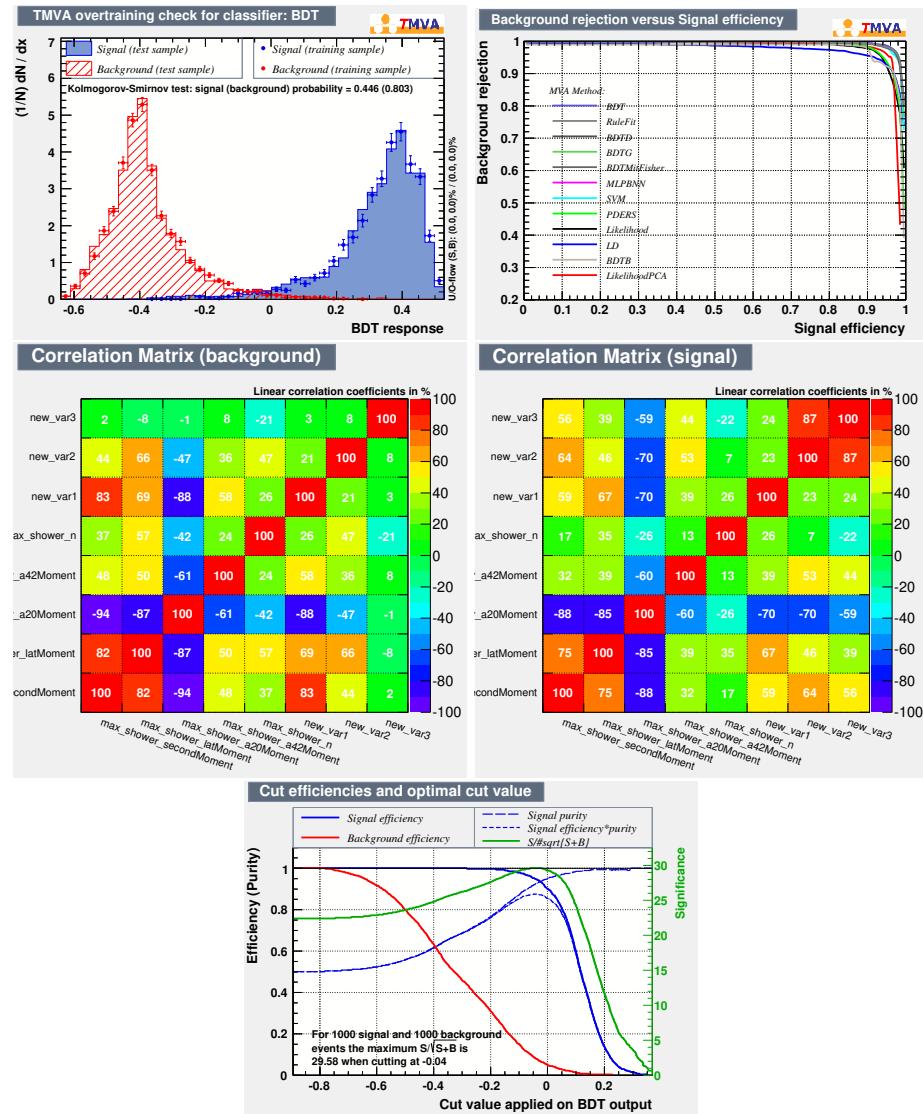


图 5-1 BDT 训练的输出鉴别器。蓝点是信号 MC 训练样本的似然输出，蓝色直方图是信号 MC 测试样本的似然输出，红点是本底训练样本的似然输出，红色直方图是本底测试样本的似然输出（左上）。本底抑制与信号效率（右上）。信号 MC 变量的相关矩阵（中左）。本底的相关矩阵（中右）。BDT 选择的品质因数（底部）。

重建中子

我们使用 EMC 中的簇射能量、dtheta、dphi、dE、secondMoment、latMoment、a20Moment、a42Moment、nhits、e3x3、e5x5、eSeed、new-var1、new-var2 和 new-var3 信息，通过 BDT 方法对中子候选进行鉴别。BDT 训练的输出鉴别器如图 5-2 所示。BDT 的鉴别器值是通过公式 $S/\sqrt{S+B}$ 来进行优化的，信噪比设置为 1:2，其中， S 表示中子数目， B 表示本底数目。因此，我们的分析中取要求大于-0.03。

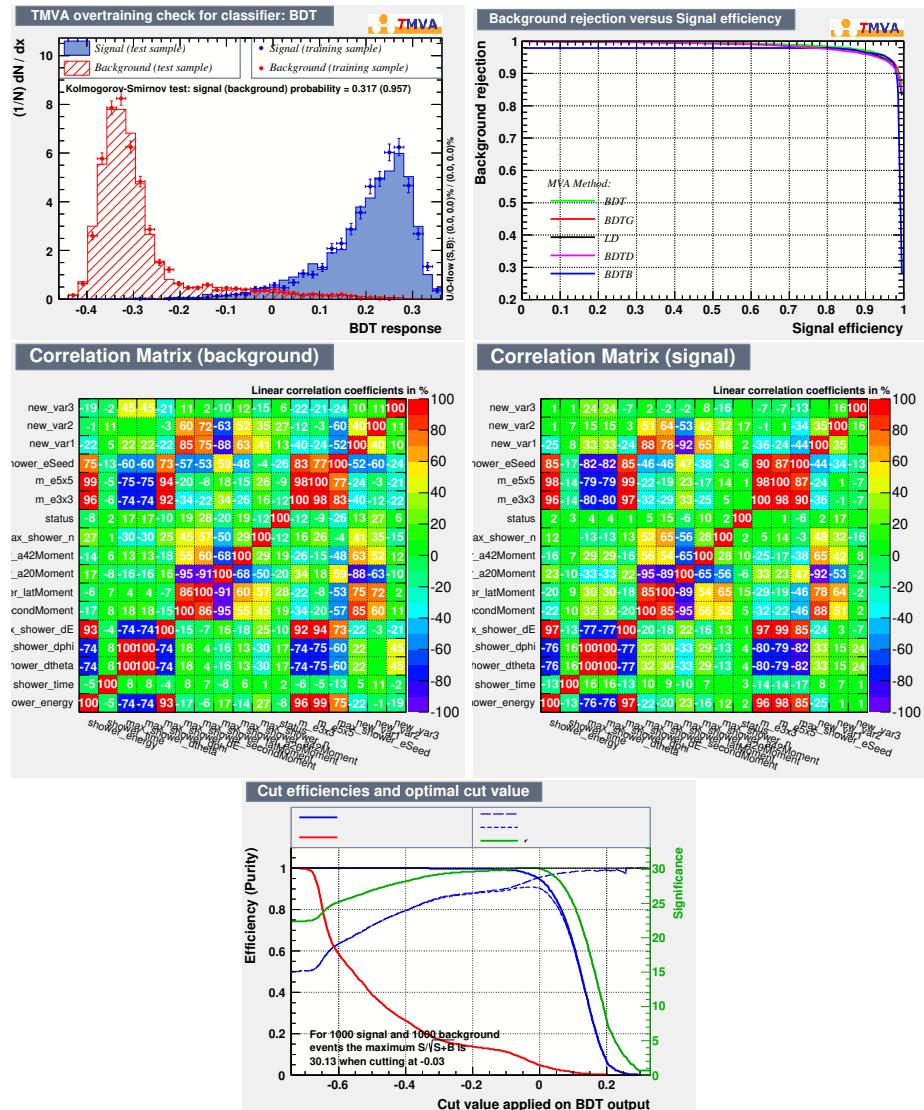


图 5-2 BDT 训练的输出鉴别器。蓝点是信号 MC 训练样本的似然输出，蓝色直方图是信号 MC 测试样本的似然输出，红点是本底训练样本的似然输出，红色直方图是本底测试样本的似然输出（左上）。本底抑制与信号效率（右上）。信号 MC 变量的相关矩阵（中左）。本底的相关矩阵（中右）。BDT 选择的品质因数（底部）。

重建反中子

利用 EMC 中的簇射能量、dtheta、dphi、dE、secondMoment、latMoment、a20Moment、a42Moment、nhits、e3x3、e5x5、eSeed、new-var1、new-var2 和 new-var3 信息，通过 BDT 方法对反中子候选者进行鉴别。BDT 训练的输出鉴别器如图 5-3 所示。BDT 的鉴别器值是通过公式 $S/\sqrt{S+B}$ 来进行优化的，信噪比设置为 1:2。这里，其中， S 表示反中子数目， B 表示本底数目。因此，我们的分析中取要求大于-0.04。

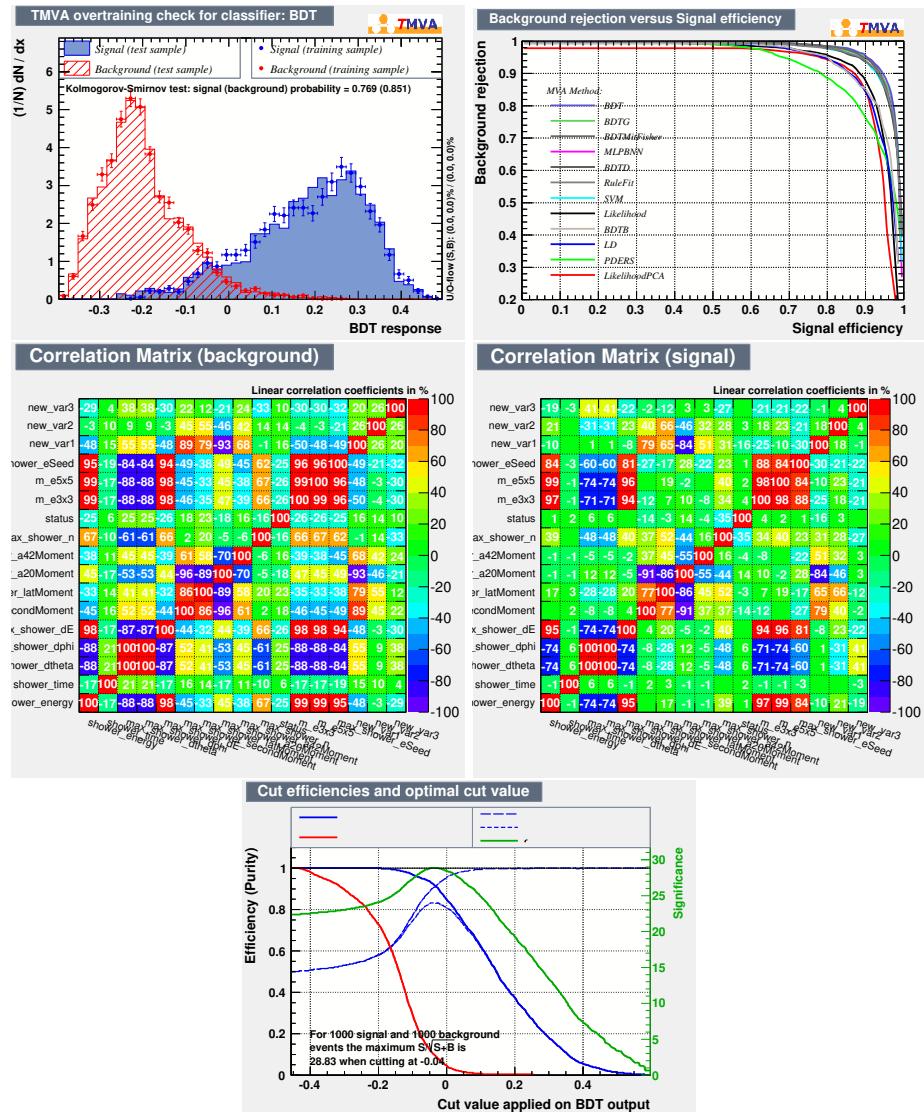


图 5-3 BDT 训练的输出鉴别器。蓝点是信号 MC 训练样本的似然输出，蓝色直方图是信号 MC 测试样本的似然输出，红点是本底训练样本的似然输出，红色直方图是本底测试样本的似然输出（左上）。本底抑制与信号效率（右上）。信号 MC 变量的相关矩阵（中左）。本底的相关矩阵（中右）。BDT 选择的品质因数（底部）。

5.3.3 能量差

中子和反中子之间能量差 ΔE 的分布如图 5-4（左图）所示，并根据品质因数的信噪比进行了优化（右图）。在图中， S 表示信号 MC，它已通过我们对分支比的测量缩放到数据上， B 表示来自 Inclusive MC 的本底数目。为了进一步去除的本底贡献 ($J/\psi \rightarrow n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma\eta'(\eta' \rightarrow \pi^0\pi^0\eta, \eta \rightarrow \gamma\gamma)$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0 K_L K_S$ 和 $J/\psi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$)，我们要求 ΔE 小于 0.22 GeV。

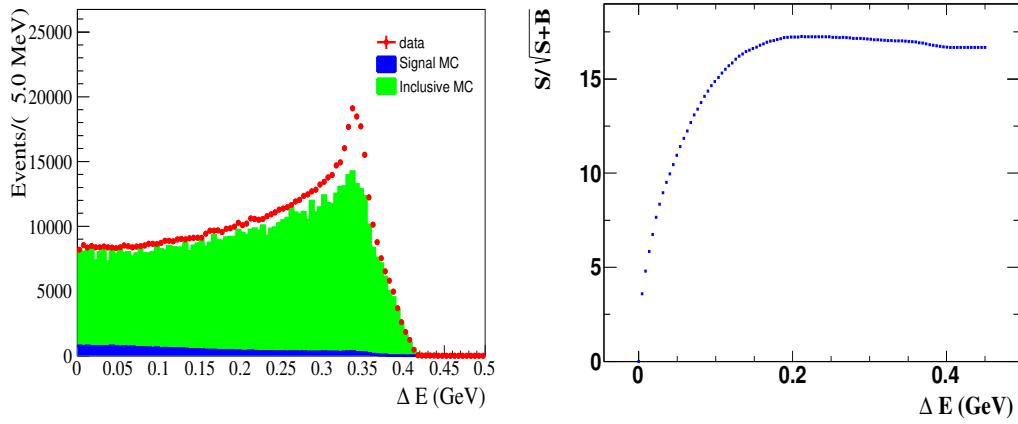


图 5-4 中子和反中子能量差的 ΔE 分布。带有误差棒的红点表示数据。绿线和蓝线分别表示 Inclusive MC 和信号 MC (左图); ΔE 的品质因数, 其中 S 是信号 MC, B 是来自 Inclusive MC 的本底数目 (右图)。

5.3.4 最大未使用能量沉积

最大未使用沉积能量是指在排除光子、中子和反中子信号事例后, EMC 中簇射的最大能量。最大沉积能量的分布如左图 5-5 所示, 并根据右图 5-5 所示的信噪比进行了优化。图中, S 是信号 MC 数目, 并且它已经通过我们对分支比的测量, 将其缩放到数据上, B 是来自 Inclusive MC 的本底数目。为了进一步去除本底贡献 ($J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0 K_L K_S$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ 等), 我们要求最大沉积能量小于 0.19 GeV。

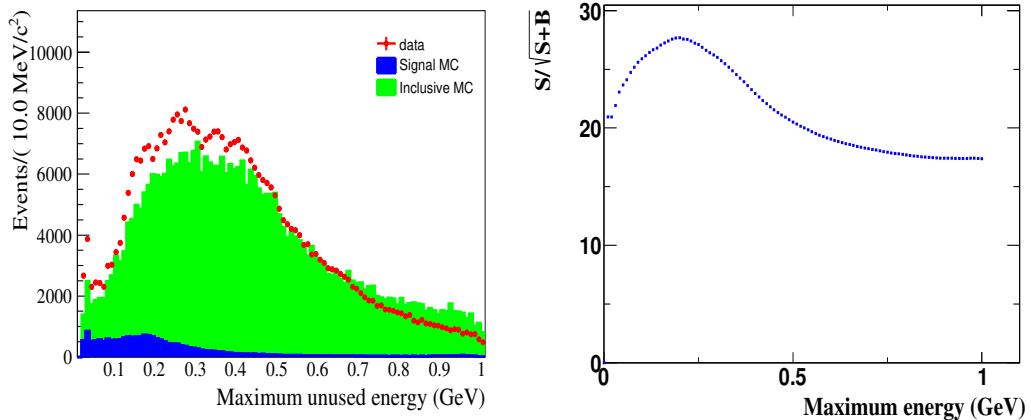


图 5-5 EMC 中簇射的最大未使用沉积能量分布。带有误差棒的红点表示数据。绿线和蓝线分别表示 Inclusive MC 和信号 MC (左图); 最大未使用沉积能量的品质因数, 其中 S 是信号 MC 数目, B 是来自 Inclusive MC 的本底数目 (右图)。

5.3.5 运动学拟合

利用 EMC 中测量的中子和反中子位置和运动学拟合方法，我们可以计算中子和反中子的三动量并获得 $n\bar{n}$ 的不变质量。运动学拟合方法也可以压低本底贡献 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^0\pi^0$ 、以及 $J/\psi \rightarrow \gamma K_L K_L$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)K_L K_S(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ 以及其他非 $\gamma n\bar{n}$ 末态，提高 $n\bar{n}$ 谱的分辨率。在运动学拟合中， n 和 \bar{n} 的能量缺失。然而，在运动学拟合中，我们考虑了 n 和 \bar{n} 在 EMC 中的位置信息。因此，运动学拟合的约束为 $(4-1-1) = 2C$ 。只要约束数大于零，运动学拟合的方法就可以计算中子和反中子的四个动量。运动学拟合的 χ^2_{2C} 值是根据图 5-6 所示的信噪比进行优化的。图中， S 是信号 MC 数目， B 是来自 Inclusive MC 的本底树木。此外，通过测量分支比，信号 MC 已缩放到数据上。因此，我们对 2C 运动学拟合要求 $\chi^2_{2C} \leq 15$ 。

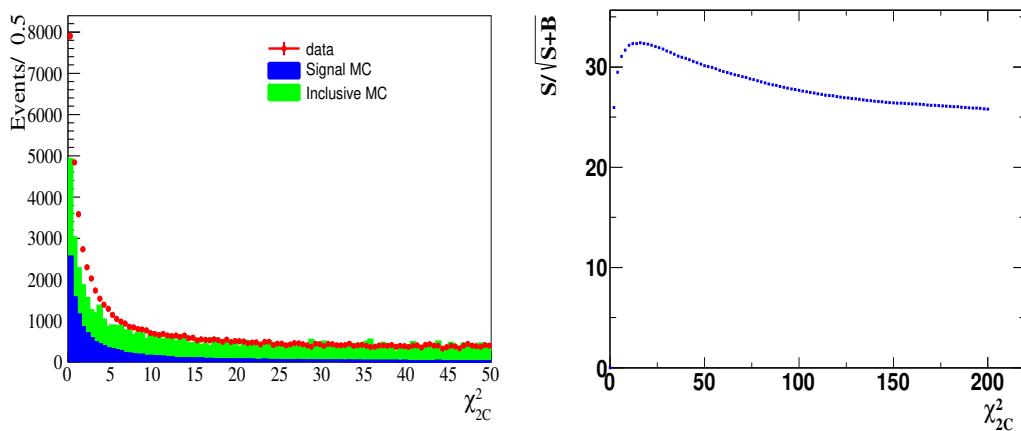


图 5-6 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的 χ^2_{2C} 分布。带有误差棒的红点表示数据。绿线和蓝线分别表示 Inclusive MC 和信号 MC（左图）； χ^2_{2C} 的品质因数，该图为 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ ，其中 S 为信号 MC， B 为 Inclusive MC 的本底（右图）。

5.3.6 交换中子-光子假设的运动学拟合

在我们的分析中，为了消除光子和中子候选之间的错误组合，我们对错误组合进行了运动学拟合，并要求这种类型的运动学拟合的状态不成功。在错误组合运动学拟合中，对于光子候选者，光子被赋予中子质量 ($0.93956 \text{ GeV}/c^2$)，对于中子候选者，中子被赋予光子质量 ($0.0 \text{ GeV}/c^2$)。

5.3.7 比较信号-本底假的运动学拟合

为了进一步去除潜在本底 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \gamma K_L K_L$ ，我们进行 2C 运动学拟合，要求本底 $\chi^2_{\text{bkg 2C}}$ 值大于信号 χ^2_{2C} 值。

5.3.8 π^0 质量窗口

为了进一步消除本底贡献并提高质量分辨率，我们将去掉 $\gamma\gamma$ 组成在 π^0 质量窗口的事件。我们通过双高斯函数拟合了 Inclusive MC 样本的 $M(\gamma\gamma)$ 谱，并且质量窗口定义在 $\pm 3\sigma$ 范围内 ($[0.11, 0.16] \text{ GeV}/c^2$)，如图 5-7 所示。这里， $J/\psi \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0\gamma$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0K_L K_S$ ($K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$)、 $J/\psi \rightarrow \pi^0\pi^0\omega$ 等涉及 π^0 末态的本底过程可以被去除。

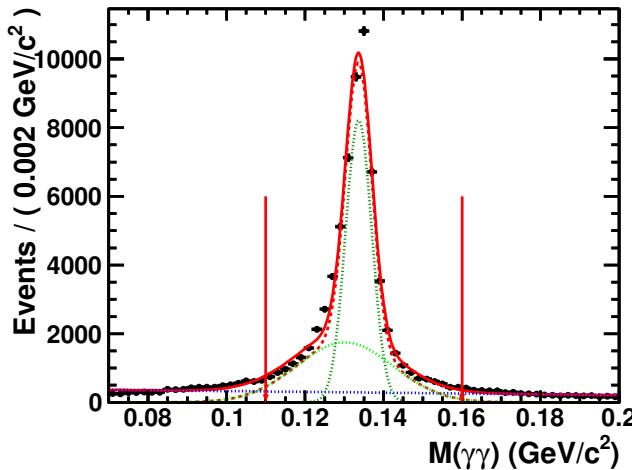


图 5-7 Inclusive MC 的 $M(\gamma\gamma)$ 分布。带有误差棒的黑点是 Inclusive MC，红色实线是总拟合函数，红色虚线是 Inclusive π^0 末态的本底贡献，蓝色虚线是非 π^0 末态的本底贡献。

5.3.9 中性径迹的飞行时间信息

Inclusive MC 的 J/ψ 的样本用于研究本底贡献，主要包括： $J/\psi \rightarrow \pi^0n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ ($\eta \rightarrow \gamma\gamma$)、 $J/\psi \rightarrow \pi^0K^0\bar{K}^0$ ($K^0 \rightarrow K_L^0, \bar{K}^0 \rightarrow \bar{K}_L^0$) 和 $J/\psi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ 等过程，如表 5-6。因此，我们需要采用反中子的在 TOF 上飞行时间来选择来进一步抑制本底贡献。

表 5-6 拓扑分析 J/ψ Inclusive MC 本底成分。

rowNo	decay tree	decay final state	iDcyTr	nEtr	nCEtr
1	$J/\psi \rightarrow \pi^0n\bar{n}$	$\pi^0n\bar{n}$	3	731	731
2	$J/\psi \rightarrow n\bar{n}\gamma$	$n\bar{n}\gamma$	2	480	1211
3	$J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}, \eta \rightarrow \gamma\gamma$	$n\bar{n}\gamma\gamma$	1	220	1431
4	$J/\psi \rightarrow \pi^0K^0\bar{K}^0, K^0 \rightarrow K_L^0, \bar{K}^0 \rightarrow \bar{K}_L^0$	$\pi^0K_L^0\bar{K}_L^0$	0	84	1515
5	$J/\psi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$	$\pi^0\pi^0\gamma$	16	57	1572
6	$J/\psi \rightarrow f_4(2050)\gamma, f_4(2050) \rightarrow \pi^0\pi^0$	$\pi^0\pi^0\gamma$	10	54	1626
7	$J/\psi \rightarrow n\bar{n}$	$n\bar{n}$	13	33	1659
8	$J/\psi \rightarrow f_0(1710)\gamma, f_0(1710) \rightarrow K^0\bar{K}^0, K^0 \rightarrow K_L^0, \bar{K}^0 \rightarrow \bar{K}_L^0$	$K_L^0\bar{K}_L^0\gamma$	11	30	1689

rowNo	decay tree	decay final state	iDcyTr	nEtr	nCEtr
9	$J/\psi \rightarrow f_2' \gamma, f_2' \rightarrow K_L^0 K_L^0$	$K_L^0 K_L^0 \gamma$	15	29	1718
10	$J/\psi \rightarrow f_0(1710)\gamma, f_0(1710) \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$\pi^0 \pi^0 \gamma$	14	22	1740
11	$J/\psi \rightarrow f_2(1270)\gamma, f_2(1270) \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$\pi^0 \pi^0 \gamma$	18	22	1762
12	$J/\psi \rightarrow \pi^0 K_L^0 K_S^0, K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 K_L^0$	12	8	1770

光子、中子和 K_L 粒子的飞行时间满足条件: $T(\gamma) < T(K_L) < T(n) \approx T(\bar{n})$ 。因此, 基于 TOF 中的这一特性, 可以有效地将反中子从光子或 K_L 区分出来。而其他本底过程 $J/\psi \rightarrow \gamma \pi^0 \pi^0$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma K_L K_L$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0 (\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) K_L K_S (K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0, \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma)$ 可以得到进一步去除。这里, ΔT 定义为: $\Delta T = T_{\text{tof}} - T_s - T_p$, 其中 T_{tof} 是 TOF 的测量时间, T_s 是反中子事件开始时间。 T_p 是从相互作用点到 TOF 探测器的预期飞行时间, 由公式 l/c 确定, 其中 l 是从 IP 到 TOF 探测器的距离, c 是光速。图 5-8 显示了 $T_{\text{tof}} - T_s - T_p$ 分布图, 其在零处有一个显著的峰值。峰值主要由含光子末态的本底过程造成的。为了选择反中子, 并抑制光子和 K_L 状态, 我们要求 ΔT 窗口需要在 $\Delta T \in (2, 7.6) \text{ ns}$ 或 $\Delta T \in (8.5, 15) \text{ ns}$ 内。在 ΔT 要求之后, $J/\psi \rightarrow \gamma \pi^0 \pi^0$ (或其他纯 γ 末态) 和 $J/\psi \rightarrow \gamma K_L K_L$ (或其他包括 K_L 末态) 贡献分别减少了 139 和 4 倍。然而, 信号过程 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的贡献仅减少了 1.2 倍。

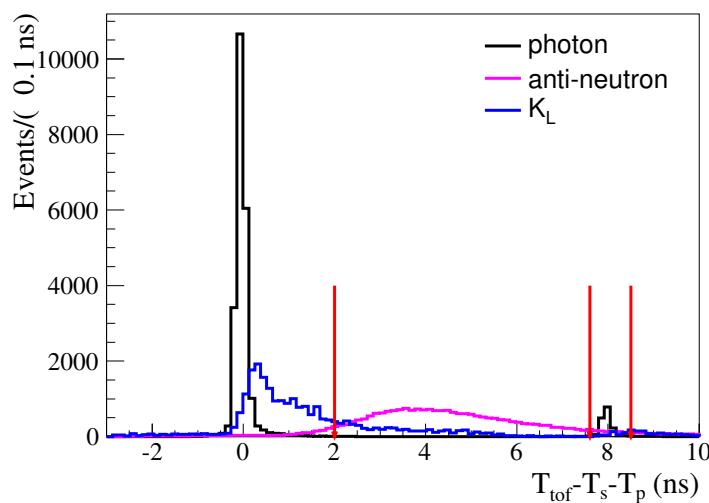


图 5-8 不同中性粒子在 TOF 时间差分布图(测量到的时间与预期的光子时间的时间差 ΔT)。深色、蓝色和红色线分别代表光子、 K_L 和反中子的时间, 红色箭头定义为时间窗口。

5.4 质量、宽度和分支比的测量

5.4.1 重建算法验证

通过 MC 样本在事件产生的信息和重建的信息，我可以比较几个可观测量的分布，如图 5-9 所示。我们检查了 EMC 中重建的簇射位置与三个中性粒子的 Truth 动量之间的一致性，如图 5-10 所示。从这些图中我们可以看出我们的选择条件效果很好（上一章讨论的条件）。

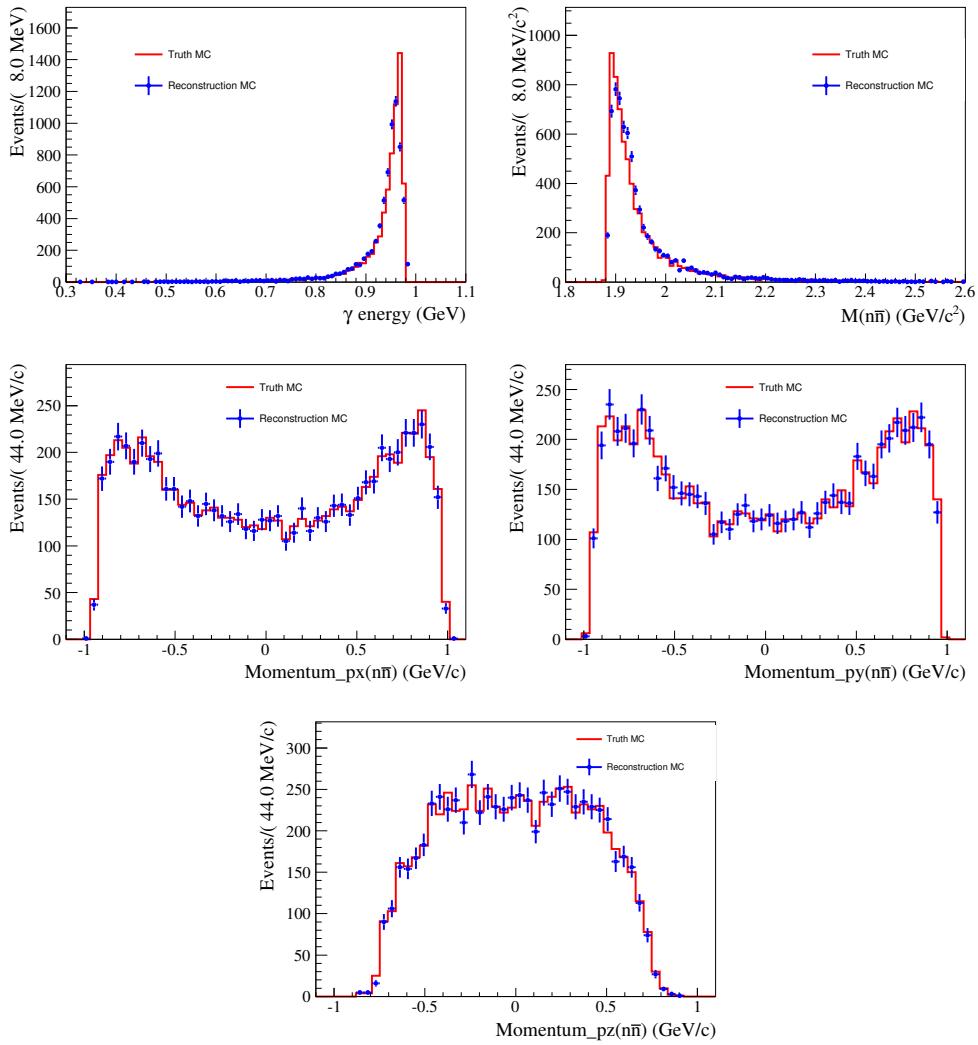


图 5-9 光子能量、不变质量 $n\bar{n}$ 、三动量 $n\bar{n}$ 分布比较。蓝线和红线分别代表 Truth MC 和重建 MC 的光子能量分布（左上）、 $n\bar{n}$ 的不变质量分布（右上）、 $n\bar{n}$ 的三动量分布（中间和底部）。

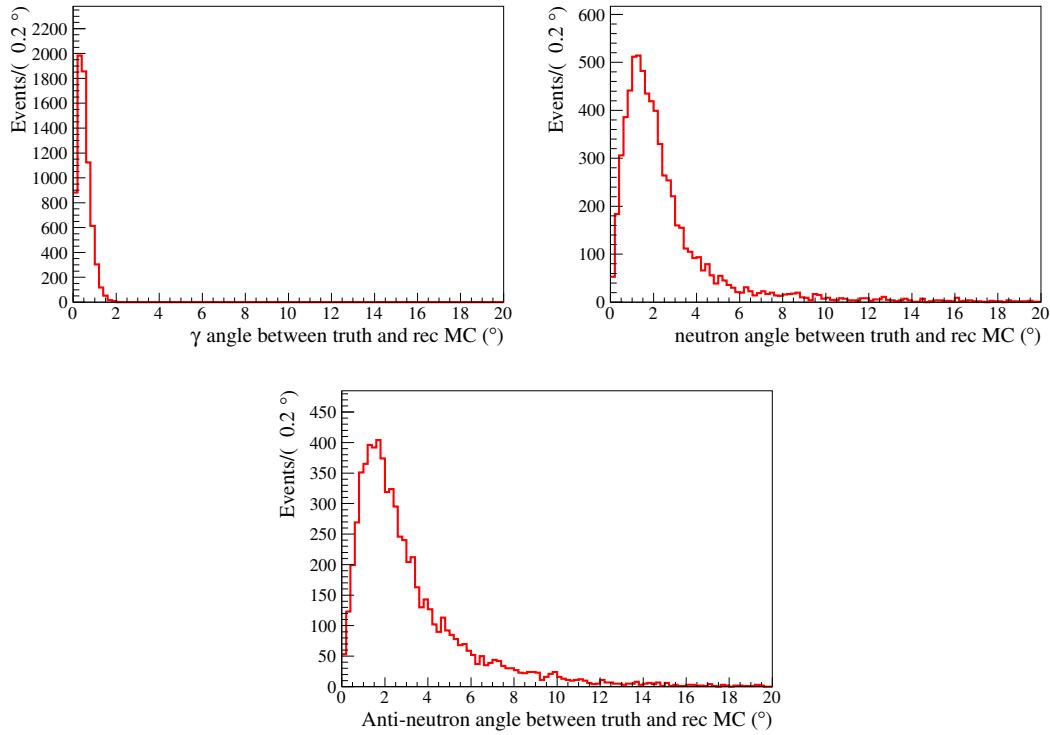


图 5-10 光子、中子和反中子在 Truth MC 和重建 MC 之间的角度分布。红线表示（光子、中子和反中子）飞行方向在 Truth MC 和重建 MC 之间的角度分布。

5.4.2 数据和 MC 比较

我们基于 J/ψ Inclusive MC 和 Exclusive MC 样本绘制了包括主要本底和信号事件的分布，如图 5-11 所示。主要峰值本底道为 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ ，这些衰变道根据分支比和选择效率进行缩放。信号和主要本底的比例因子和预期产量列于表 5-7 中。从图 5-11 可以看出 MC 可以大致地描述数据的分布。

表 5-7 信号和主要本底的比例因子和预期产量。

衰减道	生成的 MC 数量	比例因子	预期产量
$J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow n\bar{n}$	2000000	0.0011725	2345
$J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$	4000000	0.0003498	1399
$J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$	4000000	0.0003407	1363
$J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$	8000000	0.0003495	2796
$J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$	4000000	0.0003210	1284
$J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$	4000000	0.0005353	2141

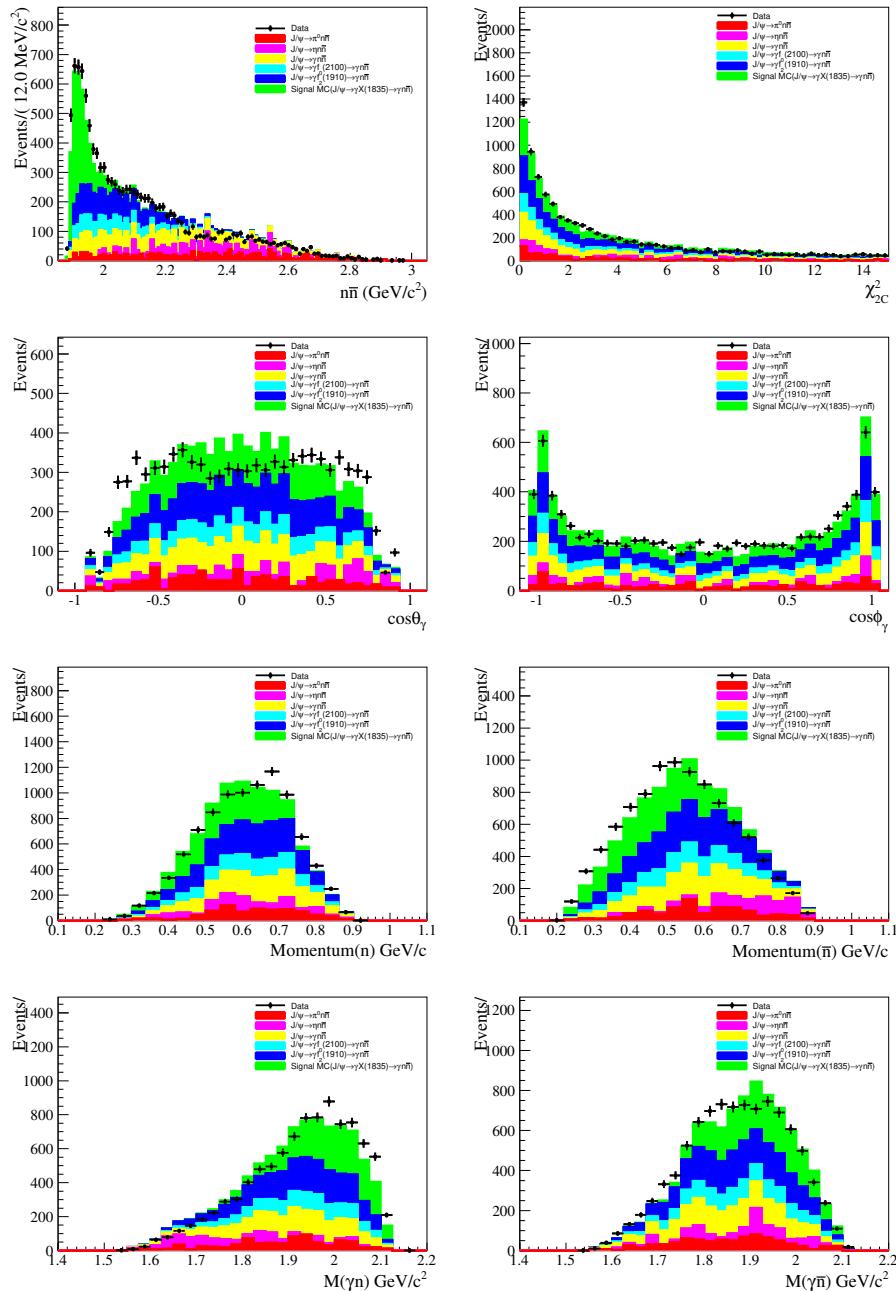


图 5-11 $n\bar{n}$ 的不变质量、 χ_{2C}^2 、 $\cos \theta_\gamma$ 、 $\cos \phi_\gamma$ 、 n 动量、 \bar{n} 动量、 $M(\gamma n)$ 、 $M(\gamma \bar{n})$ 和分布。绿色、蓝色、浅蓝色、黄色、浅红色和红色直方图分别代表信号道、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 贡献。

5.4.3 MC 效率修正

目前，Geant4 软件包模拟的中子和反中子对探测器的响应缺乏足够的准确度。为了确定精确的分支比、质量和宽度，在数据和 MC 中的中子和反中子的探测效率需要考虑并且修正它们之间的差异。我们是通过过程 $J/\psi \rightarrow p\bar{n}\pi^-$ 和 $J/\psi \rightarrow \bar{p}n\pi^+$ 的控制样本来考虑的数据与 MC 之间的差异。我们考虑二维效率以及不同的动量和极角。在这里，我们把数据与 MC 的效率差异分为三类：EMC

探测器中子和反中子的选择效率、BDT 方法中的中子和反中子的选择效率、TOF 探测器中反中子的选择效率，如图 5-12、图 5-13、图 5-14 所示。为了说明本工作的效率修正原理，这里我以 BDT 方法的效率修正流程图为例进行说明，具体原理如图 5-15 所示。

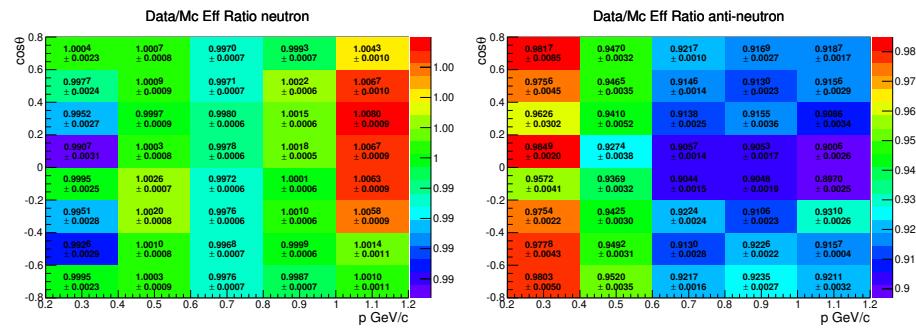


图 5-12 在 EMC 上不同动量和 $\cos \theta$ 范围的数据与 MC 选择效率的比值。左图为中子的数据与 MC 选择效率的比率，右图为反中子的数据与 MC 选择效率的比率。

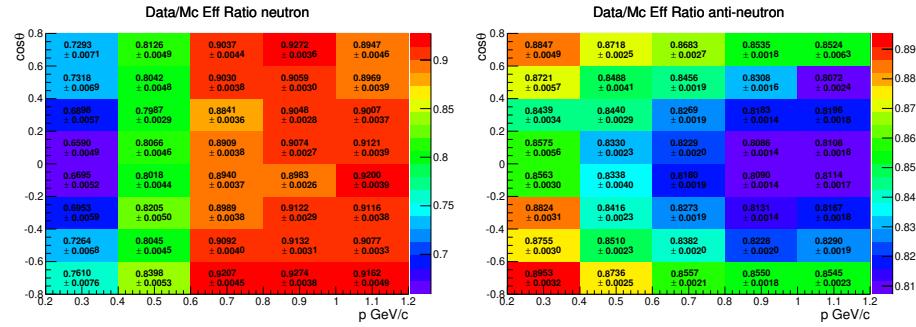


图 5-13 BDT 方法对不同动量和 $\cos \theta$ 范围的数据与 MC 选择效率的比值。左图为中子的数据与 MC 选择效率的比率，右图为反中子的数据与 MC 选择效率的比率。

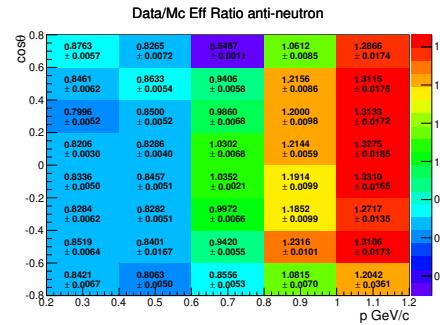


图 5-14 在 TOF 上不同动量和 $\cos \theta$ 范围的反中子的数据与 MC 选择效率的比值。

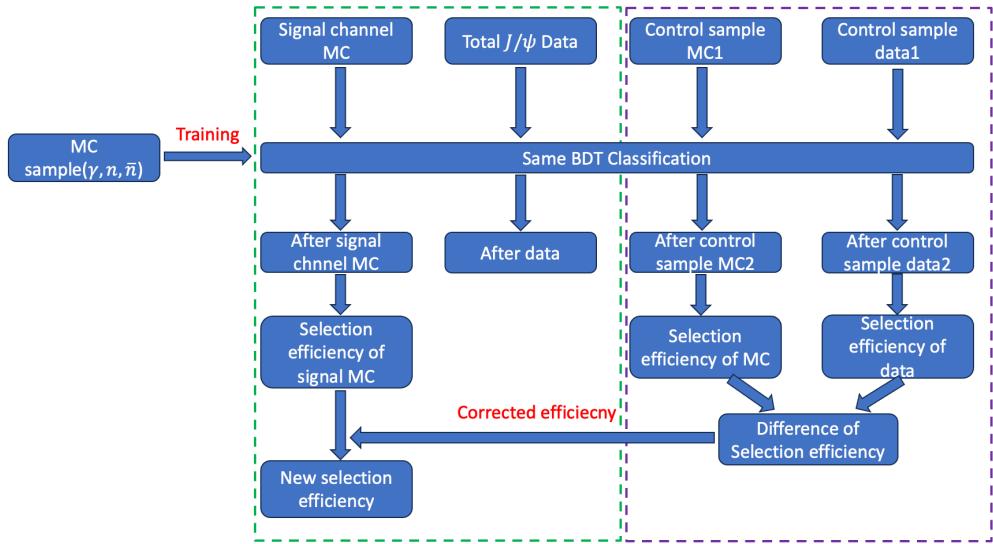


图 5-15 效率修正流程。通过控制样本得到修正因子，然后把修正因子修正到我们的信号衰变过程中。

效率修正按两个步骤进行。首先，使用两个过程 $J/\psi \rightarrow p\bar{n}\pi^-$ 和 $J/\psi \rightarrow \bar{p}n\pi^+$ 的控制样本，可以确定在不同的动量和极角范围的 MC 和数据的选择效率。对于每个动量和极角的 bin，数据与 MC 之间的效率比可以通过以下公式计算：

$$f_i = \frac{\epsilon_i^{data}}{\epsilon_i^{MC}}, \quad (5.1)$$

其中 ϵ_i^{data} 是使用数据的选择效率， ϵ_i^{MC} 是 MC 的选择效率， f_i 表示修正因子。效率修正因子相对应的二维直方图展示在图 5-12-5-14。最后，我们利用信号 MC 样本通过下面的公式获得修正之后的选择效率：

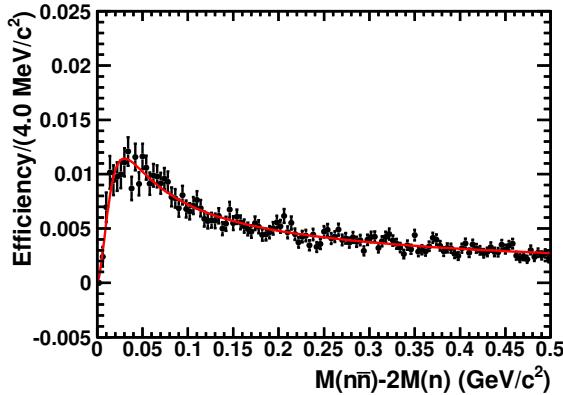
$$\epsilon_{corr} = \frac{\sum_{i=1}^N n_i \times f_i}{N_{truth}}, \quad (5.2)$$

其中 n_i 表示第 i_{th} 个 bin 中的事件数， N_{truth} 表示信号 MC 样本中的事件总数， f_i 表示第 i_{th} 个 bin 中的效率修正因子。

5.4.4 $M(n\bar{n})$ 效率曲线

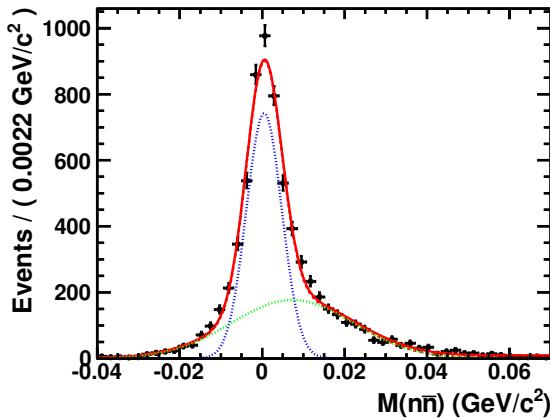
我们通过 2000 万个 PHSP 信号事件来得到 $M(n\bar{n})$ 的微分效率。该分布可以通过将重建 MC 样本中的事件数除以 Truth MC 样本中的事件数来得到。这里，微分效率用下面的公式进行参数化，并且拟合的结果展示在图 5-16。

$$\begin{aligned} \epsilon(M) = & \frac{\sqrt{(M - 0.939)^2 - 3.53064} \times (3.097 - (M - 0.939)^2)^{2.622}}{118.818 \times ((M - 0.939)^2 - 3.16164)^2 + 0.02696} \\ & + 0.955 \times (1 - 0.4178(M - 0.939) + 0.04974(M - 0.939)^2). \end{aligned} \quad (5.3)$$

图 5-16 $M(n\bar{n}) - 2M(n)$ 的效率分布图，带有误差线的黑点为 MC，红色实线为总拟合函数。

5.4.5 探测器分辨率

$M(n\bar{n})$ 的分辨率分布由 $M(n\bar{n})_{rec} - M(n\bar{n})_{truth}$ 确定。此处，分辨率分布用双高斯函数 $DG(M)$ 参数化，拟合结果如图 5-17 所示。

图 5-17 不变质量 $M(n\bar{n})$ 的分布。带有误差线的黑点是通过从重建的 $M(n\bar{n})$ 分布减去 Truth 的 $M(n\bar{n})$ 分布得到的，红色实线是总拟合函数。

5.4.6 质量、宽度和分支比的结果

在之前的分析中， S 波 Breit-Wigner 公式可以用来描述 $p\bar{p}$ 质量阈值增强现象^[30]。本工作中 $n\bar{n}$ 与 $p\bar{p}$ 是类似的，因为我们描述信号的公式可以用 S 波的 Breit-Wigner 公式表示：

$$BW(M) = \left(f \times \frac{q^{2L+1} \times k^3}{\left(M^2 - M_{X(n\bar{n})}^2 \right)^2 + M_{X(n\bar{n})}^2 \Gamma_{X(n\bar{n})}^2} \times \epsilon(M) \right) \otimes DG(M), \quad (5.4)$$

其中 $f = 1$ 为 FSI 因子, q 为 $n\bar{n}$ 质心系中 \bar{n} 的动量, k 为 J/ψ 静止系中光子的动量, M 为 $n\bar{n}$ 的质量, L 是 n 和 \bar{n} 之间的轨道角动量 (对于 S 波, $L = 0$), $M_{X(n\bar{n})}$ 是 $X(n\bar{n})$ 的质量, $\Gamma_{X(n\bar{n})}$ 是 $X(n\bar{n})$ 的宽度, $\epsilon(M)$ 是效率曲线, $DG(M)$ 是探测器分辨率。为了得到信号事件, 在 $[1.879, 2.279] \text{ GeV}/c^2$ 区域内我们对 $n\bar{n}$ 的不变质量进行拟合 ($M(n\bar{n}) - 2M(n)$ 在 $[0.0, 0.4] \text{ GeV}/c^2$ 区域内), 拟合结果如图 5-18 所示。数据中的信号成分由 S 波 Breit-Wigner 公式描述。由于 Inclusive MC 的本底描述不一定可靠, 因此我们根据文献^[48] 的结果: 衰变过程 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 和 $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 的贡献已经被确定。在拟合中, 我们可以通过文献中的 $p\bar{p}$ 结果把三个主要本底道 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的事件分别固定在数值 1094、2387 和 1805。在拟合中, 通过三体 PHSP $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 的本底形状也被固定。但对 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 的本底事件进行放开拟合。拟合的信号产额、 ϵ_{MC} (选择效率) 和 ϵ_{corr} (考虑 MC 效率修正后的选择效率) 列于表 5-8 中。

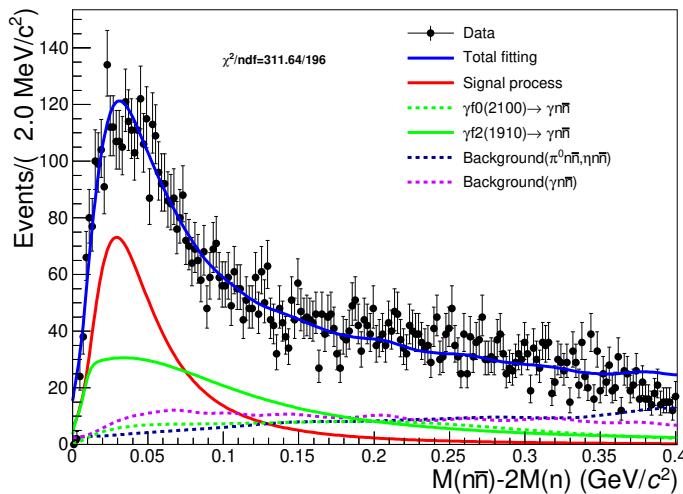


图 5-18 $M(n\bar{n}) - 2M(n)$ 的分布图。带误差线的黑点为数据, 蓝色实线为总拟合函数, 红线为信号函数, 绿线为 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程, 绿色虚线为 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程, 紫色虚线为 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程, 蓝色虚线为 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 过程。

表 5-8 信号事件数量, 探测效率, 考虑效率修正后的探测效率, $n\bar{n}$ 的质量, $n\bar{n}$ 的宽度。

衰变道	N_{sig}	ϵ_{MC}	ϵ_{cor}	质量 (MeV/c^2)	宽度 (MeV)
$J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow n\bar{n}$	2345 ± 89	0.75%	0.437%	1882.6 ± 4.1	58.6 ± 3.7

分支比根据以下公式计算如下：

$$\begin{aligned}
 Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}) &= \frac{N_{sig}}{\epsilon_{corr} \times N_{tot}} \\
 &= \frac{N_{sig}}{\epsilon_{corr} \times (10087.8 \pm 23.8) \times 10^6} \\
 &= \frac{2345 \pm 89}{0.437\% \times (10087.8 \pm 23.8) \times 10^6} = (5.32 \pm 0.20) \times 10^{-5},
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

其中 $Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n})$ 表示分支比， N_{sig} 为信号事件， ϵ_{corr} 为考虑数据与 MC 差异后的选择效率， N_{tot} 为 J/ψ 事件的总数。

5.5 分支比的系统不确定度

分支比的不确定度包括效率修正、运动学拟合、 ΔE 要求、 π^0 质量窗口、拟合方法、本底估计和 MC 统计等一系列的贡献。分支比的总系统不确定度列于表 5-9 中，我们在本章节中也进行了详细地解释。

表 5-9 分支比的总不确定度。

来源	不确定度 (%)
修正因子的 bin 数目	3.2
效率修正方法	0.2
$\chi_{2C}^2(\gamma n\bar{n}) \leq 15$ 要求	5.8
$\chi_{2C}^2(\gamma n\bar{n}) \leq \chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 要求	3.1
$\chi_{2Cerr}^2(\gamma n\bar{n}) \geq 200$	6.7
ΔE 要求	3.6
π^0 质量窗口	2.1
效率曲线	8.6
本底估计	3.8
拟合范围	3.8
$\pi^0 n\bar{n}$ 本底模型	0.2
J/ψ 总数	0.6
总的不确定度	14.8

5.5.1 修正 bin 间隔

本工作的修正因子的 bin 数目展示在图 5-12-5-14 中。为了考虑修正因子分 bin 带来的不确定度，我们在不同的动量间隔内进行了线性插值，bin 宽从 0.2 GeV 变为 0.1 GeV，并把新的结果和之前的结果的差异 (3.2%) 视为系统不确定度。

5.5.2 效率修正

我们研究了 EMC 探测器和 BDT 方法中中子和反中子的选择效率以及 TOF 探测器中反中子的选择效率，并使用过程 $J/\psi \rightarrow p\bar{n}\pi^-$ 和 $J/\psi \rightarrow \bar{p}n\pi^+$ 的控制样本进行了修正。为了考虑修正因子本身的统计不确定度带来的系统误差，我利用一下公式进行估计修正因子带来的系统不确定度：

$$\Delta^2 = \sum_{i=0}^n \left(\frac{\epsilon_i - \epsilon_0}{\epsilon_0} \right)^2, \quad (5.6)$$

其中 n 表示二维直方图的 bin 数，如图 5-12-5-14 所示。 ϵ_0 是修正效率的中心值，效率 ϵ_i 表示在 i_{th} bin 的改变修正因子 $\pm 1\sigma$ 范围后的效率值。我们通过计算，效率修正的不确定度的值约为 0.2%。

5.5.3 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的运动学拟合

我们在分析中是在 $\chi^2_{2C} \leq 15$ 的要求下得到的分支比作为中心值，因此需要考虑 $\chi^2_{2C} \leq 15$ 要求带来的系统不确定度。为了考虑运动学拟合的系统不确定度，我们将 $\chi^2_{2C} \leq 15$ 的要求值从 15 改为 10、15、20、25、30、35、40、45、50，并比较不同的分支比结果，如图 5-19（右图）所示。此外，我们使用 Barlow 检验法来确定是否应考虑此要求的系统不确定度。只要此检验中有一个 Barlow 检验值大于 2，我们就会考虑系统不确定度。例如，分支比的 Barlow 检验 ξ 的计算公式为 $\xi = \frac{|Br_{\text{norm}} - Br_{\text{test}}|}{\sqrt{\sigma_{\text{norm}}^2 + \sigma_{\text{test}}^2}}$ ，其中 Br_{test} 表示对 χ^2_{2C} 施加不同要求后的分支比， Br_{norm} 表示中心分支比， σ_{norm} 和 σ_{test} 表示它们的不确定度。分支比的 Barlow 检验分布如图 5-19（左图）所示。对于不同的结果，我们用一阶多项式（右图）来描述，并将一阶多项式拟合结果与中心值之间的最大差值作为系统不确定度，如表 5-10 所示。

表 5-10 运动学拟合对分支比测量带来的系统不确定度。

结果	中心值 ($\times 10^{-5}$)	Barlow 方法 ($\times 10^{-5}$)	差异
$Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n})$	5.32 ± 0.20	5.63 ± 0.20	0.31

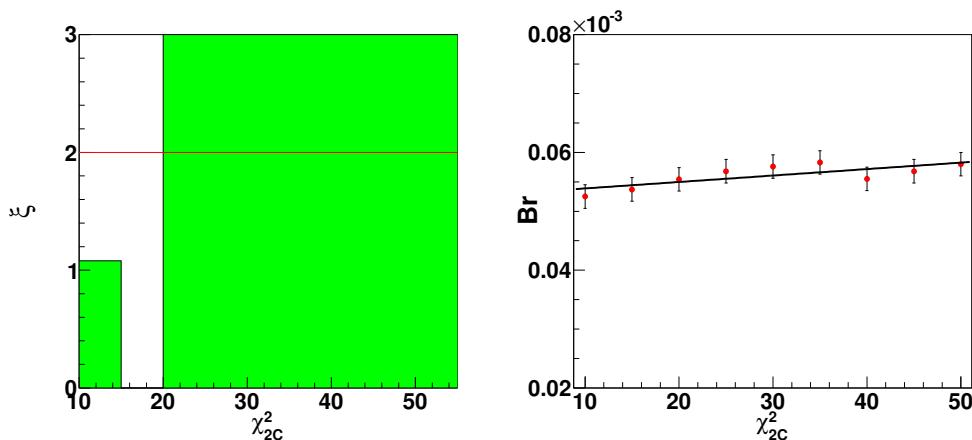


图 5-19 (左) 不同 χ^2_{2C} 分支比要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值 (右) 红色数据点和黑色误差线表示不同 χ^2_{2C} 要求的不同分支比值。

5.5.4 $\chi_{2C}^2(\gamma n\bar{n}) \leq \chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 的要求

为了研究这个要求带来的系统不确定度，我们做了如下对比：图 5-20 展示了使用此要求 $\chi_{2C}^2(\gamma n\bar{n}) \leq \chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 之前和之后的 $\chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 分布情况。此处，数据和 MC 之间的 $\chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 分布一致。因此，我们采用保守的方法来估计系统不确定度，比较有无此要求的结果的变化，并且把分支比的差异被视为系统不确定度，如表 5-11 所示。

表 5-11 $\chi_{2C}^2(\gamma n\bar{n}) \leq \chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 引起的系统不确定度。

结果	中心值 ($\times 10^{-5}$)	新结果 ($\times 10^{-5}$)	差异
$Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n})$	5.32 ± 0.20	5.49 ± 0.16	0.17

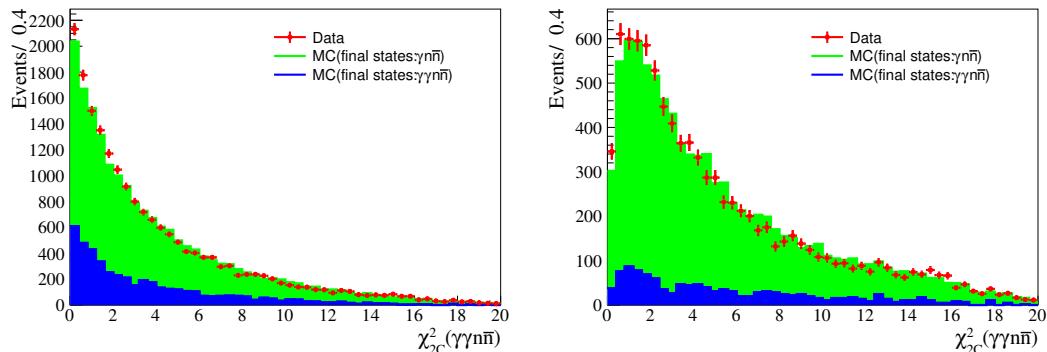


图 5-20 数据和 MC 的 $\chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 分布，(包括 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$, $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$)。带有误差线的红点是数据。蓝色和绿色直方图分别表示 $\gamma n\bar{n}$ 和 $\gamma\gamma n\bar{n}$ 最终状态的 $\chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 分布。左图和右图分别表示要求 $\chi_{2C}^2(\gamma n\bar{n}) \leq \chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 前和后的分布。

5.5.5 $\chi_{2C_err}^2(\gamma n\bar{n})$ 的要求

在我们的分析中，为了消除光子和中子候选之间的误组合，我们对误组合进行了运动学拟合，并要求运动学拟合的状态为不成功。在误组合的运动学拟合中，对于光子候选，光子被赋予中子质量 ($0.93956 \text{ GeV}/c^2$)，对于中子候选，中子被赋予光子质量 ($0.0 \text{ GeV}/c^2$)。在这里，我们采用保守的方法来估计系统不确定度，比较有和没有此要求的结果的差异，并把差异被视为系统不确定度，如表 5-12 所示。

表 5-12 $\chi^2_{2C_err}(\gamma n\bar{n})$ 对分支比测量带来的系统不确定度。

结果	中心值 ($\times 10^{-5}$)	新结果 ($\times 10^{-5}$)	差异
$Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n})$	5.32 ± 0.20	5.68 ± 0.24	0.36

5.5.6 ΔE 要求

中子与反中子能量差 ΔE 的分布用于压低一些过程的本底贡献，例如 $J/\psi \rightarrow n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma\eta'(\eta' \rightarrow \pi^0\pi^0\eta, \eta \rightarrow \gamma\gamma)$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0 K_L K_S$ 和 $J/\psi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ 。在我们工作中，我们应用了 $\Delta E \leq 0.22$ GeV 的要求，然后将在此要求下测量的分支比作为中心值。为了考虑 ΔE 要求的系统不确定度，我们将 ΔE 要求的值从 0.22 改为 0.195、0.200、0.205、0.210、0.215、0.220、0.225、0.230、0.235、0.240 和 0.245 GeV/c²。我们比较了分支比的结果，如图 5-21（右图）所示。此外，我们采用了相同的 Barlow 测试方法来确定是否应考虑该要求的系统不确定度。分支比的 Barlow 测试列于图 5-21（左图）。不同的结果用一阶多项式来描述，取一阶多项式拟合结果与中心值的最大差值作为系统不确定度，如表 5-13 所示。

表 5-13 ΔE 对分支比测量带来的系统不确定度。

结果	中心值 ($\times 10^{-5}$)	Barlow 方法 ($\times 10^{-5}$)	差异
$Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n})$	5.32 ± 0.20	5.13 ± 0.20	0.19

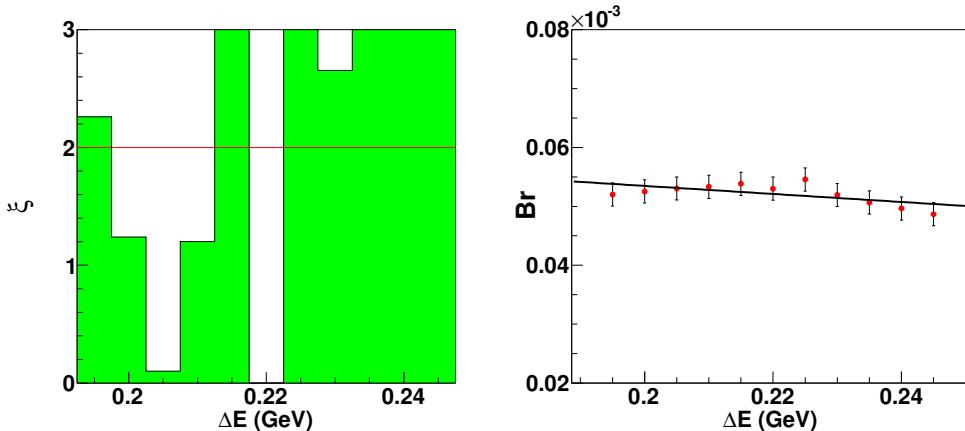


图 5-21 (左) 不同 ΔE 分支比要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值。(右) 红色数据点和黑色误差线表示不同 ΔE 要求下的分支比的不同值。

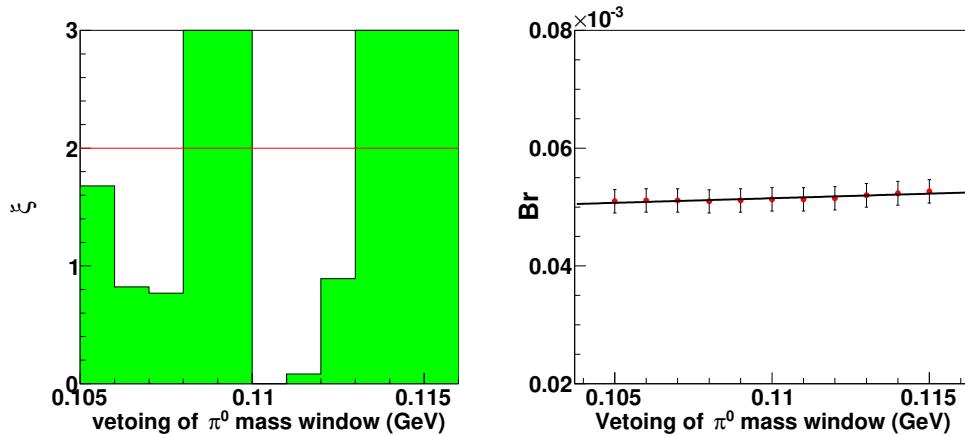
5.5.7 π^0 窗口

为了去除与 π^0 相关的本底贡献，例如 $J/\psi \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0\gamma$ 、 $J/\psi \rightarrow \pi^0K_L K_S(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)$ 和 $J/\psi \rightarrow \pi^0\pi^0\omega$ ，以及涉及 π^0 最终状

态的其他本底贡献，我们去除了在这个 π^0 质量 (0.11, 0.16) 内的事件。为了考虑这种系统不确定度，我们将质量窗口从 $(0.11, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 更改为 $(0.105, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.106, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.107, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.108, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.109, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.111, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.112, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.113, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.14, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.115, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ ，仅改变下限，并比较分支比的不同结果，如图 5-22（右图）所示。我们进一步将质量窗口从 $(0.11, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 更改为 $(0.11, 0.155) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.156) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.157) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.158) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.159) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.161) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.162) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.163) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.164) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.165)$ 仅改变上界，并比较了不同的分支比结果，如图 5-23（右图）所示。此外，我们采用同样的 Barlow 检验方法来确定是否需要考虑系统不确定度。分支比的 Barlow 检验列于下图 5-22 和图 5-23（左图）中。不同的结果用一阶多项式描述，我们将一阶多项式拟合结果与中心值之间的最大差异作为系统不确定度，如表 5-14 所示。

表 5-14 π^0 质量窗口对分支比测量带来的系统不确定度。

结果	中心值 ($\times 10^{-5}$)	Barlow 方法 ($\times 10^{-5}$)	差异
$Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n})$	5.32 ± 0.20	5.43 ± 0.24	0.11

图 5-22 不同 π^0 质量窗口要求的分支比 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值（左图）。红色数据点和黑色误差线表示不同 π^0 质量窗口要求下分支比的不同值（右图）。

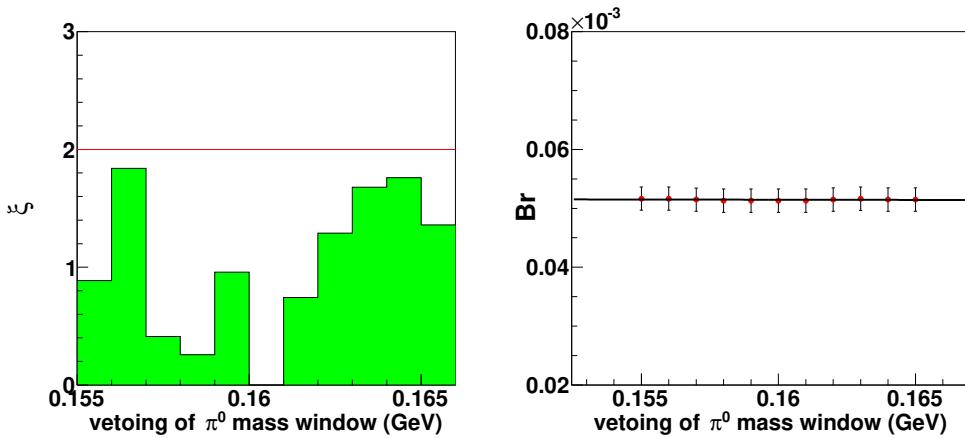


图 5-23 不同 π^0 质量窗口要求下分支比的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求下 Barlow 检验的值（左图）。红色数据点和黑色误差线在不同 π^0 质量窗口要求下给出不同的分支比值（右图）。

5.5.8 效率曲线

在拟合过程中，我们使用 S 波的 BW 公式乘以效率曲线作为信号的形状。这里，我们使用新的多项式来描述效率曲线来代替之前的描述效率曲线，如图 5-24 所示，并使用分 bin 效率（Hist PDF）来检查系统性误差。分支比的结果列于表 5-15 中，并将新结果与中心值之间的最大差异作为不确定度。

表 5-15 效率曲线对分支比测量带来的系统不确定度。

结果	中心值 ($\times 10^{-5}$)	新效率曲线 ($\times 10^{-5}$)	差异
$Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n})$	5.32 ± 0.20	4.86 ± 0.20	0.46

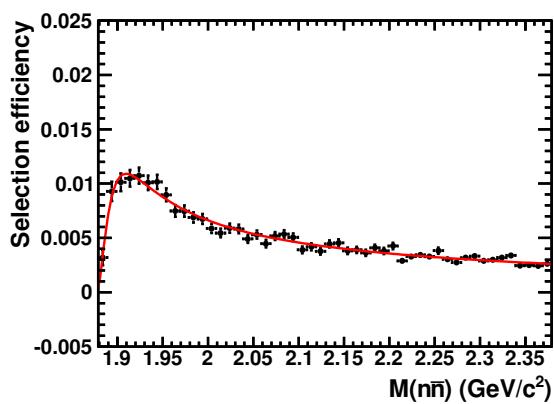


图 5-24 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 三体过程的效率曲线。带有误差线的黑点是数据，红色实线是总拟合函数。

5.5.9 本底估计

为了估计本底事件和 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 形状的不确定度，我们在拟合方法中考虑了 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的新的比例成分，以及比例各分量的比例以及不同的拟合方法，如图 5-25 所示。根据在之前分析^[48]， $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 的比例成分能被固定。在这里，我们根据这篇分析的另一组解^[48]，三个主要本底道 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的事件固定为 1094、2387、1805。通过三体相空间模型固定 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 的本底形状，通过拟合浮动 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 的本底事件。与中心值比较，将分支比结果的差异作为系统不确定度，如表 5-16 所示。

表 5-16 本底估计对分支比测量带来的系统不确定度。

结果	中心值 ($\times 10^{-5}$)	Barlow 方法 ($\times 10^{-5}$)	差异
$Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n})$	5.32 ± 0.20	5.02 ± 0.21	0.20

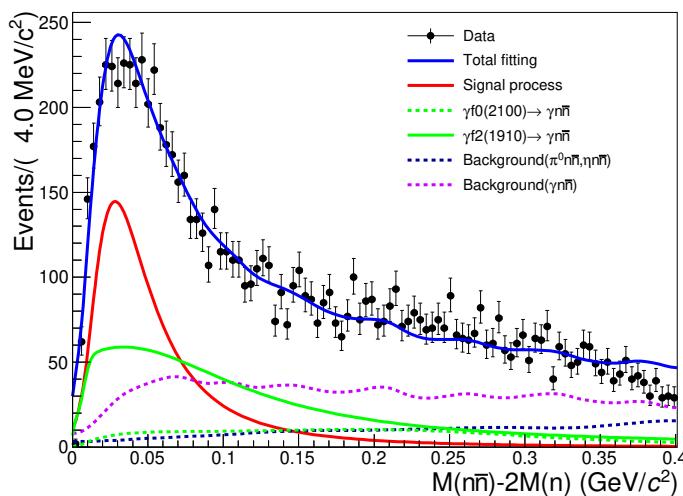


图 5-25 过程 J/ψ 衰变为最终状态 $\gamma n\bar{n}$ 的 $M(n\bar{n}) - 2M(n)$ 分布。带误差线的黑点为数据，蓝色实线为总拟合函数，红线为信号函数，绿线为 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程的本底函数，绿色虚线为 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程的本底函数，紫色虚线为 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程的本底函数，蓝色虚线为 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 过程的本底函数

5.5.10 拟合范围

为估算拟合范围的不确定度，从 $[0.0, 0.4]$ 变为 $[0.0, 0.35] \text{ GeV}/c^2$ ，拟合结果列于下表 5-17，取与中心值的差作为不确定度。

表 5-17 拟合范围对分支比测量带来的系统不确定度。

结果	中心值 ($\times 10^{-5}$)	新范围 ($\times 10^{-5}$)	差异
$Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n})$	5.32 ± 0.20	5.02 ± 0.20	0.20

5.5.11 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 的 MC 模型

使用 Body3 模型生成 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 过程，其中使用 $J/\psi \rightarrow \pi^0 p\bar{p}$ 过程的数据分布确定 $\pi^0 n\bar{n}$ 的 Body3 Dalitz 模型。为了估计 MC 模型的不确定度，将相空间和 DIY 模型之间的结果差异视为系统不确定度。结果如表 5-18 所示，并将其与中心值的差异视为不确定度。

表 5-18 对于 $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程， $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 的 MC 模型产生的系统不确定度，涉及分支比、 $n\bar{n}$ 的质量和 $n\bar{n}$ 的宽度

结果	中心值 ($\times 10^{-5}$)	新范围 ($\times 10^{-5}$)	差异
$Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n})$	5.32 ± 0.20	5.33 ± 0.20	0.01

5.5.12 光子重建

对于光子重建的不确定度，通过使用 $e^+e^- \rightarrow \gamma\mu\mu$ 过程的控制样本，在桶状区和端盖区观测到的不确定度都高达 0.5%^[146]。

5.5.13 J/ψ 的总数

J/ψ 的数量与分支比的测量有关，因此我们需要考虑 J/ψ 数量的不确定度。 J/ψ 事件的总数是基于包含强子事件获得的，如^[147] 中所述。对于 J/ψ 事件，总数的不确定度确定为 0.4%。

5.6 质量和宽度的系统不确定度

质量和宽度的总系统不确定度列于表 5-19 中，并在以下章节中进行了详细说明。

表 5-19 $n\bar{n}$ 的质量和宽度的总不确定度。

组件	质量	宽度
效率修正	0.9	4.4
$\chi^2_{2C}(\gamma n\bar{n}) \leq 15$ 的要求	2.3	2.6
$\chi^2_{2C}(\gamma n\bar{n}) \leq \chi^2_{2C}(\gamma\gamma n\bar{n})$ 的要求	4.2	6.0
χ^2_{2C} [Merr]	2.2	6.1
ΔE 要求	—	0.3
π^0 质量窗口	1.1	1.1
拟合方法 (效率曲线)	19.1	14.8
本底估计	0.8	4.7
拟合范围	6.7	3.3
$J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 的 MC 模型	1.6	0.8
总不确定度	21.1	18.8

5.6.1 效率修正

利用 Breit-Wigner 公式，通过拟合 $n\bar{n}$ 的不变质量，可以得到 $X(n\bar{n})$ 的质量和宽度。这里，效率曲线已在 Breit-Wigner 公式中考虑。为了研究效率曲线的不确定度，我们对 $M(n\bar{n})$ 的每个区间（从 1.878 到 2.379 GeV/c^2 ）中的选择效率进行了修正。修正方法基于第 5.4.3 节中的 Eq. 5.2。在图 5-26 中，左图表示未考虑效率修正，而右图表示考虑了效率修正。虽然我们发现左图和右图之间的选择效率值差异很大，但这两条效率曲线的形状差异很小。因此，我们可以将 Breit-Wigner 公式中的两条效率曲线应用到系统中，然后计算出修正前后分支比、质量和宽度的差异作为系统不确定度，如表 5-20 所列。

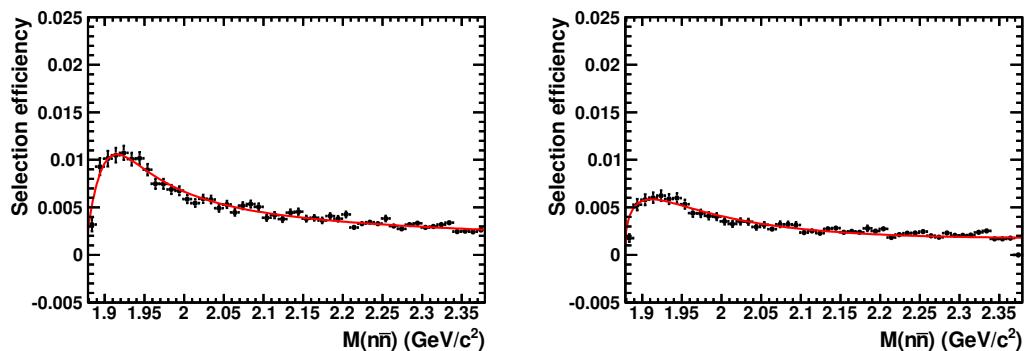


图 5-26 $n\bar{n}$ 不变质量对于 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 三体过程的效率曲线。带有误差线的黑点是数据，红色实线是总拟合函数。左图表示未考虑效率修正，右图表示考虑了效率修正。

表 5-20 效率修正对质量和宽度测量带来的系统不确定度。

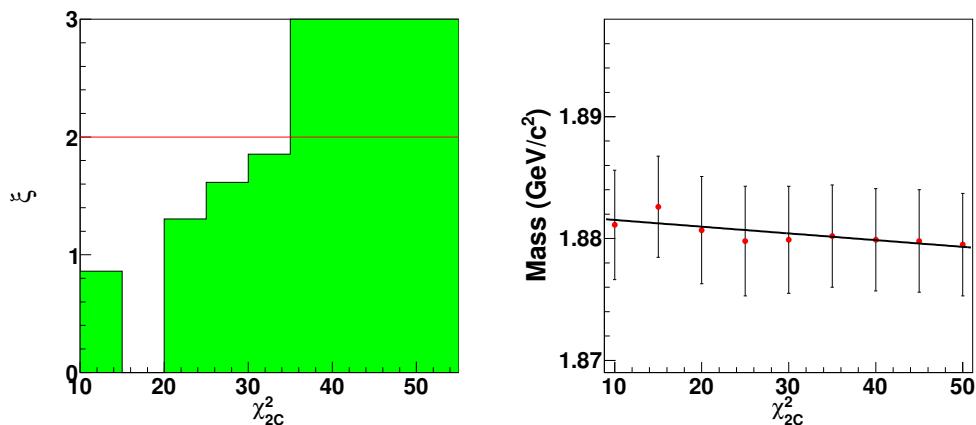
结果	中心值	有效率修正	差异
$M_{X(n\bar{n})}$ (MeV/c ²)	1882.6 ± 4.1	1883.5 ± 3.7	0.9
$\Gamma_{X(n\bar{n})}$ (MeV)	58.6 ± 3.7	54.2 ± 3.3	4.4

5.6.2 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的运动学拟合要求

在我们的分析中，我们应用了 $\chi^2_{2C} \leq 15$ 的要求，然后将此要求下的质量和宽度测量值作为中心值。为了考虑运动学拟合的系统不确定度，我们将 $\chi^2_{2C} \leq 15$ 的要求值从 15 更改为 10、15、20、25、30、35、40、45 和 50，并比较了质量和宽度的不同结果，如图 5-27 和图 5-28（右图）所示。Barlow 测试的质量和宽度分布如图 5-27 和图 5-28（左图）所示。对于不同的结果，我们用一阶多项式（右图）来描述，并将一阶多项式拟合结果与中心值之间的最大差值作为系统不确定度，如表 5-21 所示。

表 5-21 运动拟合对质量和宽度测量带来的系统不确定度。

结果	中心值	Barlow 方法	差异
$M_{X(n\bar{n})}$ (MeV/c ²)	1882.6 ± 4.1	1880.3 ± 4.1	2.3
$\Gamma_{X(n\bar{n})}$ (MeV)	58.6 ± 3.7	61.2 ± 3.7	2.6

图 5-27 不同 χ^2_{2C} 质量要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值（左图）。红色数据点和黑色误差线表示不同 χ^2_{2C} 要求下的质量值不同（右图）。

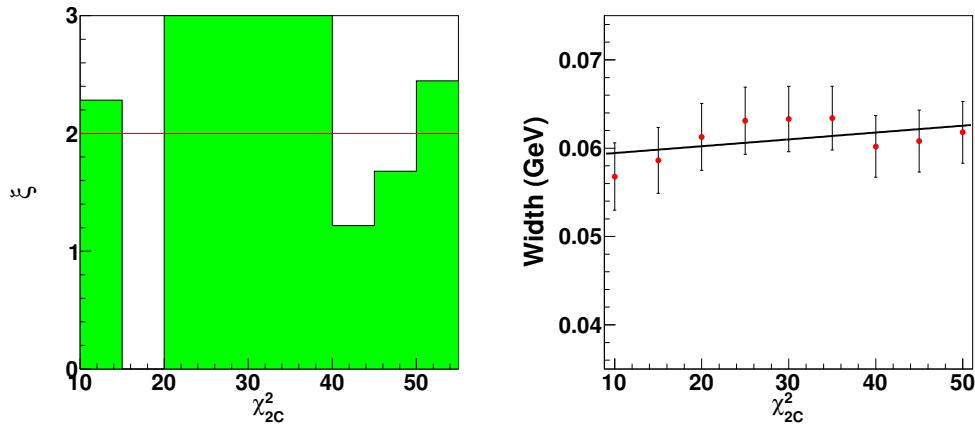


图 5-28 不同 χ_{2C}^2 宽度要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求下 Barlow 检验的值（左图）。红色数据点和黑色误差线在不同的 χ_{2C}^2 要求下给出不同的宽度值（右图）。

5.6.3 $\chi_{2C}^2(\gamma n\bar{n}) \leq \chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 的要求

在使用此要求 $\chi_{2C}^2(\gamma n\bar{n}) \leq \chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 之前和之后的 $\chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 分布如图 5-20 所示。这里，数据和 MC 之间的 $\chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 分布是一致的。这里，我们采用保守的方法来估计系统不确定度，比较有和没有此要求的结果。质量和宽度的差异被视为系统不确定度，如表 5-22 所示。

表 5-22 $\chi_{2C}^2(\gamma n\bar{n}) \leq \chi_{2C}^2(\gamma\gamma n\bar{n})$ 对质量和宽度测量带来的系统不确定度。

结果	中心值	Barlow 方法	差异
$M_{X(n\bar{n})}$ (MeV/c ²)	1882.6 ± 4.1	1886.8 ± 2.3	4.2
$\Gamma_{X(n\bar{n})}$ (MeV)	58.6 ± 3.7	52.6 ± 2.7	6.0

5.6.4 $\chi_{2C_err}^2(\gamma n\bar{n})$ 的要求

在我们的分析中，为了消除光子和中子候选之间的误组合，我们对误组合进行了运动学拟合，并要求运动学拟合的状态为不成功。在误组合的运动学拟合中，对于光子候选，光子被分配中子质量 (0.93956 GeV/c²)，对于中子候选，中子被分配光子质量 (0.0 GeV/c²)。在这里，我们采用保守的方法来估计系统不确定度，比较有和没有这个要求的结果。质量和宽度的差异被视为系统不确定度，如表 5-23 所示。

表 5-23 $\chi^2_{2C_err}(\gamma n\bar{n})$ 对质量和宽度测量带来的系统不确定度。

结果	中心值	Barlow 方法	差异
$M_{X(n\bar{n})}$ (MeV/c ²)	1882.6 ± 4.1	1880.4 ± 2.4	2.2
$\Gamma_{X(n\bar{n})}$ (MeV)	58.6 ± 3.7	52.5 ± 3.2	6.1

5.6.5 ΔE 要求

在我们测量结果中，我们应用了 $\Delta E \leq 0.22$ GeV 的要求，然后将此要求下的质量和宽度测量值作为中心值。为了考虑 ΔE 要求的系统不确定度，我们将 ΔE 要求的值从 0.22 更改为 0.195、0.200、0.205、0.210、0.215、0.220、0.225、0.230、0.235、0.240 和 0.245 GeV/c²。我们比较了质量和宽度的结果，如图 5-29 和图 5-30（右图）所示。质量和宽度的 Barlow 检验列于图 5-29 和图 5-30（左图）中。我们用一阶多项式描述不同的结果，将一阶多项式拟合结果与中心值之间的最大差异作为系统不确定度，如表 5-24 所示。

表 5-24 ΔE 对质量和宽度测量带来的系统不确定度。

结果	中心值	Barlow 方法	差异
$M_{X(n\bar{n})}$ (MeV/c ²)	1882.6 ± 4.1	-	-
$\Gamma_{X(n\bar{n})}$ (MeV)	58.6 ± 3.7	58.3 ± 4.1	0.3

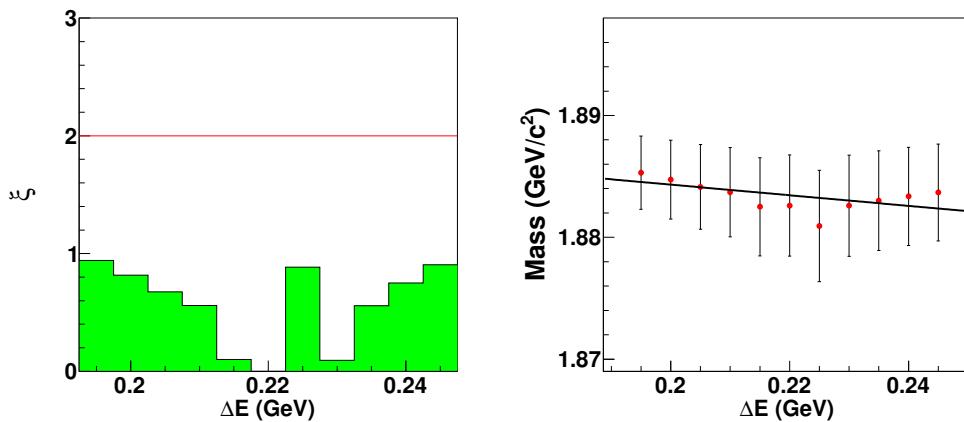


图 5-29 不同 ΔE 质量要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值（左图）。红色数据点和黑色误差线在不同的 ΔE 要求下给出不同的质量值（右图）。

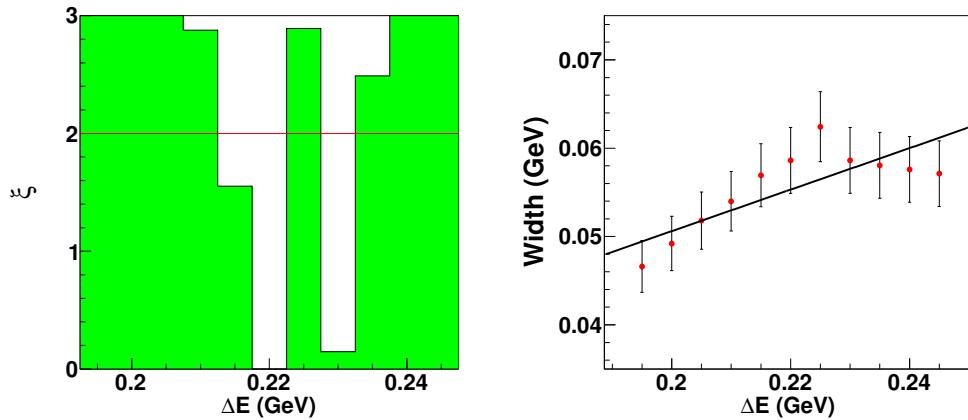


图 5-30 不同 ΔE 宽度要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值（左图）。红色数据点和黑色误差线在不同的 ΔE 要求下给出不同的宽度值（右图）。

5.6.6 π^0 窗口

为了去掉与 π^0 相关的本底贡献，我们将去除 π^0 贡献。如果质量在 $(0.11, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 范围，事例将会被去除。为了考虑该要求带来的系统不确定度，我们将质量窗口从 $(0.11, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 更改为 $(0.105, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.106, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.107, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.108, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.109, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.111, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.112, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.113, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.14, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.115, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ （仅改变下限），并比较质量和宽度的不同结果，如图 5-31 和图 5-32（右图）所示。我们进一步将质量窗口从 $(0.11, 0.16) \text{ GeV}/c^2$ 更改为 $(0.11, 0.155) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.156) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.157) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.158) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.159) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.161) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.162) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.163) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.164) \text{ GeV}/c^2$ 、 $(0.11, 0.165) \text{ GeV}/c^2$ （仅改变上限），并比较质量和宽度的不同结果，如图 5-33 和图 5-34（右图）所示。质量和宽度的 Barlow 检验列于图 5-31 和图 5-34（左图）。

我们使用一阶多项式描述不同结果，并将一阶多项式拟合结果与中心值之间的最大差异作为系统不确定度，如表 5-25 所示。

表 5-25 π^0 质量窗口对质量和宽度测量带来的系统不确定度。

结果	中心值	Barlow 方法	差异
$M_{X(n\bar{n})} (\text{MeV}/c^2)$	1882.6 ± 4.1	1881.5 ± 4.1	1.1
$\Gamma_{X(n\bar{n})} (\text{MeV})$	58.6 ± 3.7	59.7 ± 3.7	1.1

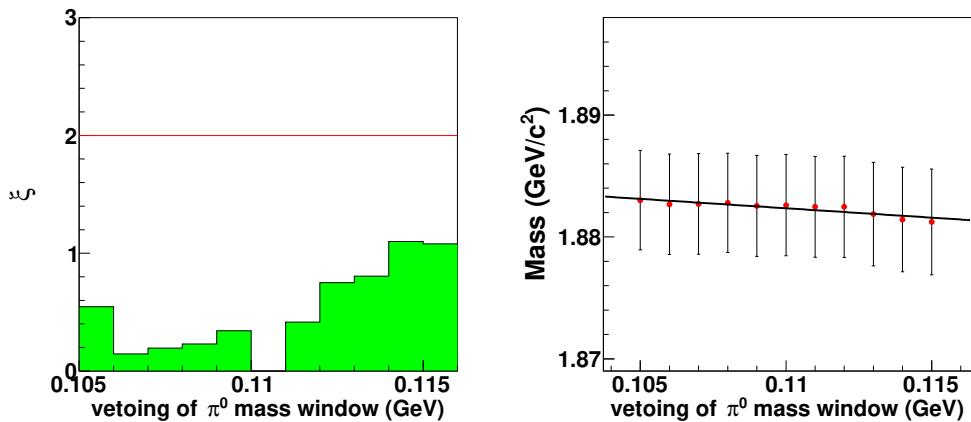


图 5-31 不同 π^0 质量窗口要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值（左图）。红色数据点和黑色误差线表示不同 π^0 质量窗口要求下的质量值不同（右图）。

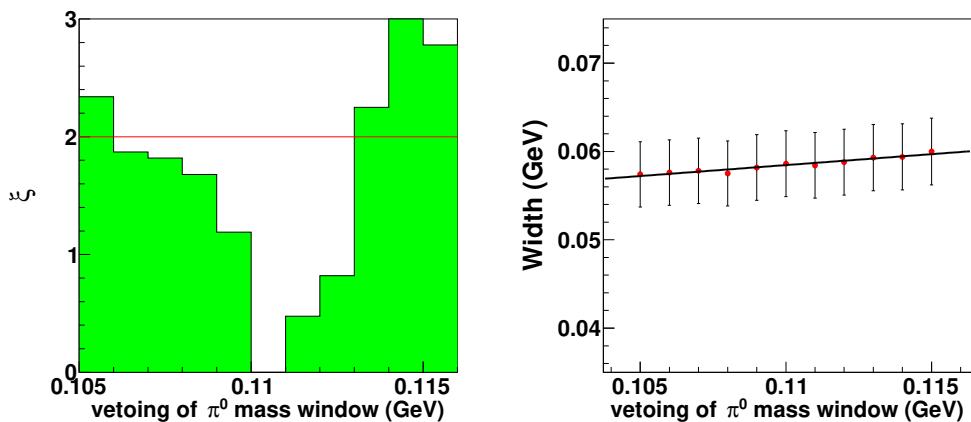


图 5-32 不同 π^0 质量窗口宽度要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求下 Barlow 检验的值（左图）。红色数据点和黑色误差线在不同 π^0 质量窗口要求下给出不同的宽度值（右图）。

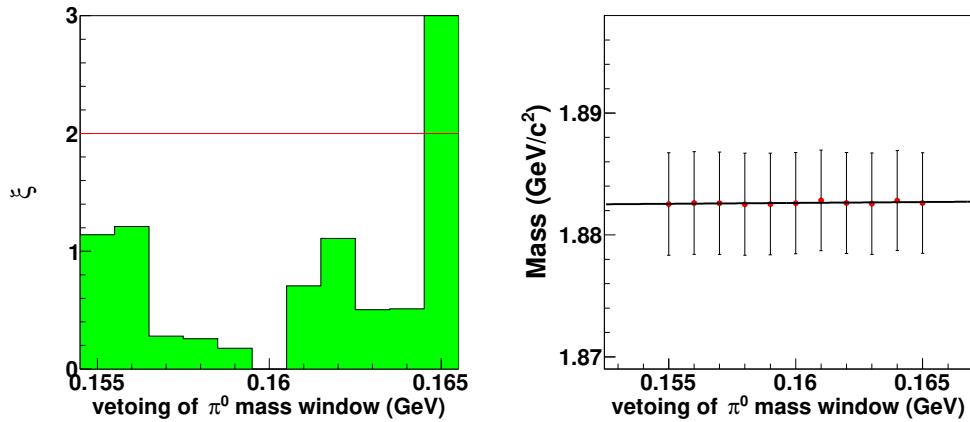


图 5-33 不同 π^0 质量窗口要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求的 Barlow 检验值（左图）。红色数据点和黑色误差线表示不同 π^0 质量窗口要求下的不同质量值（右图）。

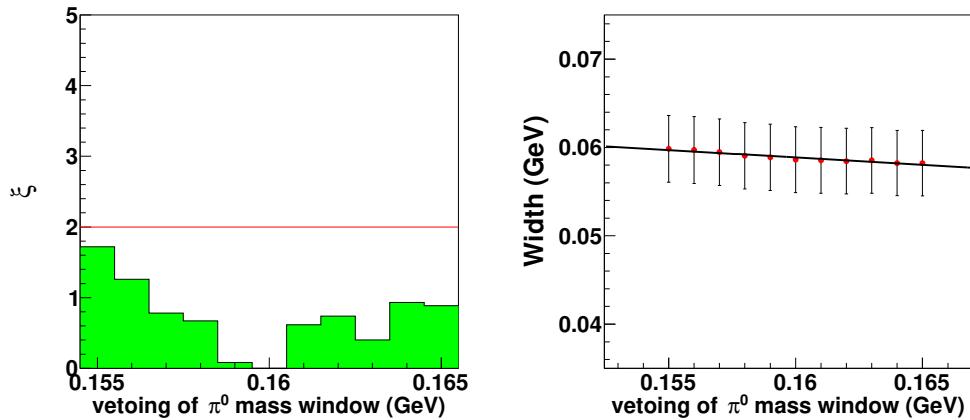


图 5-34 (左) 不同 π^0 质量窗口宽度要求的 Barlow 检验。绿色直方图表示不同要求下 Barlow 检验的值 (左图)。红色数据点和黑色误差线在不同 π^0 质量窗口要求下给出不同的宽度值 (右图)。

5.6.7 效率曲线

在拟合过程中，我们使用 S 波的 BW 公式乘以效率曲线作为信号的形状。这里，我们使用新的多项式来描述效率曲线，而不是之前的描述效率曲线的多项式，如图 5-24 所示，并使用分 bin 效率 (Hist PDF) 来检查系统性。质量和宽度的结果列于表 5-26 中，并将新结果与中心值之间的差异作为不确定度。

表 5-26 拟合方法对质量和宽度测量带来的系统不确定度。

结果	中心值	新效率曲线	差异
$M_{X(n\bar{n})}$ (MeV/c ²)	1882.6 ± 4.1	1901.7 ± 3.5	19.1
$\Gamma_{X(n\bar{n})}$ (MeV)	58.6 ± 3.7	43.8 ± 2.6	14.8

5.6.8 本底估计

为了估计 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 形状的不确定度，我们在拟合方法中考虑了 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的新的比例成分，如图 5-25 所示。在前面的分析中， $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 的比例分量是根据文献^[48]，从另一个 PWA 结果中获得的。因此，基于衰变道 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 可以得到三个主要本底道 $J/\psi \rightarrow \gamma f_0(2100) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1910) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 、 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的事件：1094、2387、1805^[48]。通过三体相空间模型固定 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 的本底形状，通过拟合浮动确定 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \eta n\bar{n}$ 的本底事件。与中心值比较，质量和宽度结果的差异作为系统不确定度，如表 5-27 所示。

表 5-27 本底估计对质量和宽度测量带来的系统不确定度。

结果	中心值	Barlow 方法	差异
$M_{X(n\bar{n})}$ (MeV/c ²)	1882.6 ± 4.1	1883.4 ± 3.8	0.8
$\Gamma_{X(n\bar{n})}$ (MeV)	58.6 ± 3.7	53.9 ± 3.5	4.7

5.6.9 拟合范围

在我们拟合中，我们要求的拟合范围是 [0.0, 0.4] GeV/c²。为估算拟合范围带来的的系统不确定度，我们把拟合范围从 [0.0, 0.4] 变为 [0.0, 0.35] GeV/c²。拟合结果列于下表 5-28 中，并将它们与中心值的差值作为不确定度。

表 5-28 拟合范围对质量和宽度测量带来的系统不确定度。

结果	中心值	新范围	差异
$M_{X(n\bar{n})}$ (MeV/c ²)	1882.6 ± 4.1	1889.3 ± 3.0	6.7
$\Gamma_{X(n\bar{n})}$ (MeV)	58.6 ± 3.7	55.3 ± 3.7	3.3

5.6.10 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 的 MC 模型

在我们的拟合中, $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 过程由 Body3 模型生成。我们通过 $J/\psi \rightarrow \pi^0 p\bar{p}$ 过程的数据分布可以得到 $\pi^0 n\bar{n}$ 的 Body3 Dalitz 分布。为了估计 MC 模型的不确定度, 将相空间和 Body3 模型之间带来的结果差异认为是系统不确定度。具体的宽度和质量总结在表 5-29。

表 5-29 $J/\psi \rightarrow \pi^0 n\bar{n}$ 的 MC 模型对质量和宽度测量带来的系统不确定度。

结果	中心值	新范围	差异
$M_{X(n\bar{n})}$ (MeV/ c^2)	1882.6 ± 4.1	1881.0 ± 4.4	1.6
$\Gamma_{X(n\bar{n})}$ (MeV)	58.6 ± 3.7	57.8 ± 3.8	0.8

5.7 小结

综上所述, 基于 BESIII 探测器采集到的 10087×10^6 个 J/ψ 事件, 我们首次测得 $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的分支比为 $(5.32 \pm 0.20 \pm 0.79) \times 10^{-5}$ 。表 5-30 和表 5-31 总结了分支比、质量和宽度的结果。我们计算得出 $\frac{Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n})}{Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(p\bar{p}) \rightarrow \gamma p\bar{p})}$ 之比与 $\Delta(M_{X(n\bar{n})} - M_{X(p\bar{p})})$ 之差分别为 $0.59^{+0.03}_{-0.08}$ (stat.) $^{+0.13}_{-0.34}$ (syst.) 和 $50.6^{+6.5}_{-19.4}$ (stat.) $^{+27.7}_{-27.0}$ (syst.) MeV/ c^2 。此外, 测量到的 $M_{X(n\bar{n})}$ 和 $\Gamma_{X(n\bar{n})}$ 分别为 $1882.6 \pm 4.1 \pm 21.1$ MeV 和 $58.6 \pm 3.7 \pm 18.8$ MeV, 与测量到的 $J/\psi \rightarrow \gamma X(p\bar{p}) \rightarrow \gamma p\bar{p}$ 在 1.1σ 以内相一致。然而, $\Gamma_{X(n\bar{n})}$ 和 $\Gamma_{X(p\bar{p})}$ 的所有宽度都小于 $X(1835)$ 的宽度, 这可能表明 $X(n\bar{n})$ 、 $X(p\bar{p})$ 和 $X(1835)$ 可能混合。在将来, $X(n\bar{n})$ 的分支比、质量和宽度的测量也可以为理论研究提供重要输入, 并理解非微扰量子色动力学的性质。

表 5-30 $J/\psi \rightarrow \gamma X(p\bar{p}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 过程的分支比。

衰变模式	分支比 ($\times 10^{-4}$)
$J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ (我们的测量值)	$0.532 \pm 0.020 \pm 0.079$
$J/\psi \rightarrow \gamma X(p\bar{p}) \rightarrow \gamma p\bar{p}$ (PDG)	$0.90^{+0.04+0.27}_{-0.11-0.55}$ [48]

表 5-31 $n\bar{n}$ 、 $p\bar{p}$ 和 $X(1835)$ 的质量和宽度。

衰变模式	质量 (MeV/ c^2)	宽度 (MeV)
$X(n\bar{n})$	$1882.6 \pm 4.1 \pm 21.1$	$58.6 \pm 3.7 \pm 18.8$
$X(p\bar{p})$	1861^{+6+7}_{-13-26}	<38 (在 90% 的置信) [46]
$X(p\bar{p})$	$1832^{+19+18}_{-5-17} \pm 19$	<76 (在 90% 的置信) [48]
$X(1835)$	$1826^{+13.0}_{-3.4}$	$242^{+14.0}_{-15}$ [5]

第 6 章 $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S \pi^+ \pi^0$ 分支比测量

6.1 选题背景

最轻的粲重子 Λ_c^+ 是在 e^+e^- 湮没中观测到的^[149]。我们研究其强子衰变可以为理解强相互作用和弱相互作用提供重要支持。最近, BESIII、Belle 等已经测量到许多 Λ_c^+ 衰变模式^[5], 总和分支比的约为 90%, 这意味着有 10% 的衰变模式仍需继续探索。在 BESIII 实验上, 干净的 $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^-$ 对是通过电子-正电子湮没产生的, 这为精确测量 Λ_c^+ 的产生和衰变提供了独特的环境, 从而也为进一步研究未知的衰变模式提供了机会。一方面, Λ_c^+ 衰变中子的总分支比被测量为 $(33.5 \pm 0.7 \pm 1.2)\%$ ^[150]。因此, 测量 Λ_c^+ 衰变中子的分支比也是高能物理界一个非常有趣的话题。另一方面, BESIII 已经测量了 Cabibbo 允许衰变 $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^0$ ^[151]、 $\Lambda_c^+ \rightarrow n K^- \pi^+ \pi^+$ ^[152] 和 $\Lambda_c^+ \rightarrow p K_S \pi^+ \pi^-$ ^[151] 的分支比。然而, 同位旋对称过程 $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S \pi^+ \pi^0$ 尚未被观测到, 如表 6-1 所示。因此, 我们的测量参数可以为理论家研究粲重子提供重要的参数输入。

粲重子的衰变幅度通常由可因子化和不可因子化贡献组成。在描述粲介子的非轻子弱衰变时, 不可因子化贡献与可因子化贡献相比可以忽略不计。然而, 对于粲重子衰变, 事实却恰恰相反。本工作的 $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S \pi^+ \pi^0$ 衰变可以通过内部 W 玻色子发射、外部 W 玻色子发射和 W 玻色子交换等方式进行, 如图 6-1 所示。因此, $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S \pi^+ \pi^0$ 的动力学包括可因子化和不可因子化的贡献。我们需要在实验上通过测量分支比来确定他们之间的影响。

表 6-1 同位旋对称过程的分支比。

衰变模式	分支比 ($\times 10^{-2}$)
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^0$	4.46 ± 0.30 ^[151]
$\Lambda_c^+ \rightarrow n K^- \pi^+ \pi^+$	1.87 ± 0.12 ^[152]
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K_S \pi^+ \pi^-$	1.60 ± 0.12 ^[151]
$\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S \pi^+ \pi^0$	—

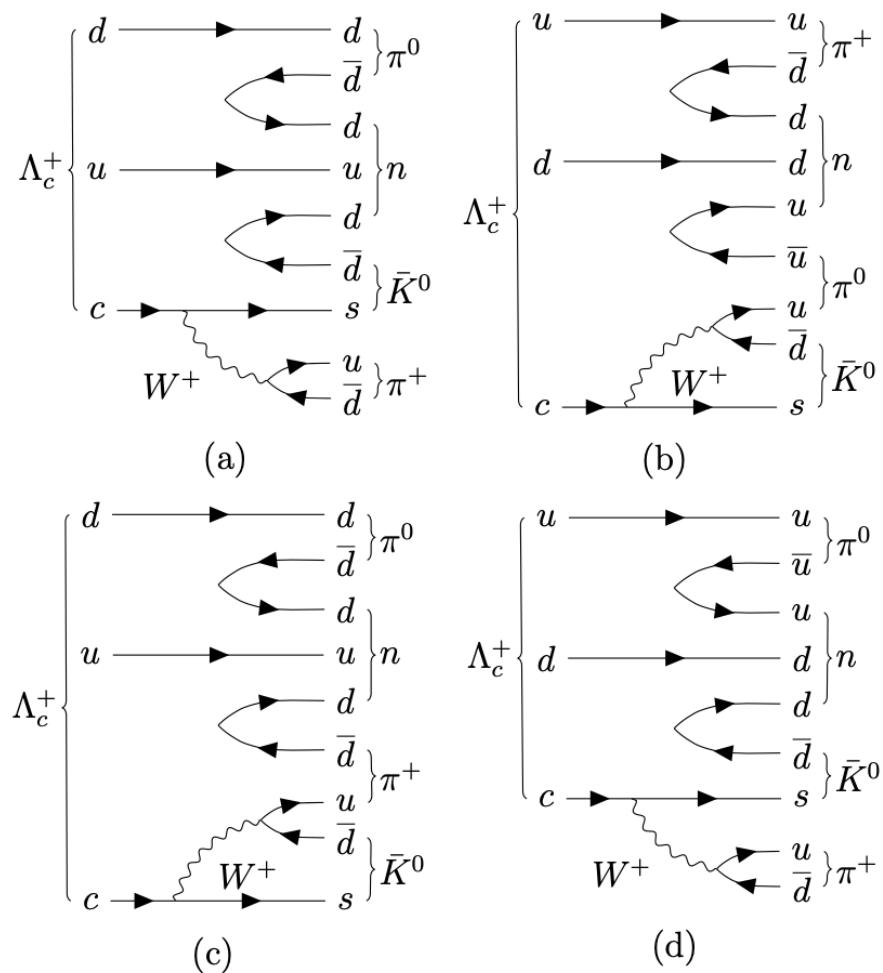


图 6-1 $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S \pi^+ \pi^0$ 的费曼图, (a)(d) 为外部 W 发射和 W 交换图, (b)(c) 为内部 W 发射和 W 交换图。

6.2 数据和模拟样本

BEPCII 对撞机的 BESIII 探测器在 4.6 GeV 至 4.7 GeV 能区内收集了 4.4 fb^{-1} e^+e^- 的 Λ_c^+ 事件数据样本。采集的能量点都高于 $\Lambda_c^+\bar{\Lambda}_c^-$ 对产生阈值，每个能量点的详细信息见表 6-2。

表 6-2 BESIII 上超过 $\Lambda_c^+\bar{\Lambda}_c^-$ 对产生阈值的能量点。

对撞能量点 (GeV)	E_{cms} (MeV)	亮度 (pb^{-1})	BOSS 版本
4.600	4599.94 ± 0.29	566.93 ± 0.11	7.0.6
4.612	4611.86 ± 0.34	103.83 ± 0.55	7.0.6
4.628	4628.00 ± 0.32	521.52 ± 2.76	7.0.6
4.641	4640.91 ± 0.38	552.41 ± 2.93	7.0.6
4.661	4661.24 ± 0.30	529.63 ± 2.81	7.0.6
4.682	4661.92 ± 0.30	1659.31 ± 8.85	7.0.6
4.699	4698.82 ± 0.40	536.45 ± 2.84	7.0.6

使用基于 GEANT4^[81] 产生的模拟样本。该算法包括 BESIII 探测器的几何描述和探测器响应，用于确定探测效率和估计本底。这项工作是在 BOSS 7.0.6 版本下进行的。大约比实际数据集大四十倍的 Inclusive MC 事件和比实际数据集大十倍的强子 MC 事件用于研究可能的本底。已知衰变模式使用从粒子数据组中获取的分支比用 EVTGEN^[83] 模拟，其余未知的衰变使用 LUNDCHARM^[84] 模拟。

我们产生了三种类型的 MC 事件：Cocktail MC 事件^[83] 用于了解本底成分并获得探测效率。这里的 Cocktail MC 样本由 ISR 方式产生、粲介子 (D 和 D_s) MC、 $\Lambda_c^+\bar{\Lambda}_c^-$ 对事件以及 QED 过程和连续过程。本分析中使用的 MC 样本的详细信息显示在表 6-3 中，总结了各种过程的截面。对于信号过程：单标记 (ST) 信号形状事件， $\bar{\Lambda}_c^-$ 衰变为 12 个标记模式之一，而其他 Λ_c^+ 则专门衰变为不可见模式。ST 信号形状 MC 可用作数据拟合和 Cocktail MC 的信号形状，以提取 ST 产额和效率。双标记 (DT) 信号 MC 事件， $\bar{\Lambda}_c^-$ 衰变为 12 个模式之一，而另一个 Λ_c^+ 衰变为信号道。我们使用 DT 信号 MC 样本来获得 DT 效率。

表 6-3 BESIII 上超过 $\Lambda_c^+\bar{\Lambda}_c^-$ 对产生阈值的能量点。

能量 (GeV)	$\sigma_{\Lambda_c^+\bar{\Lambda}_c^-}$ (pb)	σ_{hadron} (nb)	σ_{bhabha} (nb)	$\sigma_{\mu^+\mu^-}$ (nb)	$\sigma_{\tau^+\tau^-}$ (nb)	$\sigma_{\text{two photon}}$ (nb)
4.600	162.34	17.9325	351.249	4.34393	3.40368	2.05389
4.612	162.69	17.8398	348.652	4.32145	3.39772	2.06232
4.628	170.39	17.7228	346.682	4.2954	3.38914	2.07491
4.641	174.29	17.6402	344.662	4.27001	3.38268	2.08448
4.661	170.12	17.5143	341.629	4.23729	3.37149	2.09552
4.682	163.19	17.3765	338.545	4.19507	3.36007	2.11523
4.699	156.63	17.2786	336.480	4.16924	3.35188	2.12758

6.3 分析策略

我们使用 MARK III 合作组^[153]首次提出的技术，通过一些标记模式重建 Λ_c^+ ，双标记 (DT) 事件衰变至信号过程。对于单标记衰变道，我们结合了 11 个 ST ($\bar{p}K_S$ 、 $\bar{p}K^+\pi^-$ 、 $\bar{p}K_S\pi^0$ 、 $\bar{p}K_S\pi^-\pi^+$ 、 $\bar{p}K^+\pi^-\pi^0$ 、 $\bar{\Lambda}\pi^-$ 、 $\bar{\Lambda}\pi^-\pi^0$ 、 $\bar{\Lambda}\pi^-\pi^+\pi^-$ 、 $\bar{\Sigma}^0\pi^-$ 、 $\bar{\Sigma}^-\pi^0$ 和 $\bar{\Sigma}^-\pi^-\pi^+$)。这里，由于这个本底水平非常高， $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ 道被移除) 衰变模式提取信号产额。对于 ST，我们采用 ΔE 和束流质量 M_{BC} 来获得产额。 ΔE 和 M_{BC} 定义为：

$$\Delta E = E_{tag} - E_{beam}, \quad (6.1)$$

$$M_{BC} = \sqrt{E_{beam}^2/c^4 - |p_{\Lambda_c^+}|^2/c^2}, \quad (6.2)$$

其中 E_{beam} 为束流能量， E_{tag} 为 Λ_c^+ 的重建能量， $|p_{\Lambda_c^+}|$ 为 Λ_c^+ 的动量。

对于每个衰变道，我们可以获得 ST 事件与 DT 事件的相对产额，并在 MC 模拟中估计它们的相对标记效率。因此，它将提供干净且独立于模型的 BF 测量，而无需知道 Λ_c^+ 事件的总数。如果 CP 破坏可以忽略不计，则 Λ_c^+ 衰变为标记模式 i^+ 、 B_i 的 BF 和 $\bar{\Lambda}_c^-$ 衰变为模式 i^- 、 B_{i-} 的 BF 是相等的。因此，我们表示 $B_{i+} = B_{i-} = B_i$ 。观测到的重建 $\Lambda_c^+ \rightarrow i^+$ 和 $\bar{\Lambda}_c^- \rightarrow i^-$ ST 事件 N_i^{ST} 的产额可以写成：

$$N_i^{ST} = 2 \times N_{\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^-} \times B_i \times \varepsilon_{i,s}^{ST}, \quad (6.3)$$

其中 $N_{\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^-}$ 是产生的 $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^-$ 对的总数， $\varepsilon_{i,s}^{ST}$ 是 ST 模式 i 的效率。DT 产额为 $N_{i,s}^{DT}$ 。结合了 $\bar{\Lambda}_c^- \rightarrow i^-$ 、 $\Lambda_c^+ \rightarrow s$ 和 $\Lambda_c^+ \rightarrow i^+$ 、 $\bar{\Lambda}_c^- \rightarrow s$ 两个过程，将满足以下公式：

$$N_{i,s}^{DT} = 2 \times N_{\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^-} \times B_i \times B_s \times \varepsilon_{i,s}^{DT}, \quad (6.4)$$

其中 $\varepsilon_{i,s}^{DT}$ 是 DT 模式 i 和 s 的效率。如果我们取 Eq. 6.4 与 Eq. 6.3 的比值，则在 $\sqrt{s} = \alpha$ 处，DT 模式 s 相对于 11 ST 模式 i 的总产额为：

$$N_{-,s}^{\alpha,DT} = \sum_i N_{i,s}^{\alpha,DT} = \sum_i \left(\frac{N_i^{\alpha,ST}}{\varepsilon_i^{\alpha,ST}} \times B_s \times \varepsilon_{i,s}^{DT} \right) = B_s \times \sum_i \left(\frac{N_i^{\alpha,ST}}{\varepsilon_i^{\alpha,ST}} \times \varepsilon_{i,s}^{DT} \right), \quad (6.5)$$

其中 $\alpha = 4.600 \text{ GeV}, 4.612 \text{ GeV}, 4.628 \text{ GeV}, 4.641 \text{ GeV}, 4.661 \text{ GeV}, 4.682 \text{ GeV}, 4.699 \text{ GeV}$ 。

最后通过上面的公式化简，我们可以得到下面的公式 Eq. 6.6：

$$B_s = \frac{N_{-,s}^{\alpha,DT}}{\sum_i \left(\frac{N_i^{\alpha,ST}}{\varepsilon_i^{\alpha,ST}} \times \varepsilon_{i,s}^{DT} \right)}, \quad (6.6)$$

对于 Eq. 6.6, i 是第 i 个模式的编号。在本分析中，我们使用在 $\sqrt{s} = 4.600\text{GeV}$ 至 4.699 GeV 之间采集的数据来计算 BF $B_{\text{final signal}}$ 。因此，我们得到：

$$B_{\text{final signal}} = \frac{\sum_{\alpha} N_{-,s}^{\alpha,DT}}{\sum_{\alpha} \sum_i \left(\frac{N_i^{\alpha,ST}}{\varepsilon_i^{\alpha,ST}} \times \varepsilon_{i,s}^{DT} \right)} = \frac{N_{-,s}^{DT}}{\sum_{\alpha} \sum_i \left(\frac{N_i^{\alpha,ST}}{\varepsilon_i^{\alpha,ST}} \times \varepsilon_{i,s}^{DT} \right)}, \quad (6.7)$$

其中 α 是能量点 α 的标记。这样，标记侧的大部分系统不确定性就被消除了。对于 DT 侧，信号 $K_S\pi^+\pi^0$ 的反冲信息用于提取 $\Lambda_c^+ \rightarrow nK_S\pi^+\pi^0$ 的产额，并根据 Eq. 6.7 获得分支比的结果。

6.4 ST 事件选择

通过 11 个 ST 道 ($\bar{p}K_S$ 、 $\bar{p}K^+\pi^-$ 、 $\bar{p}K_S\pi^0$ 、 $\bar{p}K_S\pi^-\pi^+$ 、 $\bar{p}K^+\pi^-\pi^0$ 、 $\bar{\Lambda}\pi^-$ 、 $\bar{\Lambda}\pi^-\pi^0$ 、 $\bar{\Lambda}\pi^-\pi^+\pi^-$ 、 $\bar{\Sigma}^0\pi^-$ 、 $\bar{\Sigma}^-\pi^0$ 和 $\bar{\Sigma}^-\pi^-\pi^+$)，重建 $\bar{\Lambda}_c^-$ 并确定 M_{BC} 。ST 选择标准与之前的分析方法相同 [152]。

对于 ST 分析，如果衰变模式中有多个候选者，我们将选择具有最小 $|\Delta E|$ 的粒子作为最后的末态粒子。我们通过大似然拟合方法拟合 M_{BC} 分布来获得数据和 MC 事件中的 ST 产额。拟合中的信号形状是从信号 MC 形状与高斯函数的卷积中获得的，而信号 MC 形状是从 ST 信号形状 MC 中提取的。本底是用本底 ARGUS 函数描述，且 ARGUS 参数截断固定为束流能量。 M_{BC} 信号区域为 $(2.280, 2.296)\text{ GeV}/c^2$ 、 M_{BC} 边带区域定义为 $(2.250, 2.270)\text{ GeV}/c^2$ 。它们贡献了两个数据样本来研究信号和本底贡献。

表 6-4 和表 6-5 给出了数据中的 ST 产额和 ST 效率，它们分别对应于 Eq. 6.3 中的 N_i^{ST} 和 $\varepsilon_{i,s}^{ST}$ 。在整个工作过程中，电荷共轭过程始终是被同样的方法进行处理的。

表 6-4 包括电荷共轭模式的 ST 产额从 $\sqrt{s} = 4.600$ GeV 到 4.699 GeV。

模式	4.600 GeV	4.612 GeV	4.628 GeV	4.641 GeV	4.661 GeV	4.682 GeV	4.699 GeV
$\bar{p}K_S$	1277 ± 38	239 ± 16	1051 ± 35	1111 ± 35	1120 ± 35	3377 ± 61	958 ± 33
$\bar{p}K^+\pi^-$	6800 ± 91	1165 ± 39	5860 ± 85	6273 ± 89	5952 ± 86	17511 ± 147	5168 ± 80
$\bar{p}K_S\pi^0$	608 ± 34	127 ± 17	612 ± 36	598 ± 36	594 ± 36	1776 ± 62	453 ± 33
$\bar{p}K_S\pi^-\pi^+$	613 ± 34	106 ± 15	509 ± 32	517 ± 33	549 ± 33	1500 ± 56	460 ± 32
$\bar{p}K^+\pi^-\pi^0$	2039 ± 74	362 ± 33	1582 ± 69	1634 ± 71	1648 ± 71	5116 ± 128	1330 ± 63
$\bar{\Lambda}\pi^-$	758 ± 28	123 ± 11	675 ± 28	705 ± 29	670 ± 29	2071 ± 48	538 ± 25
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^0$	1737 ± 55	300 ± 23	1451 ± 53	1605 ± 54	1497 ± 51	4385 ± 88	1298 ± 48
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^+\pi^-$	764 ± 35	138 ± 15	586 ± 33	763 ± 36	778 ± 36	2037 ± 61	635 ± 34
$\bar{\Sigma}^0\pi^-$	519 ± 26	102 ± 13	414 ± 23	444 ± 25	455 ± 25	1395 ± 42	371 ± 22
$\bar{\Sigma}^-\pi^0$	323 ± 25	73 ± 10	270 ± 23	297 ± 24	298 ± 25	880 ± 43	252 ± 24
$\bar{\Sigma}^-\pi^-\pi^+$	1185 ± 49	218 ± 22	992 ± 46	1076 ± 49	1025 ± 51	3027 ± 88	947 ± 48
N_{tot}	17223 ± 169	3107 ± 71	14518 ± 159	15576 ± 166	15175 ± 164	44679 ± 283	12869 ± 152

表 6-5 包括电荷共轭模式从 $\sqrt{s} = 4.600$ GeV 到 4.699 GeV 的 ST 效率 (%)。

模式	4.600 GeV	4.612 GeV	4.628 GeV	4.641 GeV	4.661 GeV	4.682 GeV	4.699 GeV
$\bar{p}K_S$	58.6 ± 0.2	56.0 ± 0.5	54.8 ± 0.2	53.2 ± 0.2	52.6 ± 0.2	51.1 ± 0.1	50.0 ± 0.2
$\bar{p}K^+\pi^-$	56.5 ± 0.1	55.4 ± 0.2	53.5 ± 0.1	52.8 ± 0.1	52.0 ± 0.1	50.7 ± 0.1	49.8 ± 0.1
$\bar{p}K_S\pi^0$	25.1 ± 0.2	23.5 ± 0.4	22.6 ± 0.2	22.7 ± 0.2	22.0 ± 0.2	21.7 ± 0.1	20.4 ± 0.2
$\bar{p}K_S\pi^-\pi^+$	27.7 ± 0.2	25.2 ± 0.5	23.5 ± 0.2	23.1 ± 0.2	23.7 ± 0.2	23.0 ± 0.1	22.2 ± 0.2
$\bar{p}K^+\pi^-\pi^0$	24.3 ± 0.1	23.8 ± 0.2	21.8 ± 0.1	21.5 ± 0.1	21.2 ± 0.1	20.7 ± 0.1	19.8 ± 0.1
$\bar{\Lambda}\pi^-$	45.3 ± 0.3	43.0 ± 0.6	41.4 ± 0.3	40.4 ± 0.3	39.4 ± 0.3	38.8 ± 0.2	37.9 ± 0.3
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^0$	21.6 ± 0.1	20.1 ± 0.2	19.3 ± 0.1	19.1 ± 0.1	18.8 ± 0.1	18.2 ± 0.1	17.8 ± 0.1
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^+\pi^-$	18.2 ± 0.1	16.9 ± 0.3	16.2 ± 0.1	17.0 ± 0.1	16.2 ± 0.1	15.7 ± 0.1	16.0 ± 0.1
$\bar{\Sigma}^0\pi^-$	32.9 ± 0.3	30.8 ± 0.6	29.6 ± 0.3	29.7 ± 0.2	28.9 ± 0.3	28.2 ± 0.1	27.6 ± 0.3
$\bar{\Sigma}^-\pi^0$	20.9 ± 0.2	21.3 ± 0.6	19.5 ± 0.3	21.0 ± 0.3	20.6 ± 0.3	19.7 ± 0.1	19.7 ± 0.3
$\bar{\Sigma}^-\pi^-\pi^+$	27.2 ± 0.1	27.0 ± 0.3	24.9 ± 0.1	25.3 ± 0.1	25.0 ± 0.1	23.7 ± 0.1	23.8 ± 0.1

6.5 DT事件选择

6.5.1 径迹选择

- 没有 $|V_z|$ 和 V_{xy} 的要求,
- $|\cos \theta| < 0.93$ 。

此处, θ 是带电径迹相对于束流的极角, V_{xy} 和 $|V_z|$ 是带电径迹在 Oxy 平面和 z 位置与相互作用点的最近距离。

6.5.2 重建 K_S

K_S 通过 $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ 过程重建, 具体如下:

- π^\pm 径迹需要在 MDC 的极角覆盖范围内，满足： $|\cos \theta| < 0.93$ ；
- π^\pm 径迹需要在束流轴相对于 IP 的 20 cm 范围内， $|V_z| < 20$ cm。并且，这些径迹在横向平面上没有任何限制；
- 对介子没有 PID 要求；
- 使用 $\pi^+\pi^-$ 任意组合的顶点拟合来重建 K_S ，要求： $\chi^2 < 100$ 。我们进一步应用次级顶点拟合来抑制错误组合，并且要求衰变长度除以衰变长度误差大于二 ($L/\sigma_L > 2$)；
- 如果事件中的 K_S 候选数多于一个，则选择最大的 L/σ_L 值作为最终末态。

6.5.3 带电径迹 π^+ 选择

重建 K_S 后，可以通过剩余带电径迹来选择信号过程的 π^+ ，要求如下：

- $V_{xy} < 1$ cm；
- $|V_z| < 10$ cm；
- π PID 要求： $\pi^+ : \mathcal{L}(\pi) > \mathcal{L}(K)$ ；
- π^+ 的数量等于 1。

此处， θ 是带电径迹相对于束流的极角， V_{xy} 和 $|V_z|$ 是带电径迹在 Oxy 平面和 z 位置与相互作用点的最近距离。

6.5.4 重建 π^0

π^0 介子通过衰变 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 重建。为了重建 π^0 介子，对 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 进行 1C 运动学拟合，并将不变质量限制为 π^0 的 PDG 质量。

- 使用 EMC 中的簇射来鉴别光子。每个簇射的沉积能量在桶形区域必须超过 25 MeV（桶形区域范围： $|\cos \theta| < 0.80$ ），在端盖区域必须超过 50 MeV（端盖区域范围： $0.86 < |\cos \theta| < 0.92$ ）；
- 为了抑制与事件无关的电子噪声和簇射，EMC 时间与事件开始时间之间的差值必须在 (0, 700) ns 以内；
- 为了排除自身电径迹引起的簇射，EMC 中每个簇射的位置与最接近的外推带电径迹之间的角度必须大于 10° ；

- 为了抑制多种组合带来的本底，我们要求运动学拟合的 χ^2_{IC} 小于 200。 π^0 的不变质量且满足 $(0.115, 0.150) \text{ GeV}/c^2$ ；
- 如果事件中的 π^0 数量多于一个，则选择最小的 χ^2_{IC} 作为最终末态。

6.6 本底研究

6.6.1 本底分析

拟合的观测的定义如下：

$$M(n) = \sqrt{E(n)^2 - \vec{p}(n)^2}, \quad (6.8)$$

$M(n)$ 用于获取未探测中子的信息，其中 $E(n)$ 和 $\vec{p}(n)$ 为未探测中子的能量和动量。对于 $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S \pi^+ \pi^0$, $E(n)$ 的计算公式为：

$$E(n) = E_{\text{beam}} - E_{K_S} - E_{\pi^+} - E_{\pi^0}, \quad (6.9)$$

其中 E_{beam} 为束流能量， E_{K_S} 、 E_{π^+} 和 E_{π^0} 分别为质心系统中测得的 K_S 、 π^+ 和 π^0 能量。 $\vec{p}(n)$ 的计算公式为：

$$\vec{p}(n) = \vec{p}_{\Lambda_c^+} - \vec{p}_{K_S} - \vec{p}_{\pi^+} - \vec{p}_{\pi^0}, \quad (6.10)$$

其中 $\vec{p}_{\Lambda_c^+}$ 、 \vec{p}_{K_S} 、 \vec{p}_{π^+} 和 \vec{p}_{π^0} 是 Λ_c^+ 、 K_S 、 π^+ 和 π^0 的动量。 Λ_c^+ 的动量为：

$$\vec{p}_{\Lambda_c^+} = -\hat{p}_{\text{tag}} \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - m_{\Lambda_c^+}^2}, \quad (6.11)$$

其中 \hat{p}_{tag} 表示 ST 侧动量的方向， $m_{\Lambda_c^+}$ 表示 Λ_c^+ 的质量。

图 6-2 展示了 Λ_c^+ 的 Inclusive 样本和强子过程的本底分布情况。主要峰本底道为 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^- \pi^+ \pi^+ \pi^0 (n \pi^- \pi^+ \pi^+ \pi^0)$ 、 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \omega (n \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0)$ 、 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- (n \pi^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ 和 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda K^{*+} (n \pi^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ 。

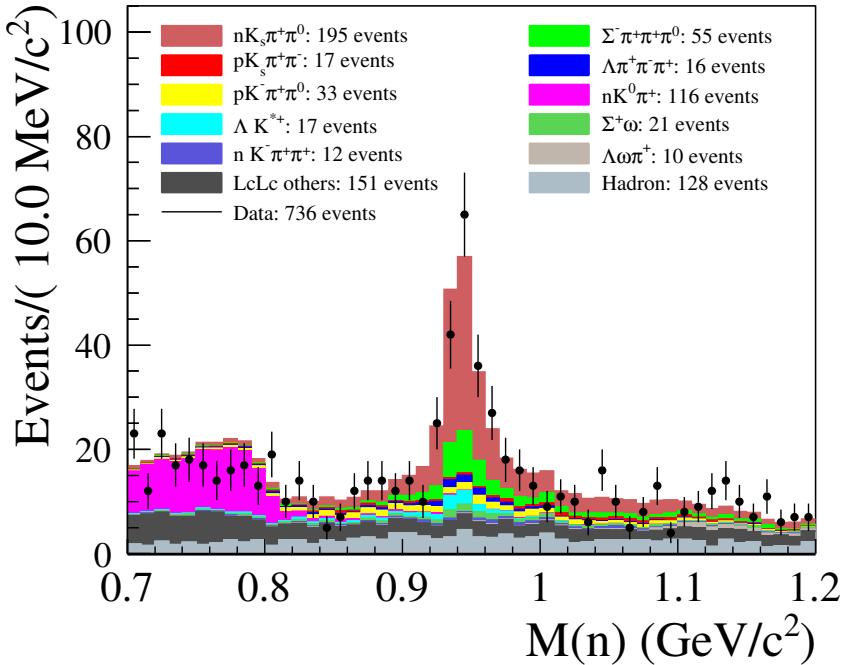


图 6-2 Inclusive MC 样本的反冲 $K_S \pi^+ \pi^0$ 质量分布。黑色且带误差的点为实验数据，其余彩色的直方图表示 Inclusive MC 中模拟的本底成分和信号成分。

为了消除峰本底，如果事例满足下面定义的质量窗口，将被去除。对于 $\Sigma^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$ ，我们采用水晶球函数描述 $M(n\pi^-) - M(n)$ 的质量分布，质量窗口定义在 3σ ，范围为 $[0.23, 0.28] \text{ GeV}/c^2$ 。对于 $\Sigma^+ \omega$ (π^+ 来自 Λ_c^+)， $M(n\pi^+) - M(n)$ 的质量窗口选择为 $[0.22, 0.27] \text{ GeV}/c^2$ 。对于 $\Sigma^+ \omega$ (π^+ 来自 K_S)， $M(n\pi^-) - M(n)$ 的质量窗口选择为 $[0.23, 0.28] \text{ GeV}/c^2$ 。对于 $\Lambda^+ \pi^+ \pi^0 \pi^-$ 和 ΛK^+ ，我们要求 $M(n\pi^0) - M(n)$ 应大于 $0.2 \text{ GeV}/c^2$ 。相关的拟合结果如图 6-3 所示。其中， $M(n\pi^-)$ 是 $\pi^+ \pi^+ \pi^0$ 的反冲质量， $M(n\pi^+)$ 是 $\pi^+ \pi^- \pi^0$ 的反冲质量， $M(n\pi^0)$ 是 $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ 的反冲质量， $M(n)$ 是 $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$ 的反冲质量。

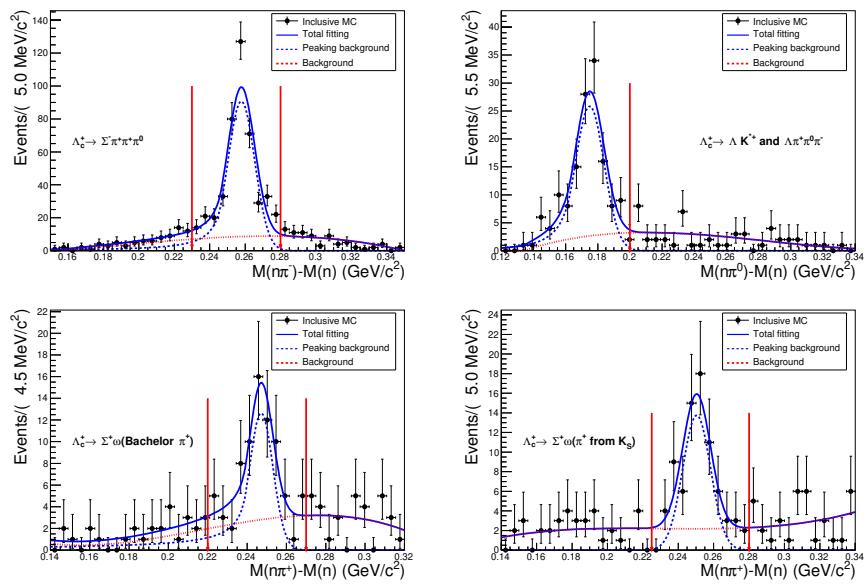


图 6-3 拟合不变质量 $M(n\pi^+) - M(n)$ 、 $M(n\pi^-) - M(n)$ 和 $M(n\pi^0) - M(n)$ 的分布图。黑色且带误差的点为 Inclusive MC 中模拟的峰本底分成，蓝色的虚线为水晶球函数，红色的虚线描述平本底的贡献，蓝色的实线为总的拟合结果。

6.7 分支比测量

6.7.1 不同选择条件下的选择效率

为了验证我们的选择条件是合理的，我们展示了不同选择条件下的选择效率数值，并列在表 6-6。

表 6-6 不同选择条件下的选择效率。

选择步骤	具体的要求	相对效率 (%)
来自 K_S^0 带电径迹重建	$ V_z < 20$ cm, $\cos \theta < 0.93$	71.3
π^0 选择	好的光子选择和 π^0 选择	85.9
K_S^0 选择	$L/\sigma_L > 0$	74.5
π^+ 带电径迹重建	$ V_z < 10$ cm, $ V_r < 1$ cm, $\cos \theta < 0.93$ 和标准 PID 要求	85.7
ST 选择	M_{BC} 和 ΔE 要求	55.0
严格的 K_S^0 重建要求	$M(\pi^+\pi^-) \in (0.45, 0.55)$ GeV/ c^2 和 $L/\sigma_L > 2$	79.0
去除峰本底	$M(n\pi^+) - M(n)$ 、 $M(n\pi^-) - M(n)$ 和 $M(n\pi^0) - M(n)$ 要求	43.9

6.7.2 DT 效率

我们通过对比相空间 MC 和数据的动量和 $\cos \theta$ 分布，发现 MC 样本的 n 、 K_S 、 π^+ 和 π^0 的动量和 $\cos \theta$ 与数据大致一致，如图 6-4 和 6-5 所示。因此，我们采用相空间 MC 样本计算选择效率，并列于表 6-7 中。

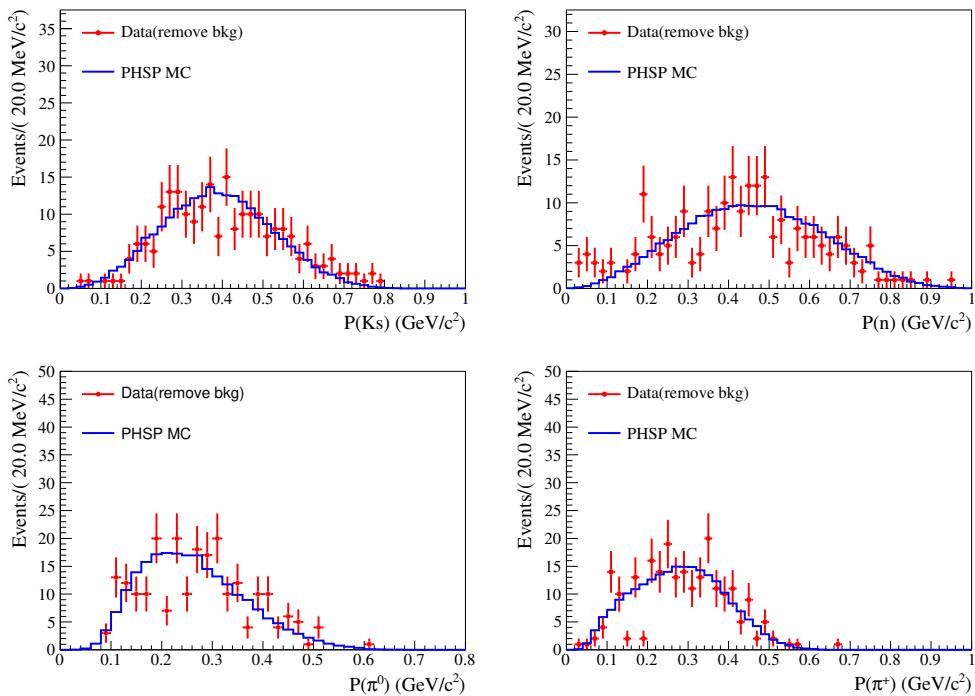


图 6-4 末态粒子 K_S 、 n 、 π^0 和 π^+ 动量分布。红色的点且带误差棒的为实验数据，蓝色的直方图为模拟的信号 MC 分布。

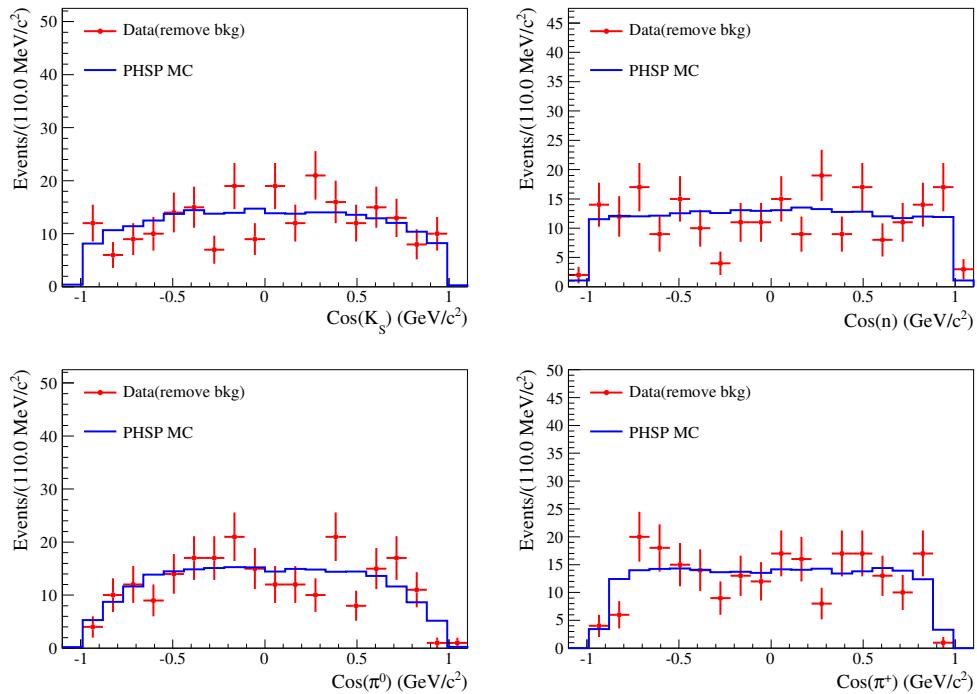


图 6-5 末态粒子 K_S 、 n 、 π^0 和 π^+ $\cos \theta$ 分布。红色的点且带误差棒的为实验数据，蓝色的直方图为模拟的信号 MC 分布。

表 6-7 DT 效率 (%), 包括 $\sqrt{s} = 4.600$ GeV 到 4.699 GeV 的电荷共轭模式。

modes	4.600 GeV	4.612 GeV	4.628 GeV	4.641 GeV	4.661 GeV	4.682 GeV	4.699 GeV
$\bar{p}K_S^0$	8.30 ± 0.07	8.00 ± 0.07	7.47 ± 0.07	7.01 ± 0.07	6.75 ± 0.07	6.66 ± 0.07	6.45 ± 0.07
$\bar{p}K^+\pi^-$	8.06 ± 0.07	7.30 ± 0.07	7.11 ± 0.07	7.03 ± 0.07	6.96 ± 0.07	6.59 ± 0.07	6.41 ± 0.07
$\bar{p}K_S^0\pi^0$	3.13 ± 0.05	2.89 ± 0.05	2.75 ± 0.05	2.63 ± 0.05	2.65 ± 0.05	2.56 ± 0.05	2.39 ± 0.05
$\bar{p}K_S^0\pi^-\pi^+$	2.96 ± 0.05	2.53 ± 0.05	2.42 ± 0.05	2.40 ± 0.05	2.43 ± 0.05	2.27 ± 0.05	2.29 ± 0.05
$\bar{p}K^+\pi^-\pi^0$	3.09 ± 0.05	2.81 ± 0.05	2.58 ± 0.05	2.59 ± 0.05	2.43 ± 0.05	2.30 ± 0.05	2.31 ± 0.05
$\bar{\Lambda}\pi^-$	7.24 ± 0.06	6.34 ± 0.06	5.90 ± 0.06	5.94 ± 0.06	5.92 ± 0.06	5.53 ± 0.06	5.46 ± 0.06
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^0$	2.99 ± 0.05	2.67 ± 0.04	2.54 ± 0.04	2.34 ± 0.04	2.27 ± 0.04	2.27 ± 0.04	2.25 ± 0.04
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^+\pi^-$	2.04 ± 0.04	1.78 ± 0.04	1.74 ± 0.04	1.70 ± 0.04	1.68 ± 0.04	1.67 ± 0.04	1.69 ± 0.04
$\bar{\Sigma}^0\pi^-$	4.29 ± 0.05	3.75 ± 0.05	3.64 ± 0.05	3.53 ± 0.05	3.46 ± 0.05	3.34 ± 0.05	3.26 ± 0.05
$\bar{\Sigma}^-\pi^0$	3.52 ± 0.05	3.42 ± 0.05	3.15 ± 0.05	3.06 ± 0.05	2.82 ± 0.05	2.71 ± 0.04	2.58 ± 0.04
$\bar{\Sigma}^-\pi^-\pi^+$	3.82 ± 0.05	3.55 ± 0.05	3.40 ± 0.05	3.34 ± 0.05	3.17 ± 0.05	2.97 ± 0.05	2.90 ± 0.05

6.7.3 分支比测量

为了得到信号产率，我们对 M_{BC} 的信号区 [2.280, 2.296] GeV/c^2 和边带区 [2.250, 2.270] GeV/c^2 都进行了二维联合拟合。拟合区域为: $[0.7, 1.2] \times [0.47, 0.53]$ GeV/c^2 (反冲质量 $K_S^0\pi^+\pi^0$ 和 $M(\pi^+\pi^-)$)。在联合拟合中， M_{BC} 信号和边带区域之间的强子本底事件数比值可以通过拟合 M_{BC} 分布来确定。该方法可以让非

$\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^-$ 对 (或 $q\bar{q}$) 过程的本底得到很好的估计。图 6-6 分别显示了 M_{BC} 信号和边带区域中的 $M(n)$ 和 $M(\pi^+ \pi^-)$ 的不变质量分布。图 6-7 展示了 M_{BC} 信号 $M(n)$ 和 $M(\pi^+ \pi^-)$ 的二维分布、 M_{BC} 边带区域中 $M(n)$ 和 $M(\pi^+ \pi^-)$ 的二维分布。在我们拟合中，二维 (2D) 拟合的概率密度函数 (PDF) 描述如下：

$$\begin{aligned} Function_{\text{signal region}} = & N_{\text{sig}} \times (PDF_{\text{sig shape}} \otimes Gauss) + N_{\Lambda_c \text{ bkg}} \times PDF_{\Lambda_c \text{ shape}} \\ & + N_{\text{hadron bkg}} / 1.26 \times PDF_{\text{hadron}}, \end{aligned} \quad (6.12)$$

$$Function_{\text{side-band region}} = N_{\text{hadron bkg}} \times PDF_{\text{hadron}}, \quad (6.13)$$

其中 N_{sig} 、 $N_{\Lambda_c \text{ bkg}}$ 和 $N_{\text{hadron bkg}}$ 分别表示信号产额、 $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^-$ 本底产额和非 $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^-$ 强子过程的本底产额。在信号与边带区域两个区域， M_{BC} 本底事件数之比为 1.26。公式中的 $Gauss(\mu_1, \sigma_1, \mu_2, \sigma_2)$ 表示二维高斯函数。表 6-8 中， μ 和 σ 分别表示平均值和标准差。这里，高斯参数可以通过一维拟合数据得到。 $M(n)$ 和 $M(\pi^+ \pi^-)$ 之间的相关性为 $\rho = 0.9831$ ，具体的表达式如下：

$$\begin{bmatrix} \sigma_1^2 & \rho\sigma_1\sigma_2 \\ \rho\sigma_1\sigma_2 & \sigma_2^2 \end{bmatrix}, A = \sqrt{V} = \begin{bmatrix} A_{00} & A_{01} \\ A_{10} & A_{11} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 3.7 \times 10^{-3} & 4.3 \times 10^{-4} \\ 4.3 \times 10^{-4} & 5.0 \times 10^{-5} \end{bmatrix}, \quad (6.14)$$

$$M(n)_{\text{smearing}} = M(n) + \mu_1 + A_{00} \cdot x_1 + A_{01} \cdot x_2, \quad (6.15)$$

$$M(\pi^+ \pi^-)_{\text{smearing}} = M(\pi^+ \pi^-) + \mu_2 + A_{10} \cdot x_1 + A_{11} \cdot x_2, \quad (6.16)$$

这里， μ_1 和 μ_2 表示平均值， σ_1 和 σ_2 表示标准差， x_1 和 x_2 是两个服从正态分布 $Gauss(0, 1)$ 的随机数。

表 6-8 Smear 参数。

控制样本	平均值 (GeV/c^2)	方差 (GeV/c^2)
$M(n)$	$\mu_1 = 0.00597 \pm 0.00241$	$\sigma_1 = 0.00369 \pm 0.00480$
$M(\pi^+ \pi^-)$	$\mu_2 = -0.00028 \pm 0.01154$	$\sigma_2 = 0.00005 \pm 0.00092$

PDF_{hadron} 可描述为：

$$PDF_{\text{hadron}} = (PDF_{\text{1st cheb}} + PDF_{K_S^0 \text{ shape}}) \times PDF_{\text{1st cheb}}, \quad (6.17)$$

其中 $PDF_{\text{1st cheb}}$ 表示一阶切比雪夫多项式， $PDF_{K_S^0 \text{ shape}}$ 表示 K_S^0 的信号形状。此处，在联合拟合中，共同参数和 PDF 分别是 $N_{\text{hadron bkg}}$ 和 PDF_{hadron} 。信号

PDF 和 $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^-$ 本底用 2D MC 形状描述，强子过程的本底用 M_{BC} 边带区域中的事件描述。

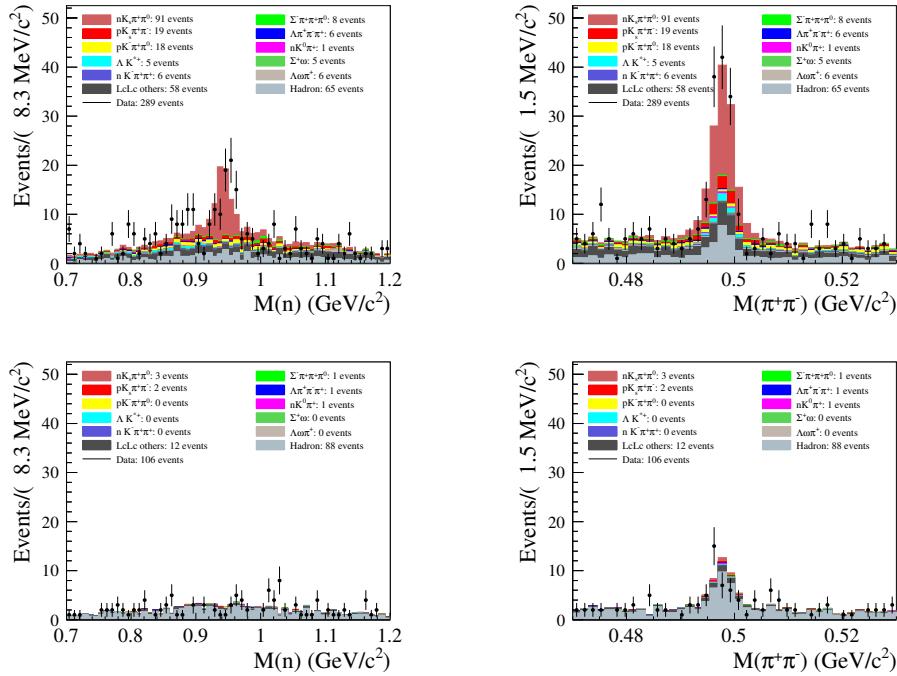


图 6-6 信号区域 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量分布（上两张图）和边带区域 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的质量分布（下两张图）。黑色且带误差的点为实验数据，其余彩色的直方图表示 Inclusive MC 中模拟的本底成分和信号成分。

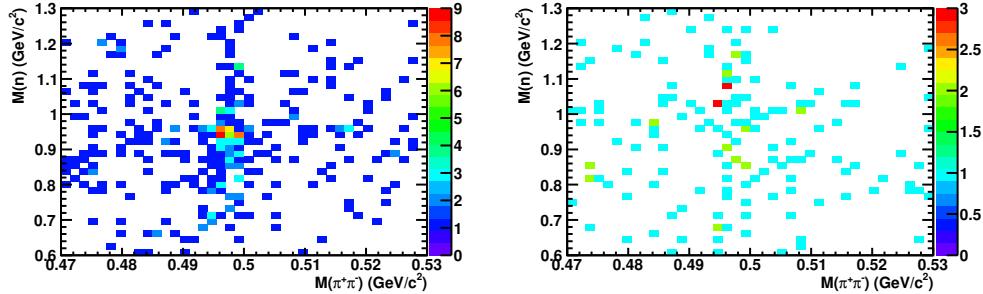


图 6-7 信号（左图）和边带（右图）区域的 $\pi^+\pi^-$ 与 n 不变质量的二维散点图。

通过前面介绍的拟合公式，我通过二维联合拟合的方式得到拟合结果并展示在图 6-8 中。

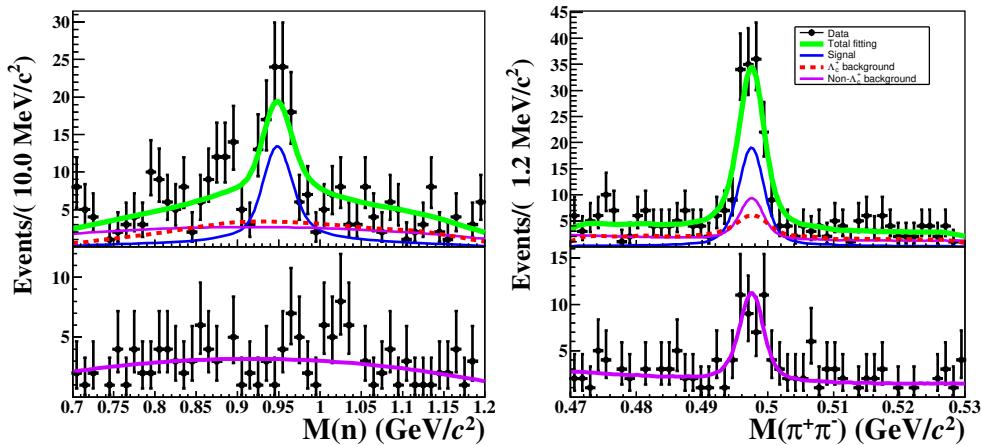


图 6-8 在信号范围（上两张图）和边带（下两张图）范围中的 n 和 $\pi^+\pi^-$ 不变质量的二维拟合图。黑色且带误差棒的为实验数据，紫红色的强子过程的本底贡献，红色的虚线为含有 Λ_c^+ 末态的本底，蓝色的线为信号贡献，绿色的线为总的拟合结果。

根据以下公式计算可以得到信号过程的衰变分支比：

$$B_{\text{final signal}} = \frac{\sum_{\alpha} N_{-,s}^{\alpha,\text{DT}}}{B_{\text{sub}} \times \sum_{\alpha} \sum_i (\frac{N_i^{\alpha,\text{ST}}}{\epsilon_i^{\alpha,\text{ST}}} \times \epsilon_{i,s}^{\text{DT}})} = \frac{N_{-,s}^{\text{DT}}}{B_{\text{sub}} \times \sum_{\alpha} \sum_i (\frac{N_i^{\alpha,\text{ST}}}{\epsilon_i^{\alpha,\text{ST}}} \times \epsilon_{i,s}^{\text{DT}})}. \quad (6.18)$$

通过比较有无信号贡献的似然值，发现 FCN 值从 -3049.13 变为 -3006.82。因为 FCN 值是拟合结果的负对数似然值，所以显著性为： $\sqrt{2 \times (3049.13 - 3006.82)} = 9.2$ 。根据以上所有数字，我们可以确定分支比，详细信息列于表 6-9 中。

表 6-9 $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S^0 \pi^+ \pi^0$ 过程的分支比、信号产额和信号显著性。

衰变模式	分支比 ($\times 10^{-2}$)	信号产量	显著性
$\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S^0 \pi^+ \pi^0$	0.85 ± 0.13	98 ± 15	9.2σ

6.8 分支比测量的系统不确定度

分支比测量的不确定度包括径迹重建、PID、 π^0 重建、 K_S^0 重建、及联分支比、单标记侧的拟合模型、MC 统计量、拟合范围、拟合方法、去除峰本底和 MC 模型等系统不确定度。具体每一项的系统不确定度来源列在表 6-10 中。

表 6-10 分支比的总不确定度来源。

来源	分支比不确定度占比
径迹重建和 PID	0.3%
π^0 重建	0.2%
K_S^0 重建	0.9%
及联分支比 $Br(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$	0.1%
及联分支比 $Br(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$	可忽略
单标记侧的拟合模型	0.2%
MC 统计量	0.4%
拟合方法	1.9%
去除峰本底	0.3%
MC 模型	3.0%
总计	3.7%

6.8.1 径迹重建和 PID

对于 π 介子，径迹重建和 PID 的不确定度使用一下公式进行计算：

$$\Delta = \frac{\sum_{i=1}^N n_i \times f_{i,\text{ratio}}}{\sum_{i=1}^N n_i}, \quad (6.19)$$

其中 N 是 π^+ 动量分布的 bin 总数， n_i 表示 π^+ 第 i_{th} 个 bin 中的事件数， $f_{i,\text{ratio}}$ 表示 π^+ 的数据和 MC 之间的选择效率比值。因此，我们计算得出 π^+ 的系统不确定度为 0.3%。

6.8.2 重建 π^0

π^0 重建的不确定度使用以下公式计算：

$$\Delta = \frac{\sum_{i=1}^N n_i \times f_{i,\text{ratio}}}{\sum_{i=1}^N n_i}, \quad (6.20)$$

其中 N 为 π^0 动量分布的 bin 总数， n_i 表示第 i 个 bin 中的事件数， $f_{i,\text{ratio}}$ 表示 π^0 的数据与 MC 之间的选择效率比值。因此，我们计算得出 π^0 重建带来的系统不确定度为 0.2%。

6.8.3 K_S^0 重建

K_S^0 重建的不确定度使用以下公式计算：

$$\Delta = \frac{\sum_{i=1}^N n_i \times f_{i,\text{ratio}}}{\sum_{i=1}^N n_i}, \quad (6.21)$$

其中 N 为 K_S^0 动量分布的 bin 总数, n_i 表示第 i_{th} 个 bin 中的事件数, $f_{i,\text{ratio}}$ 表示 K_S^0 动量分布的数据与 MC 之间的选择效率的比值。因此, 按照上面同样的处理方法, 我们可以得到 K_S^0 的系统不确定度为 0.9%。

6.8.4 及联分支比

通过 PDG^[5] 结果可知: $Br(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ 的分支比为 $(98.823 \pm 0.034)\%$, 因此它带来的系统不确定度为 0.03%, 因为 $Br(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)$ 的分支比为 $((69.20 \pm 0.05)\%$, 所以对应的不确定度为 0.1%。

6.8.5 ST 侧的拟合模型

引用 BESIII 合作组过去发表的论文^[155], 该项的系统不确定度为 0.2%。

6.8.6 MC 统计量

在分析中, ST 产额、DT 效率和 ST 效率均包含统计不确定度。因为分支比计算中我们需要输入 ST 产额、DT 效率和 ST 效率, 我们计算了它们带来的系统不确定度分别为 0.36%、0.24% 和 0.06%。因此, 总的不确定被估计为 0.4%。

6.8.7 拟合模型

- 对于 2D 信号形状: 为了估计 2D 信号形状的不确定度, 我们使用两个高斯函数来描述信号贡献, 并将前后结果的变化作为系统不确定度, 具体值为 0.6%。拟合结果如图 6-9 所示。

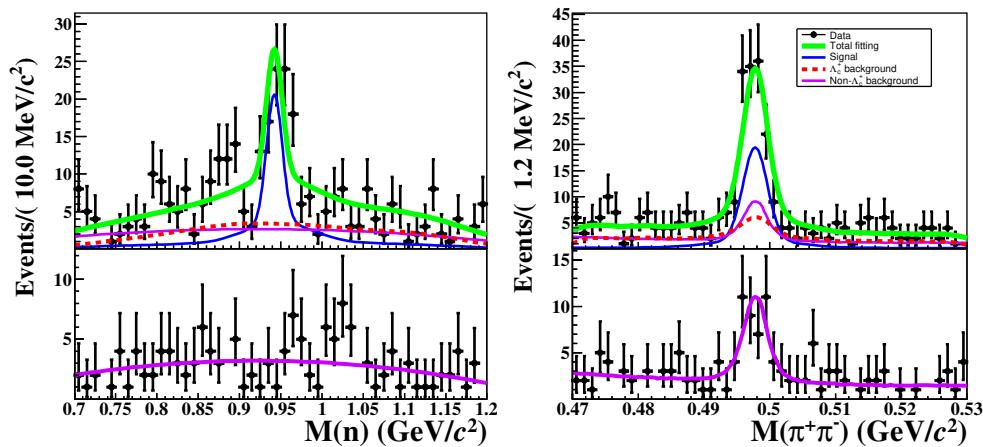


图 6-9 在信号范围（上两张图）和边带范围（下两张图）区域中 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量 2D 拟合。黑色且带误差棒的为实验数据，紫红色的强子过程的本底贡献，红色的虚线为含有 Λ_c^+ 末态的本底，蓝色的线为信号贡献，绿色的线为总的拟合结果。

- 在我们二维联合拟合中，我们使用了 1.26 ± 0.005 的数值考虑在信号区间和边带区间的本底比例关系。这里为了估计 1.26 ± 0.005 引起的系统不确定度，我们将该数值浮动 $\pm 1\sigma$ 。并且我们测试使用不同数值来测量的分支比，最后分支比之间的最大的差异作为系统不确定度。拟合结果如图 6-10 所示。鉴于该比值带来的不确定度非常小，我们忽略此项系统误差。

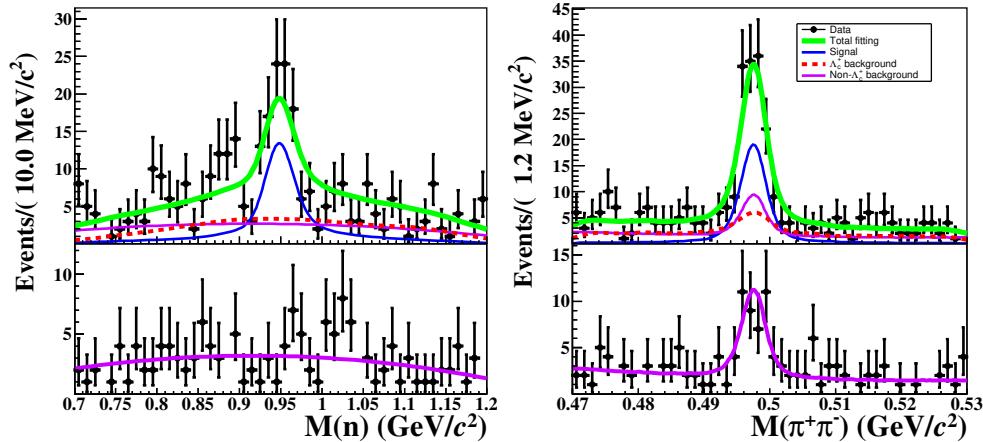


图 6-10 在信号范围（上两张图）和边带范围（下两张图）区域中 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量 2D 拟合。黑色且带误差棒的为实验数据，紫红色的强子过程的本底贡献，红色的虚线为含有 Λ_c^+ 末态的本底，蓝色的线为信号贡献，绿色的线为总的拟合结果。

- 对于 Λ_c^+ 本底形状的影响，我们通过改变本底形状的平滑度（Keyspdf 的系数值从 1 变为 2），最后分支比的差异被作为系统不确定度，为 1.8%，拟合

结果如图 6-11 所示。

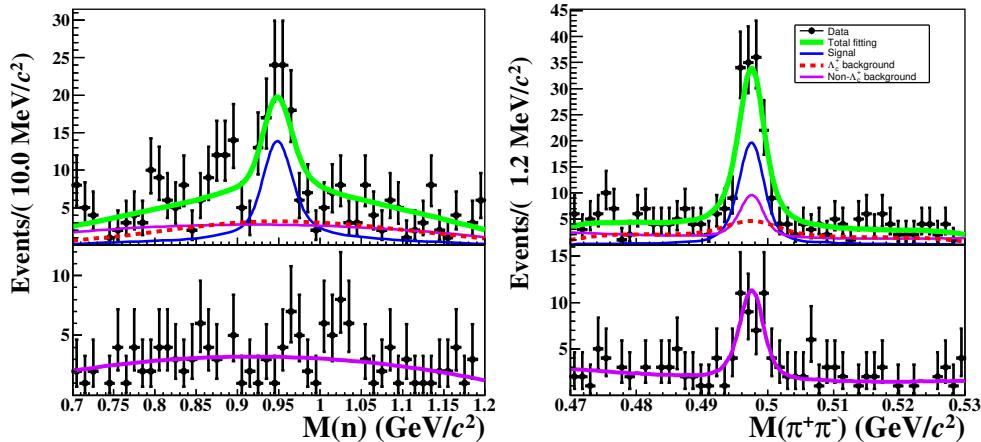


图 6-11 在信号范围（上两张图）和边带范围（下两张图）区域中 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量 2D 拟合。黑色且带误差棒的为实验数据，紫红色的强子过程的本底贡献，红色的虚线为含有 A_c^+ 末态的本底，蓝色的线为信号贡献，绿色的线为总的拟合结果。

- 在我们拟合中，我们使用二维信号 MC 形状卷积二维高斯来描述数据中的信号贡献。这里为了考虑二维高斯带来的不确定度。我们在一倍标准偏差内改变二维高斯的参数，并将最后分支比结果的最大差异作为系统误差。拟合结果如图 6-12 所示。鉴于此项的系统不确定非常小，因此该系统不确定度也被忽略不计。

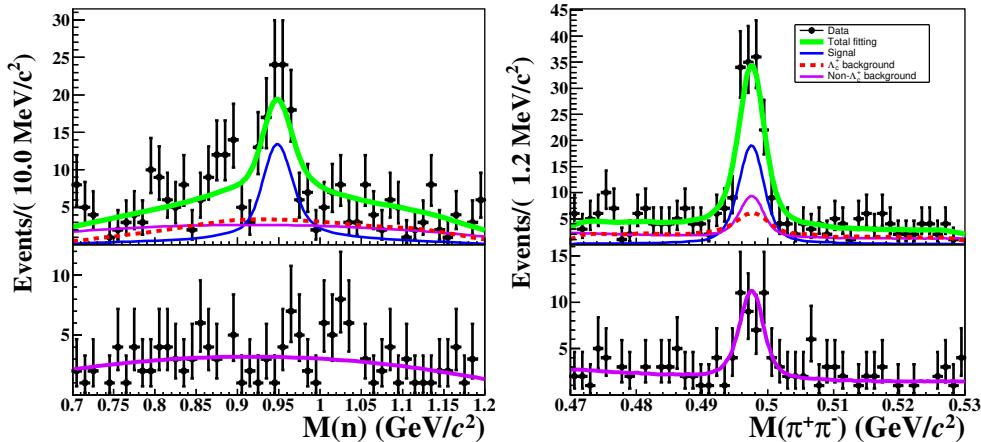


图 6-12 在信号范围（上两张图）和边带范围（下两张图）区域中 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量 2D 拟合。黑色且带误差棒的为实验数据，紫红色的强子过程的本底贡献，红色的虚线为含有 A_c^+ 末态的本底，蓝色的线为信号贡献，绿色的线为总的拟合结果。

6.8.8 峰本底贡献

我们使用控制样本 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+(n\pi^+)\pi^+\pi^-$ 、 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^-(n\pi^-)\pi^+\pi^+$ 和 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+(n\pi^0)\pi^+$ 研究去除峰本底带来的系统不确定度，并通过用信号 MC 卷积高斯函数计算新效率，最后将分支比的差异作为系统不确定度。这三个值分别为 0.1%、0.1% 和 0.2%。高斯的参数示在表 6-11，新的效率展示在表 6-12、表 6-13 和表 6-14。

表 6-11 不同控制样本的信息。

控制样本	平均值 (GeV/c^2)	方差 (GeV/c^2)
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+(n\pi^+)\pi^+\pi^-$	0.000031 ± 0.000306	0.000151 ± 0.000986
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^-(n\pi^-)\pi^+\pi^+$	0.000011 ± 0.000113	0.000128 ± 0.000869
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+(n\pi^0)\pi^+$	-0.001172 ± 0.000401	0.000465 ± 0.000172

表 6-12 新的 DT 效率 (%), 包含 $\sqrt{s} = 4.600 \text{ GeV}$ 至 4.699 GeV 能量点。这里使用控制样本为 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+(n\pi^+)\pi^+\pi^-$ 。

modes	4.600 GeV	4.612 GeV	4.628 GeV	4.641 GeV	4.661 GeV	4.682 GeV	4.699 GeV
$\bar{p}K_S^0$	7.08 ± 0.07	6.30 ± 0.07	6.01 ± 0.07	5.96 ± 0.07	5.82 ± 0.07	5.67 ± 0.07	5.48 ± 0.07
$\bar{p}K^+\pi^-$	6.82 ± 0.07	6.17 ± 0.07	6.00 ± 0.07	5.96 ± 0.07	5.82 ± 0.07	5.67 ± 0.07	5.38 ± 0.07
$\bar{p}K_S^0\pi^0$	2.80 ± 0.05	2.48 ± 0.05	2.29 ± 0.05	2.25 ± 0.05	2.24 ± 0.05	2.21 ± 0.05	2.06 ± 0.05
$\bar{p}K_S^0\pi^-\pi^+$	2.50 ± 0.05	2.13 ± 0.05	2.03 ± 0.05	2.00 ± 0.05	2.00 ± 0.05	1.90 ± 0.05	1.91 ± 0.05
$\bar{p}K^+\pi^-\pi^0$	2.63 ± 0.05	2.30 ± 0.05	2.17 ± 0.05	2.13 ± 0.05	2.05 ± 0.05	1.95 ± 0.05	1.93 ± 0.05
$\bar{\Lambda}\pi^-$	6.17 ± 0.06	5.36 ± 0.06	4.94 ± 0.06	5.03 ± 0.06	4.97 ± 0.06	4.70 ± 0.06	4.61 ± 0.06
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^0$	2.55 ± 0.05	2.27 ± 0.05	2.12 ± 0.05	1.96 ± 0.05	1.94 ± 0.05	1.90 ± 0.05	1.91 ± 0.05
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^+\pi^-$	1.72 ± 0.04	1.46 ± 0.04	1.46 ± 0.04	1.43 ± 0.04	1.41 ± 0.04	1.42 ± 0.04	1.43 ± 0.04
$\bar{\Sigma}^0\pi^-$	3.68 ± 0.05	3.23 ± 0.05	3.08 ± 0.05	3.00 ± 0.05	2.90 ± 0.05	2.86 ± 0.05	2.74 ± 0.05
$\bar{\Sigma}^-\pi^0$	2.99 ± 0.05	2.77 ± 0.05	2.55 ± 0.05	2.61 ± 0.05	2.39 ± 0.05	2.31 ± 0.05	2.15 ± 0.05
$\bar{\Sigma}^-\pi^-\pi^+$	3.22 ± 0.05	2.96 ± 0.05	2.83 ± 0.05	2.71 ± 0.05	2.64 ± 0.05	2.50 ± 0.05	2.40 ± 0.05

表 6-13 新 DT 效率 (%), 包含 $\sqrt{s} = 4.600$ GeV 至 4.699 GeV 能量点。这里使用控制样本为 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^- (n\pi^-)\pi^+\pi^+$ 。

modes	4.600 GeV	4.612 GeV	4.628 GeV	4.641 GeV	4.661 GeV	4.682 GeV	4.699 GeV
$\bar{p}K_S^0$	7.08 ± 0.07	6.30 ± 0.07	6.01 ± 0.07	5.96 ± 0.07	5.82 ± 0.07	5.67 ± 0.07	5.48 ± 0.07
$\bar{p}K^+\pi^-$	6.82 ± 0.07	6.17 ± 0.07	6.00 ± 0.07	5.96 ± 0.07	5.82 ± 0.07	5.67 ± 0.07	5.39 ± 0.07
$\bar{p}K_S^0\pi^0$	2.80 ± 0.05	2.48 ± 0.05	2.29 ± 0.05	2.25 ± 0.05	2.24 ± 0.05	2.21 ± 0.05	2.06 ± 0.05
$\bar{p}K_S^0\pi^-\pi^+$	2.50 ± 0.05	2.13 ± 0.05	2.03 ± 0.05	2.00 ± 0.05	2.00 ± 0.05	1.90 ± 0.05	1.91 ± 0.05
$\bar{p}K^+\pi^-\pi^0$	2.63 ± 0.05	2.29 ± 0.05	2.17 ± 0.05	2.13 ± 0.05	2.05 ± 0.05	1.95 ± 0.05	1.93 ± 0.05
$\bar{\Lambda}\pi^-$	6.17 ± 0.05	5.36 ± 0.05	4.94 ± 0.05	5.03 ± 0.05	4.97 ± 0.05	4.70 ± 0.05	4.61 ± 0.05
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^0$	2.55 ± 0.05	2.27 ± 0.05	2.12 ± 0.05	1.96 ± 0.05	1.94 ± 0.05	1.90 ± 0.05	1.91 ± 0.05
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^+\pi^-$	1.72 ± 0.04	1.46 ± 0.04	1.45 ± 0.04	1.43 ± 0.04	1.41 ± 0.04	1.42 ± 0.04	1.43 ± 0.04
$\bar{\Sigma}^0\pi^-$	3.68 ± 0.05	3.23 ± 0.05	3.08 ± 0.05	3.00 ± 0.05	2.90 ± 0.05	2.86 ± 0.05	2.74 ± 0.05
$\bar{\Sigma}^-\pi^0$	2.99 ± 0.05	2.77 ± 0.05	2.55 ± 0.05	2.61 ± 0.05	2.39 ± 0.05	2.31 ± 0.05	2.15 ± 0.05
$\bar{\Sigma}^-\pi^-\pi^+$	3.22 ± 0.05	2.96 ± 0.05	2.83 ± 0.05	2.71 ± 0.05	2.64 ± 0.05	2.50 ± 0.05	2.40 ± 0.05

表 6-14 新 DT 效率 (%), 包含 $\sqrt{s} = 4.600$ GeV 至 4.699 GeV 能量点。这里使用控制样本为 $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+(n\pi^0)\pi^+$ 。

modes	4.600 GeV	4.612 GeV	4.628 GeV	4.641 GeV	4.661 GeV	4.682 GeV	4.699 GeV
$\bar{p}K_S^0$	7.08 ± 0.07	6.30 ± 0.07	5.94 ± 0.07	5.99 ± 0.07	5.82 ± 0.07	5.63 ± 0.07	5.49 ± 0.07
$\bar{p}K^+\pi^-$	6.82 ± 0.07	6.17 ± 0.07	6.00 ± 0.07	5.96 ± 0.07	5.82 ± 0.07	5.67 ± 0.07	5.38 ± 0.07
$\bar{p}K_S^0\pi^0$	2.79 ± 0.05	2.48 ± 0.05	2.29 ± 0.05	2.25 ± 0.05	2.24 ± 0.05	2.21 ± 0.05	2.06 ± 0.05
$\bar{p}K_S^0\pi^-\pi^+$	2.51 ± 0.05	2.13 ± 0.05	2.03 ± 0.05	2.00 ± 0.05	2.00 ± 0.05	1.90 ± 0.05	1.91 ± 0.05
$\bar{p}K^+\pi^-\pi^0$	2.63 ± 0.04	2.30 ± 0.04	2.17 ± 0.04	2.13 ± 0.04	2.05 ± 0.04	1.95 ± 0.04	1.93 ± 0.04
$\bar{\Lambda}\pi^-$	6.17 ± 0.05	5.36 ± 0.05	4.94 ± 0.05	5.03 ± 0.05	4.97 ± 0.05	4.70 ± 0.05	4.61 ± 0.05
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^0$	2.56 ± 0.05	2.27 ± 0.05	2.12 ± 0.05	1.96 ± 0.05	1.94 ± 0.05	1.90 ± 0.05	1.91 ± 0.05
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^+\pi^-$	1.72 ± 0.04	1.47 ± 0.04	1.45 ± 0.04	1.43 ± 0.04	1.41 ± 0.04	1.42 ± 0.04	1.43 ± 0.04
$\bar{\Sigma}^0\pi^-$	3.68 ± 0.05	3.28 ± 0.05	3.08 ± 0.05	3.00 ± 0.05	3.00 ± 0.05	2.86 ± 0.05	2.74 ± 0.05
$\bar{\Sigma}^-\pi^0$	2.99 ± 0.05	2.78 ± 0.05	2.54 ± 0.05	2.61 ± 0.05	2.39 ± 0.05	2.31 ± 0.05	2.15 ± 0.05
$\bar{\Sigma}^-\pi^-\pi^+$	3.22 ± 0.05	2.96 ± 0.05	2.83 ± 0.05	2.71 ± 0.05	2.64 ± 0.05	2.50 ± 0.05	2.40 ± 0.05

6.8.9 MC 模型

对于 $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S^0 \pi^+ \pi^0$ 衰变过程, 由于加权修正之后的信号 MC 与数据的分布更加一致。所以我们把加权修正之后的信号 MC 的效率作为中心值。为了考虑 MC 模型的系统不确定度, 我们采用相空间 MC 直接模拟信号效率, 将两种方法对应的效率差异作为我们 MC 模型带来的系统不确定度。这里, 新的效率展示在表 6-15 中。我们可以图 6-13 看到, 加权修正之后的信号 MC 在 n 的动量、 K_S^0 、 π^+ 和 π^0 以及 $n\pi^+\pi^0$ 质量分布与数据的分布更一致。

通过相空间 MC 来得到加权修正的 MC 原理为: 对于不同的 $p(K_S)$ 动量分布、 $p(n)$ 动量分布、 $p(\pi^0)$ 动量分布、 $p(\pi^+)$ 动量分布和不变质量 $M(n\pi^+\pi^0)$ 分布,

可以通过数据和 MC 相比：

$$f_{k,K_S^0} = \frac{n_{i,K_S^0}^{\text{Data}}}{n_{i,K_S^0}^{\text{MC}_{\text{rec}}}}, f_{k,n} = \frac{n_{i,n}^{\text{Data}}}{n_{i,n}^{\text{MC}_{\text{rec}}}}, f_{k,\pi^0} = \frac{n_{i,\pi^0}^{\text{Data}}}{n_{i,\pi^0}^{\text{MC}_{\text{rec}}}}, f_{k,\pi^+} = \frac{n_{i,\pi^+}^{\text{Data}}}{n_{i,\pi^+}^{\text{MC}_{\text{rec}}}}, f_{k,n\pi^+\pi^0} = \frac{n_{i,n\pi^+\pi^0}^{\text{Data}}}{n_{i,n\pi^+\pi^0}^{\text{MC}_{\text{rec}}}}, \quad (6.22)$$

其中 k 是每个事件的编号, $n_{i,K_S^0}^{\text{Data}}$ 、 $n_{i,n}^{\text{Data}}$ 、 $n_{i,\pi^0}^{\text{Data}}$ 、 $n_{i,\pi^+}^{\text{Data}}$ 和 $n_{i,n\pi^+\pi^0}^{\text{Data}}$ 表示第 i 个 bin 中 K_S^0 、 n 、 π^+ 、 π^0 和 $n\pi^+\pi^0$ 数据的事件数。 $n_{i,K_S^0}^{\text{MC}_{\text{rec}}}$ 、 $n_{i,n}^{\text{MC}_{\text{rec}}}$ 、 $n_{i,\pi^+}^{\text{MC}_{\text{rec}}}$ 、 $n_{i,\pi^0}^{\text{MC}_{\text{rec}}}$ 和 $n_{i,n\pi^+\pi^0}^{\text{MC}_{\text{rec}}}$ 表示第 i 个 bin 中的 K_S^0 、 n 、 π^+ 、 π^0 和 $n\pi^+\pi^0$ MC 的事件数。加权修正的 MC 的效率计算如下：

$$\varepsilon_{\text{reweight}} = \frac{\sum_{k=1}^{N_{\text{rec}}} f_{k,K_S^0} \times f_{k,n} \times f_{k,\pi^0} \times f_{k,\pi^+} \times f_{k,n\pi^+\pi^0}}{\sum_{k=1}^{N_{\text{truth}}} f_{k,K_S^0} \times f_{k,n} \times f_{k,\pi^0} \times f_{k,\pi^+} \times f_{k,n\pi^+\pi^0}}, \quad (6.23)$$

其中 N_{rec} 和 N_{truth} 分别表示重建和 TruthMC 样本的数量。

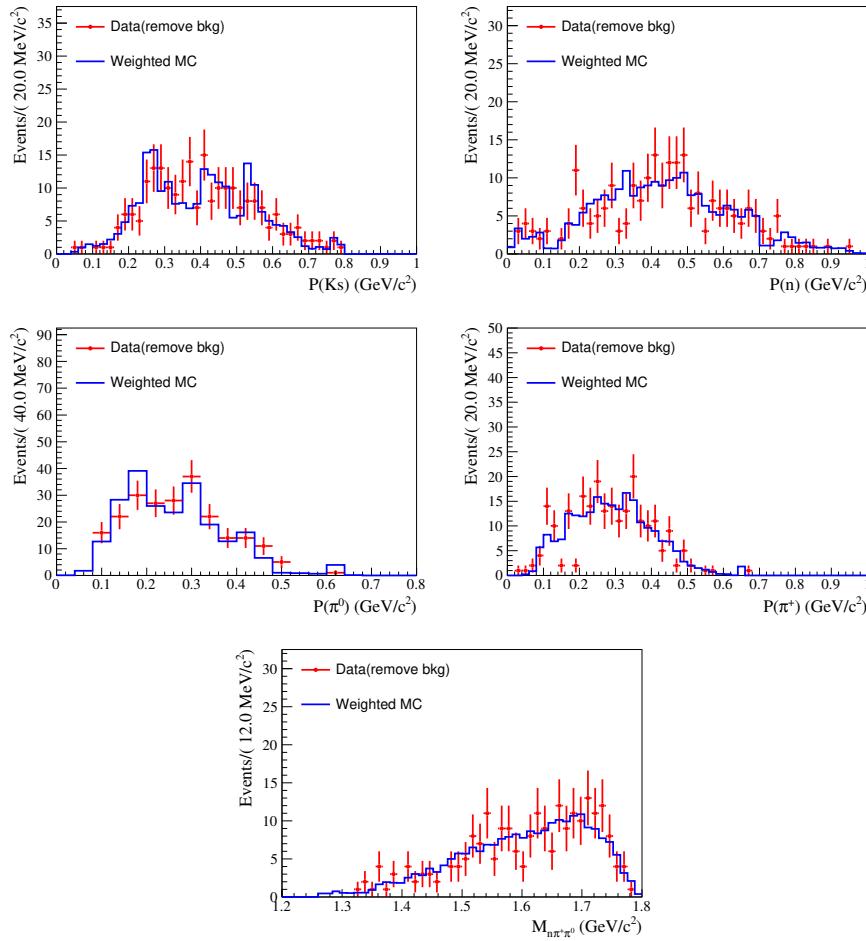


图 6-13 使用加权修正的 MC 方法后的动量和不变质量的数据和 MC 分布比较。红色且带误差棒的点为实验数据，蓝色的直方图为加权修正的 MC 的分布。

表 6-15 使用加权修正方法的 DT 效率 (%) (从 $\sqrt{s} = 4.600$ GeV 到 4.699 GeV)。

modes	4.600 GeV	4.612 GeV	4.628 GeV	4.641 GeV	4.661 GeV	4.682 GeV	4.699 GeV
$\bar{p}K_S^0$	7.12 ± 0.07	6.33 ± 0.07	5.96 ± 0.07	6.01 ± 0.07	5.74 ± 0.07	5.65 ± 0.07	5.51 ± 0.07
$\bar{p}K^+\pi^-$	6.85 ± 0.07	6.19 ± 0.07	6.03 ± 0.07	5.98 ± 0.07	5.84 ± 0.07	5.70 ± 0.07	5.40 ± 0.07
$\bar{p}K_S^0\pi^0$	2.81 ± 0.05	2.49 ± 0.05	2.30 ± 0.05	2.26 ± 0.05	2.24 ± 0.05	2.22 ± 0.05	2.06 ± 0.05
$\bar{p}K_S^0\pi^+\pi^+$	2.51 ± 0.05	2.13 ± 0.05	2.03 ± 0.05	2.00 ± 0.05	2.00 ± 0.05	1.90 ± 0.05	1.91 ± 0.05
$\bar{p}K^+\pi^-\pi^0$	2.64 ± 0.05	2.30 ± 0.05	2.18 ± 0.05	2.14 ± 0.05	2.05 ± 0.05	1.96 ± 0.05	1.93 ± 0.05
$\bar{\Lambda}\pi^-$	6.20 ± 0.06	5.38 ± 0.06	4.96 ± 0.06	5.05 ± 0.06	4.99 ± 0.06	4.71 ± 0.06	4.63 ± 0.06
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^0$	2.56 ± 0.05	2.28 ± 0.05	2.13 ± 0.05	1.97 ± 0.05	1.95 ± 0.05	1.91 ± 0.05	1.92 ± 0.05
$\bar{\Lambda}\pi^-\pi^+\pi^-$	1.73 ± 0.04	1.47 ± 0.04	1.46 ± 0.04	1.44 ± 0.04	1.42 ± 0.04	1.42 ± 0.04	1.44 ± 0.04
$\bar{\Sigma}^0\pi^-$	3.70 ± 0.05	3.30 ± 0.05	3.10 ± 0.05	3.01 ± 0.05	2.91 ± 0.05	2.88 ± 0.05	2.75 ± 0.05
$\bar{\Sigma}^-\pi^0$	3.01 ± 0.05	2.79 ± 0.05	2.55 ± 0.05	2.61 ± 0.05	2.40 ± 0.05	2.32 ± 0.05	2.16 ± 0.05
$\bar{\Sigma}^-\pi^-\pi^+$	3.23 ± 0.05	2.97 ± 0.05	2.84 ± 0.05	2.72 ± 0.05	2.65 ± 0.05	2.51 ± 0.05	2.40 ± 0.05

基于 BESIII 探测器在 4599.53 MeV 至 4698.82 MeV 质心能量范围内收集的 4.5 fb^{-1} 对撞数据, 本研究首次测量了 $\Lambda_c^+ \rightarrow nK_S^0\pi^+\pi^0$ 的分支比, 结果为 $(0.85 \pm 0.13 \pm 0.03)\%$, 其显著性为 9.2σ (其中第一个误差为统计误差, 第二个为系统误差)。该测量结果与基于同位旋统计模型的理论预测 $(1.54 \pm 0.08)\%$ 相比, 偏离了 4.4σ , 表明此衰变过程中可能存在共振态贡献或其他未知动力学效应。通过对 $\Lambda_c^+ \rightarrow nK_S^0\pi^+\pi^0$ 及其同位旋伙伴的分支比进行系统性分析 (见表 6-16), 研究发现总分支比为 $(12.88 \pm 0.69)\%$, 与理论预测一致。这些结果为理论模型提供了重要约束, 并为理解 Λ_c^+ 衰变的动力学特性提供了实验依据。本研究的结果不仅丰富了 Λ_c^+ 衰变的动力学特征, 也为未来精确测量和理论模型的完善提供了坚实的数据基础。

表 6-16 $\Lambda_c^+ \rightarrow nK_S\pi^+\pi^0$ 以及同位旋过程的分支比。

衰变模式	分支比 ($\times 10^{-2}$)
$\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+\pi^0$	$4.53 \pm 0.38^{[151]}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow nK^-\pi^+\pi^+$	$1.90 \pm 0.12^{[152]}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0\pi^+\pi^-$	$1.53 \pm 0.14^{[151]}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow nK_S^0\pi^+\pi^0$ (理论预言)	$1.54 \pm 0.08^{[148]}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow nK_S^0\pi^+\pi^0$ (本工作)	$0.85 \pm 0.13 \pm 0.03$

第 7 章 总结与展望

本工作聚焦在微扰与非微扰的过渡区域，依托 BESIII 实验平台，围绕重子产生及衰变展开系统性研究，研究了衰变分支比、角分布参数、 $SU(3)$ 对称性、超子 CP 对称性以及 $n\bar{n}$ 阈值结构，为理论模型的优化与新物理信号的定位提供了高精度实验结果。

通过对 BESIII 探测器收集的大约 $(448.1 \pm 2.9) \times 10^6 \psi(3686)$ 事例的数据分析，首次测量了 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 衰变的分支比和角分布参数 α_{Σ^-} 。结果表明，分支比为 $(2.82 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.08_{\text{syst}}) \times 10^{-4}$ ，角分布参数为 α_{Σ^-} 为 $0.96 \pm 0.09_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}}$ 。与理论预测的分支比 $(2.46 \pm 0.13) \times 10^{-4}$ 相比，测量结果高出约 2.3σ ，这可能与强相互作用、电磁相互作用及其之间的干涉有关。此外， α_{Σ^-} 与其同位旋过程 α_{Σ^+} 和 α_{Σ^0} 之间也存在显著差异。在未来，基于 BESIII 积累的更大数据样本，我们可以进一步提高 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ 衰变分支比和角度参数的测量精度，以更精确地检验理论模型的预测。同时，结合其他同位旋相关过程（如 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0$ ）的测量结果，系统研究重子对产生过程中的同位旋对称性破缺效应，将有助于揭示强相互作用和电磁相互作用的复杂机制。此外，我们将通过与其他实验（如 Belle II）的对比研究，或者与理论家深入探讨该结果，可以进一步验证测量结果的普适性。这些工作不仅有助于深化对重子结构和相互作用的理解，还可能为探索超出 SM 的新物理现象提供线索。

基于 BESIII 探测器收集的 $(1.0087 \pm 0.0044) \times 10^{10} J/\psi$ 事例，对 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ ($\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 和其共轭过程 $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$) 衰变进行了五维角分析，测量的衰变参数 $\alpha_{J/\psi}$ 和 $\Delta\Phi_{J/\psi}$ 分别为 $-0.5156 \pm 0.0030_{\text{stat}} \pm 0.0061_{\text{syst}}$ 和 $(-0.2772 \pm 0.0044_{\text{stat}} \pm 0.0041_{\text{syst}}) \text{ rad}$ 。这些结果在精度上显著优于此前的测量，并确认了 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 衰变中的 Σ^+ 横向极化行为。进一步，本论文通过两个不同的 Σ^+ 衰变道，还确定了衰变不对称参数 α_+ 和 $\bar{\alpha}_-$ ，其中 α_+ 和 α_+/α_0 与 PDG 平均值一致，而 $\bar{\alpha}_-$ 和 $\bar{\alpha}_-/\bar{\alpha}_0$ 是首次测量。本文也首次给出了 $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ 过程的 CP 破坏值： $A_{CP}(\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+) = -0.080 \pm 0.052_{\text{stat}} \pm 0.028_{\text{syst}}$ 。基于 BESIII 探测器收集的 $(1.0087 \pm 0.0044) \times 10^{10} J/\psi$ 事例和 $(2.7124 \pm 0.0143) \times 10^9 \psi(3686)$ 事例，本论文也对 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ ($\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$) 衰变进行了联合分析。相比之前的结果，本论文通过利用 $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 系统的量子纠缠性质，提高了相关参数（如 $\alpha_{\psi(3686)}$ 、 $\Delta\Phi_{\psi(3686)}$ 等）3 至 4 倍的测量精度。此

外, 本论文测量的 CP 结果 $A_{CP}(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0) = -0.0118 \pm 0.0083 \pm 0.0028$ 与 CP 守恒和 **SM** 预测一致。同时, 在所有重子衰变的参数中, 我们平均的超子衰变不对称参数 $\langle \alpha_0 \rangle = -0.9869 \pm 0.0011 \pm 0.0016$ 是最高的测量精度, 这对后续的其他重子 (衰变末态为 Σ^+) 衰变和 CP 破坏研究具有重要意义。目前, 我们没有在 Σ^+ 超子衰变到中子和质子过程发现 CP 破坏存在的迹象, 其结果在误差范围内与 **SM** 是一致的。在未来的实验, 特别是在超级陶粲装置上, 我们将能够进一步优化对 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 和 $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 衰变过程的测量精度。这不仅有助于更精确地确定衰变参数 $\alpha_{J/\psi}$ 、 $\Delta\Phi_{J/\psi}$ 以及 $\alpha_{\psi(3686)}$ 、 $\Delta\Phi_{\psi(3686)}$, 还能进一步测量 $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ 和 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ 等衰变过程的 CP 破坏参数, 也能更严格地检验 **SM** 对 CP 破坏的预测, 并探索可能的超出 **SM** 的新物理现象。另外, 未来的研究还可以扩展到其他重子衰变过程, 如 Λ 、 Ξ 和 Ω 等超子的衰变, 以全面研究重子的产生和衰变机制。这些工作不仅将推动粒子物理学基础理论的发展, 还可能为探索宇宙中物质-反物质不对称性的起源提供重要线索。

通过对 BESIII 探测器收集的 $(1.0087 \pm 0.0044) \times 10^{10}$ J/ψ 事例的分析, 首次测量了 $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的分支比, 结果为 $(5.32 \pm 0.20_{\text{stat}} \pm 0.79_{\text{syst}}) \times 10^{-5}$ 。此外, 本论文还测量了 $X(n\bar{n})$ 的质量和宽度分别为 $(1882.6 \pm 4.1_{\text{stat}} \pm 21.1_{\text{syst}})$ MeV/ c^2 和 $(58.6 \pm 3.7_{\text{stat}} \pm 18.8_{\text{syst}})$ MeV, 并计算了分支比比值 $\frac{Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n})}{Br(J/\psi \rightarrow \gamma X(p\bar{p}) \rightarrow \gamma p\bar{p})}$ 和质量差 $\Delta(M_{X(n\bar{n})} - M_{X(p\bar{p})})$ 。结果表明, $X(n\bar{n})$ 和 $X(p\bar{p})$ 的质量差异可能与末态相互作用效应和核子-反核子束缚态效应有关, 而宽度的对比则为 $X(n\bar{n})$ 、 $X(p\bar{p})$ 和 $X(1835)$ 之间的潜在混合提供了线索。结合未来的实验以及可能的分波分析方法, 我们可以进一步探索这些强子物质的内部结构及其与 $X(1835)$ 的关系。此外, 未来的研究还可以扩展到 $\psi(3686)$ 和 $\psi(3770)$ 衰变过程, 如 $\psi(3686) \rightarrow \gamma X(n\bar{n})$ 和 $\psi(3770) \rightarrow \gamma X(n\bar{n})$ 等, 以确定正反核子阈值增长的原因。这些工作不仅将推动粒子物理学基础理论的发展, 还可能为探索新的奇特强子态和强相互作用的深层次规律提供重要线索。

基于 BESIII 探测器收集的 4.5 fb^{-1} 对撞数据, 本论文测量了 $\Lambda_c^+ \rightarrow nK_S^0\pi^+\pi^0$ 的分支比为 $(0.85 \pm 0.13_{\text{stat}} \pm 0.03_{\text{syst}})\%$, 结果显著偏离了基于同位旋统计模型的理论预测 $(1.54 \pm 0.08)\%$ (偏离约 4.4σ)。这表明 $\Lambda_c^+ \rightarrow nK_S^0\pi^+\pi^0$ 的衰变可能存在共振态贡献或其他未知动力学效应。未来需要通过更精确的测量和更完善的理论模型来解释这一现象背后可能的共振态或其他动力学机制。我们也可以通过分波分析的方式来更细致地研究末态粒子的不变质量, 探索可能的共振态贡献, 例如中间态 K^* 、 Δ 。此外, 结合其他 Λ_c^+ 衰变道 (如 $\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0\pi^+\pi^-$) 的测量结果, 可以系统地研究同位旋对称性在粲重子衰变中的表现行为。

以上总结和展望全面梳理了本论文在重子产生与衰变领域取得的研究成果, 同时指明了未来可能研究的方向和进一步完善的问题。这些研究成果不仅能够

进一步完善粒子物理的 SM，还在探索新物理现象和强子结构方面具有重要意义。将来通过对重子的衰变分支比、角分布参数、 CP 破坏以及正反核子阈值结构的精确测量，我们能进一步检验不同的非微扰理论模型。

参考文献

- [1] Wikibook, https://en.wikipedia.org/wiki/standard_model [M], On-line Resources, 2023.
- [2] 肖振军, 吕才典, 《粒子物理学导论》, 北京: 科学出版社, 2016.
- [3] N. Cabibbo, Unitary Symmetry and Leptonic Decays, Phys. Rev. Lett. **10**, 531-533 (1963).
- [4] M. Kobayashi and T. Maskawa, CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction, Prog. Theor. Phys. **49**, 652-657 (1973).
- [5] S. Navas *et al.* (Particle Data Group), Review of particle physics, Phys. Rev. D **110**, no.3, 030001 (2024).
- [6] T. D. Lee and C. N. Yang, Question of Parity Conservation in Weak Interactions, Phys. Rev. **104**, 254-258 (1956).
- [7] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes and R. P. Hudson, Experimental Test of Parity Conservation in β Decay, Phys. Rev. **105**, 1413-1414 (1957).
- [8] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson, Phys. Rev. Lett. **13**, 138-140 (1964).
- [9] A. Abashian *et al.* (Belle Collaboration), Measurement of the CP violation parameter $\sin 2\phi_1$ in B_d^0 meson decays, Phys. Rev. Lett. **86**, 2509-2514 (2001).
- [10] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Measurement of CP violating asymmetries in B^0 decays to CP eigenstates, Phys. Rev. Lett. **86**, 2515-2522 (2001).
- [11] Y. Chao *et al.* (Belle Collaboration), Evidence for direct CP violation in $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ decays, Phys. Rev. Lett. **93**, 191802 (2004).
- [12] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Observation of direct CP violation in $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ decays, Phys. Rev. Lett. **93**, 131801 (2004).

- [13] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), Observation of CP Violation in Charm Decays, Phys. Rev. Lett. **122**, no.21, 211803 (2019).
- [14] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), Study of Λ_b^0 and Ξ_b^0 decays to $\Lambda h^+h'^-$ and evidence for CP violation in $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+K^-$ decays, Phys. Rev. Lett. **134**, no.10, 101802 (2025).
- [15] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), Observation of charge-parity symmetry breaking in baryon decays, [arXiv:2503.16954 [hep-ex]].
- [16] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Probing CP symmetry and weak phases with entangled double-strange baryons, Nature **606**, no.7912, 64-69 (2022).
- [17] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Precise Measurements of Decay Parameters and CP Asymmetry with Entangled $\Lambda - \bar{\Lambda}$ Pairs, Phys. Rev. Lett. **129**, no.13, 131801 (2022).
- [18] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Test of CP Symmetry in Hyperon to Neutron Decays, Phys. Rev. Lett. **131**, no.19, 191802 (2023).
- [19] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Σ^+ and $\bar{\Sigma}^-$ polarization in the J/ψ and $\psi(3686)$ decays, Phys. Rev. Lett. **125**, no.5, 052004 (2020).
- [20] G. Fäldt and A. Kupsc, Hadronic structure functions in the $e^+e^- \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ reaction, Phys. Lett. B **772**, 16-20 (2017).
- [21] A. Z. Dubnickova, S. Dubnicka and M. P. Rekalo, Investigation of the nucleon electromagnetic structure by polarization effects in $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ processes, Nuovo Cim. A **109**, 241-256 (1996).
- [22] G. I. Gakh and E. Tomasi-Gustafsson, General analysis of polarization phenomena in $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ for axial parametrization of two-photon exchange, Nucl. Phys. A **771**, 169-183 (2006).
- [23] G. Fäldt, Entanglement in joint $\Lambda\bar{\Lambda}$ decay, Eur. Phys. J. A **51**, no.7, 74 (2015).
- [24] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Future Physics Programme of BESIII, Chin. Phys. C **44**, no.4, 040001 (2020).
- [25] C. Z. Yuan and S. L. Olsen, The BESIII physics programme, Nature Rev. Phys. **1**, no.8, 480-494 (2019).

- [26] S. Weinberg, Elementary particle theory of composite particles, Phys. Rev. **130**, 776-783 (1963).
- [27] S. Abreu, J. Dormans, F. Febres Cordero, H. Ita and B. Page, Analytic Form of Planar Two-Loop Five-Gluon Scattering Amplitudes in QCD, Phys. Rev. Lett. **122**, no.8, 082002 (2019).
- [28] E. Fermi and C. N. Yang, ARE MESONS ELEMENTARY PARTICLES?, Phys. Rev. **76**, 1739-1743 (1949).
- [29] I. S. Shapiro, The Physics of Nucleon - anti-Nucleon Systems, Phys. Rept. **35**, 129-185 (1978).
- [30] J. Z. Bai *et al.* (BES Collaboration), Observation of a near threshold enhancement in the p anti-p mass spectrum from radiative $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ decays, Phys. Rev. Lett. **91**, 022001 (2003).
- [31] A. Datta and P. J. O'Donnell, A New state of baryonium, Phys. Lett. B **567**, 273-276 (2003).
- [32] C. Deng, J. Ping, Y. Yang, and F. Wang, $X(1835)$, $X(2120)$ and $X(2370)$ in a flux tube model, Phys. Rev. D **86**, 014008 (2012).
- [33] C. Deng, J. Ping, Y. Yang, and F. Wang, Baryonia and near-threshold enhancements, Phys. Rev. D **88**, no.7, 074007 (2013).
- [34] L. Zhao, N. Li, S. L. Zhu, and B. S. Zou, Meson-exchange model for the $\Lambda\bar{\Lambda}$ interaction, Phys. Rev. D **87**, no.5, 054034 (2013).
- [35] J. T. Zhu, Y. Liu, D. Y. Chen, L. Jiang, and J. He, $X(2239)$ and $\eta(2225)$ as hidden-strange molecular states from $\Lambda\bar{\Lambda}$ interaction, Chin. Phys. C **44**, no.12, 123103 (2020).
- [36] Z. G. Wang and S. L. Wan, $X(1835)$ as a baryonium state with QCD sum rules, J. Phys. G **34**, 505-511 (2007).
- [37] B. D. Wan, S. Q. Zhang and C. F. Qiao, Light baryonium spectrum, Phys. Rev. D **105**, no.1, 014016 (2022).
- [38] B. A. Li, A Possible 0^{-+} glueball candidate $X(1835)$, Phys. Rev. D **74**, 034019 (2006).

- [39] N. Kochelev and D. P. Min, η_c Glueball mixing and resonance $X(1835)$, Phys. Rev. D **72**, 097502 (2005).
- [40] N. Kochelev and D. P. Min, $X(1835)$ as the lowest mass pseudoscalar glueball and proton spin problem, Phys. Lett. B **633**, 283-288 (2006).
- [41] T. Huang and S. L. Zhu, A Natural candidate of η' 's second radial excitation, Phys. Rev. D **73**, 014023 (2006).
- [42] M. Albaladejo, J. A. Oller, and L. Roca, Dynamical generation of pseudoscalar resonances, Phys. Rev. D **82**, 094019 (2010).
- [43] A. Sibirtsev, J. Haidenbauer, S. Krewald, U. G. Meissner, and A. W. Thomas, Near threshold enhancement of the p anti-p mass spectrum in J/ψ decay, Phys. Rev. D **71**, 054010 (2005).
- [44] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Observation of $B^\pm \rightarrow p\bar{p}K^\pm$, Phys. Rev. Lett. **88**, 181803 (2002).
- [45] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Observation of $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}p\bar{p}$, Phys. Rev. Lett. **89**, 151802 (2002).
- [46] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Observation of a $p\bar{p}$ mass threshold enhancement in $\psi' \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi(J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p})$ decay, Chin. Phys. C **34**, 421.
- [47] J. P. Alexander *et al.* (CLEO Collaboration), Study of $\psi(3686)$ Decays to $\gamma p\bar{p}$, $\pi^0p\bar{p}$ and $\eta p\bar{p}$ and Search for $p\bar{p}$ Threshold Enhancements, Phys. Rev. D **82**, 092002 (2010).
- [48] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Spin-Parity Analysis of $p\bar{p}$ Mass Threshold Structure in J/ψ and ψ' Radiative Decays, Phys. Rev. Lett. **108**, 112003 (2012).
- [49] M. L. Yan, S. Li, B. Wu, and B. Q. Ma, Nucleon-antinucleon bound states in Skyrmion-type potential, Phys. Rev. D **72**, 034027 (2005).
- [50] M. Ablikim *et al.* (BES Collaboration), Observation of a resonance $X(1835)$ in $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta'$, Phys. Rev. Lett. **95**, 262001 (2005).
- [51] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Confirmation of the $X(1835)$ and observation of the resonances $X(2120)$ and $X(2370)$ in $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta'$, Phys. Rev. Lett. **106**, 072002 (2011).

- [52] W. Li, BEPCII/BESIII upgrade and the prospective physics, eConf **C060409**, 023 (2006).
- [53] 张闯, 马力, 北京正负电子对撞机重大改造工程加速器的设计与研制, 上海科学技术出版社, 2015.
- [54] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Design and Construction of the BESIII Detector, Nucl. Instrum. Meth. A **614**, 345-399 (2010).
- [55] 王贻芳, 北京谱仪 (BESIII) 的设计与研制, 上海科学技术出版社, 2011.
- [56] J. Zou, W. Li, Q. Ma, Z. You, S. Sun, Z. Deng, X. Ji, A. Zhemchugov, W. Fang, and C. Fu, *et al.* Offline data processing system of the BESIII experiment, Eur. Phys. J. C **84**, no.9, 937 (2024).
- [57] G. R. Farrar and D. R. Jackson, Pion and Nucleon Structure Functions Near $x=1$, Phys. Rev. Lett. **35**, 1416 (1975).
- [58] B. L. Ioffe, On Conservation of the Baryon Chirality in the Processes with Large Momentum Transfer, Phys. Lett. B **63**, 425-428 (1976).
- [59] A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Remarks on Electromagnetic Form-Factors of Hadrons in the Quark Model, Phys. Lett. B **72**, 368-370 (1978).
- [60] S. J. Brodsky and G. P. Lepage, Helicity Selection Rules and Tests of Gluon Spin in Exclusive QCD Processes, Phys. Rev. D **24**, 2848 (1981).
- [61] S. Rudaz, Electromagnetic Interference in J/ψ Decays, Phys. Rev. D **14**, 298 (1976).
- [62] K. Zhu, X. H. Mo, and C. Z. Yuan, Determination of the relative phase in $\psi(3686)$ and J/ψ decays into baryon and antibaryon, Int. J. Mod. Phys. A **30**, no.25, 1550148 (2015).
- [63] R. Baldini Ferroli, A. Mangoni, S. Pacetti and K. Zhu, Strong and electromagnetic amplitudes of the J/ψ decays into baryons and their relative phase, Phys. Lett. B **799**, 135041 (2019).
- [64] R. B. Ferroli, A. Mangoni, S. Pacetti, and K. Zhu, Amplitudes separation and strong-electromagnetic relative phase in the $\psi(3686)$ decays into baryons, Phys. Rev. D **103**, no.1, 016005 (2021).

- [65] T. Appelquist and H. D. Politzer, Orthocharmonium and e^+e^- Annihilation, Phys. Rev. Lett. **34**, 43 (1975).
- [66] A. De Rujula and S. L. Glashow, Is Bound Charm Found?, Phys. Rev. Lett. **34**, 46-49 (1975).
- [67] M. E. B. Franklin, G. J. Feldman, G. S. Abrams, M. S. Alam, C. A. Blocker, A. Blondel, A. Boyarski, M. Breidenbach, D. L. Burke, and W. C. Carithers, *et al.* Measurement of $\psi(3097)$ and $\psi(3686)$ Decays Into Selected Hadronic Modes, Phys. Rev. Lett. **51**, 963-966 (1983).
- [68] G. Li, Q. Zhao and C. H. Chang, Decays of J/ψ and $\psi(3686)$ into vector and pseudoscalar meson and the pseudoscalar glueball-q anti-q mixing, J. Phys. G **35**, 055002 (2008).
- [69] S. J. Brodsky and M. Karliner, Intrinsic charm of vector mesons: A Possible solution of the ' $\rho\pi$ puzzle', Phys. Rev. Lett. **78**, 4682-4685 (1997).
- [70] G. Karl and W. Roberts, Sequential Fragmentation and Rate Oscillations in Exclusive Decays, Phys. Lett. B **144**, 263-265 (1984).
- [71] M. Chaichian and N. A. Tornqvist, Preasymptotic Versus Asymptotic QCD Relations for the Hadronic Form-factor and the Anomalous J/ψ and ψ' Decays, Nucl. Phys. B **323**, 75-89 (1989).
- [72] K. Y. Liu and K. T. Chao, S-D mixing and $\psi(3770)$ production in e^+e^- annihilation and B decay and its radiative transitions, Phys. Rev. D **70**, 094001 (2004).
- [73] J. L. Rosner, Charmless final states and S D wave mixing in the $\psi(3686)$ prime, Phys. Rev. D **64**, 094002 (2001).
- [74] X. Q. Li, D. V. Bugg, and B. S. Zou, A Possible explanation of the ' $\rho\pi$ puzzle' in J/ψ , $\psi(3686)$ decays, Phys. Rev. D **55**, 1421-1424 (1997).
- [75] S. J. Brodsky and G. P. Lepage, Helicity Selection Rules and Tests of Gluon Spin in Exclusive QCD Processes, Phys. Rev. D **24**, 2848 (1981).
- [76] M. Claudson, S. L. Glashow, and M. B. Wise, sospin Violation in $J/\psi \rightarrow$ Baryon Anti-baryon, Phys. Rev. D **25**, 1345 (1982).
- [77] C. Carimalo, Quark Mass Effects in $\psi \rightarrow B\bar{B}$ Decays, Int. J. Mod. Phys. A **2**, 249 (1987).

- [78] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Study of J/ψ and $\psi(3686)$ decay to $\Lambda\bar{\Lambda}$ and $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ final states, Phys. Rev. D **95**, no.5, 052003 (2017).
- [79] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Study of J/ψ and $\psi(3686) \rightarrow \Sigma(1385)^0\bar{\Sigma}(1385)^0$ and $\Xi^0\bar{\Xi}^0$, Phys. Lett. B **770**, 217-225 (2017).
- [80] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Study of ψ decays to the $\Xi^-\bar{\Xi}^+$ and $\Sigma(1385)^\mp\bar{\Sigma}(1385)^\pm$ final states, Phys. Rev. D **93**, no.7, 072003 (2016).
- [81] S. Agostinelli *et al.* (GEANT4 Collaboration), GEANT4 - A Simulation Toolkit, Nucl. Instrum. Meth. A **506**, 250-303 (2003).
- [82] S. Jadach, B. F. L. Ward, and Z. Was, The Precision Monte Carlo event generator KK for two fermion final states in e^+e^- collisions, Comput. Phys. Commun. **130**, 260-325 (2000); S. Jadach, B. F. L. Ward, and Z. Was, Coherent exclusive exponentiation for precision Monte Carlo calculations, Phys. Rev. D **63**, 113009 (2001).
- [83] D. J. Lange, The EvtGen particle decay simulation package, Nucl. Instrum. Meth. A **462**, 152-155 (2001); R. G. Ping, Event generators at BESIII, Chin. Phys. C **32**, 599 (2008).
- [84] J. C. Chen, G. S. Huang, X. R. Qi, D. H. Zhang, and Y. S. Zhu, Event generator for J/ψ and $\psi(3686)$ decay, Phys. Rev. D **62**, 034003 (2000).
- [85] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), First Measurements of $\chi_{cJ} \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^+(J=0,1,2)$ Decays, Phys. Rev. D **101**, no.9, 092002 (2020).
- [86] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Measurement of $\psi(3686) \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\eta$ and $\psi(3686) \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}\pi^0$ decays, Phys. Rev. D **106**, no.7, 072006 (2022).
- [87] L. Liu, X. Zhou and H. Peng, Development of a data-driven method to simulate the detector response of anti-neutron at BESIII, Nucl. Instrum. Meth. A **1033**, 166672 (2022).
- [88] F. Liu, X. B. Ji, S. S. Sun, H. M. Liu, S. S. Fang, X. L. Li, T. Chen, X. N. Wang, M. R. Li and L. L. Wang, *et al.* Study of the tracking efficiency of charged pions at BESIII, [arXiv:2412.00469 [hep-ex]].
- [89] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Determination of the number of ψ' event at BESIII, Chin. Phys. C **37**, 063001 (2013).

- [90] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson, Phys. Rev. Lett. **13**, 138-140 (1964); V. Fanti *et al.* (NA48 Collaboration), A New measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon, Phys. Lett. B **465**, 335-348 (1999); B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Observation of CP violation in the B^0 meson system, Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001).
- [91] R. Handler, R. Grobel, L. Pondrom, M. Sheaff, C. Wilkinson, P. T. Cox, J. Dworkin, O. E. Overseth, K. J. Heller, and T. Devlin, *et al.* PRECISE MEASUREMENT OF THE ASYMMETRY PARAMETER IN THE DECAY $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, Phys. Rev. D **25** (1982), 639-651.
- [92] T. Holmstrom *et al.* (HyperCP Collaboration), Search for CP violation in charged-Xi and Lambda hyperon decays, Phys. Rev. Lett. **93** (2004), 262001.
- [93] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Polarization and Entanglement in Baryon-Antibaryon Pair Production in Electron-Positron Annihilation,” Nature Phys. **15** (2019), 631-634.
- [94] P. Astbury, J. Gallivan, J. Jafar, M. Letheren, V. Steiner, J. A. Wilson, W. Beusch, M. Borghini, D. Websdale, and L. Fluri, *et al.* Measurement of the Differential Cross-Section and the Spin-Correlation Parameters P,A, and R in the Backward Peak of $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ at 5 GeV/c, Nucl. Phys. B **99** (1975), 30-52.
- [95] D. Berley, S. P. Yamin, S. S. Hertzbach, R. R. Kofler, G. W. Meisner, J. Button-Shafer, S. S. Yamamoto, W. Heintzelman, M. Schiff, and J. Thompson, *et al.* Decay parameters in the nonleptonic decay modes of the charged sigma hyperons, Phys. Rev. D **1** (1970), 2015-2030.
- [96] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Σ^+ and $\bar{\Sigma}^-$ polarization in the J/ψ and $\psi(3686)$ decays, Phys. Rev. Lett. **125** (2020) no.5, 052004.
- [97] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Complete Measurement of the Λ Electromagnetic Form Factors, Phys. Rev. Lett. **123** (2019) no.12, 122003.
- [98] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Measurement of the asymmetry parameter for the decay $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$, Phys. Rev. D **81** (2010) 012003.

- [99] G. Fäldt, Polarization observables in the $e^+e^- \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ reaction, Eur. Ph. J. A 52 141(2016); G. Fäldt and A. Kupsc, Hadronic structure functions in the $e^+e^- \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ reaction, Phys. Lett. B 772 16(2017).
- [100] S. J. Brodsky and G. P. Lepage, Helicity Selection Rules and Tests of Gluon Spin in Exclusive QCD Processes, Phys. Rev. D 24, 2848 (1981).
- [101] M. Claudson, Isospin Violation in $J/\psi \rightarrow$ Baryon Anti-baryon, S. L. Glashow and M. B. Wise, Phys. Rev. D 25, 1345 (1982).
- [102] C. Carimalo, Quark Mass Effects in $\psi \rightarrow B\bar{B}$ Decays, Int. J. Mod. Phys. A2, 249 (1987).
- [103] T. Appelquist and H. Politzer, Orthocharmonium and e^+e^- Annihilation, Phys. Rev. Lett. 34, 43 (1975).
- [104] M. E. B. Franklin et al. (MARKII Collaboration), Measurement of $\psi(3097)$ and $\psi(3686)$ Decays Into Selected Hadronic Modes, Phys. Rev. Lett. 51, 963 (1983).
- [105] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Observation of the decay $\psi(3686) \rightarrow K^*(892)\bar{K} + c.c$, Phys. Lett. B 614 37 (2005).
- [106] R. A. Briere *et al.* (CLEO Collaboration), Observation of thirteen new exclusive multi-body hadronic decays of the $\psi(3686)$, Phys. Rev. Lett. 95, 062001 (2005)
- [107] N. Brambilla et al. (Quarkonium Working Group), Heavy Quarkonium: Progress, Puzzles, and Opportunities, Eur. Phys. J. C 71 1534 (2011).
- [108] Q. Wang, G. Li, and Q. Zhao, Open charm effects in the explanation of the long-standing ' $\rho\pi$ puzzle', Phys. Rev. D 85, 074015 (2012).
- [109] K. F. Liu and C. W. Wong, Cluster Model of Baryons, Phys. Rev. D 28, 170 (1983).
- [110] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Number of J/ψ events at BESIII, Chin. Phys. C 46, no.7, 074001 (2022).
- [111] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Determination of the number of $\psi(3686)$ events taken at BESIII, Chin. Phys. C 48, 093001 (2024).
- [112] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), First Measurements of $\chi_{cJ} \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^+(J = 0, 1, 2)$ Decays, Phys. Rev. D 101, no.9, 092002 (2020).

- [113] M. Ablikim *et al.* (BESII Collaboration), First measurements of J/ψ decays into $\Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ and $\Xi^0 \bar{\Xi}^0$, Phys. Rev. D **78** (2008), 092005.
- [114] M. Gell-Mann, A Schematic Model of Baryons and Mesons, Phys. Lett. **8**, 214-215 (1964).
- [115] C. Amsler and N. A. Tornqvist, Mesons beyond the naive quark model, Phys. Rept. **389**, 61-117 (2004).
- [116] E. Klempert, and A. Zaitsev, Glueballs, Hybrids, Multiquarks. Experimental facts versus QCD inspired concepts, Phys. Rept. **454**, 1-202 (2007).
- [117] J. P. Lees *et al.* (BaBar Collaboration), Study of the reaction $e^+e^- \rightarrow \psi(3686)\pi^+\pi^-$ via initial-state radiation at BaBar, Phys. Rev. D **89** (2014) no.11, 111103.
- [118] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), A Study of $B \rightarrow X(3872)K$, with $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$, Phys. Rev. D **77** (2008), 111101.
- [119] X. L. Wang *et al.* (Belle Collaboration), Observation of Two Resonant Structures in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\psi(3686)$ via Initial State Radiation at Belle, Phys. Rev. Lett. **99** (2007), 142002.
- [120] S. Jia *et al.* (Belle Collaboration), Observation of a vector charmoniumlike state in $e^+e^- \rightarrow D_s^+D_{s1}(2536)^- + c.c.$, Phys. Rev. D **100** (2019) no.11, 111103.
- [121] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Evidence of Two Resonant Structures in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-h_c$, Phys. Rev. Lett. **118** (2017) no.9, 092002.
- [122] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Observation of Resonance Structures in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\psi_2(3823)$ and Mass Measurement of $\psi_2(3823)$, Phys. Rev. Lett. **129** (2022) no.10, 102003.
- [123] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ Decays, Phys. Rev. Lett. **115** (2015), 072001.
- [124] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), Observation of a narrow pentaquark state, $P_c(4312)^+$, and of two-peak structure of the $P_c(4450)^+$, Phys. Rev. Lett. **122** (2019) no.22, 222001.

- [125] P. Adlarson *et al.* (WASA-at-COSY Collaboration), Neutron-proton scattering in the context of the $d^*(2380)$ resonance, Phys. Rev. C **90**, no.3, 035204 (2014).
- [126] J. Haidenbauer, Antinucleon-nucleon interaction in chiral effective field theory, EPJ Web Conf. **181**, 01028 (2018).
- [127] G. J. Ding and M. L. Yan, Proton-antiproton annihilation in baryonium, Phys. Rev. C **72** (2005), 015208.
- [128] X. G. He, X. Q. Li, X. Liu, and J. P. Ma, Some properties of the newly observed $X(1835)$ state at BES, Eur. Phys. J. C **49** (2007), 731-736.
- [129] B. S. Zou and H. C. Chiang, One pion exchange final state interaction and the p anti-p near threshold enhancement in $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ decays, Phys. Rev. D **69** (2004), 034004.
- [130] B. Loiseau and S. Wycech, Antiproton-proton channels in J/ψ decays, Phys. Rev. C **72** (2005), 011001.
- [131] M. Röder *et al.* (COSY-TOF Collaboration), Final-State Interactions in the Process $\vec{p}p \rightarrow pK^+\Lambda$, Eur. Phys. J. A **49**, 157 (2013).
- [132] J. Haidenbauer, X. W. Kang, and U. G. Meißner, The electromagnetic form factors of the proton in the timelike region, Nucl. Phys. A **929**, 102-118 (2014).
- [133] M. Ablikim *et al.* (BES Collaboration),, Partial wave analysis of $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\pi^0$, Phys. Rev. D **80**, 052004 (2009).
- [134] M. Ablikim *et al.* (BES Collaboration), Study of J/ψ decaying into $\omega p\bar{p}$, Eur. Phys. J. C **53**, 15-20 (2008).
- [135] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Study of $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\phi$ at BESIII, Phys. Rev. D **93**, no.5, 052010 (2016).
- [136] S. B. Athar *et al.* (CLEO Collaboration), Radiative decays of the upsilon(1S) to a pair of charged hadrons, Phys. Rev. D **73**, 032001 (2006).
- [137] M. Z. Wang *et al.* (Belle Collaboration), Observation of $B^+ \rightarrow p\bar{p}\pi^+$, $B^0 \rightarrow p\bar{p}K^0$, and $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^{*+}$, Phys. Rev. Lett. **92**, 131801 (2004).
- [138] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), $\eta\pi^+\pi^-$ Resonant Structure around 1.8 GeV/c^2 and $\eta(1405)$ in $J/\psi \rightarrow \omega\eta\pi^+\pi^-$, Phys. Rev. Lett. **107**, 182001 (2011).

- [139] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Observation of a structure at 1.84 GeV/ c^2 in the $3(\pi^+\pi^-)$ mass spectrum in $J/\psi \rightarrow \gamma 3(\pi^+\pi^-)$ decays, Phys. Rev. D **88**, no.9, 091502 (2013).
- [140] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Observation of the Anomalous Shape of $X(1840)$ in $J/\psi \rightarrow \gamma 3(\pi^+\pi^-)$ Indicating a Second Resonance Near $p\bar{p}$ Threshold, Phys. Rev. Lett. **132**, no.15, 151901 (2024).
- [141] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Observation and Spin-Parity Determination of the $X(1835)$ in $J/\psi \rightarrow \gamma K_S^0 K_S^0 \eta$, Phys. Rev. Lett. **115**, no.9, 091803 (2015).
- [142] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Observation of an anomalous line shape of the $\eta' \pi^+ \pi^-$ mass spectrum near the $p\bar{p}$ mass threshold in $J/\psi \rightarrow \gamma \eta' \pi^+ \pi^-$, Phys. Rev. Lett. **117**, no.4, 042002 (2016).
- [143] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Study of $\eta(1475)$ and $X(1835)$ in radiative J/ψ decays to $\gamma \phi$, Phys. Rev. D **97**, no.5, 051101 (2018).
- [144] X. W. Kang, J. Haidenbauer, and U. G. Meißner, Near-threshold $\bar{p}p$ invariant mass spectrum measured in J/ψ and $\psi(3686)$ decays, Phys. Rev. D **91**, no.7, 074003 (2015).
- [145] Y. F. Liu and X. W. Kang, Status of $X(1835)$ and $p\bar{p}$ Interaction from Chiral Symmetry, Symmetry **8**, no.3, 14 (2016).
- [146] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Search for diphoton decays of an axionlike particle in radiative J/ψ decays, Phys. Rev. D **110**, no.3, L031101 (2024).
- [147] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Number of J/ψ events at BESIII, Chin. Phys. C **46**, no.7, 074001 (2022).
- [148] M. Gronau, J. L. Rosner, and C. G. Wohl, Overview of Λ_c decays, Phys. Rev. D **97**, no.11, 116015 (2018).
- [149] G. S. Abrams *et al.* Observation of Charmed Baryon Production in e^+e^- Annihilation, Phys. Rev. Lett. **44**, 10 (1980).
- [150] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Measurement of the absolute branching fraction of the inclusive decay $\bar{\Lambda}_c^- \rightarrow \bar{n} + X$, Phys. Rev. D **108**, no.3, L031101 (2023).

-
- [151] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Measurements of absolute hadronic branching fractions of Λ_c^+ baryon, Phys. Rev. Lett. **116**, no.5, 052001 (2016).
 - [152] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Observations of the Cabibbo-Suppressed decays $\Lambda_c^+ \rightarrow n\pi^+\pi^0$, $n\pi^+\pi^-\pi^+$ and the Cabibbo-Favored decay $\Lambda_c^+ \rightarrow nK^-\pi^+\pi^+$, Chin. Phys. C **47**, no.2, 023001 (2023).
 - [153] R. M. Baltrusaitis *et al.* (MARK-III Collaboration), Direct Measurements of Charmed d Meson Hadronic Branching Fractions, Phys. Rev. Lett. **56**, 2140 (1986).
 - [154] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Measurements of absolute hadronic branching fractions of Λ_c^+ baryon, Phys. Rev. Lett. **116**, no.5, 052001 (2016).
 - [155] M. Ablikim *et al.* (BESIII Collaboration), Measurement of branching fractions for $\Lambda_c^+ \rightarrow nK_S^0\pi^+$ and $\Lambda_c^+ \rightarrow nK_S^0K^+$, Phys. Rev. D **109**, no.7, 072010 (2024).

附录 A

7.1 \bar{n} 控制样本

为了研究 \bar{n} 重建效率，我们选择 $J/\psi(\psi(3686)) \rightarrow p\bar{n}\pi^-$ 作为控制样本。 \bar{n} 横向动量分布在 0.5 到 1.4 GeV 的区域，可以覆盖我们的信号区域。相对于这个运行相关的 IP，每个带电径迹必须满足以下要求：

- $V_{xy} < 0.5$ cm,
- $|V_z| < 5$ cm,
- $|\cos \theta| < 0.93$,
- 好的带电粒径迹满足 $N = 2$ 。

这里， θ 是带电径迹相对于束流的极角， V_{xy} 和 $|V_z|$ 是带电径迹在 Oxy 平面和 z 位置与相互作用点的最近距离。

7.1.1 粒子鉴别

使用 TOF 和 dE/dx 测量值鉴别别带电介子和 p ，并分别计算出介子和 p 假设的组合置信度 $\mathcal{L}(\pi)$ 和 $\mathcal{L}(p)$ 。我们要求 π^+ 和 π^- 候选满足以下标准：

- π^\pm : $\mathcal{L}(\pi) > \mathcal{L}(p)$ 和 $\mathcal{L}(\pi) > \mathcal{L}(k)$,
- p 或 \bar{p} : $\mathcal{L}(p) > \mathcal{L}(\pi)$ 和 $\mathcal{L}(p) > \mathcal{L}(k)$,

7.1.2 \bar{n} 簇射要求

EMC 中满足以下标准的簇被认为是好的 \bar{n} 簇射：

- 桶状 EMC, $|\cos \theta| < 0.80$; 末端 EMC, $0.86 < |\cos \theta| < 0.92$;
- 至少需要一个能量大于 0.6 GeV 的簇射;
- 二阶矩被要求 > 20 ，其二阶矩定义为 $\sum_i E_i r_i^2 / \sum_i E_i$ ，其中 E_i 为第 i 个晶体的沉积能量， r_i 为第 i 个晶体与簇中心的径向距离;
- 为抑制与事件无关的电子噪声和簇射，要求 EMC 时间与事件开始时间之差在 $(0, 700)$ ns 以内；

- \bar{n} 与任意带电径迹之间的夹角 $\theta_{\bar{n},trk}$ 大于 10° 。

7.1.3 \bar{n} 重建效率

- 拟合范围: $M_{p\pi^- recoil} \in [0.85, 1.05] \text{ GeV}$

- \bar{n} 重建效率定义为: $\frac{N_{\bar{n}>=1}}{N_{\bar{n}>=0}}$ 。

7.2 数据和 MC 对比和一些检查

信号产额根据我们的测量分支比进行归一，本底来自图中的 Inclusive MC，比较如图 7-1 所示。

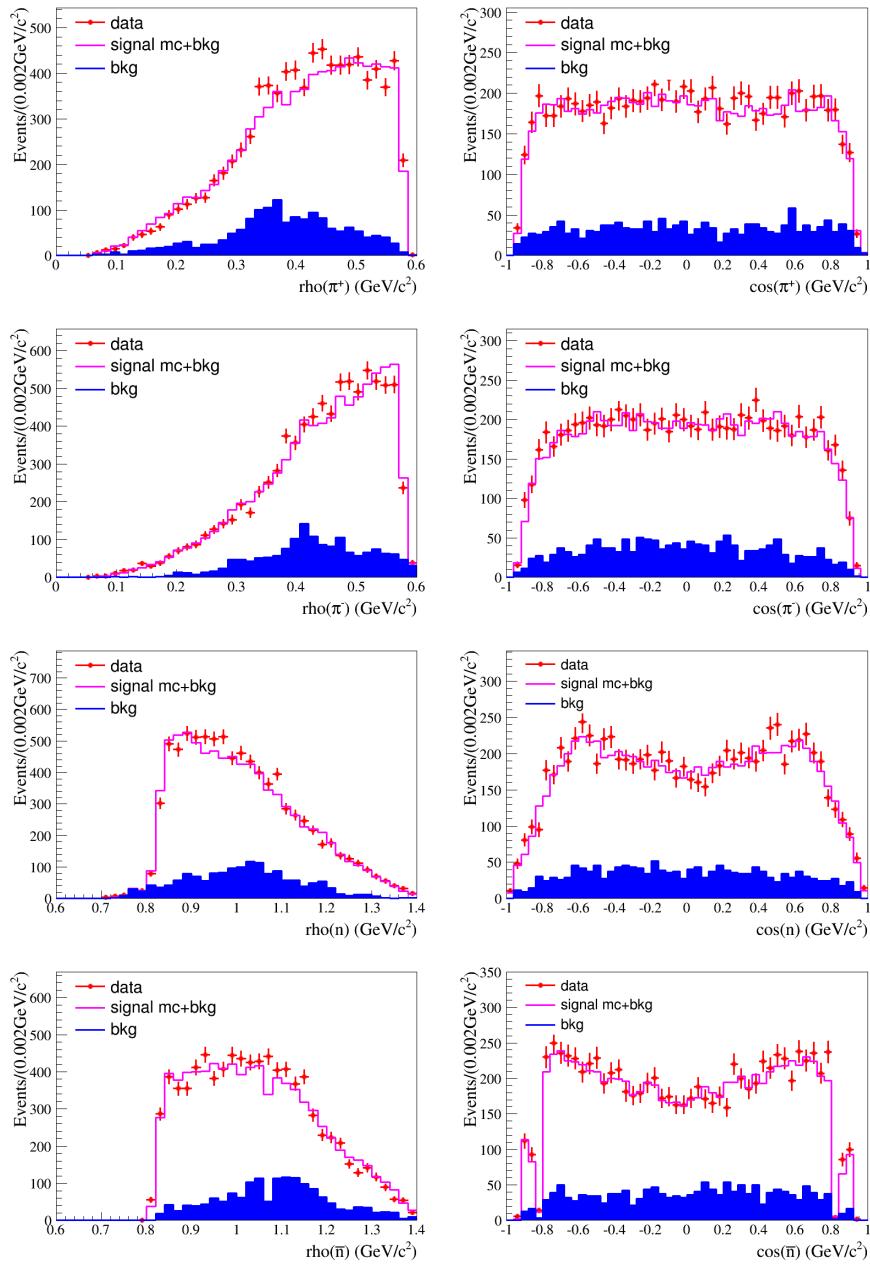


图 7-1 不同粒子的动量和角度的数据和 MC 对比图。

样本由信号 MC 和 Inclusive MC 的本底组成。信号由与 MC 形状卷积高斯函数描述, 该函数表示数据和 MC 在分辨率和平均值方面的差异, 如图 7-2。分支比的输出与输入在一个标准差内一致 (输入: 2.79×10^{-4} , 输出: $(2.77 \pm 0.04) \times 10^{-4}$)。

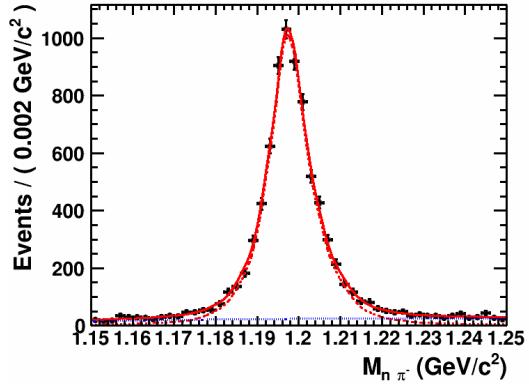


图 7-2 $n\pi^-$ 的不变质量分布。

利用 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\Sigma^+\bar{\Sigma}^-$ 衰变道, 估算了峰本底道 $\psi(3686) \rightarrow \gamma\Sigma^-\bar{\Sigma}^+$ 的分支比。拟合结果如图 7-3 所示。

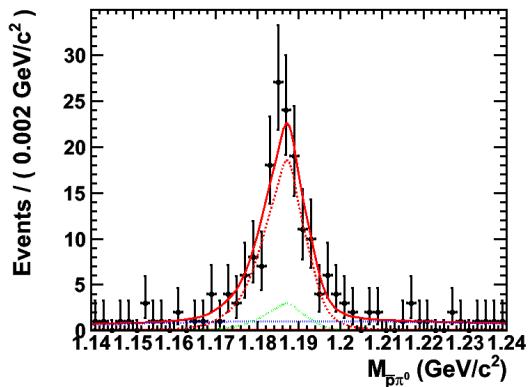


图 7-3 $\bar{p}\pi^0$ 的不变质量分布。

附录 B

7.3 π^0 控制样本

为了研究 π^0 重建效率，我们选择 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^- \rightarrow p\bar{p}\pi^0\pi^0$ 作为控制样本。 π^0 横向动量分布在 0.1 至 0.35 GeV 的区域，可以覆盖我们的信号区域。相对于此运行相关的 IP，每个带电径迹必须满足以下要求：

- $V_{xy} < 2$ cm,
- $|V_z| < 10$ cm,
- $|\cos \theta| < 0.93$,
- 需要良好的径迹 $N \geq 2$ (因为 \bar{n} 倾向于与物质湮灭)。

这里， θ 是带电径迹相对于光束轴的极角， V_{xy} 和 $|V_z|$ 是带电径迹在 Oxy 平面和 z 位置与相互作用点的最接近点。

7.3.1 粒子鉴别

带电质子通过 ParticleID 包使用 TOF 和 dE/dx 测量值进行识别，并分别计算质子假设的组合置信度 $\mathcal{L}(p)$ 。如果 $Prob_{PID}$ 大于任何其他粒子假设，则该粒子被视为 p 。我们要求介子和质子候选者满足以下标准：

- p : $\mathcal{L}(p) > \mathcal{L}(\pi)$ 和 $\mathcal{L}(p) > \mathcal{L}(k)$ 。

7.3.2 良好簇射

- 使用 EMC 中的簇射来识别光子候选者。每个簇射的沉积能量在桶形区域必须大于 25 MeV ($|\cos \theta| < 0.80$)，在端盖区域必须大于 50 MeV ($0.86 < |\cos \theta| < 0.92$)。
- 为了抑制与事件无关的电子噪声和簇射，EMC 时间与事件开始时间之间的差值必须在 (0, 700) ns 以内。
- 为了排除源自带电径迹的簇射，EMC 中每个簇射的位置与最接近的外推带电径迹之间的角度必须大于 10 度。
- 好簇射的数量 $N_\gamma \geq 4$ 。

7.3.3 π^0 重建

π^0 介子通过衰变 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 重建。为了重建 π^0 介子，我们对 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 进行运动学拟合。为了抑制组合本底，我们要求运动学拟合的 χ^2 小于 25。

π^0 候选粒子由不变质量满足 $[M_{\pi^0} - 60] < M_{\gamma\gamma} < [M_{\pi^0} + 40] \text{ MeV}/c^2$ 的光子对重建，其中 M_{π^0} 是从 PDG 中获取的 π^0 的中心质量。

7.3.4 π^0 重建效率

- 拟合范围: $M_{\Sigma^+ \bar{p}recoil} \in [0.85, 1.05] \text{ GeV}/c^2$
- π^0 重建效率定义为: $\frac{N_{\pi^0>=2}}{N_{\pi^0>=1}}$ 。

7.4 \bar{n} 控制样本

为了研究 \bar{n} 重建效率，我们选择 $J/\psi \rightarrow p\bar{n}\pi^-$ 作为控制样本。 \bar{n} 横向动量分布在 0.5 到 1.2 GeV 的区域，可以覆盖我们的信号区域。相对于这个运行相关的 IP，每个带电径迹必须满足以下要求：

- $V_{xy} < 0.5 \text{ cm}$,
- $|V_z| < 5 \text{ cm}$,
- $|\cos \theta| < 0.93$,
- 需要 $N \geq 2$ 的良好径迹（因为 \bar{n} 倾向于与物质湮灭）。

这里， θ 是带电径迹相对于光束轴的极角， V_{xy} 和 $|V_z|$ 是带电径迹在 Oxy 平面和 z 位置与相互作用点的最近距离。

7.4.1 粒子鉴别

通过 ParticleID 包使用 TOF 和 dE/dx 测量值识别带电介子和质子，并分别计算介子和质子假设的组合置信度 $\mathcal{L}(\pi^-)$ 和 $\mathcal{L}(p)$ 。如果 $Prob_{PID}$ 大于任何其他粒子假设，则该粒子被视为 $p(\pi)$ 。我们要求介子和质子候选者满足以下标准：

- π^- : $\mathcal{L}(\pi^-) > \mathcal{L}(p)$ 和 $\mathcal{L}(\pi^-) > \mathcal{L}(k)$,
- p : $\mathcal{L}(p) > \mathcal{L}(\pi)$ 和 $\mathcal{L}(p) > \mathcal{L}(k)$ 。

7.4.2 \bar{n} 簇射要求

EMC 中满足以下标准的簇被视为良好的 \bar{n} 簇射：

- 桶状 EMC, $|\cos \theta| < 0.80$; 端盖 EMC, $0.86 < |\cos \theta| < 0.92$;
- 至少需要一个能量大于 0.5 GeV 的簇射;
- 二阶矩 > 20 ;
- 为了抑制与事件无关的电子噪声和簇射, EMC 时间与事件开始时间之间的差异必须在 (0, 700) ns 以内;
- 为了排除源自带电径迹的簇射, EMC 中每个簇射的位置与最近的外推带电径迹之间的角度必须大于 10 度。

7.4.3 \bar{n} 重建效率

- 拟合范围: $M_{p\pi^- recoil} \in [0.85, 1.05] \text{ GeV}$
- \bar{n} 重建效率定义为: $\frac{N_{\bar{n}>=1}}{N_{\bar{n}>=0}}$ 。

7.5 本底数目提取公式

对于 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-, \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$, 我已检查过, 本底公式 $N=S - 0.27*A$ 已通过拟合图 7-4 中的二维不变质量进行了修正。

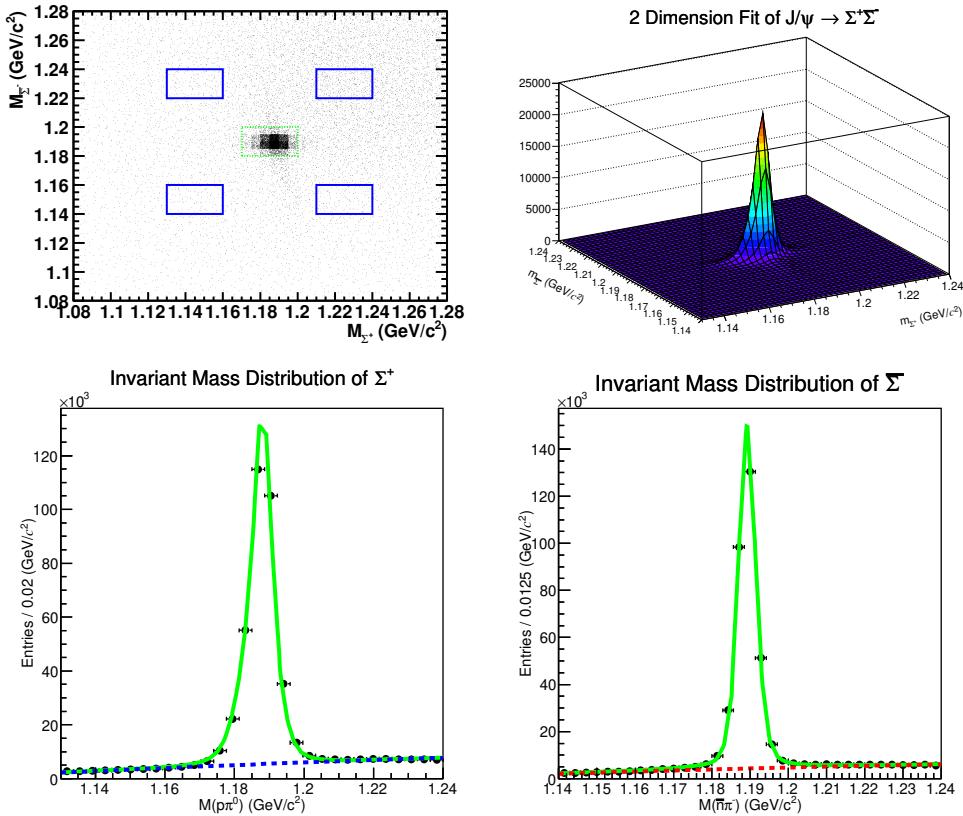


图 7-4 边带区域定义的散点图 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^-$ 。

对于 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$, 我已检查过, 本底公式 $N=S - 0.26*A$ 已通过拟合图 7-5 中的二维不变质量进行了修正。

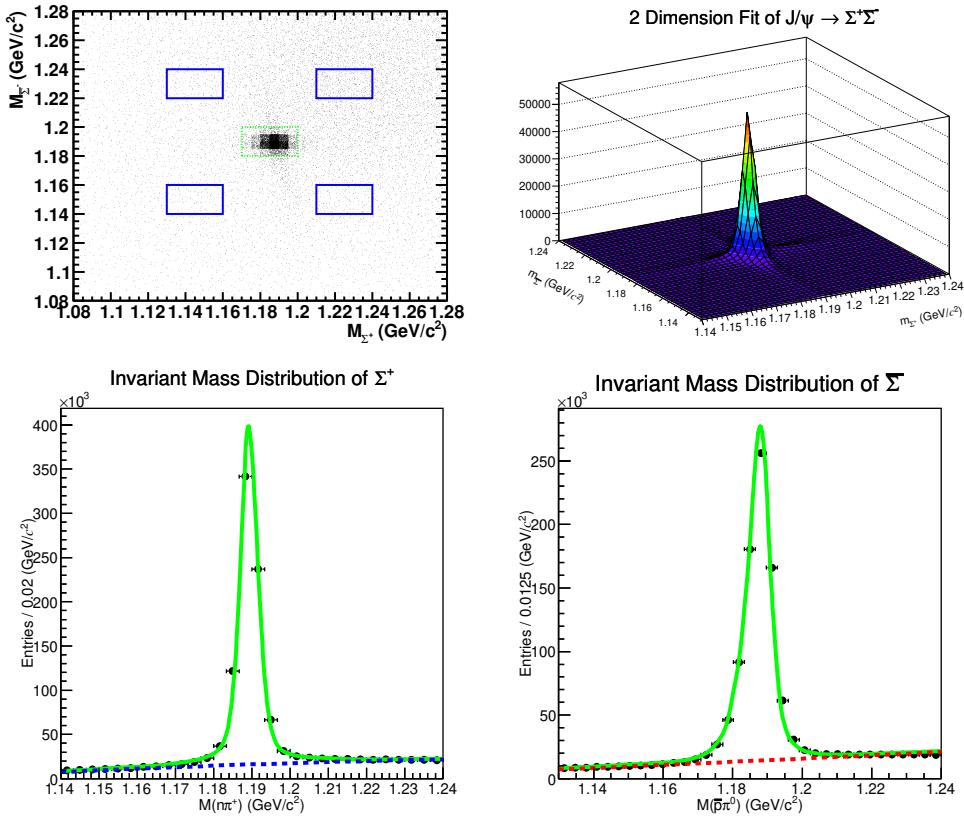


图 7-5 边带区域定义的散点图 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$, $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ 。

7.6 结合两种衰变模式确定 BF

图 7-6 中结合拟合结果的分支比与之前的测量结果一致。

```

COVARIANCE MATRIX CALCULATED SUCCESSFULLY
FCN=-1.88985e+07 FROM HESSE      STATUS=OK
EDM=0.0155028     STRATEGY= 1      89 CALLS      369 TOTAL
                                         ERROR MATRIX ACCURATE
EXT PARAMETER           INTERNAL      INTERNAL
NO.   NAME      VALUE       ERROR      STEP SIZE      VALUE
1 Branching_fraction    1.08524e-03  1.10845e-06  3.42523e-03  3.71047e-02
2 n_bk      1.34759e+05   4.81498e+02   5.07627e-03  -6.62354e-01
3 n_bk2     2.87597e+04   2.19746e+02   5.58825e-03  -1.08641e+00
4 p0       4.55322e-01   5.28516e-03   1.57531e-03  4.55480e-02
5 p02      5.29095e-01   1.04885e-02   3.13208e-03  5.29342e-02
6 resMean1   -1.59505e-04  3.52969e-06  3.53471e-03  -5.31936e-02
7 resMean2   3.70431e-04   7.40323e-06  7.40461e-03  1.23793e-01
8 sigma1     1.41896e-03  5.45984e-06  7.20598e-03  -4.47168e-01
9 sigma2     8.31319e-04  2.18915e-05  3.48732e-02  -7.30809e-01
FRR DFF= 0.5

```

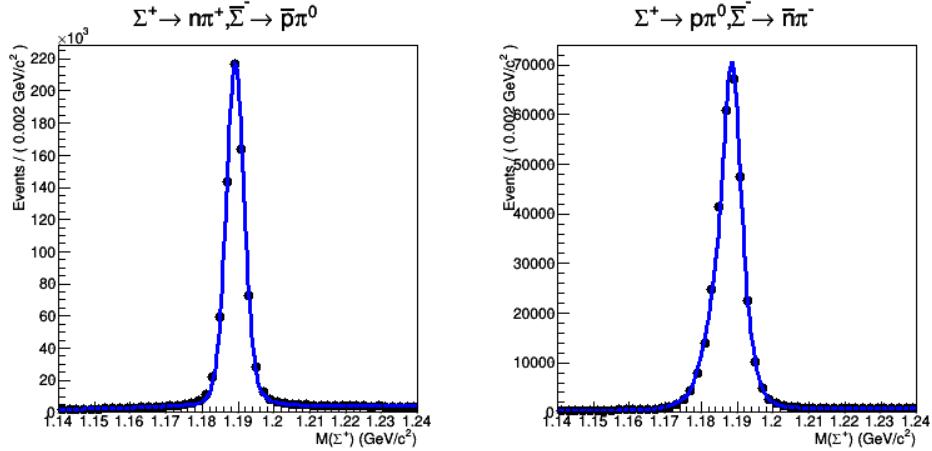


图 7-6 $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$ 联合拟合的分支比

附录 C

7.7 检查拟合方法

使用我们的拟合结果生成 100 次 Toy MC 样本，并用于执行输入输出检查。质量和宽度的输出与输入值在 1σ 以内一致，如图 7-7 所示。

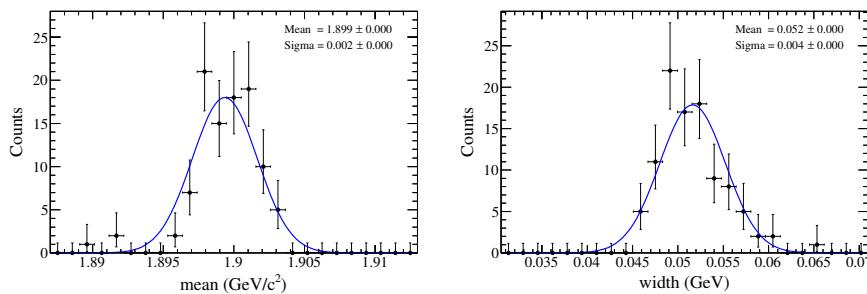


图 7-7 100 次输入输出检查的质量和宽度分布。

7.8 效率校正

MC 效率和数据效率之间存在差异。我们使用过程 $J/\psi \rightarrow p\pi^-\bar{n}$ 和 $J/\psi \rightarrow \bar{p}\pi^+n$ 的控制样本来校准这种差异。我们将这些选择分为三类：BDT 选择、EMC 选择和 TOF 选择，如表 7-1 所示。在应用 BDT、EMC 和 TOF 选择之前，我们将事件数作为分母，在应用 BDT、EMC 和 TOF 选择之后，我们将事件数作为分子。因此，我们可以进一步计算出各种选择对应的选择效率。

表 7-1 效率的分子和分母。

步骤	样本	BDT/EMC/TOF 选择
BDT	$R_{xy} < 0.6$	$n_n_shower > 0$
EMC	$R_{xy} < 0.6$ $n_n_shower > 0$	最大沉积能量 $< 0.19 \text{ GeV}$
TOF	$R_{xy} < 0.6$ $n_n_shower > 0$ 最大沉积能量 $< 0.19 \text{ GeV}$	$T_{\text{tof}} - T_s - T_p \in (2,7.6) \parallel (8.5,15) \text{ ns}$

R_{xy} ，即 p 和 π^- (\bar{p} 和 π^+) 径迹与相互作用点的最接近值，用于抑制控制样本

中的本底。变量 n_n_shower 是 BDT 分类器要求选择的簇射流数量。最大沉积能量是指在排除中子、反中子候选体后，EMC 中簇射的最大能量，要求小于 0.19 GeV。飞行时间的选取要求在 $T_{\text{tof}} - T_s - T_p \in (2, 7.6)$ 或 $\in (8.5, 15)$ ns 之内。这和我们对信号过程 $J/\psi \rightarrow \gamma n\bar{n}$ 的选取是一样的，

效率的计算分为两个维度：动量大小和发射角度。动量大小从 0.2 到 1.2 GeV/c 分为 5 个 bin，发射角从 -0.8 到 0.8 分为 8 个 bin。同时，还计算了每个 bin 的事件数，可以用来得到我们的效率图。

BDT

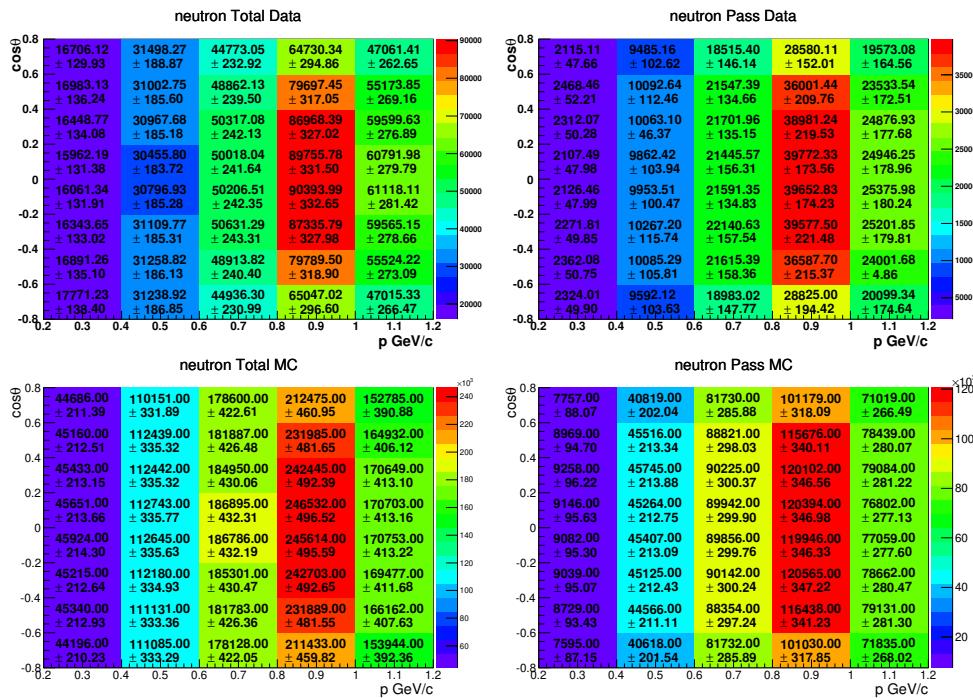


图 7-8 在对数据（上两个）和 MC（下两个）应用 BDT 选择之前（左）和之后（右）不同动量大小和发射角中的中子计数。

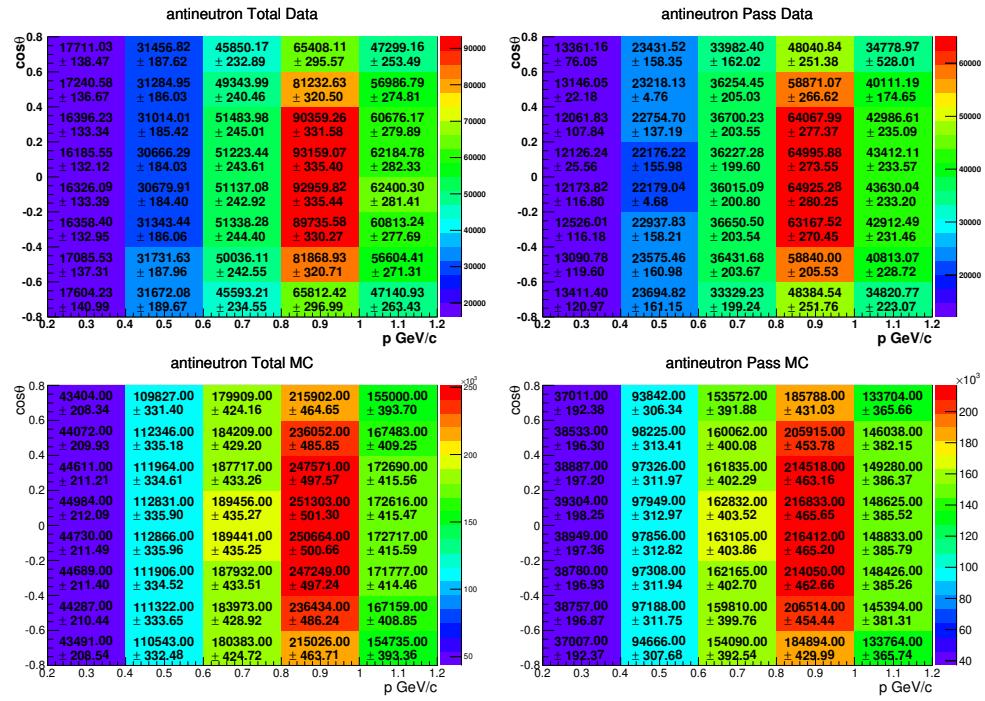


图 7-9 在应用 BDT 选择数据（上两个）和 MC（下两个）之前（左）和之后（右）不同动量大小和发射角中的反中子计数。

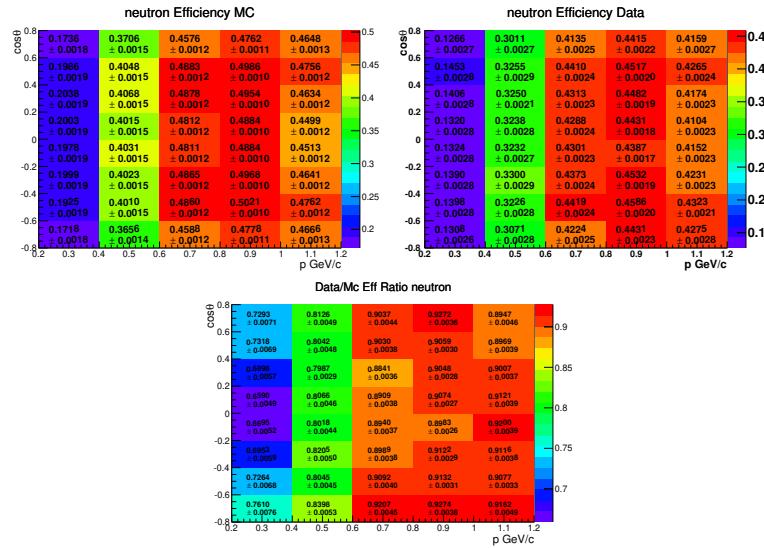


图 7-10 不同动量大小和发射角箱中的中子效率。对于 MC 模拟（左图）、数据（中图）、数据/MC 效率比（右图）。

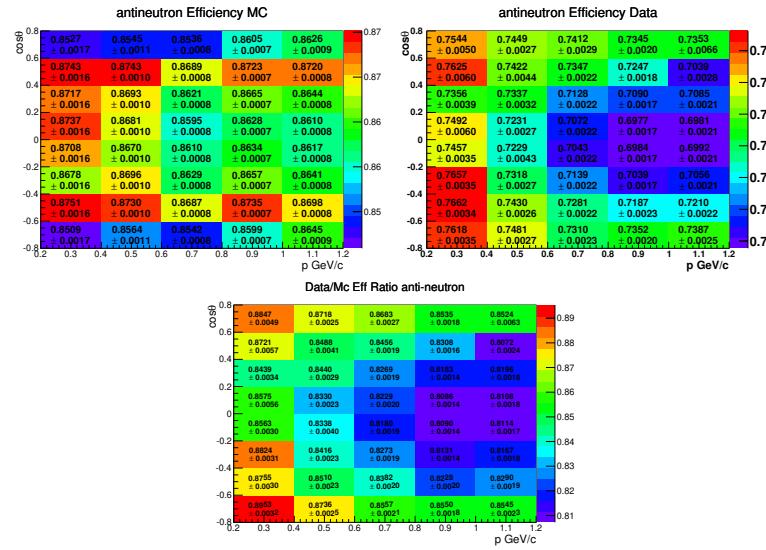


图 7-11 不同动量大小和发射角的反中子效率。对于 MC 模拟（左图）、数据（中图）、数据/MC 效率比（右图）。

EMC

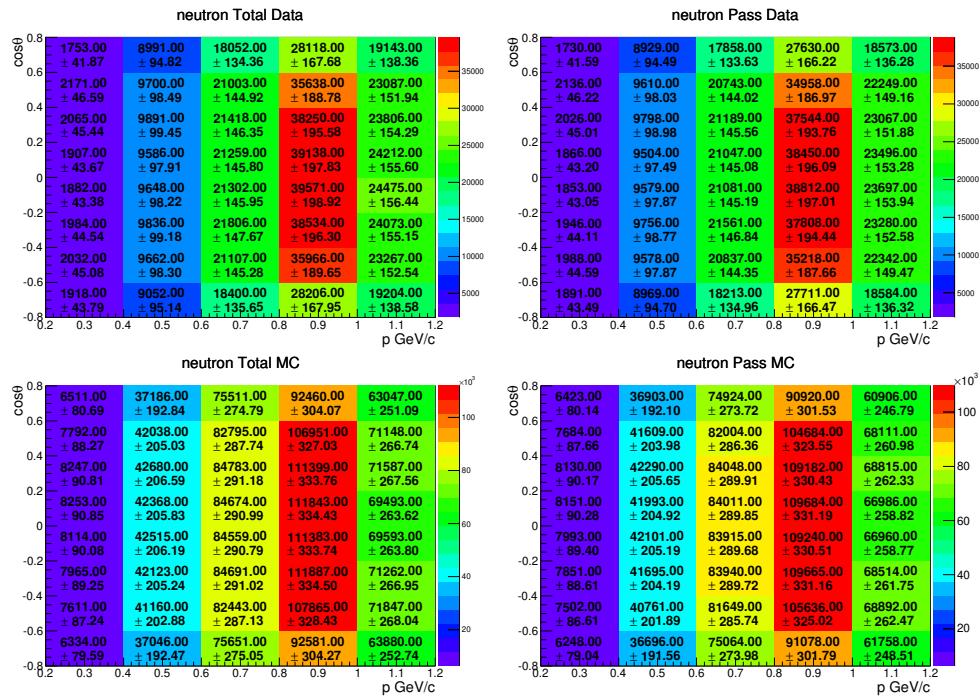


图 7-12 对数据（上两个）和 MC（下两个）应用 EMC 选择之前（左图）和之后（右图）不同动量大小和发射角中的中子计数。

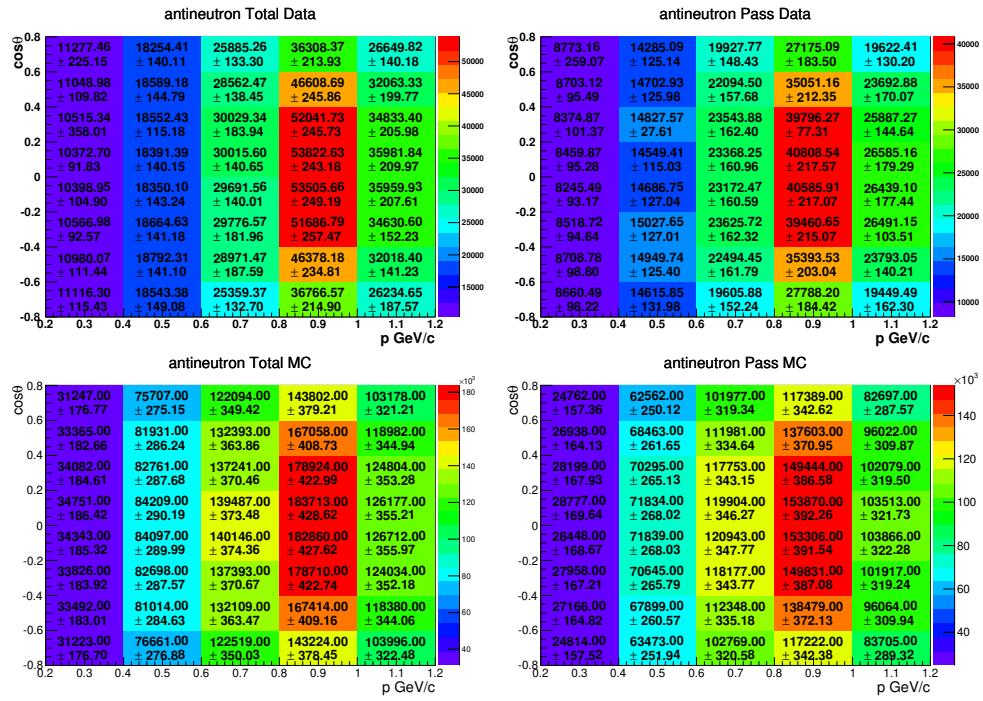


图 7-13 在对数据（上两个）和 MC（下两个）应用 EMC 选择之前（左图）和之后（右图）不同动量大小和发射角中的反中子计数。

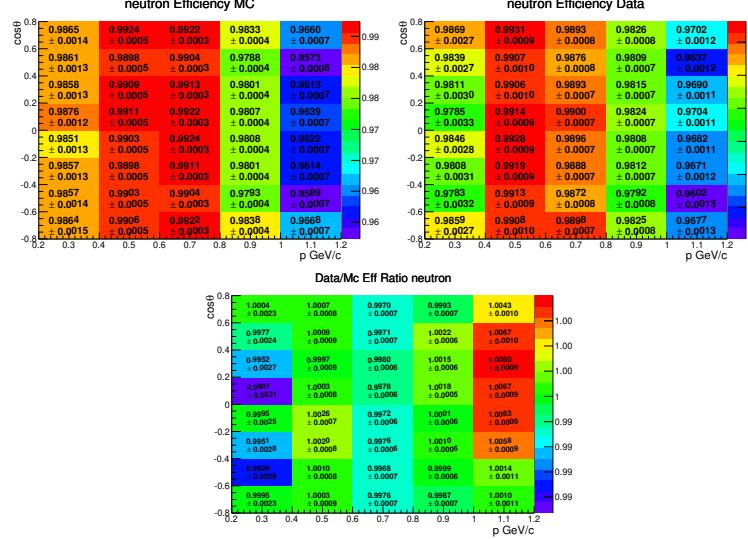


图 7-14 不同动量大小和发射角箱中的中子效率。对于 MC 模拟（左图）、数据（中图）、数据/MC 效率比（右图）。

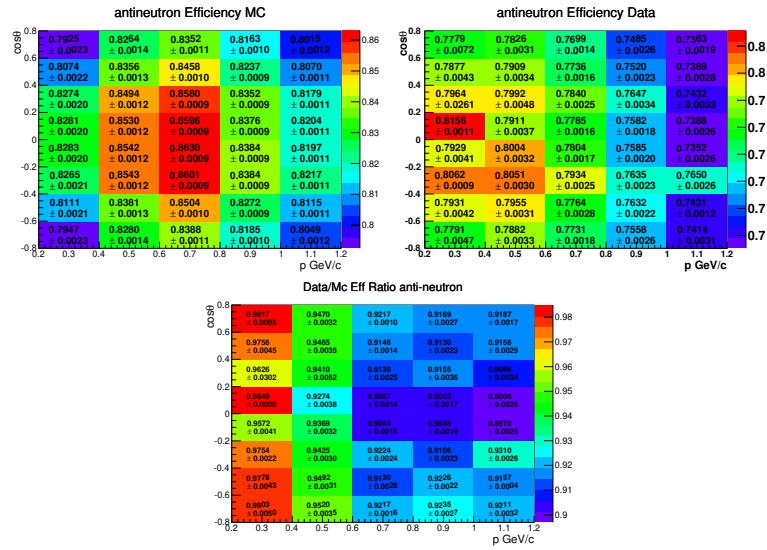


图 7-15 不同动量大小和发射角的反中子效率。MC 模拟（左图）、数据（中图）、数据/MC 效率比（右图）。

TOF

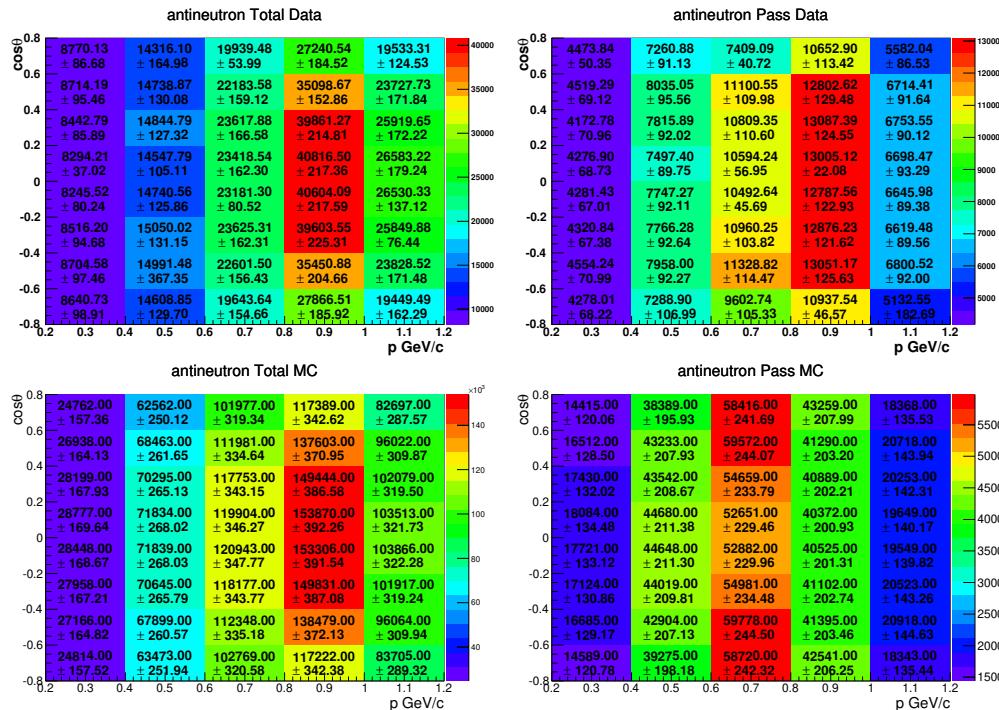


图 7-16 在应用 EMC 选择数据（上两个图）和 MC（下两个图）之前（左图）和之后（右图）不同动量大小和发射角中的反中子计数。

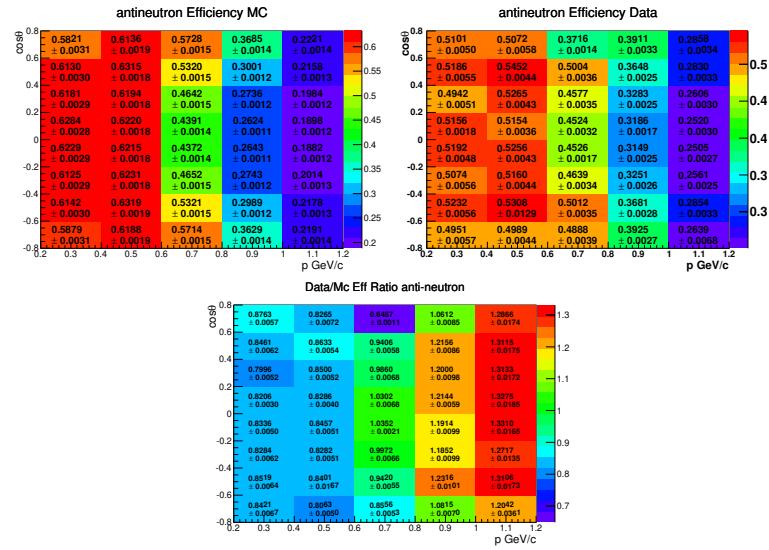


图 7-17 不同动量大小和发射角箱中的反中子效率。对于 MC 模拟（左图）、数据（中图）、数据/MC 效率比（右图）。

7.9 MVA 分析中使用的每个变量的分布

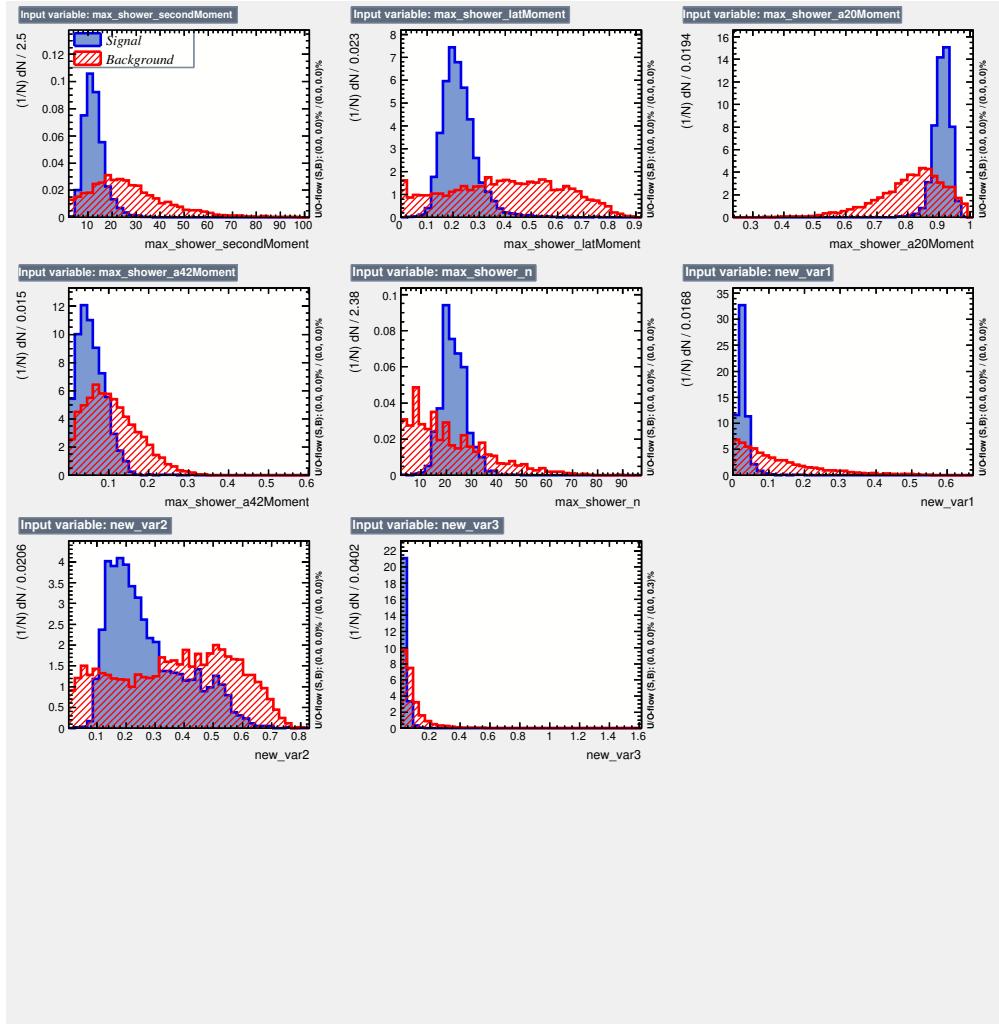


图 7-18 MVA 分析中使用的每个变量的分布与用于分析的信号 (γ) 和本底 ($n\bar{n}$) 样本相关训练。

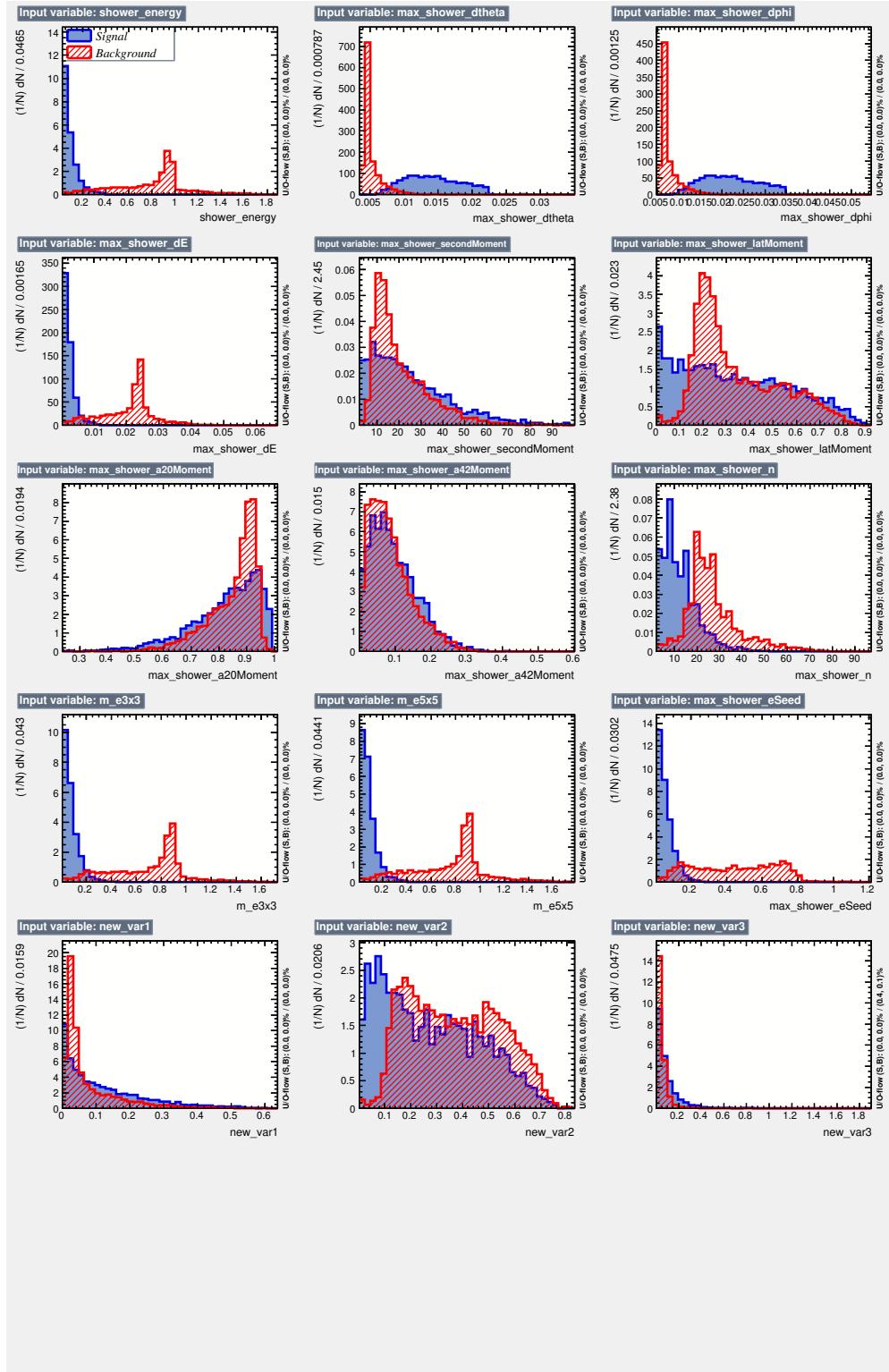


图 7-19 MVA 分析中使用的每个变量的分布与信号 (n) 和本底 ($\gamma\bar{n}$) 样本有关，这些样本用于训练。

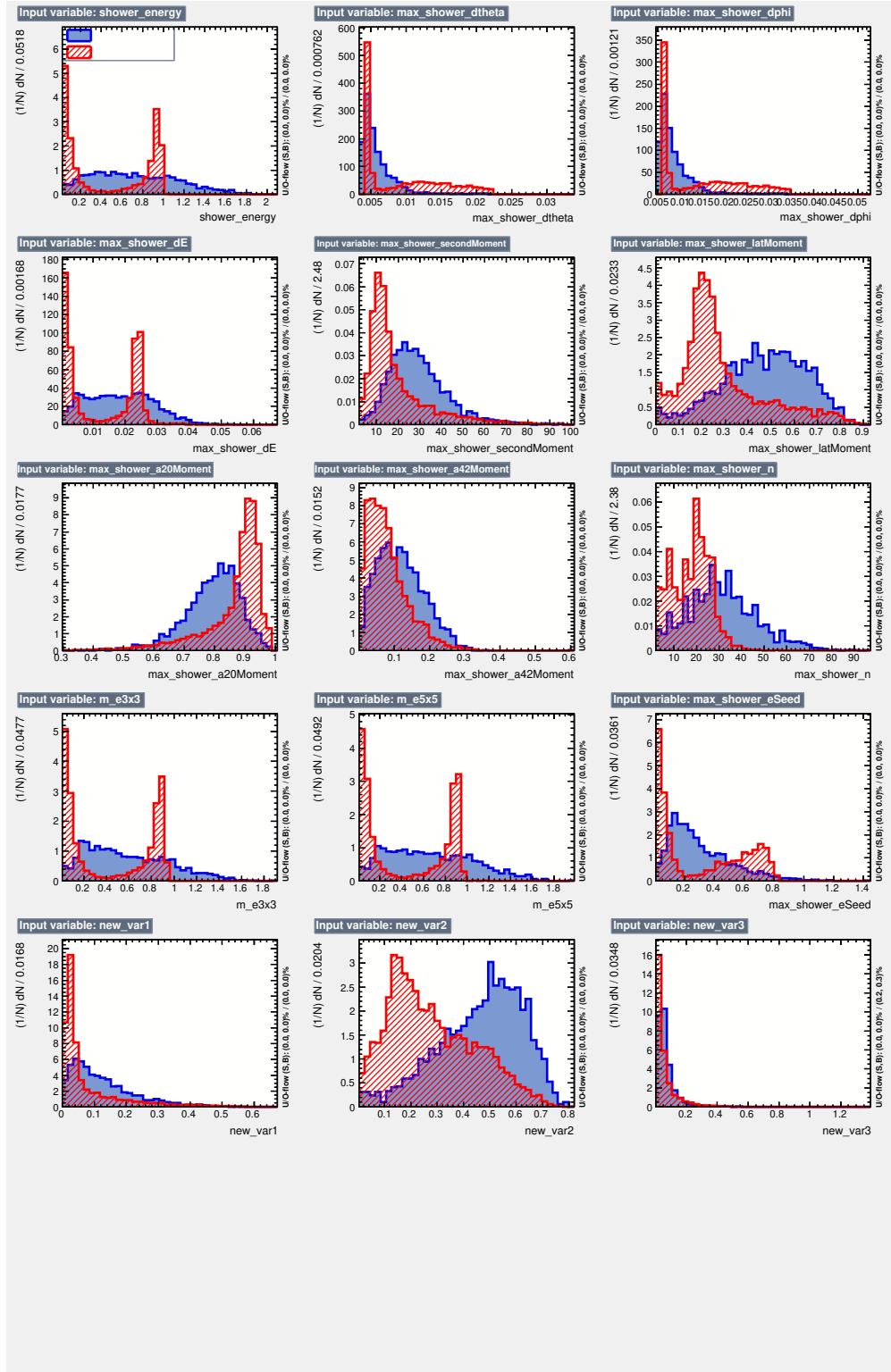


图 7-20 与用于训练的信号 (\bar{n}) 和本底 (γn) 样本相关的 MVA 分析中使用的每个变量的分布。

7.10 控制样本的多个变量的分布

我们使用控制样本比较了多个变量(BDT 变量)的分布,如图 7-21 和图 7-22 所示。

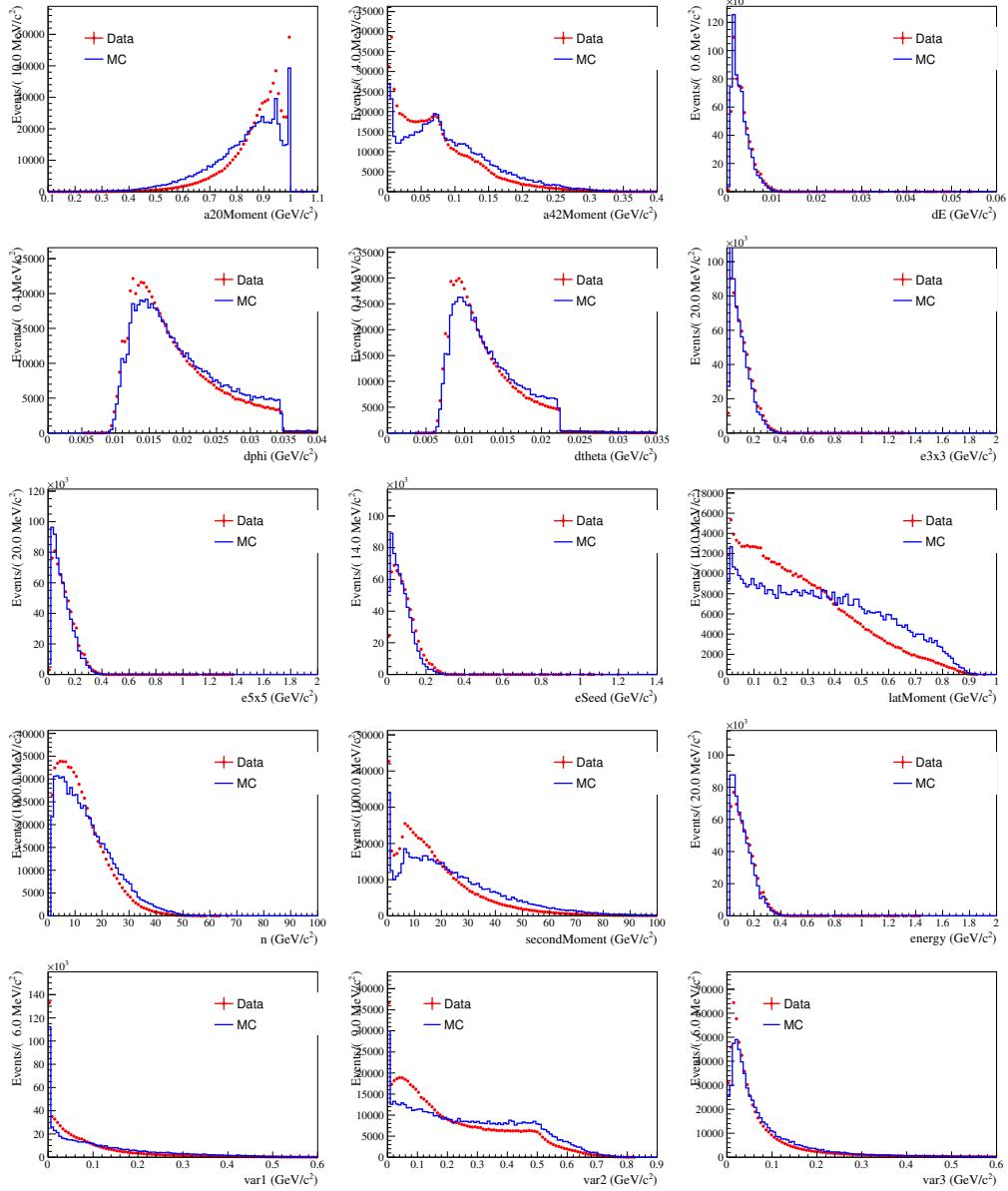
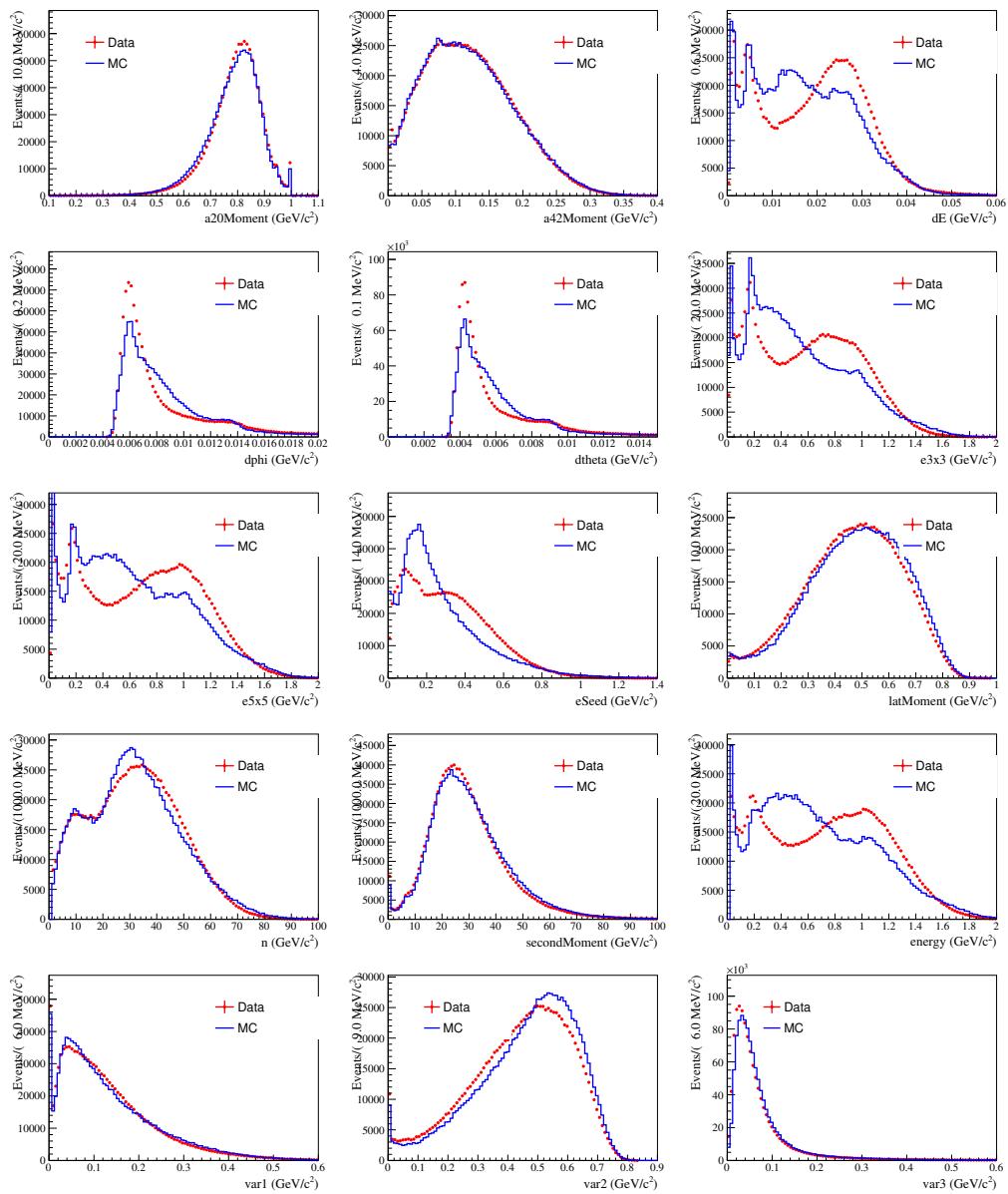


图 7-21 控制样本 $J/\psi \rightarrow \bar{p}n\pi^+$ 的数据和 MC 之间的多变量分布。

图 7-22 控制样本 $J/\psi \rightarrow p\bar{n}\pi^-$ 的数据和 MC 之间的多变量分布。

附录 D

7.11 在信号区间相空间 MC 与数据的比较

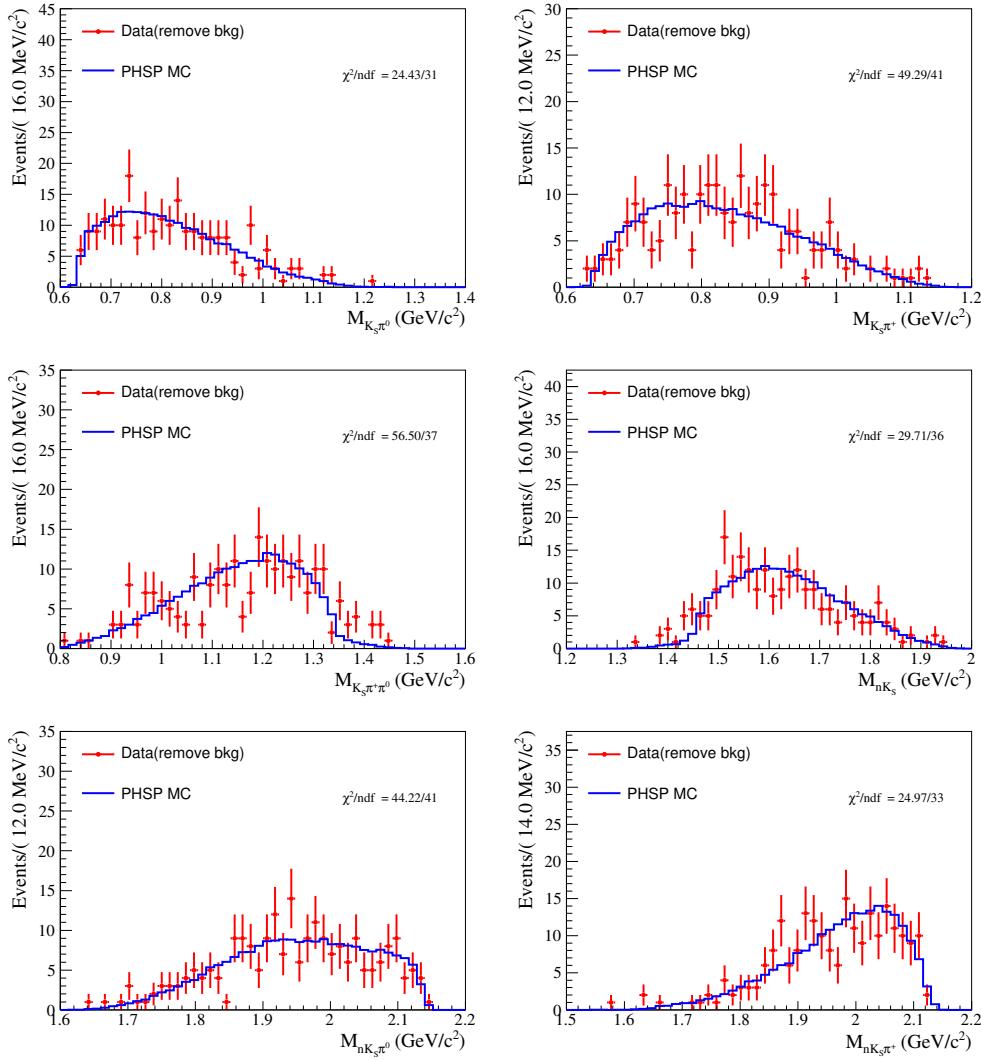


图 7-23 不变质量 $K_S\pi^0$ 、 $K_S\pi^+$ 、 $K_S\pi^+\pi^0$ 、 nK_S 、 $nK_S\pi^0$ 、 $nK_S\pi^+$ 分布比较图。红色的点且带误差棒的为实验数据，蓝色的直方图为模拟的信号相空间 MC 分布。

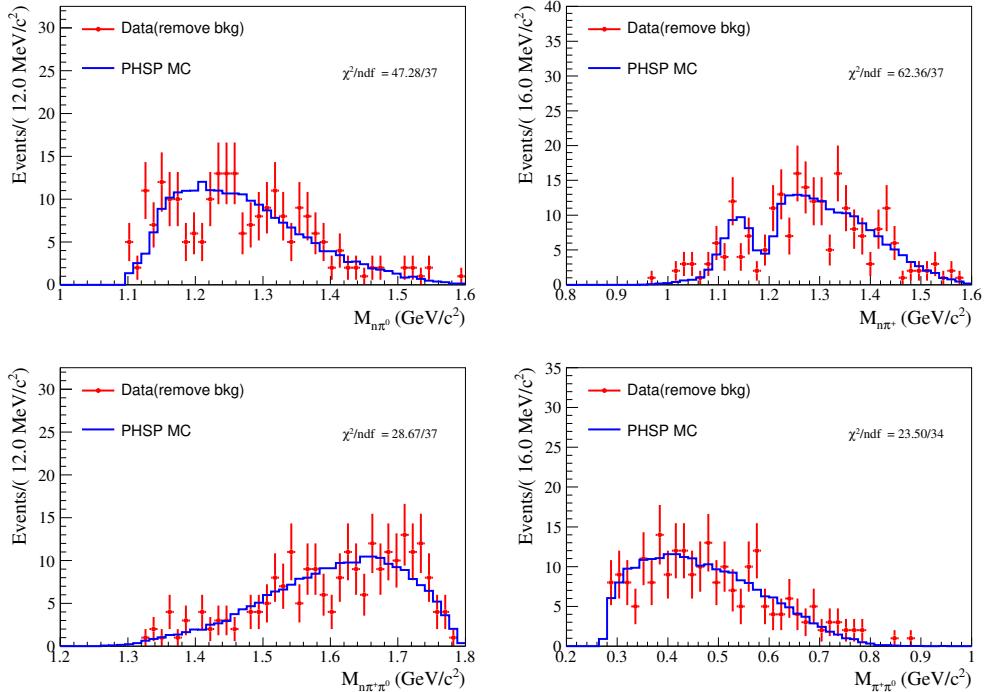


图 7-24 不变质量 $n\pi^0$ 、 $n\pi^+$ 、 $n\pi^+\pi^0$ 、 $\pi^+\pi^0$ 分布比较图。红色的点且带误差棒的为实验数据，蓝色的直方图为模拟的信号相空间 MC 分布。

7.12 在信号区间 Weight MC 与数据的比较

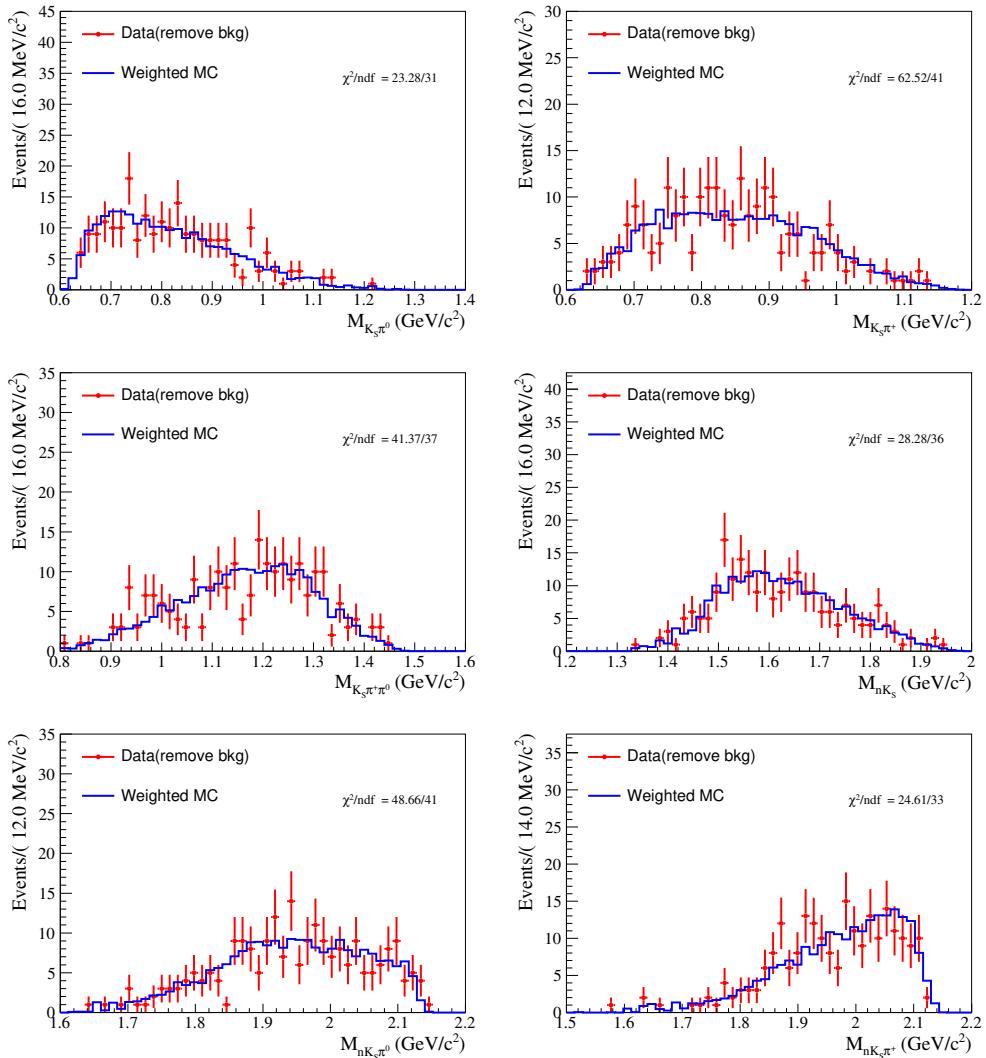


图 7-25 不变质量 $K_S\pi^0$ 、 $K_S\pi^+$ 、 $K_S\pi^+\pi^0$ 、 nK_S 、 $nK_S\pi^0$ 、 $nK_S\pi^+$ 分布比较图。红色的点且带误差棒的为实验数据，蓝色的直方图为加权修正后的 MC 分布。

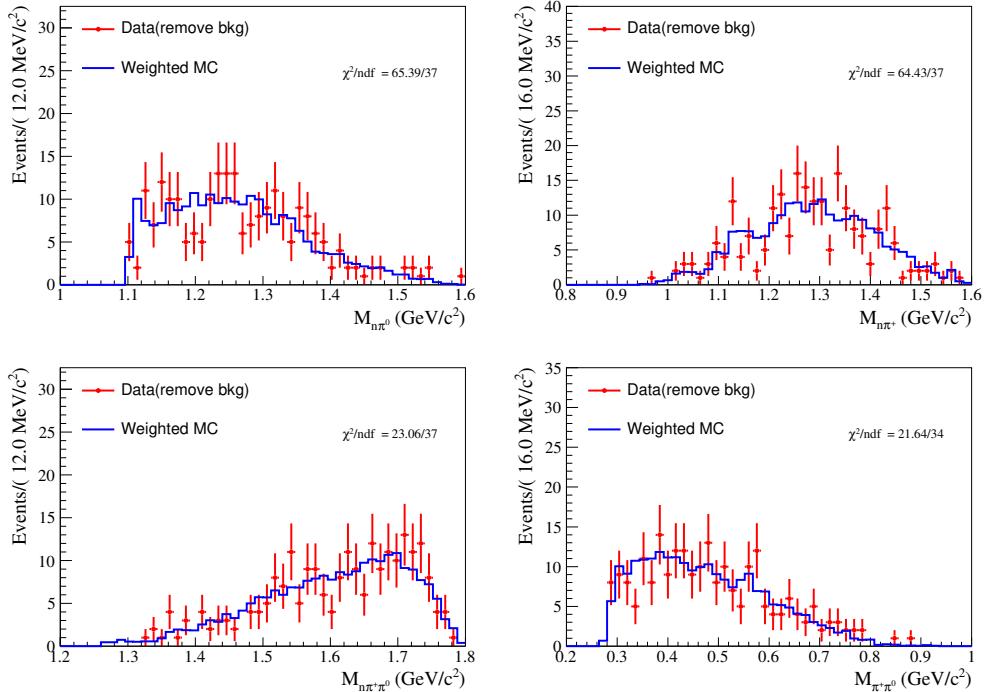


图 7-26 不变质量 $n\pi^0$ 、 $n\pi^+$ 、 $n\pi^+\pi^0$ 、 $\pi^+\pi^0$ 分布比较图。红色的点且带误差棒的为实验数据，蓝色的直方图为加权修正后的 MC 分布。

7.13 检查拟合方法

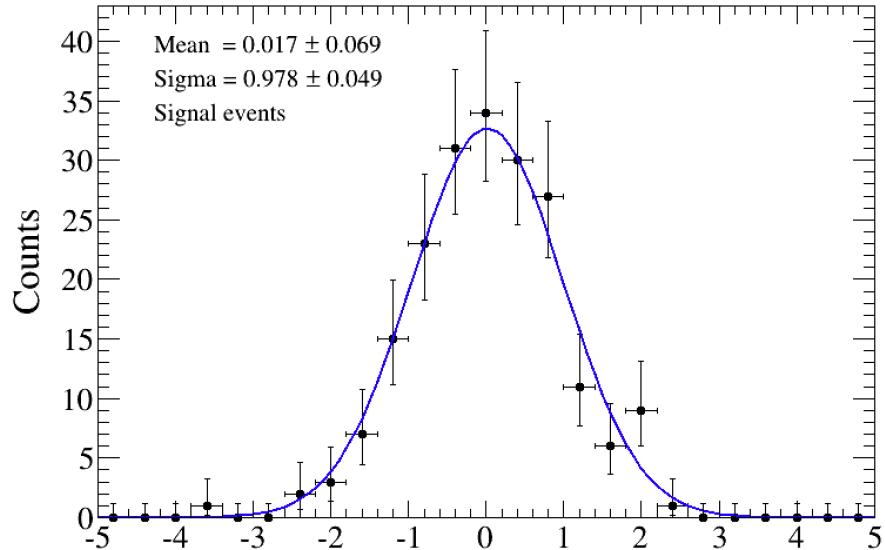


图 7-27 输入输出的 Pull 分布。

7.14 二维高斯与相关系数卷积的形状

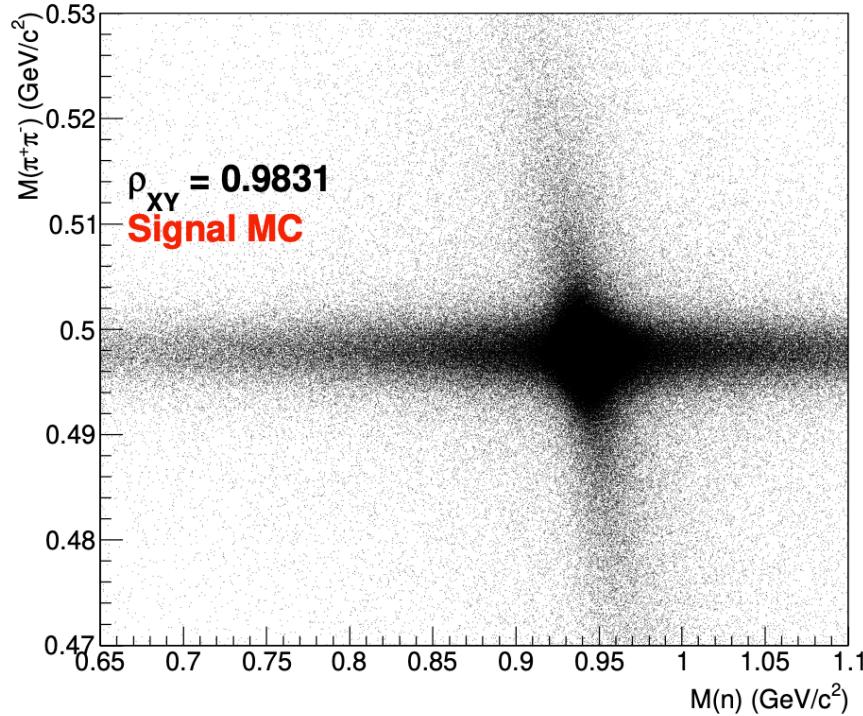


图 7-28 二维 $M^2(n)$ 和 $M_{\pi^+\pi^-}$ 分布。

无相关性的二维高斯函数 $g(X_1, X_2)$ 可表示为,

$$g(X_1, X_2) = \frac{1}{2\pi\sigma_1\sigma_2} e^{-\frac{1}{2}(X-\mu)^T V^{-1}(X-\mu)} dX_1 dX_2, V^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sigma_1^2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sigma_2^2} \end{bmatrix} \mathbb{I}$$

这里, 我们考虑一个简单的情况, 其中平均值和标准差分别为 0 和 1, 因此我们有

$$g(X_1, X_2) = \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{1}{2}X^T X} dX_1 dX_2 \mathbb{I}$$

我们给 X 一个线性变换 $Y = AX + \mu$, 分布 $g(X_1, X_2)$ 变为

$$\begin{aligned} g'(Y_1, Y_2) &= \frac{1}{2\pi|A|} e^{-\frac{1}{2}(Y-\mu)^T A^T A^{-1}(Y-\mu)} dY_1 dY_2 \\ &= \frac{1}{2\pi|A|} e^{-\frac{1}{2}(Y-\mu)^T V'^{-1}(Y-\mu)} dY_1 dY_2 \mathbb{I} \end{aligned}$$

其中 V' 表示 AA^T 。如果 Y 服从具有相关性的二维高斯分布, 则 V' 的表达式应为

$$V' = \begin{bmatrix} \sigma_1^2 & \rho\sigma_1\sigma_2 \\ \rho\sigma_1\sigma_2 & \sigma_2^2 \end{bmatrix}.$$

因此变换矩阵 A 足以满足 $V' = A^2$.

7.15 2D 拟合 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量分布

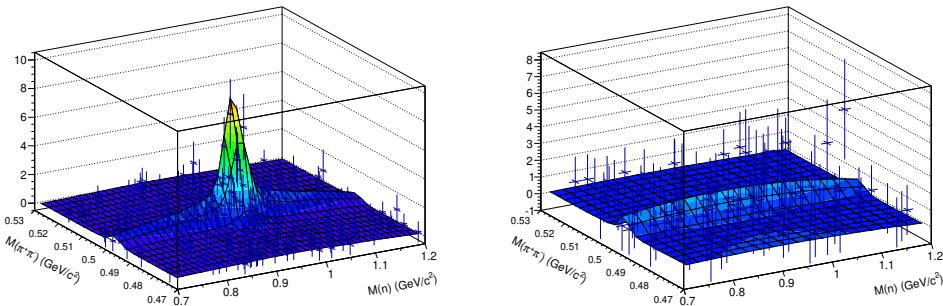


图 7-29 n 和 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量二维分布。

攻博博士学位期间取得的学术成果

以实际第一作者已发表论文:

- [1] M. Ablikim *et al.* [BESIII], “Test of CP Symmetry in Hyperon to Neutron Decays,” *Phys. Rev. Lett.* **131**, no.19, 191802 (2023).
- [2] M. Ablikim *et al.* [BESIII], “Observation of the decay $\psi(3686) \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^+$ and measurement of its angular distribution,” *JHEP* **12**, 016 (2022)
- [3] M. Ablikim *et al.* [BESIII], “First observation of the decay $\Lambda_c^+ \rightarrow n K_S^0 \pi^+ \pi^0$,” *Phys. Rev. D* **109**, no.5, 053005 (2024).
- [4] Y. Xiao, X. Chu and L. Yan, “Symmetry in Σ Hyperon Decay,” *Symmetry* **15**, no.1, 98 (2023).

即将发表的论文:

- [1] M. Ablikim *et al.* [BESIII], “Study of Sigma to ppi0 decay parameter in $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$,” **BESIII-Memo-1248**. (以实际第一作者撰写的 Memo)
- [2] M. Ablikim *et al.* [BESIII], “First measurement of $\Xi^-(\bar{\Xi}^+) - p$ elastic scattering,” **BESIII-Memo-1519**. (以实际第一作者撰写的 Memo)
- [3] M. Ablikim *et al.* [BESIII], “First study of Σ^+ polarization oscillation at BESIII,” **BESIII-Memo-1481**. (以实际第一作者撰写的 Memo)
- [4] M. Ablikim *et al.* [BESIII], “Study of $J/\psi \rightarrow \gamma X(n\bar{n}) \rightarrow \gamma n\bar{n}$ at BESIII,” **BESIII-Memo-1377**. (以实际第一作者撰写的 Memo)
- [5] M. Ablikim *et al.* [BESIII], “Measurements of the absolute branching fractions of Σ^+ decays,” **BESIII-Memo-1489**. (以主要作者撰写的 Memo)
- [6] M. Ablikim *et al.* [BESIII], “Observation of a threshold enhancement in the $n\bar{n}$ mass spectrum via $J/\psi \rightarrow e^+e^-n\bar{n}$ at BESIII,” **BESIII-Memo-1487**. (以主要作者撰写的 Memo)

- [7] M. Ablikim *et al.* [BESIII], “Study of η_c decaying into $\Xi^0 \bar{\Xi}^0$ final state,” **BESIII-Memo-1066**. (以主要作者撰写的 Memo)

学术会议上做报告:

- [1] 国际会议报告, 上海, 2022.08.15-2022.08.19, 第 13 届 e+e- Collisions From Phi to Psi, 题目: Hyperon physics at BESIII
- [2] 国际会议墙报展示, 墨尔本, 2023.07.17-2023.07.21, 第 31 届 International Symposium on Lepton Photon Interactions at High Energies, 题目: Hyperon physics at BESIII
- [3] 国际会议报告, 线上, 2021.03.16-2021.03.19, BESIII 国际合作组春季研讨会, 题目: Measurements of Decay Parameters in $J/\psi \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^-$
- [4] 国际会议报告, 北京, 2022.03.13-2022.03.16, BESIII 国际合作组春季研讨会, 题目: Study of $J/\psi \rightarrow \gamma X(1835) \rightarrow \gamma n\bar{n}$
- [5] 国际会议报告, 湖南长沙, 2023.06.26-2023.06.30, BESIII 国际合作组大会, 题目: Study of Ξ^- and Nucleus interaction with J/ψ data
- [6] 国际会议报告, 北京, 2024.03.18-2024.03.21, BESIII 国际合作组春季研讨会, 题目: First study of hyperon polarization oscillation
- [7] 国际会议报告, 辽宁沈阳, 2024.07.02-2024.07.06, BESIII 国际合作组大会, 题目: Study of Ξ^- and proton interaction with J/ψ data
- [8] 国内会议报告, 上海, 2023.12.22-2023.12.24, 2023 年度粒子物理与核物理上海研讨会, 题目: Σ^+ 超子衰变到中子的 CP 破坏研究

致谢

时光如白驹过隙，不知不觉自己已经 26 岁了，五年的博士研究生阶段悄然结束。回首这段科研攻关的岁月，我内心涌动着丰富的学术积淀与蜕变的欣喜。在此期间，承蒙许多师友的学术启迪与人格熏陶，我深感铭谢。

在此，我首先要向祖国致以最深切的感恩。正是这个伟大的时代，赋予了我这样一个普通学子接受高等教育的机会，使我能够投身粒子物理与核物理这一国际前沿研究领域。与此同时，我也要向复旦大学表达由衷的谢意。复旦大学为我们搭建了一个卓越的学术平台，使我得以参与国际合作的大科学装置实验，与世界其他的科学家一起探索科学的未知。尽管个人的努力与师长的指导在通过层层选拔中至关重要，但我始终深知，正是国家的繁荣与昌盛，才为千千万万像我一样的青年学子提供了系统接受优质教育的机会。复旦大学的支持与培养，不仅拓展了我的学术视野，更让我深刻领悟到科学的研究的深远意义。这段宝贵的经历，将成为我学术道路上弥足珍贵的财富，激励我不断前行。

我要特别感谢我的导师黄焕中教授，您始终是我在科研道路上的引导者和榜样。每当我遇到困难，总能从您这里得到积极的鼓励和支持。当我分享一些灵感迸发的课题构想或未来发展方向时，您总是给予我热切的回应。其次，我要感谢我的导师严亮青年研究员，他对我的研究课题的推进功不可没。在我入学之前，您就给予了我许多具体的指导，从头到尾一步步教会我如何开展一项完整的研究工作。我最初的实验数据分析工作是在您的帮助下完成的，每次与您讨论都让我受益匪浅。我还要感谢郭玉萍青年研究员。在每周的课题进展组会上，郭老师总是提供许多有用的信息和指导。在您的指导下，我还参加了日本的 BelleII 实验，受益良多。

感谢我的师兄师妹们：刘桐、周祎卓、杨莹、尚科羽、初晓、宋宇静、郑变敏、朱康帅、曾鑫、朱腾蛟、胡圣亮、郭嘉宁、徐月、朱稳定、牛文迪和张纪元。我们一起吃饭、喝酒、唱歌、并激烈讨论科研，分享了许多快乐的时光。同时，感谢王云路师兄，我们经常聚餐、喝酒、跑步，并讨论理论和实验发展的前沿问题。我也想感谢为我博士课题提供帮助的师兄和同学：国科大的张剑宇师兄、朱琳萱同学，中科院高能所的沈鸿飞师兄，以及华南师范大学的李琳师妹、北京大学的蒋沛成同学。感谢陈伟同学，每次讨论都让我对美国 STAR 实验中的核物理研究有了更具体的认识。特别感谢东京大学的师晓东师兄，带我入门了日本的

BelleII 实验，并详细讲解了底层代码的逻辑和原理。

另外，感谢中科院高能所的李海波老师、房双世老师、马海龙老师，北京大学的王大勇老师、国科大的吕晓睿老师、山东大学的刘智青老师、华南师范大学的胡继峰老师，以及德国亥姆霍兹的 Alaa Dbeyssi 和刘栋师兄、中科大的黄光顺老师、中科院近物所的林德旭老师、中山大学的耿聪老师，瑞典乌普萨拉大学的 Patrik Adlarson、Andrzej Kupsc、Karin Schoenning 等，感谢你们在我博士期间的工作完善和文章润色方面提供的宝贵帮助。

感谢我的女朋友蒋玉玲，她的支持让我能够不断前行。还要感谢我的父母，虽然他们对我的研究内容并不了解，但始终希望我能多读书，一直支持我的选择。

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：肖云龙 日期：2025.5.25

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：肖云龙 导师签名： 日期：2025.5.25

董婉君