

中图分类号:

UDC:

学校代码: 10055

密级: 公开

南 开 大 学
硕 士 学 位 论 文

在 Belle II 实验上测量 10.58 GeV 处伴随 $\psi(2S)$ 粒子产生粲偶
素过程的截面

Measurement of the cross section for the associated production of
the $\psi(2S)$ particle in the charm quark-antiquark pair process at
10.58 GeV in the Belle II experiment

论文作者	王雨	指导教师	赵明刚教授
申请学位	硕士	培养单位	南开大学
学科专业	理论物理	研究方向	粒子物理与原子核物理
答辩委员会主席		评阅人	

南开大学研究生院

二〇二五年三月

南开大学学位论文使用授权书

本人完全了解《南开大学关于研究生学位论文收藏和利用管理办法》关于南开大学(简称“学校”)研究生学位论文收藏和利用的管理规定,同意向南开大学提交本人的学位论文电子版及相应的纸质本。

本人了解南开大学拥有在《中华人民共和国著作权法》规定范围内的学位论文使用权,同意在以下几方面向学校授权。即:

1. 学校将学位论文编入《南开大学博硕士学位论文全文数据库》,并作为资料在学校图书馆等场所提供阅览,在校园网上提供论文目录检索、文摘及前 16 页的浏览等信息服务;
2. 学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存学位论文;学校根据规定向教育部指定的收藏和存档单位提交学位论文;
3. 非公开学位论文在解密后的使用权同公开论文。

本人承诺:本人的学位论文是在南开大学学习期间创作完成的作品,并已通过论文答辩;提交的学位论文电子版与纸质本论文的内容一致,如因不同造成不良后果由本人自负。

本人签署本授权书一份(此授权书为论文中一页),交图书馆留存。

学位论文作者暨授权人(亲笔)签字: _____

20 年 月 日

南开大学研究生学位论文作者信息

论 文 题 目	在 Belle II 实验上测量 10.58 GeV 处伴随 $\psi(2S)$ 粒子产生粲偶素过程的截面				
姓 名	王雨	学号	2120220222	答辩日期	
论 文 类 别	博士 ☐ 学历硕士 ☒ 专业学位硕士 ☐ 同等学力硕士 ☐ 划 ☒ 选择				
学院(单位)	物理科学学院		学科/专业(专业学位) 名称		理论物理
联 系 电 话	18822028311		电子邮箱	2120220222@mail.nankai.edu.cn	
通讯地址(邮编): 300000					
非公开论文编号			备注		

注:本授权书适用我校授予的所有博士、硕士的学位论文。如已批准为非公开学位论文,须向图书馆提供批准通过的《南开大学研究生申请非公开学位论文审批表》复印件和“非公开学位论文标注说明”页原件。

南开大学学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下进行研究工作所取得的研究成果。除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人创作的、已公开发表或者没有公开发表的作品的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本学位论文原创性声明的法律 responsibility 由本人承担。

学位论文作者签名：_____ 年 月 日

非公开学位论文标注说明

(本页表中填写内容须打印)

根据南开大学有关规定，非公开学位论文须经指导教师同意、作者本人申请和相关部门批准方能标注。未经批准的均为公开学位论文，公开学位论文本说明为空白。

论文题目			
申请密级	☐ 限制 (≤2 年) ☐ 秘密 (≤10 年) ☐ 机密 (≤20 年)		
保密期限	20 年 月 日至 20 年 月 日		
审批表编号		批准日期	20 年 月 日

南开大学学位评定委员会办公室盖章 (有效)

注：限制 ★2 年 (可少于 2 年); 秘密 ★10 年 (可少于 10 年); 机密 ★20 年 (可少于 20 年)

摘要

在质心系能量大于 6 GeV 的正负电子对撞实验中，通过虚光子或 Z^0 玻色子媒介可以发生 $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow c\bar{c} \rightarrow$ 粲强子 + X 的过程，该过程是微扰 QCD 理论中最简单的强单举产生过程之一，对该过程的测量可以极大的帮助我们理解强相互作用机制。本项工作基于 Belle II 探测器收集到的质心系能量为 10.58 GeV、总积分亮度为 361.65 fb^{-1} 的数据样本，以 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \text{anything}$ 的方式对反应截面进行测量，最终测得一系列反应截面。其结果为：

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \eta_c} = (30.44 \pm 7.69 \pm 1.70) \text{ fb}$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \chi_{c0}} = (19.47 \pm 7.56 \pm 1.71) \text{ fb}$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \eta_c(2S)} = (15.69 \pm 7.79 \pm 1.31) \text{ fb}$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + X(3940)} = (14.16 \pm 9.87 \pm 0.79) \text{ fb}$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^0 \bar{D}^0} = (116.20 \pm 60.48 \pm 10.18) \text{ fb}$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^+ D^-} = (558.69 \pm 137.88 \pm 46.76) \text{ fb}$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^{*+} D^-} = (283.60 \pm 111.50 \pm 23.74) \text{ fb}$$

其中第一项为测量得到的截面中心值，第二项为统计误差值，第三项为系统误差值。

关键词： Belle II; 奇特强子态; 粲偶素; 强相互作用

Abstract

In electron-positron collision experiments with center-of-mass energies greater than 6 GeV, processes such as $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow c\bar{c} \rightarrow \text{charmed hadrons} + X$ can occur through the mediation of virtual photons or Z^0 bosons. This process is one of the simplest inclusive production processes in perturbative QCD theory, and its measurement can greatly improve our understanding of the strong interaction mechanism. This work is based on data samples collected by the Belle II detector at a center-of-mass energy of 10.58 GeV, with a total integrated luminosity of 361.65 fb^{-1} . The reaction cross-sections were measured in the mode $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \text{anything}$, yielding the following results:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \eta_c} = (30.44 \pm 7.69 \pm 1.70) \text{ fb}$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \chi_{c0}} = (19.47 \pm 7.56 \pm 1.71) \text{ fb}$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \eta_c(2S)} = (15.69 \pm 7.79 \pm 1.31) \text{ fb}$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + X(3940)} = (14.16 \pm 9.87 \pm 0.79) \text{ fb}$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^0 \bar{D}^0} = (116.20 \pm 60.48 \pm 10.18) \text{ fb}$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^+ D^-} = (558.69 \pm 137.88 \pm 46.76) \text{ fb}$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^{*+} D^-} = (283.60 \pm 111.50 \pm 23.74) \text{ fb}$$

The first value represents the measured central cross-section, the second value is the statistical uncertainty, and the third value is the systematic uncertainty.

Key Words: Belle II; Strange hadron states; Charmonium; Strong interaction

目录

摘要	I
Abstract	II
第一章 引言	1
第一节 粒子物理学	1
1.1.1 简介	1
1.1.2 发展历程	1
第二节 标准模型和基本相互作用	3
1.2.1 标准模型	3
1.2.2 基本相互作用	5
第三节 粲偶素	6
第四节 奇特强子态	8
第五节 高能物理实验	9
第六节 研究背景	12
第七节 研究方法	14
第八节 研究条件	15
第二章 SuperKEKB 加速器和 Belle II 探测器	16
第一节 SuperKEKB 正负电子对撞机	16
第二节 实验基本条件	17
第三节 Belle II 探测器	18
2.3.1 粒子探测原理	19
2.3.2 Belle II 探测器	20
2.3.3 束流管 (Beam pipe)	20
2.3.4 像素探测器 (Pixel Detector)	22
2.3.5 硅顶点探测器 (Silicon Vertex Detector)	23
2.3.6 中心漂移室 (Central Drift Chamber)	23
2.3.7 电磁量能器 (Electromagnetic Calorimeter)	25

2.3.8 K_L^0 和 μ 子探测器 (KLM)	26
第三章 分析方法和工具	28
第一节 蒙特卡洛模拟	28
第二节 离线软件	29
第四章 实验结果	31
第一节 粒子筛选条件	31
第二节 数据初步探究	33
4.2.1 $\psi(2S)$ 反冲质量谱信号蒙卡分析	33
4.2.2 反冲 $\psi(2S)$ 过程背景分析	37
4.2.3 反冲 $\psi(2S)\bar{D}^0$ 过程信号蒙卡分析	40
4.2.4 反冲 $\psi(2S)\bar{D}^0$ 过程背景分析	44
4.2.5 反冲 $\psi(2S)D^-$ 过程信号蒙卡分析	46
4.2.6 反冲 $\psi(2S)D^-$ 过程背景分析	49
第三节 真实数据分布	50
第四节 输入输出检查	52
第五节 系统误差	54
第六节 结果讨论	55
第五章 总结与展望	56
第一节 总结	56
第二节 展望	56
参考文献	57
致谢	62
附录	64
个人简历	66

第一章 引言

第一节 粒子物理学

1.1.1 简介

粒子物理学致力于研究世界起源及组成世界的基本物质，对基本粒子组成物质机理进行探究。基本粒子具有不同的能量，许多基本粒子不会游离在自然界中，需要通过特殊的手段将它们从物质中分离出来才可以对它们进行研究，目前物理学家们普遍使用粒子加速器将粒子加速到很高的能量使粒子发生反应来对粒子进行探究，因此粒子物理学也称为高能物理。粒子物理学理论发展至今已相对完善，从微观层面揭示了基本粒子的相互作用机制，从宏观层面探索了宇宙的起源。通过理论与实验的紧密结合，粒子世界的物理规律正逐步被揭示出来。

1.1.2 发展历程

在历史的长河中，从 6 世纪古希腊哲学家到现代粒子的基础理论，人们对于世界是由何种物质组成、这些物质有多少的问题不断进行探索。流西普斯、德漠克里特斯和伊比鸠鲁他们认为物质是由基本粒子组成的，并且有“原子论”一说；17 世纪的牛顿也认为物质是由基本粒子组成的想法，直到 1802 年道尔顿正式提出原子理论，认为组成世界的物质是由原子组成的。1896 年化学家门捷列夫发表著名的元素周期表^[1]，组成世界的各种元素按照各自性质归类，人们意识到元素内部必定存在某种未明机理，这进一步推动了原子论的研究。汤姆孙在研究稀薄气体放电时偶然发现了电子束产生的荧光即阴极射线，通过对该射线的进一步探索他发现了电子，初步揭示了原子核内部结构^[2]，他认为原子是由质子和被束缚的电子组成的，但他觉得电子在原子中的分布类似与枣糕，他的认识模型也被大家称为“枣糕模型”；直到卢瑟福在研究 α 粒子的散射实验时，发现能够引起 α 粒子偏转的只占原子整体的一小部分，这就证明原子质量只集中于非常紧密的一小块区域中，也就是原子核，并提出了原子的核式结构模型^[3]，他还推测了中子的存在^[4]，直到 1932 年英国物理学家查德威克发现了中子^[5]，中

子的质量和质子非常接近，但是它没有电荷；至此人们认识到原子核是由质子和中子组成的，电子在原子核外运动。但由于该模型中电子运动辐射能量导致原子不稳定与现实中原子稳定相矛盾，促成人们又探索新的模型；1913 年玻尔提出了量子力学关于原子理论的初步模型，他认为电子的能量是量子化的，其绕核运动的轨道能级是分立的，电子在能级之间运动即跃迁均要通过吸收或者放出能量进行，该理论成功解释了氢原子模型，但是对于稍微复杂一些的如氦原子便无能为力^[6]。1924 年德布罗意在完成博士毕业论文时提出了著名的物质波假设，指出微观粒子既具有波动性又具有粒子性即波粒二象性^[7, 8]，随后被戴维孙-格末的电子衍射实验证实，并获得了诺贝尔物理学奖。前人的探索过程为量子力学的发展奠定了基础，为深入探索微观世界的物理机制并对相关理论进行完善，1926 年物理学家薛定谔推导出了薛定谔波动方程，该方程可以对微观粒子的运动性质进行描述^[9, 10]，同时期还有德国物理学家海森堡推导出的矩阵力学^[11, 12]，后来二者被证明是等价的，这是量子力学开拓性的成就，为近代物理学发展史做出了巨大贡献。

组成世界的基本粒子逐渐的被实验学家们检测到是在人类科技的进步中做到的，因为打开微观世界的大门需要外界付出相应的能量，这个能量要足够将微观粒子组成的物质“轰击”开才能使结合稳定的微观粒子脱离开来。随着人们研究的能量量级逐渐升高，物理学家们对于基本粒子的认识也日益完善。首先是安德森发现了性质与电子相同但所带电荷相反的正电子^[13]，正电子的发现为之前的正反物质对称性假说提供了首个实验证据。其次是汤川秀树基于量子场论提出核子之间是通过交换玻色子来发生相互作用的理论机制——这一机制突破了电磁相互作用的传统范畴，但受限于当时的实验技术，该媒介粒子暂未被观测到^[14]。随后 1947 年鲍威尔通过分析宇宙射线在感光乳胶中留下的径迹特征，成功识别出 π 介子^[15]，此后实验物理学家陆续发现了 K 介子、 Λ 超子、 Σ 重子、 Ξ 粒子及中微子等系列亚原子粒子^[16, 17]，极大丰富了粒子谱系。20 世纪 60 年代是粒子物理学的黄金发展期，实验上观测到数百种亚原子粒子，促使理论体系发生根本性革新。为系统构建粒子分类体系并阐明相互作用规律，物理学家发展出了量子场论范式，它以量子电动力学 (QED) 和量子色动力学 (QCD) 为理论基石——QED 通过规范场精确描述电磁相互作用，QCD 则基于 SU(3) 规范对称性揭示夸克-胶子层面的强相互作用机制，这些理论突破为建立标准模型奠定了数学基础。

第二节 标准模型和基本相互作用

1.2.1 标准模型

标准模型 (Standard Model, SM) 是粒子物理学描述基本粒子的理论，爱因斯坦曾致力于统一场研究，试图将自然界中的强力、弱力、电磁力、引力四种相互作用统一，但他未能成功。标准模型的出现成功地解释了除引力之外的其它三种相互作用，它以量子场论为基础，通过自洽的理论将量子力学及狭义相对论进行结合，是迄今为止最成功的理论之一，揭示了物质的基本组成物质及相互作用原理^[18-23]。

在标准模型中，所有的物质都是由夸克、轻子、相互作用媒介子组成的，其理论主要分为三部分，物质组成、相互作用原理、希格斯玻色子及其机制。图 1.1 中展示了组成世界的基本粒子和媒介子之间的三种相互作用方式，夸克和轻子因为它们自旋为 $1/2$ 是费米子，而媒介子诸如光子、 Z^0 、 $W^\pm$ 、胶子等由于自旋为 1 是玻色子。夸克是组成强子的基本粒子，强子内部是夸克的紧密结合，比如中子的夸克成分就是两个下夸克和一个上夸克，夸克一共有 3 代，分别是上夸克、下夸克、粲夸克、奇异夸克、顶夸克和底夸克。它们之间的差异在于粒子质量，最重的顶夸克有 $173.1 \text{ GeV}/c^2$ ，而最轻的上夸克却只有 $2.2 \text{ MeV}/c^2$ 。

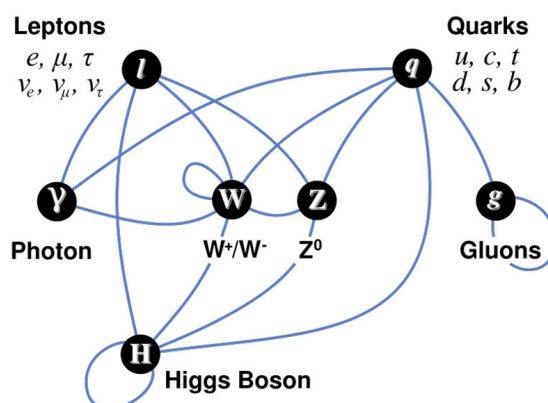


图 1.1 粒子及其相互作用^[24]

图 1.2 中展示了标准模型中的三代夸克和反夸克，包括其电荷自旋及质量，其中第一代夸克是质量最轻的上夸克和下夸克，第二代夸克是质量其次的粲夸克和奇异夸克，第三代是质量最重的顶夸克和底夸克，因为它们的质量不同，所以被发现的时期也不相同。夸克模型遵循 $SU(3)$ 规范对称性，对应红、蓝、绿三原色量子数，每种夸克还具有色自由度，又因为每个夸克态均存在对应的反夸

克，这样夸克一共有 36 种。和夸克类似，轻子同样呈现三代结构，其中第一代是电子及电子中微子，第二代是缪子及缪子中微子，第三代是陶子及陶子中微子，每个轻子均对应反粒子，总数为 12 种，轻子与反轻子具有相同的质量和自旋 ($s = 1/2$)，但电荷、轻子数等量子数互为相反。规范玻色子作为相互作用媒介可以分为传递强相互作用的胶子、传递弱相互作用的 $W^\pm$ 、 Z^0 、传递电磁相互作用的光子 γ ，胶子一共有 8 种，且胶子携带色荷。按照 Glashow-Weinberg-Salam 理论还需要有一个希格斯 (Higgs) 粒子。综上一共有 12 种轻子，36 种夸克，12 种媒介子，1 个希格斯粒子，所以标准模型中最少有 61 种基本粒子。

对于希格斯玻色子，它是赋予基本粒子质量的粒子，该机制被称为希格斯机制，是由物理学家希格斯提出的，通过引入希格斯场与基本粒子的耦合，赋予 $W^\pm$ 、 Z^0 玻色子质量^[25, 26]，而光子和胶子由于与希格斯场无耦合所以没有质量^[27]。2012 年，在大型强子对撞机 (LHC) 的实验中，ATLAS^[28] 和 CMS^[29] 两个国际合作组通过高能质子数据，首次观测到了希格斯玻色子的存在，这一发现标志着标准模型的最终验证，同时也为粒子物理学开启了新的研究篇章。希格斯玻色子除了使得基本粒子获得质量外，其性质还与宇宙早期演化、暗物质本质以及电弱对称性破缺机制等前沿课题密切相关。此外作为自然界中的首个标量玻色子，希格斯玻色子因其在粒子物理学中的独特地位，被赋予了“上帝粒子”的称号，对其研究将推动人类对物质基本结构和宇宙起源的深入理解。

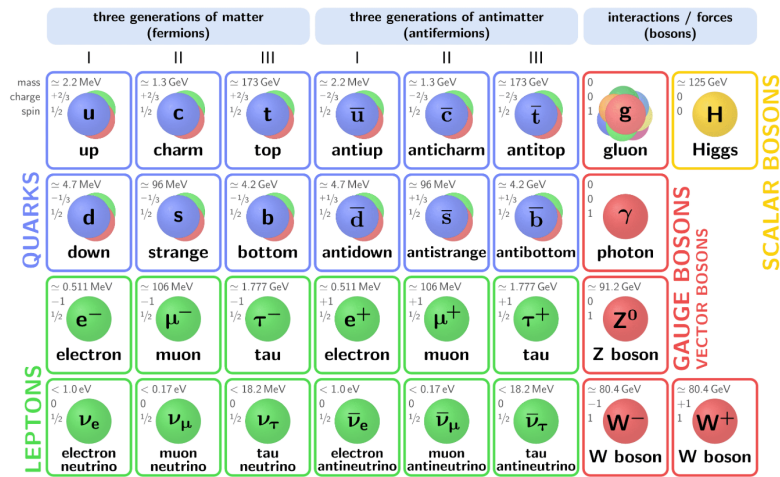


图 1.2 粒子物理标准模型基本粒子^[30]

1.2.2 基本相互作用

在相互作用方面，首先是在原子内部能够将质子和中子等核子结合在一起形成稳定原子核的强相互作用，媒介子是上面提到的胶子，因为作用的距离非常短，大概是原子尺度，所以强相互作用是一种短程力。其次是弱相互作用，弱相互作用是人们在研究原子核内部的神秘射线时发现的，它通过上面提到的 $W^\pm$ 、 Z^0 规范玻色子传递，但由于这两个粒子的大质量导致相互作用强度被高度压低，作用程限制在 10^{-18} m，因此它在四种基本相互作用中强度第二但力程最短。弱相互作用展现出的独特对称性破坏行为包括手征对称性破缺、味量子数不守恒、CP 破坏等，这使得弱相互作用在粒子物理中扮演着重要角色。引力相互作用普遍存在于所有具有质量的微观和宏观物体之间，按照万有引力定律其作用强度与距离的平方成反比，作用范围理论上可以延伸至无限远。然而由于引力在粒子物理学中的效应极其微弱，且其理论媒介子-引力子至今尚未被实验直接探测到，所以标准模型并未将其纳入核心框架。最后是电磁相互作用，它的作用机制由麦克斯韦方程组精确描述，其强度介于强相互作用和弱相互作用之间，作用范围同样可以无限延伸。电磁相互作用的媒介子是光子，作为一种无质量且电中性的规范玻色子，光子不仅在宏观世界中主导了电磁波、光学现象及磁场行为，还在微观尺度上对原子结构、粒子衰变及量子电动力学领域具有深远影响。四种相互作用及其媒介子的具体性质绘制在表 1.1 中。

表 1.1 基本相互作用性质

作用类型	强相互作用	弱相互作用	电磁相互作用	引力相互作用
源	色荷	弱荷	电荷	质量
力程	短程 ($\approx 10^{-15}$)	短程 ($\approx 10^{-18}$)	长程 (∞)	长程 (∞)
参与相互作用	夸克、胶子	费米子	带电粒子	所有粒子
媒介子	胶子 g	玻色子 $W^\pm$ 、 Z^0	光子 γ	引力子 G
自旋宇称	1^-	1^+ , 1^-	1^-	2^+
质量	$M_g = 0$	$M_{W^\pm} = 80.4 \text{ GeV}/c^2$ $M_{Z^0} = 91.2 \text{ GeV}/c^2$	$M_\gamma = 0$	$M_G = 0$
理论描述	量子色动力学	量子味动力学	量子电动力学	几何动力学

第三节 粲偶素

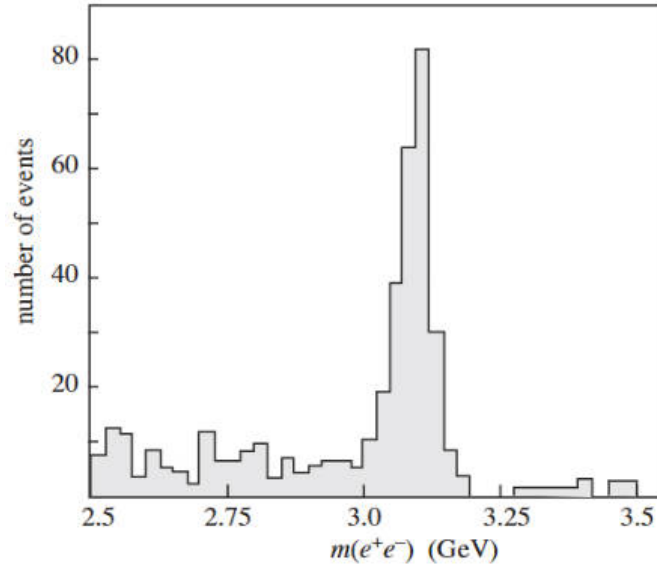
起初的夸克模型中只包含 u , d , s 三种夸克, 但是如果只有这三种夸克, 夸克模型是不完善的, 由此 Glashow 等认为还应该存在第四个夸克即粲夸克^[31], 实验物理学家们随即开始了对粲夸克的探索过程, 直到 1974 年著名物理学家丁肇中及其团队发现了 J 粒子的存在^[32]。几乎同一时间美国的里克特小组也发现了 ψ 粒子^[33]。二人的实验原理略有不同, 里克特小组在研究中是观察的正负电子对湮灭后可能产生的新粒子, 而丁肇中小组是打靶原理, 在打靶结果中探测新粒子, 这两个过程虽然原理不同, 但殊途同归, 都可以产生新的粒子, 如图 1.3 所示。二人发现新粒子的结果震惊了粒子物理学界, 证实了粲夸克的存在, 二人也一起获得了诺贝尔物理学奖。 J/ψ 粒子的发现超过了最初的夸克模型理论, 促使人们认识到夸克不止以上三种, 还有第四种夸克, 为了描述所有的夸克必须要发展更加完备的理论。物理学家们通过对 J/ψ 粒子的研究, 在强相互作用领域取得了显著进步。表 1.2 中给出了 J/ψ 粒子的基本属性, 该粒子的质量宽度仅为 keV 量级, 这与 OZI 规则 (Okubo-Zweig-Iizuka) 有关, 如图 1.4 所示, OZI 规则禁戒的衰变过程发生的概率会被大大降低^[34, 35]。

表 1.2 J/ψ 粒子的基本参数

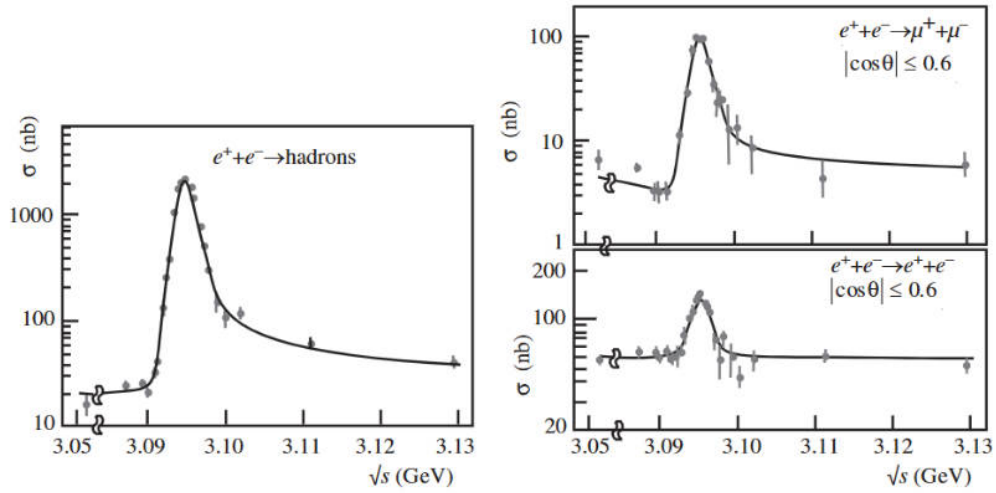
参数	J/ψ
质量	$3096.900 \pm 0.006 \text{ MeV}/c^2$
宽度	$92.9 \pm 2.8 \text{ keV}/c^2$
同位旋 I^G	0^-
自旋宇称 J^{PC}	1^{--}
夸克成分	$c\bar{c}$

此后 $\psi(3686)$ 的发现开启了粲偶素研究的新篇章^[36], 到目前为止发现的粲偶素如图 1.5 所示^[37], 它们共同构成了粲偶素家族^[38, 39], 为理解强相互作用、验证 QCD 理论及探索夸克禁闭机制提供了重要实验依据。

我们国家最著名的高能物理实验就是北京谱仪 BES, 从 BES I、BES II 再到 BES III, 北京谱仪实验一直是世界上运行最重要的 (类) 粲偶素研究的高能物理实验。在这 30 年间, BES 在对粲偶素和类粲偶素的研究中功勋卓著^[41-45], 目前的 BES III 实验仍将在更多的能量点继续获取海量的正负电子对撞数据, 特别是在 2019 年的夏天 BEPC II 加速器经过改造将最大质心系能量从 4.6 GeV 提



(a) BNL 实验^[32]



(b) SLAC 实验^[33]

图 1.3 J/ψ 粒子的发现

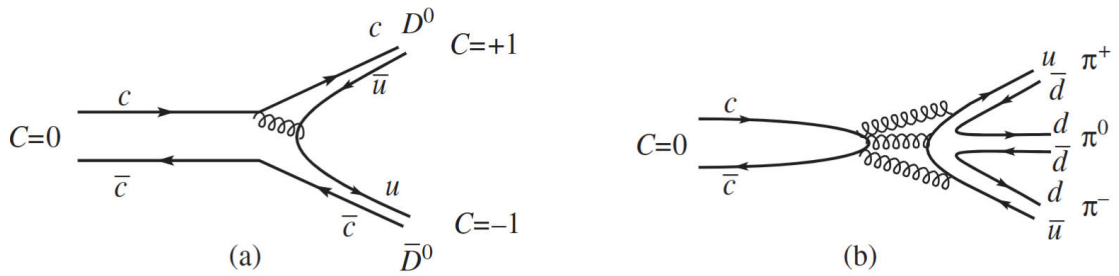


图 1.4 (a) $D\bar{D}$ 阈上的粲偶素 OZI 允许的衰变;(b) $D\bar{D}$ 阈下的粲偶素 OZI 压低衰变

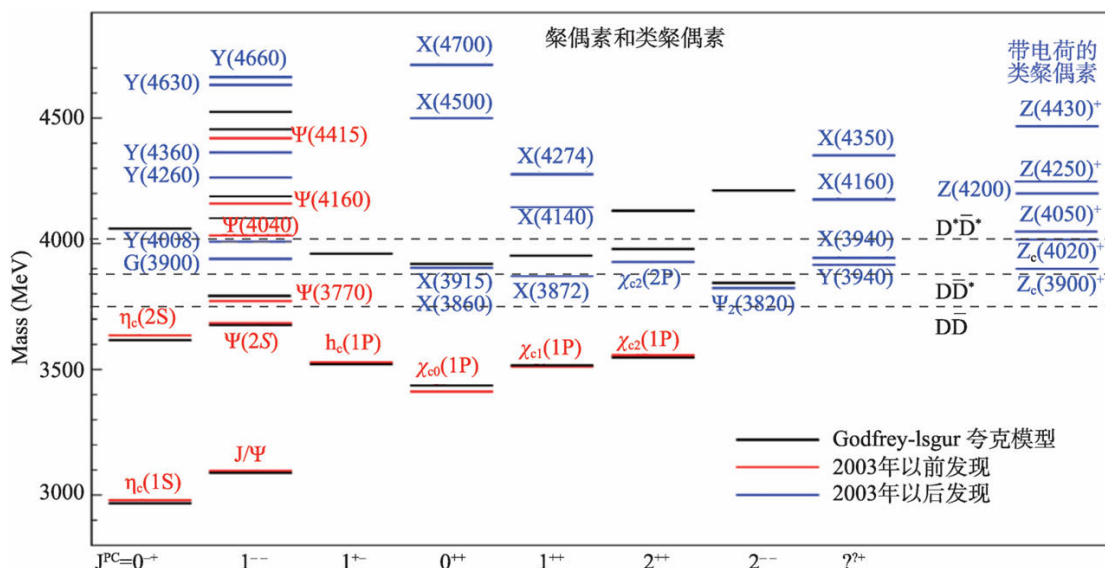


图 1.5 粲偶素家族谱系。横坐标为量子数，其中 J 表示自旋， P 表示宇称， C 表示电荷共轭宇称，纵坐标为质量。黑线表示 Godfrey-Isgur 夸克模型中预言的粲偶素质量谱，红线表示 2003 年以前的实验中发现的粲偶素，黑线表示 2003 年以后发现的粲偶素和类粲偶素^[40]

升到 4.9 GeV ^[46]，这使得类粲偶素粒子的研究有更大的潜力与空间。四夸克态 $Z_c(3900)$ 就是在 BES 实验中发现的，所以我们也有理由相信，BES 实验必将在粲偶素和类粲偶素物理上做出更大的发现与更加精确的测量，对于寻找超越现有粲粒子家族的奇特粲粒子必将贡献新的能量，保持国际领先，对粒子物理的发展提供强大动力。

第四节 奇特强子态

夸克模型理论自提出后经受住了许多考验，但是在描述低质量标量八重态介子时存在明显不足，随后越来越多超出当时夸克模型范围的强子态不断被发现^[47]，还有夸克-胶子混合态等非常规强子态的发现，人们意识到夸克模型依旧有待完善，这些具有特殊性质的强子也被称为奇特强子态。

在奇特强子态的探究历程中，理论探索与实验发现交替推进。早期的理论突破开始于 Jaffe 对四夸克态系统的量子色动力学分析，他通过群论方法系统阐释了这类奇特态的基本性质^[47, 48]，随后研究学者们构建了四夸克态的能谱计算模型并结合波函数对称性揭示了其衰变特征与质量分布规律^[49, 50]。不限于四夸克态，随后五夸克态的研究也接踵而至。1978 年 Hogaasen 团队首次从理论上论证

五夸克态存在的可能性，为此类粒子的研究坚定了理论基础。1987 年 Lipkin 课题组创新性的提出了 $\bar{c}s u u d$ 五夸克强子模型，并通过 $SU(4)$ 味对称性验证了其动力学稳定性^[51, 52]，这标志着多夸克理论研究进入系统化阶段。实验上，首先是 2005 年由 BABAR 合作组在正负电子对撞实验中发现了奇特粒子 $\Upsilon(4260)$ ^[53]，其异常的质量与衰变特性挑战了传统介子分类框架。2013 年 BESIII 合作组又发现了 $Z_c(3900)$ 四夸克态候选者^[54, 55]，该粒子的带电特征直接证明了至少存在四个价夸克的组分结构。对于其它理论预测的奇特强子态的存在，实验上正在不断地对它们进行探索^[56, 57]。图 1.6 中展示了按照夸克成分分类的强子态示意图。这些奇特态强子态表明强子结构比传统模型更加复杂，也为探索强相互作用的本质和禁闭机制提供了新途径。



图 1.6 含有不同数目夸克组分的强子态示意图^[58]

第五节 高能物理实验

粒子物理学深入研究粒子的内部机制，必须通过实验手段观测到粒子的内部结构，物理学家们选择的方式是通过高能粒子加速器将粒子加速至所需物理过程的能量阈值，因此粒子物理实验也被称为高能物理实验。从发现三代夸克的顺序上可以窥得，能量低的夸克相较于能量高的夸克易于发现，正如金属中最先发现的是活动性很差的金属一样，想要探测高质量粒子的内部结构，必须将粒子加速到相应的能量量级，微观粒子具有波粒二象性，如果粒子的波长足够小，动量足够高，就可以探测到原子的内部结构。

高能物理实验可分为加速器实验和非加速器实验。如前所述，加速器物理

实验首先将粒子加速使其达到物理过程所需能量阈值，使高能粒子发生反应，最后对末态粒子进行探测以达到物理目标。图 1.9 中展示了加速器实验的固定靶实验和对撞机实验示意图，前者是通过粒子发射后撞击靶材对物理过程进行探测，例如著名的 α 粒子散射实验。而后者一般是粒子在储存环中进行加速，通过磁场的约束控制使其沿着相反方向运动，于预期的对撞顶点处发生对心正碰，在碰撞过程中满足能量守恒和动量守恒条件，这种方式目前是高能物理实验领域的主流方式。目前世界上最大的强子对撞机是位于欧洲的 LHC(Large Hadron Collider)，它的具体结构展示在图 1.7 中^[59]。LHC 是一个国际合作的计划，由 34 个国家超过两千位物理学家所属的大学与实验室所共同出资合作兴建的。LHC 周长为 27 公里，由于地形因素位于地下，隧道直径达 3 米，在束流管中对撞的质子分别被加速到 7 TeV 的能量后发生对撞，对撞结果可以被探测器检测。其中 ATLAS 与 CMS 探测器可以探测的物理过程比较宽泛，而 LHCb、ALICE、TOTEM 等探测器则针对特定物理目标进行探测。如此巨大的加速器的稳定运行，需要依靠精密的离子束控制、高能物理探测器控制、数据采集和软件分析等环节，通常需要大型设施与国际合作，这些因素共同作用下使得 LHC 实验取得了丰富的硕果^[60-62]。

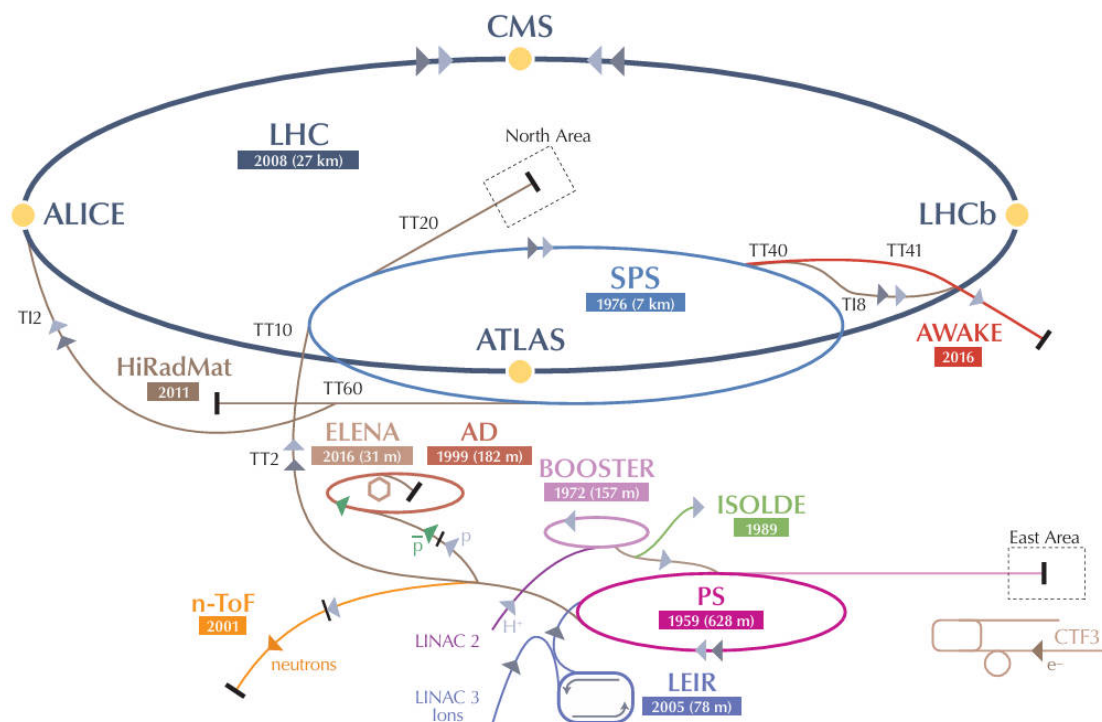


图 1.7 大型强子对撞机全局图^[63]

非加速器物理实验则基于自然条件，主要探测宇宙射线或其它可能存在的粒子。为提高探测灵敏度，对实验室的选择条件有很高的要求。例如位于四川锦屏山的 PandaX 实验室，PandaX 由许多物理学家们共同研发，是用于探测液氙暗物质的设备，该设备对于单光子和单电子都可以进行准确的探测，目前同样以合作组的形式开展实验^[64]。PandaX 的工作原理是打靶，但是它只提供被撞击的靶材，撞击粒子由外界随机提供，宇宙中存在的暗物质粒子可以随机穿过地球，具有相当的概率和提供的靶材发生反应，探测器则可以检测反应信号对暗物质粒子进行探测。但是自然界中存在的粒子也可能会撞击靶材进而影响实验，为了使探测结果精确，PandaX 的实验室建造于 2400 米深的山体中。若暗物质粒子到达靶材并且二者发生散射，探测器就会记录信号同时以氙原子闪光和电离的形式表现出来。其结构展示在图 1.8 中。

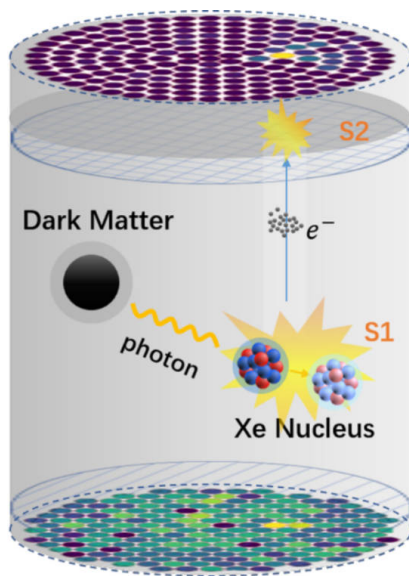


图 1.8 PandaX 两相型氙实验探测原理^[65]

加速器是使实验发生的装置，为了研究反应过程的具体信息，还需要搭载相应的粒子探测器，它可以探测粒子的能量、动量、对撞顶点等物理信息，再通过电路和信号转换，就可以将真实物理过程转变为可分析的数据。北京的正负电子对撞机 BEPC 上搭载的 BES 就是一个大型探测器，目前世界上有很多高能物理实验，它们的具体信息展示在表 1.3 中。

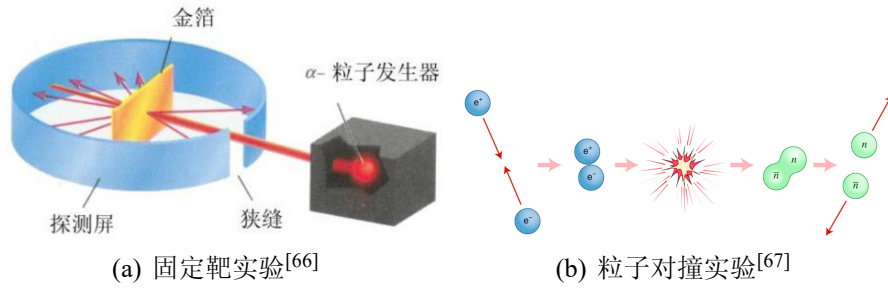


图 1.9 加速器物理实验

表 1.3 国际上部分对撞机及其搭载的探测器

对撞机	国家/地区	能量区间	搭载探测器	研究方向
BEPC	中国	2 - 4.6 GeV	BES III	τ -粲物理、粲偶素物理、轻子谱学、R 值测量等
LHC	欧洲	13/14 TeV	ATLAS、CMS、LHCb、ALICE	寻找希格斯粒子、暗物质、强子物理等
CESR	美国	9 - 12 GeV	CLEO-c	B 介子、底夸克、 τ - 等
TEvatron	美国	1.96 TeV	CDF、DZero	顶夸克、W 玻色子质量精确测量等
SLAC(PEP-II)	美国	10 GeV	BaBar	B 工厂、CP 破坏等
SuperKEKB	日本	10.6 GeV	Belle II	B 介子、寻找新物理、CP 破坏等
HERA	德国	319 GeV	H1 等	质子结构、基本力、弱电力统一等

第六节 研究背景

近年来，奇特强子态的发现为强子物理研究开辟了新的方向，推动了相关领域的显著进展。Belle 实验首次在 B 介子衰变过程中观测到 X(3872) 粒子衰变到 $J/\psi\pi^+\pi^-$ 末态^[68]，这一发现揭示了粲偶素奇特强子态的新特性，为完善传统势模型理论提供了重要参考。尽管有理论猜测 X(3872) 可能是一种分子束缚态，但实验上尚未对此给出明确结论，因此这一猜测仍需进一步研究。

2007 年, Belle 实验在 $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ 能区通过 $e^+e^- \rightarrow J/\psi + \text{anything}$ 过程测量了伴随 J/ψ 粒子的双粲偶素产生截面, 发现测量值与理论预期值存在显著偏差, 促使理论家们修正了强相互作用机制模型的耦合常数。此外, 实验在 J/ψ 反冲谱上不仅观测到了 η_c 、 χ_{c0} 、 $\eta_c(2S)$ 等已知粒子, 还首次发现了 $X(3940)$ 粒子^[69], 其质量为 $3942 \pm 9 \text{ MeV}/c^2$ 。后续研究表明, $X(3940)$ 主要衰变到 $D^*\bar{D}^*$ 末态, 但由于统计量不足, 其量子数仍未确定。在研究过程中, 实验团队通过优化事例选择、采用多变量分析和分波方法, 还在 $e^+e^- \rightarrow J/\psi + D\bar{D}$ 过程中发现了高于 $D\bar{D}$ 质量阈值的粲偶素粒子 $\chi_{c0}(3860)$ ^[70]。

与此同时, 双光子衰变到 $J/\psi\omega$ 过程的末态中观测到了新粲偶素态 $X(3915)$ ^[71, 72]。尽管有研究推测其量子数为 $J^{PC} = 0^{++}$, 并将其视为 $\chi_{c0}(2P)$ 粒子, 但这一结论引发了广泛争议^[73, 74]。随后, LHCb 实验在 $B \rightarrow K D\bar{D}^*$ 过程中发现了 $\chi_{c0}(3930)$ 粒子, 其质量与宽度与 $X(3915)$ 更为接近, 进一步加剧了关于 $\chi_{c0}(2P)$ 粒子身份的争论。此外, LHCb 实验还发现了 $\eta_c(3945)$ 粒子, 其质量与 $X(3940)$ 极为接近, 但由于实验误差的存在, 无法进一步确定其性质。这些发现表明, 要明确这些奇特强子态的性质, 必须对 $e^+e^- \rightarrow J/\psi + X$ 和 $e^+e^- \rightarrow J/\psi + D^*\bar{D}^*$ 过程进行更精确的实验研究。

综上所述, X 系列奇特强子态的发现为强子物理研究提供了丰富的数据和新的研究方向。其中, $X(3940)$ 粒子因其独特的性质备受关注, 但其量子数和更深层次的物理性质仍未明确^[75, 76]。深入研究其内部结构及相互作用机制, 不仅有助于揭示其本质特征, 还将为理解非微扰 QCD (量子色动力学) 和强相互作用机制提供重要线索。这一研究方向对于完善强子物理理论体系具有重要的科学意义^[77, 78]。

在质心系能量大于 6 GeV 的正负电子对撞实验中, $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow c\bar{c} \rightarrow \text{粲强子} + X$ 的过程是一种通过虚光子或 Z^0 玻色子媒介实现的典型反应。作为微扰 QCD 理论中最简单的强单举产生过程之一, 对该过程的精确测量能够为深入理解强相互作用机制提供重要实验依据。然而, 目前实验上尚未对伴随 $\psi(2S)$ 粒子的双粲偶素产生过程截面进行测量, 导致理论预期值的可靠性缺乏实验验证。针对这一问题, 本研究基于 Belle II 实验的数据样本, 首次对 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + c\bar{c}$ 过程的反应截面进行了系统性测量。研究不仅涵盖了一系列 $c\bar{c}$ 产生过程, 还通过在 $\psi(2S)$ 的反冲质量谱中探索 $X(3940)$ 粒子的存在, 旨在明确其物理性质。这一工作的预期结果不仅对验证传统势模型理论具有重要意义, 还将为强相互

作用耦合常数的精确检验提供关键实验支持，从而推动对 QCD 非微扰效应的深入理解。

第七节 研究方法

高能物理实验通常通过加速带电粒子至目标能量区间，使其通过对撞或打靶发生反应，并利用探测器收集反应数据，进而通过对数据的分析和研究揭示物理过程的性质和规律。在 Belle II 实验中，主要使用的探测器包括 CDC（中心漂移室）、TOP（时间投影室）、ECL（电磁量能器）和 KLM（ K_L^0 和 μ 子探测器）。这些探测器分别提供 dE/dx （能量损失率）、飞行时间、沉积能量和穿透深度等信息，结合这些信息可以实现粒子的有效鉴别。为了实现更精确的粒子鉴别，通常采用置信度方法、神经网络方法或费希尔判别等方法对多探测器的测量信息进行综合处理。本文采用置信度方法进行粒子鉴别。

在本工作中，我们采用全重建的方法来重建 $\psi(2S)$ 粒子，具体分为两个步骤：首先重建 $\psi(2S)$ 粒子，然后研究其反冲质量谱。反冲质量谱是本研究的重点，因此在分析前需要通过降低本底分布来提高信号的显著性。我们预期在 $\psi(2S)$ 的反冲质量谱中能够观察到 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + c\bar{c}$ 过程中产生的一系列 $c\bar{c}$ 粲偶素态，并可能探测到 X(3940) 粒子的存在。在完成 $\psi(2S)$ 反冲质量谱的研究后，我们将进一步重建 $\psi(2S)D$ ，并采用类似的方法研究其反冲谱，以尝试识别 $\bar{D}$ 粒子，从而研究 X(3940) 衰变到 $D^*\bar{D}$ 的过程，明确其物理性质。

在研究过程中，我们首先通过生成 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \eta_c$ 的信号蒙特卡洛样本，检验程序的合理性和可靠性。 η_c 粒子的夸克组分为 $c\bar{c}$ ，是粲偶素态的重要组成部分。在质量大于 η_c 的区间内，还存在 χ_{c0} 粒子、 $\eta_c(2S)$ 粒子等其他粲偶素态，因此也需要生成这些粲偶素态的信号蒙特卡洛样本，其优先级与 η_c 粒子相同。此外，为了全面研究 X(3940) 的衰变过程，我们生成 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^0\bar{D}^0$ 和 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^+D^-$ 过程的样本，并研究 $\psi(2S)D$ 的反冲质量谱。同时，为了探索 X(3940) 衰变到 $D^*\bar{D}$ 的过程，我们还需要研究 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^+D^{*-}$ 和 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^{*0}\bar{D}^0$ 过程。

本研究的范围不仅限于上述衰变过程，而是尽可能覆盖更多的 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + c\bar{c}$ 过程，以全面揭示 X(3940) 的物理性质及其衰变机制。通过系统的信号蒙特卡洛模拟和反冲质量谱分析，我们旨在为粲偶素态的研究提供新的实验依据，并推动对强相互作用和非微扰 QCD 效应的深入理解。

第八节 研究条件

(1) 在硬件条件方面, SuperKEKB 是日本 KEKB 对撞机的升级改造工程^[79], 作为一台不对称能量的双环正负电子对撞机, 其正负电子束流能量分别为 4 GeV 和 7 GeV, 设计亮度高达 $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。Belle II 探测器是运行在 SuperKEKB 上的新一代探测器, 作为 Belle 探测器的升级版本, 它在探测精度、覆盖范围和数据处理能力上均有显著提升, 为高能物理实验提供了更强大的硬件支持。

(2) 在软件和数据管理方面, 原始数据首先会在 KEKCC (日本高能加速器研究机构计算中心) 和 BNL (美国布鲁克海文国家实验室) 等数据中心进行处理, 随后将原始文件存储在分布式格点系统中。经过初步筛选和分析, 这些数据被转化为可操作的蒙特卡洛 (Monte Carlo, MC) 样本。实验者可以通过一系列算法对这些数据进行重建, 物理分析工具还提供了包括顶点拟合、运动学拟合以及粒子鉴别等功能的软件包, 为数据分析提供了全面的技术支持。

(3) 在数据样本方面, 我们采用基于 GEANT4 的蒙特卡洛模拟软件包进行模拟研究。该软件包通过计算机在大样本量下使用随机数模拟现实世界中的物理过程, 并详细描述了探测器的几何结构及其响应特性。通过模拟, 我们能够确定探测效率并估计潜在的背景干扰。为了确保研究的可靠性, 我们对每一个信号过程均生成了 100000 个蒙特卡洛事例, 用于估计信号效率并进行信号模拟。

综上所述, 本课题的研究工作在硬件设施、软件工具和实验数据方面均具备了充分的支撑条件。SuperKEKB 对撞机的高亮度和 Belle II 探测器的先进性能为实验提供了可靠的硬件基础, 而高效的数据处理流程和蒙特卡洛模拟方法则为物理分析提供了坚实的技术保障。这些条件共同确保了本课题研究的科学性和可行性。

第二章 SuperKEKB 加速器和 Belle II 探测器

SuperKEKB 是日本规模最大的正负电子对撞机，位于高能加速器研究机构（KEK）筑波园区地下 11 米处。该对撞机通过高能正负电子碰撞产生大量低本底的 B 介子对，为研究粒子衰变过程提供了理想平台。这些衰变过程可能显现出偏离标准模型的物理现象，一旦被观测到，将可能成为自 20 世纪 70 年代标准模型建立以来的首批重大新物理发现。SuperKEKB 计划实现 KEKB 最高亮度的 40 倍以上，建设成为全球领先的超级 B 介子工厂^[80]。配套的 Belle II 探测器如同一台高精度“数码相机”，能够精准测量粒子衰变的各项关键参数。Belle II 将收集更高统计量的数据，力图寻找标准模型无法解释的新物理信号，同时对已知物理现象进行更精确的测量^[81, 82]。

第一节 SuperKEKB 正负电子对撞机

基本粒子的理论研究由现代标准模型提供理论框架，而在实验上深入研究这些粒子的性质，必须首先通过加速器产生目标粒子。现代高能物理实验普遍采用粒子加速器，通过加速并碰撞高能粒子，诱发各种物理过程。日本高能加速器研究机构（KEK，全称 High Energy Accelerator Research Organization）致力于发展粒子加速器技术，开展粒子物理、核物理以及材料科学的基础研究。自成立以来，该机构在粒子物理领域取得了显著成就。1986 年，KEK 为探测顶夸克并验证夸克模型，建成 TRISTAN 加速器。然而实际运行后发现，顶夸克的质量远高于 TRISTAN 可达能量范围，原先设计的许多实验目标因此未能实现。随后，KEK 在 TRISTAN 的基础上建成了周长约 3 公里的非对称正负电子对撞机——KEKB，其中 8 GeV 的电子束与 3.5 GeV 的正电子束对撞，可高效地产生大量 B 介子和反 B 介子，因此被称为“B 介子工厂”。KEKB 在运行期间取得了一系列重要科研成果，尤其是在 2001 年，Belle 实验首次实验证实了 B 介子中的 CP 破坏现象，从而验证了小林-益川提出的 CP 破坏理论。该成果为二人赢得了诺贝尔物理学奖，成为粒子物理实验与理论深度结合的典范。

表 2.1 KEBK 与 SuperKEKB 加速器具体参数

储存环长度	3 km	3km
能量 (GeV)(LER/HER)	3.5/8.0	4.0/7.0
对撞频率	508 MHz	509 MHz
设计亮度	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
电流 (A)	1.64/1.19	3.60/2.62

第二节 实验基本条件

KEKB 加速器的一系列成就使日本在加速器领域占据了领先地位。为了保持这一优势并探索更深层次的粒子物理世界，日本科学界决定对 KEBK 加速器和 Belle 探测器进行升级改造，重点包括采用更先进的束流尺寸设计，即将束流尺寸缩减至纳米尺度。这种“nano-beam”方案使对撞点尺寸缩减至原来的 1/20，显著提高了粒子对心正碰的几率，同时通过增强束流强度进一步提升了亮度。2010 年，KEKB 停止运行并升级为 SuperKEKB，其设计亮度远超上一代加速器，具体对比信息见表 2.1。

SuperKEKB 是一部大型超高亮度非对称正负电子对撞机，其设计首次采用了纳米束方案，并增加了高精度的顶点像素探测器。通过将束团尺寸压缩至极小范围，SuperKEKB 有效增大了对撞截面，显著提升了对撞亮度。经过多年努力，SuperKEKB 于 2016 年 2 月 1 日成功完成正负电子束流的注入与存储，标志着升级工作的顺利完成。尽管其周长仅为 3 公里，远小于欧洲 LHC 加速器的 27 公里，但 SuperKEKB 在 B 物理研究领域仍具有不可替代的优势，其实验数据为解开正反物质之谜提供了关键支持。

目前，全球加速器众多，但在 B 介子研究领域，基于 SuperKEKB 的 Belle II 实验无疑是世界领先的“超级 B 工厂”。SuperKEKB 通过正负电子对撞产生大量低本底的 B 介子对事例，为探测器提供了丰富的 B 介子数据样本。其运行结构如图 2.1 所示，通过精确控制正负电子束的注入、存储、加速和对撞过程，有效克服了传统打靶实验能量浪费的弊端，大幅提升了能量利用效率。

SuperKEKB 采用双环结构，每个环周长约为 3 公里，束流能量按不对称设计，正负电子能量分别为 4 GeV 和 7 GeV，对撞总能量约为 10.6 GeV。这种非对称能量设计使衰变产生的粒子获得一定速度，便于飞行更远距离，从而易于

探测器重建粒子径迹。正负电子首先在直线加速器中初步加速，随后注入储存环继续加速，最终在高质量环（负电子 7 GeV）和低能量环（正电子 4 GeV）中实现碰撞，具体物理信息由位于碰撞顶点的探测器记录。

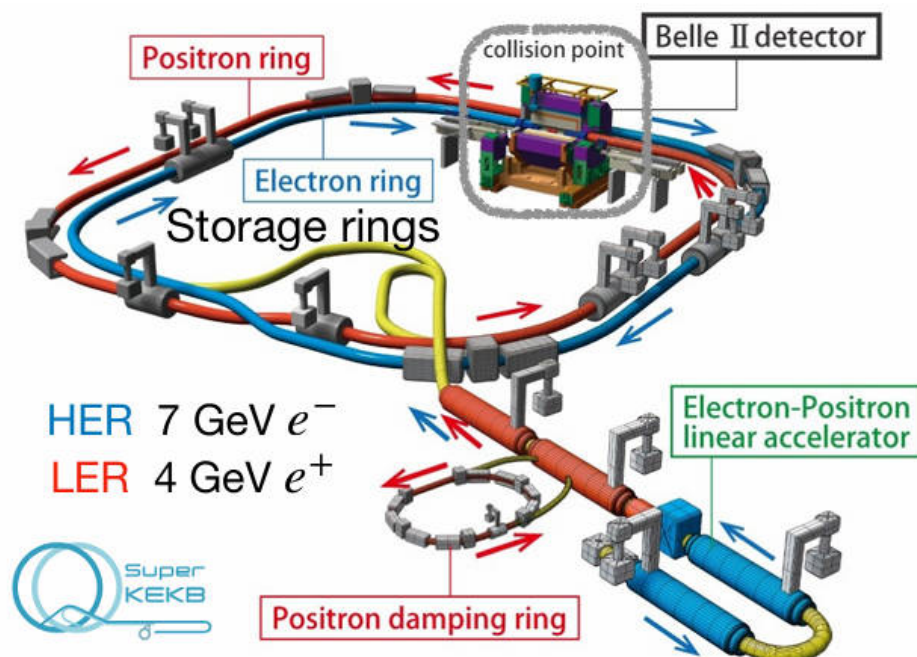


图 2.1 SuperKEKB 加速器结构示意图^[83]

第三节 Belle II 探测器

Belle 探测器位于正负电子对撞机 KEKB 的对撞顶点处对碰撞粒子的诸多物理信息进行记录，它的长宽高都是 8 米，重量约为 1500 吨，由内到外分别有硅顶点探测器、中央漂移室、切伦科夫计数器、飞行时间计数器、碘化铯电磁量能器、K 介子与 μ 子探测器等子探测器。每一级子探测器可以探测对应的物理信息，随后可以经由在线处理系统将物理信号转换为可处理的数字信息供科研人员分析。KEKB 升级成为 SuperKEKB 以后，原来的 Belle 探测器也随之升级，为了适应更大的数据量 Belle 升级为 Belle II 探测器，在原来的基础之上进行了一些改进，比如使用新的硅像素探测器 (PXD) 进行碰撞顶点的精确探测及升级的触发和数据获取系统等。Belle II 探测器同样由来自二十余多个国家和地区共 1100 多名科学家们共同建造，2017 年，Belle II 探测器搭载到 SuperKEKB 加速器，这是高能物理界的一个重要的里程碑。Belle II 使用了世界上最先进的技术，

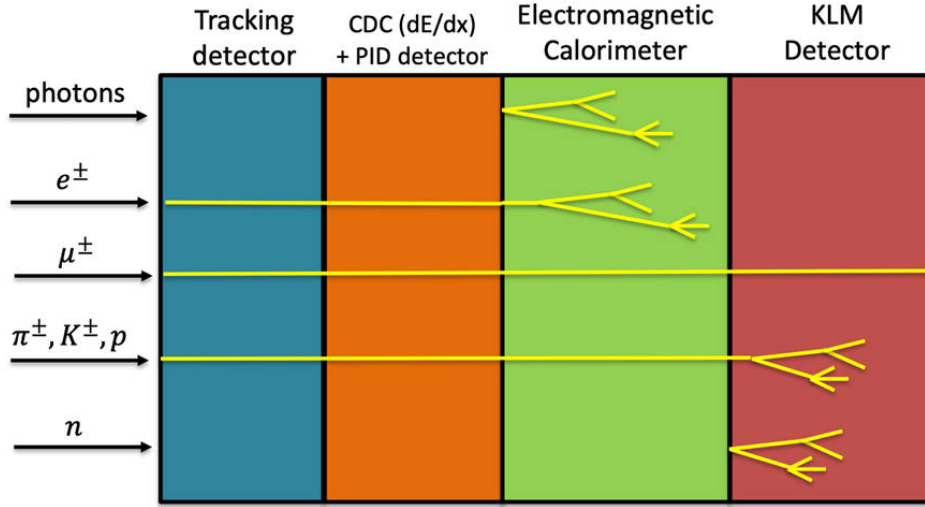


图 2.2 不同粒子与探测器物质相互作用示意图

可以每秒钟记录 30000 次碰撞数据，其收集的数据样本可以比上一代大 50 倍，测量精度也大幅提升，对于物理学的发展意义巨大^[84, 85]。

2.3.1 粒子探测原理

粒子探测是通过粒子与探测器中的物质发生相互作用来进行的，标准模型中存在的大部分粒子中都是探测器中不能直接观测到的。对撞机中的绝大多数粒子的寿命都很短，它们会最终衰变为长寿命的稳定粒子，只有少数几种寿命可达到 10^{-8} s 的粒子才可以直接被探测器检测到。 e^- 、 μ^- 、 π^- 、 K^- 、 p^- 、 d^- 等带电稳定粒子及光子、中子等中性粒子是可以被 Belle II 探测器观测到的，宇宙射线的各种径迹也可以在探测器中观测到。这些末态稳定的粒子可以在探测器中与物质相互作用后留下物理信息，物理学家们通过分析这些末态信息来区分和鉴定这些末态粒子，粒子在气体中的电离、飞行时间、穿透性及能量簇射等信息可以帮助分辨粒子种类。图 2.2 中展示了不同粒子与探测器物质相互作用的示意图，中性粒子和带电粒子由于电荷差异容易区分，带电粒子可以在磁场的作用下发生偏转，进而在探测器中留下径迹，带电粒子质量不同即留下不同的径迹，依靠此特性可以区分不同的带电粒子。例如在电磁量能器（Electromagnetic Calorimeter, ECL）中，光子 γ 和电子 $e^\pm$ 都以一定的能量进入量能器中，二者可以与量能器物质发生相互作用沉积能量并留下其簇射形状，由于 $e^\pm$ 携带电荷，会在探测器中留下径迹，而 γ 为电中性，不会在探测器中留下直接的径迹信息，需要通过量能器中光子沉积能量处的晶体获得的信息来测得光子的能量。

对于 μ 子其穿透力较强，与物质发生相互作用主要是通过电离，没有强子簇射过程，发生电磁簇射的概率非常小，可以穿过多层子探测器到达 B 探测器的最外层，因此探测 μ 子的子探测器一般都在磁谱仪的最外层，相似的还有 K_L^0 粒子，其寿命足够长使得它可以抵达最外层的子探测器，因此在 Belle II 探测器中最外层即 KLM 探测器。对于 π 、 K 、 p 等粒子，它们在穿过探测器时同样会与探测器物质发生相互作用产生电磁簇射，留下不同的径迹信息。Belle II 探测器即依据上述原理建造而成，并且于 2018 年 4 月 26 日采集了首批实验数据，随后便开始了全面正式的物理数据采集。

2.3.2 Belle II 探测器

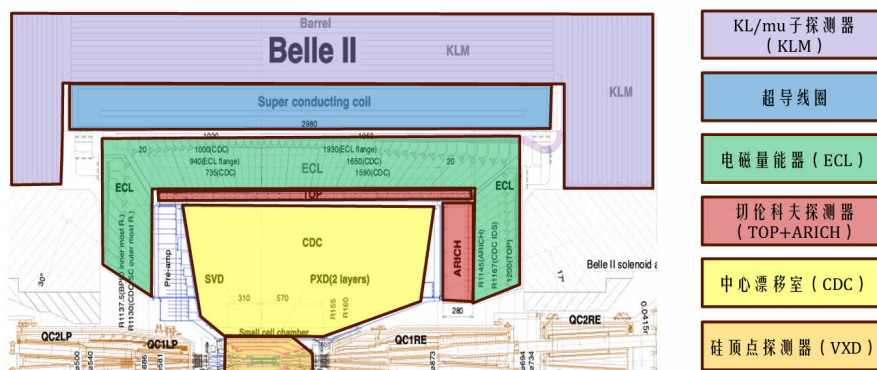
Belle II 探测器是 SuperKEKB 加速器上的大型通用探测器，主要用于捕捉粒子对撞后产生的末态粒子，并测量其径迹、动量等关键信息。其核心目标是在高精度的味物理研究中寻找超越标准模型的新物理现象。为实现这一目标，探测器必须具备多方面的高性能指标：能够精确测量带电粒子的动量及运动方向，尤其对低动量粒子的测量要求极高；对光子的能量沉积与入射角度具备良好分辨率；具备出色的强子识别能力；能够适应多束团运行模式，并对粒子衰变事例实现快速、高效的记录；此外，数据获取系统与离线计算系统还需具备高精度和强处理能力，以满足大规模数据分析的需求。

图 2.3 展示了 Belle II 探测器的内部结构示意图。自内向外，各子探测器依次为：束流管 (Beam Pipe)、像素探测器 (PXD)^[86]、硅顶点探测器 (SVD)^[87]、中央漂移室 (CDC)^[88]、传播时间计数器 (TOP)、切伦科夫探测器 (ARICH)^[89, 90]、电磁量能器 (ECL)^[91]、超导线圈，以及 K_L^0/μ 子探测器 (KLM)^[92]。这些子探测器在功能上密切协作，共同保障了 Belle II 探测器的高精度、高效率运行。

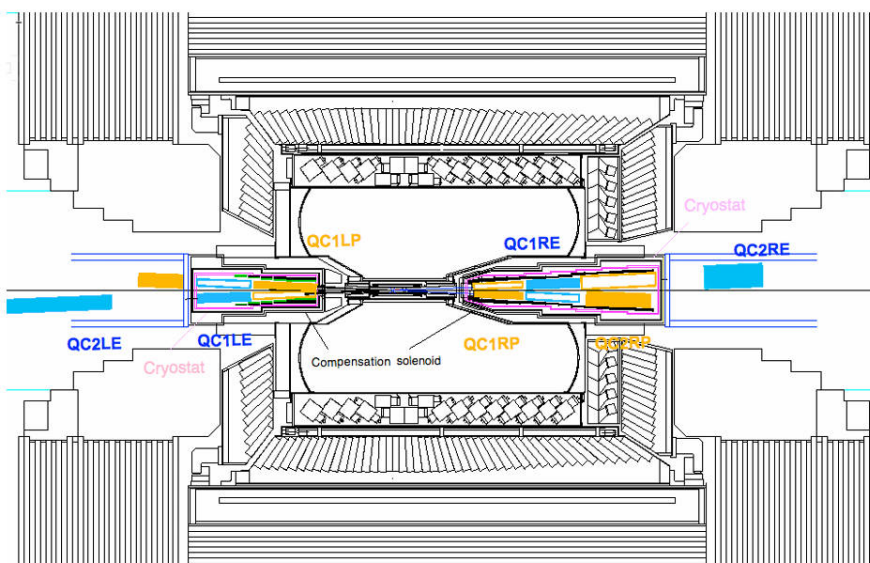
2.3.3 束流管 (Beam pipe)

束流管位于整个探测器的最内层，是正负电子发生对撞反应的核心区域，采用双层圆柱形结构，内径为 10 mm。第一层由金 (Au) 和铍 (Be) 构成，其中金层厚度为 10 μm ，铍层厚度为 0.6 mm；第二层包含 1 mm 厚的石蜡层（用于冷却）和 0.4 mm 厚的铍层。束流管中心选用铍材料，旨在尽可能减小物质层的厚度，从而降低粒子在其中的散射，确保对粒子动量的精确测量。在加速器升级过程中，束流形式由高电流模式优化为“纳米束”模式，使在束流管中运行的束团横向尺寸压缩至约 50 μm ，显著提高了对撞亮度。伴随着束流亮度的大幅提

Belle II 探测器



(a) 内部结构示意图



(b) 总体结构沿束流方向剖面图

图 2.3 Belle II 探测器结构示意图^[93]

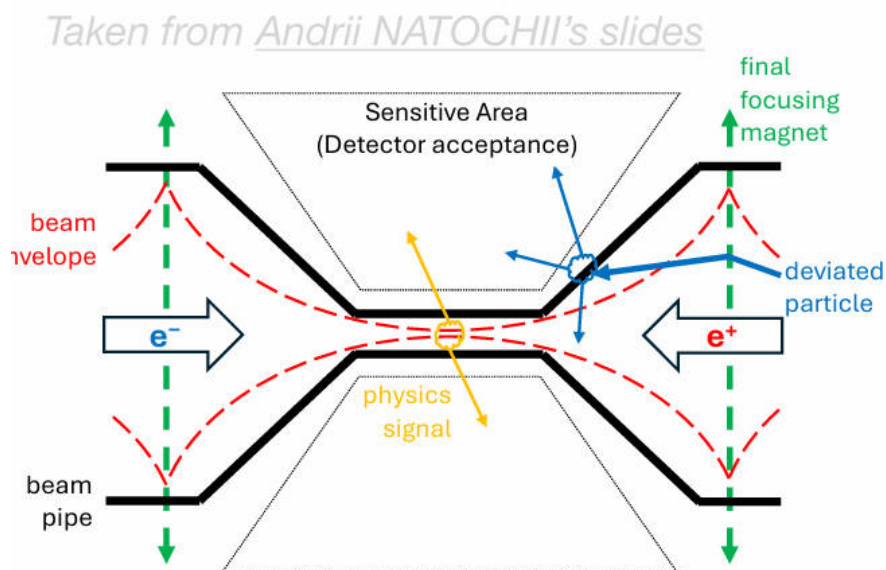


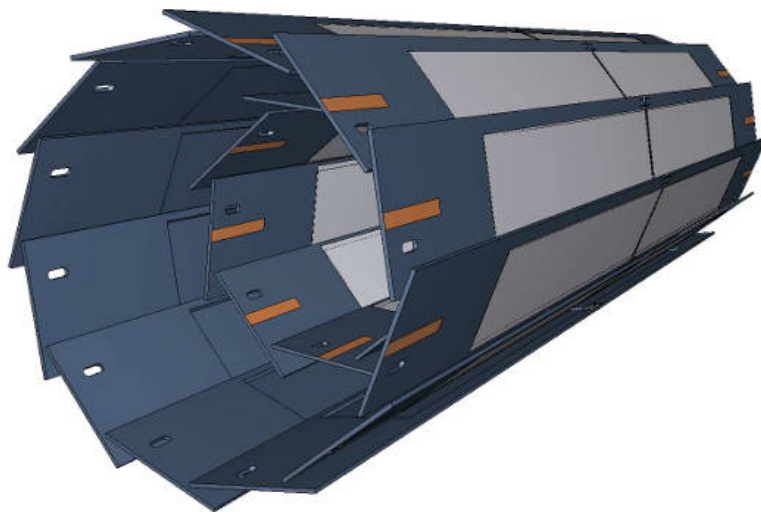
图 2.4 束流管工作示意图

升，本底辐射水平也随之增加。在物理分析中，束流本底主要来源于以下三类过程：第一类是束流在磁场中受到洛伦兹力作用而发生偏转，从而产生同步辐射；第二类是束流粒子的损失，主要包括束流与残余气体的相互作用以及束团内部带电粒子之间的库仑散射；第三类则源于束流间粒子对撞未能完全实现对心碰撞所引发的次级过程。通过科研人员大量的蒙特卡洛（Monte Carlo, MC）模拟与数据分析，目前对束流本底的控制与优化已取得显著进展。

2.3.4 像素探测器 (Pixel Detector)

在 SuperKEKB 所设想的高亮度运行条件下，传统的条形探测器已不再适用于安装在最内层的高精度定点探测系统。这一位置对空间要求极高，通道数量密集，因此必须采用空间利用效率更高的像素传感器。尽管像素探测器已在欧洲大型强子对撞机（LHC）中得到应用，但由于 SuperKEKB 与 LHC 在束流能量上的显著差异，Belle II 实验采用了更适合自身需求的 PXD，其基于 DEPFET（耗尽型场效应晶体管）技术。DEPFET 技术使传感器厚度大幅降低，仅为 50 μm ，从而有效减少多重散射引入的背景噪声，有助于实现更高精度的顶点重建。

图 2.5 展示了 PXD 像素探测器的几何结构示意图，其中浅灰色部分为敏感的 DEPFET 像素层，覆盖整个接收区域，探测器总长为 174 mm。DEPFET 像素由完全耗尽的硅衬底构成，并集成 p 沟道 MOSFET(金属氧化物半导体场效应晶

图 2.5 PXD 传感器几何排列示意图^[93]

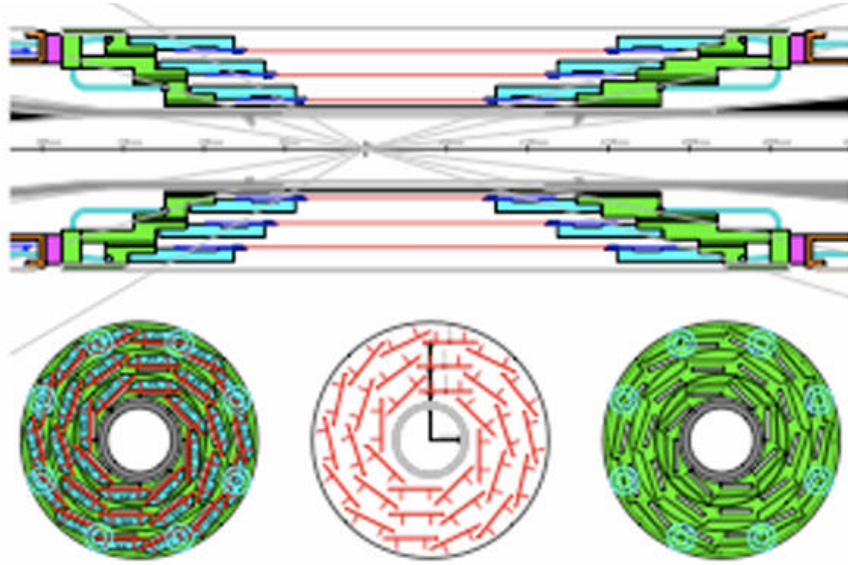
体管) 结构, 内部栅极可收集由带电粒子穿过时释放的电子, 并在读出过程中调制 MOSFET 的电流。PXD 由两个同心圆柱层构成, 半径分别为 14 mm 和 22 mm, 其结构为最终束流管的布局变化预留了足够的空间。由于其优异的空间分辨率, PXD 能够实现高精度的顶点重建。然而, 鉴于其制造成本较高, 该像素探测器仅用于靠近束流管的最内层区域。

2.3.5 硅顶点探测器 (Silicon Vertex Detector)

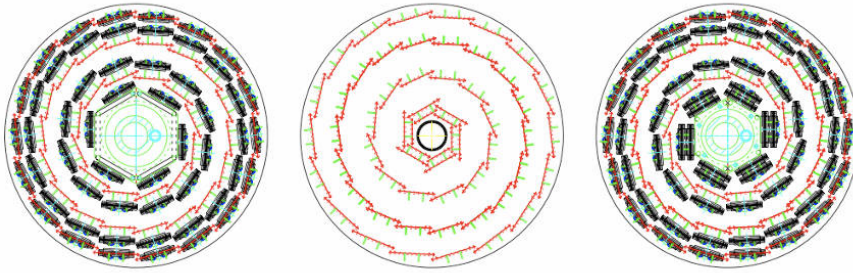
在束流管外层、PXD 探测器之外, 布置的是硅顶点探测器 (SVD), 其主要任务是测量 B 介子衰变顶点, 同时也用于识别 D 介子和 τ 轻子的衰变顶点信息, 如图 2.6 所示。SVD 置在距离束流管 38、80、115 和 140 mm 的位置, 位于 PXD 与中央漂移室 (CDC) 之间, 并配备快速响应电子学以适应高数据速率。SVD 延续了 Belle 实验顶点探测器的设计优势, 采用硅条传感器, 在保持高精度和良好辐射抗性的同时, 有效控制了通道数量。相比 PXD, SVD 具有更快的时间响应但空间分辨率略低。运行过程中需持续监测其工作状态, 确保系统稳定可靠。

2.3.6 中心漂移室 (Central Drift Chamber)

位于顶点探测器外层的是中心漂移室 (CDC), 主要承担三项功能: 重建带电粒子的轨迹并测量其动量; 通过粒子在气体中的能量损失实现粒子鉴别, 尤其对低动量粒子提供辅助识别; 以及为触发系统提供可靠的信号。鉴于 Belle 探测



(a) SVD1 探测器剖视图和俯视图^[93]



(b) SVD2 探测器俯视图

图 2.6 SVD 探测器结构示意图^[93]

器中的 CDC 长期运行表现良好, Belle II 继续沿用其成熟设计, 包括材料选择、导线结构和气体混合比例 (见图 2.7)。CDC 的探测覆盖范围为 $17^\circ < \theta < 150^\circ$, 半径约为 8.5-9.0 cm, 其中小半径区域设计为圆锥形, 用以优化对入射带电粒子与气体相互作用过程中电离过程的响应。

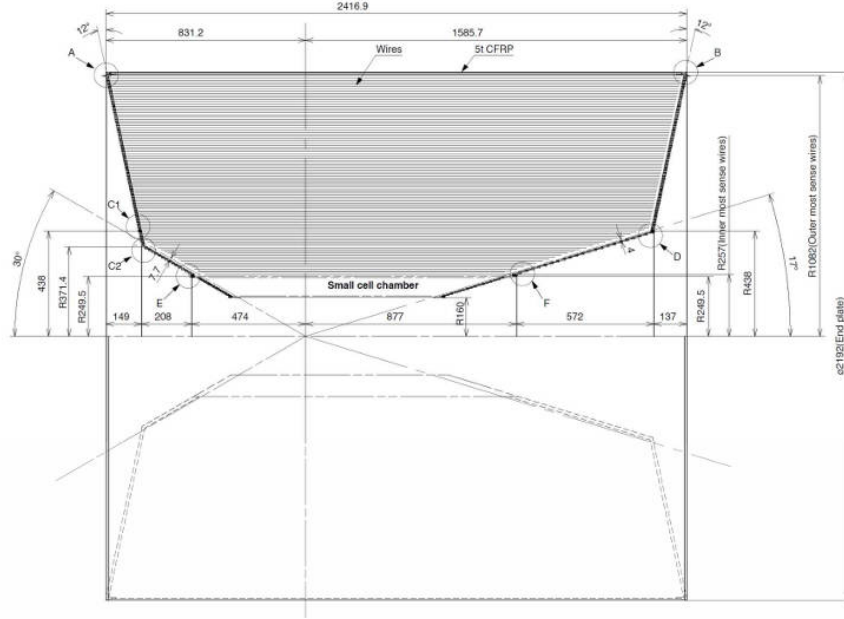


图 2.7 CDC 结构示意图^[93]

2.3.7 电磁量能器 (Electromagnetic Calorimeter)

除了带电粒子外, 加速器中还有大量中性粒子参与实验。其中约三分之一的 B 介子衰变为中性粒子, 如 π^0 , 其进一步衰变主要产生光子 (γ), 能量范围覆盖 20 MeV 至 4 GeV。为准确测量这些光子的能量和方向, Belle II 实验配备了高分辨率的电磁量能器, 尤其需要在高达 $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 的亮度下保持快速响应与高精度测量能力。

Belle II 的电磁量能器采用掺铊 CsI 晶体作为闪烁材料, 具有较大的光输出、较短的辐射长度和良好的机械性能, 性价比较高。图 2.8 展示了量能器的结构, 其功能包括高效探测光子、精确测量能量和角度、电子鉴别、触发信号生成、光度监测, 以及与 KLM 联合探测 K_L^0 粒子。量能器覆盖 $17^\circ < \theta < 150^\circ$ 的角度范围, 占全固角的约 91%。结构上分为三个部分: 前端盖 ($11.7^\circ < \theta < 31.5^\circ$)、桶部 ($32.2^\circ < \theta < 128.7^\circ$) 和后端盖 ($130.8^\circ < \theta < 158.3^\circ$)。在物理分析中, 可依据这些区域选择入射光子事例。此外, 量能器通过比较带电粒子的轨迹动量与

沉积能量，完成电子识别；实验运行中也可通过端盖区域的亮度判断加速器状态，若无亮度响应则需及时调整。

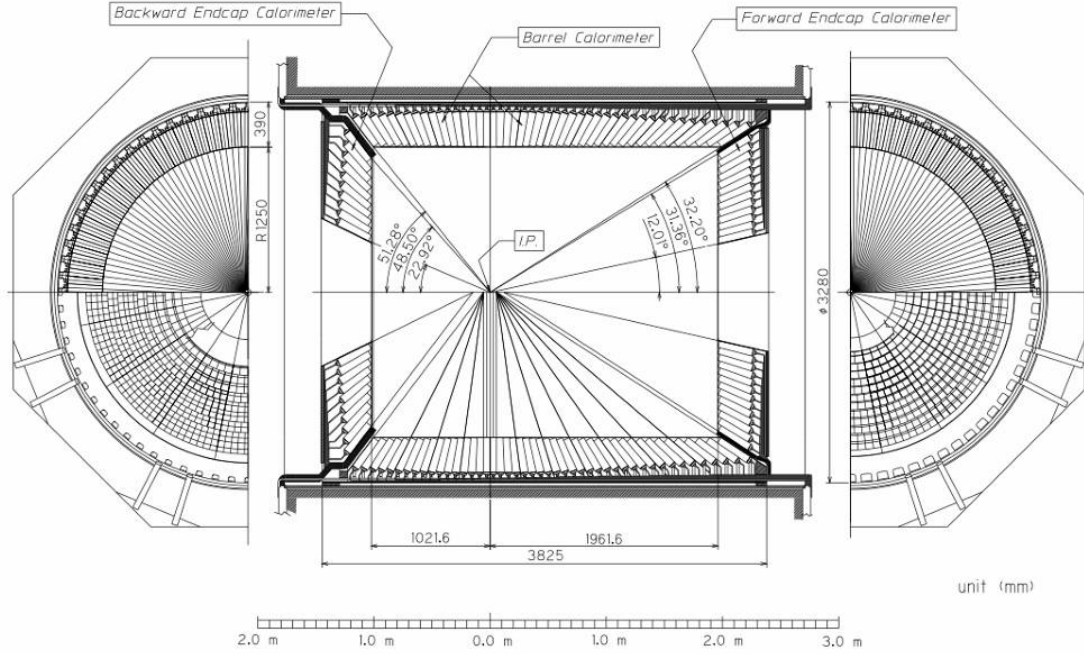


图 2.8 ECL 结构示意图^[93]

2.3.8 K_L^0 和 μ 子探测器 (KLM)

KLM 的结构如图 2.9 所示，其主体由 4.7 cm 厚的铁板和位于超导螺线管外的有源探测器元件交替堆叠而成。KLM 主要用于探测动能约为 0.6 GeV/c 以上的 μ 子及未发生簇射的带电强子，这些强子可能在飞行中衰变或未发生强子相互作用。粒子通过 KLM 时，若动能超过约 1.5 GeV/c(依赖于极角)，则会逃逸；若因电磁能量沉积，粒子则会停止。对于 K_L^0 介子，其在 ECL 或铁板中发生相互作用时，可能产生强子簇射，这些簇射可在 ECL 或 KLM 中被探测到。KLM 探测器基于电阻板室 (RPC) 技术，其 μ 子识别始于 CDC 中带电粒子径迹的重建。若重建的径迹穿过至少一层 RPC，则该粒子被判定为 KLM 可接受并初步识别为 μ 子。 K_L^0 介子的识别过程类似，通过 CDC 径迹重建与 RPC 信号的匹配来完成。

尽管基于闪烁体的探测器在探测效率上稍优于基于 RPC 的探测器，但通过优化升级，KLM 在 μ 子和 K_L^0 粒子识别上的性能相较于上一代探测器有了显著提升，这为高能物理实验提供了更加可靠的数据支持。

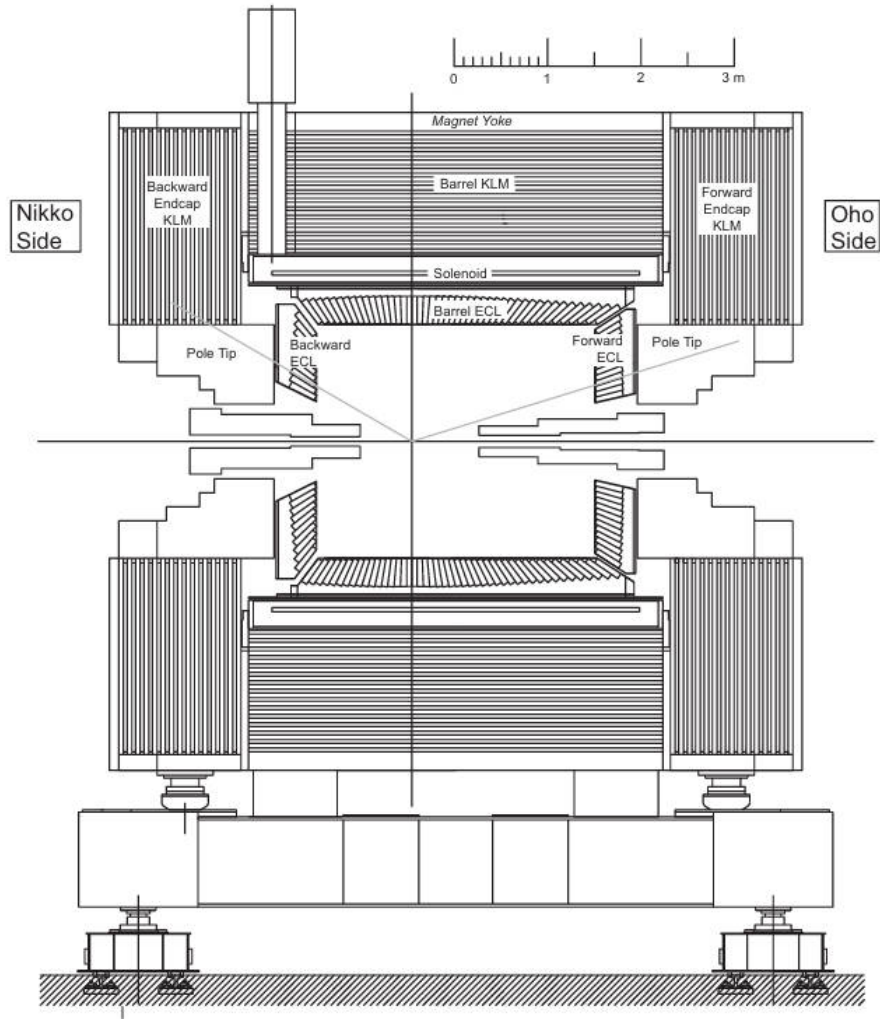


图 2.9 KLM 结构示意图^[93]

第三章 分析方法和工具

高能物理实验中，蒙特卡洛（Monte Carlo, MC）模拟是一种重要的方法，它采用的是一种随机抽样解决复杂问题的思想，基本方式是首先明确实验需要观测的统计量或者物理值，随后产生大量的独立样本，再基于这些随机样本对所需要量进行估计，因为每个样本都是独立的，所以这些不同的样本给出的值也是有差异的，随后再对模拟结果进行平均或者加权平均计算，以此得到测量估计值。为了后续的物理分析，还需要应用离线软件对数据进行处理，其中包括径迹重建、MC 模拟和物理分析等。

第一节 蒙特卡洛模拟

在高能物理实验中，粒子对撞产生的末态粒子数量庞大，物理分析需要精确记录这些粒子的动量、不变质量、夹角分布等关键物理量。然而，末态粒子在探测器中的行为复杂多样，增加了测量的难度。例如，带电粒子的动量通常通过其在磁场中运动轨迹的曲率间接计算得到。这种曲率是基于径迹线上多次抽样（坐标点）确定的，因此动量的测量精度高度依赖于探测器对粒子径迹的分辨率，同时还受到粒子运动过程中多次散射的影响。这些抽样和计算过程具有随机性，可以通过蒙特卡洛模拟方法进行数值确定。

在物理量的测量中，探测器的分辨率至关重要，分辨率越高，探测器的识别精度越高。如果在蒙特卡洛模拟中发现某个探测器装置的分辨率不足，则表明该装置无法满足物理需求，可能需要重新设计或优化，例如提高磁场强度、改进位置测量精度等。因此，在加速器和探测器的设计建造过程中，必须对各部分进行大量的蒙特卡洛模拟研究，以评估和优化可能影响分析结果的各种因素，并实时监测装置的性能指标及其合理性。

在实验数据分析中，复杂程序常被用于对实验数据进行处理和筛选。为验证程序的可靠性，可以通过输入已知数据格式的蒙特卡洛模拟数据进行测试。由于输入数据已知，输出结果也可预期，通过对比模拟结果与预期结果，可以判断程序是否能够准确重建输入数据。这种方法在实验物理分析中至关重要。此外，在模拟过程中，通常需要设置一系列条件来压低背景干扰。背景的存在可

能会污染研究过程，甚至导致错误结果。这些条件包括电子学系统中的触发选择、在线判选等，以及离线分析中采用的物理量筛选条件。虽然这些方法可以显著提高信噪比，但无法完全排除所有本底背景。因此，蒙特卡洛模拟的结果通常既包含信号也包含背景，需要进一步优化和分析以提取准确的物理信息。

综上所述，蒙特卡洛模拟在高能物理实验的设计、数据分析和背景压制中发挥着不可替代的作用，为实验结果的精确性和可靠性提供了重要保障。

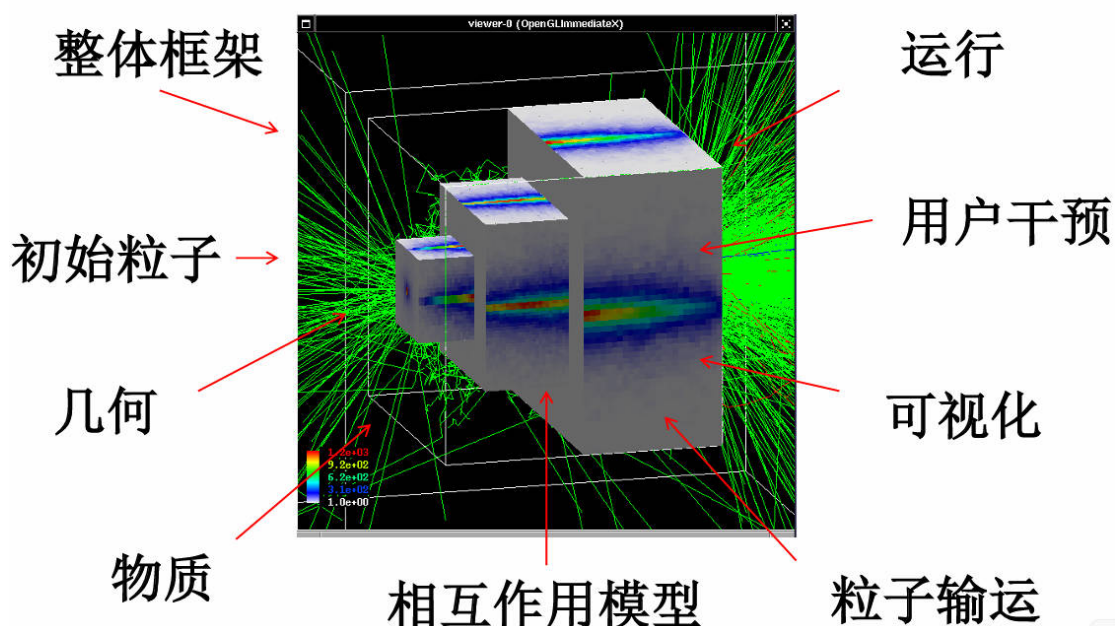


图 3.1 Geant4 结构及其应用方面示意图

在粒子物理实验中，模拟粒子行为需要细致考虑每一个微观粒子的特性，并利用已知的粒子与物质相互作用截面来模拟粒子在物质中的各种物理过程。这包括计算粒子在某段物质内的能量沉积、时间特征和空间分布，以模拟探测器的实际响应。在 Belle II 实验中，这一过程通过 Geant4 软件包实现。Geant4 是一个广泛应用于粒子物理、核物理、加速器物理、空间工程、医学物理和材料科学等领域的模拟工具，能够精确模拟粒子与物质的相互作用，如图 3.1 所示。

第二节 离线软件

Belle II 实验的数据分析框架是其软件系统的核心，它结合了先前 Belle 实验框架的成熟概念，并借鉴了 GAUDI、ILC 和 ALICE 等软件框架的先进理念。

Belle II 中的应用程序，如全事例重建、事例筛选和用户分析代码，均通过在框架上组合一组模块来实现。实验还提供了专门的软件包，使用户能够自定义模拟参数，并选择批量处理或交互处理等程序运行方式。模拟的主要输入包括几何描述和次级粒子信息，这些所需的模拟量均由 Belle II 实验的相应软件进行处理。

通过这种灵活的模拟框架，Belle II 实验不仅能够高效配置和运行模拟任务，还能够精确记录和处理模拟结果，为实验提供了可靠的探测器响应数据。这种高度模块化和可定制化的软件设计，使得 Belle II 实验在探测器模拟和数据分析方面具备了强大的能力和灵活性，为物理研究提供了坚实的技术支持。在本论文中，信号蒙卡的产生使用的是软件库中的 BASF2(belle analysis software framework 2) 框架，而研究背景的蒙卡和真实数据则是通过格点框架产生的，它们使用的都是同一个分析程序，对于粒子的筛选条件等限制均相同。

第四章 实验结果

第一节 粒子筛选条件

在高能物理实验中，我们通过探测器捕捉到的粒子物理信息进行分析，筛选条件的设置直接决定了后续研究中衰变模式的表现，包括本底水平、物理量的谱分布等关键观测量。自 Belle II 实验运行以来，大量研究人员开展了广泛的物理分析工作。探测器对同一种衰变模式会捕捉到大量候选粒子，其中相当一部分并不符合特定物理过程的研究需求。为了减轻分析负担，需要对这些候选粒子进行初步筛选。经过多年的实验探测和理论检验，研究人员初步确定了一些通用的筛选条件，这些条件能够有效去除部分本底事例。然而，这些基本筛选条件往往不足以满足具体实验的需求，因此针对特定的衰变过程，还需要进一步研究并优化筛选条件，在确保物理意义的前提下显著提高信噪比，降低本底干扰并增强信号强度，从而保证实验测量结果的准确性和可靠性。

具体到我们的研究过程，首先需要对 η_c 、 χ_{c0} 、 $\eta_c(2S)$ 、 $X(3940)$ 等粒子进行信号蒙特卡洛研究。在这一过程中，我们使用 HELAMP(1 0 0 0 -1 0) 产生子，并以 $\psi(2S)$ 的反冲质量谱作为最终的研究谱。其次，我们还需要生成 $D^*\bar{D}$ 的信号蒙特卡洛样本，这一过程使用相空间默认产生子。在这些模拟过程中，既包含重建的粒子，也包含反冲的粒子。为了初步降低研究中的本底干扰，我们需要对这些粒子进行简单的筛选。以下是具体的筛选条件：

- 对 e 、 μ 、 π 、 K 等候选粒子：

1. 对于 K 介子和 π 介子：

$$\frac{\mathcal{L}(K)/\mathcal{L}(\pi)}{\mathcal{L}(K) + \mathcal{L}(\mu) + \mathcal{L}(\pi) + \mathcal{L}(K) + \mathcal{L}(p) + \mathcal{L}(d)} > 0.1, \quad p_t > 0.1 \text{ GeV}/c$$

2. 顶点约束：

$$|dr| < 0.5 \text{ cm} \quad \text{且} \quad |dz| < 2.0 \text{ cm}$$

3. 对于电子和 μ 子:

$$\frac{\mathcal{L}(e)/\mathcal{L}(\mu)}{\mathcal{L}(K) + \mathcal{L}(\mu) + \mathcal{L}(\pi) + \mathcal{L}(K) + \mathcal{L}(p) + \mathcal{L}(d)} > 0.5$$

4. 韧致辐射修正要求:

$$\theta_{\gamma e} < 0.05 \text{ rad}$$

• 对 K_S^0 候选粒子:

- 质量窗口: $0.450 < M < 0.550 \text{ GeV}$
- 进行顶点拟合

• 对光子 (γ) 候选粒子:

1. π^0 衰变光子选择:

- 使用重建效率 60% 的 π^0 样本
- 不变质量要求: $M_{\gamma\gamma} > 0.03 \text{ GeV}$
- 进行标准质量约束的动力学拟合

2. 能量阈值:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{桶部:} & E_\gamma > 50 \text{ MeV} \\ \text{前端盖:} & E_\gamma > 100 \text{ MeV} \\ \text{后端盖:} & E_\gamma > 150 \text{ MeV} \end{array} \right.$$

• 对 $\psi(2S)$ 、 D^0 、 D^+ 、 J/ψ 候选粒子:

- 质量窗口:

$$\psi(2S) : 3.2 < M < 4.0 \text{ GeV}$$

$$D^0 : 1.78 < M < 1.95 \text{ GeV}$$

$$D^+ : 1.78 < M < 1.95 \text{ GeV}$$

$$J/\psi : 2.8 < M < 3.2 \text{ GeV}$$

- 顶点拟合并更新中间态粒子动量

- 重建道选择:

* $\psi(2S)$ 重建道 (4 条):

- $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ ($J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ 或 $\mu^+ \mu^-$)
- $\psi(2S) \rightarrow e^+ e^-$
- $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$

* D^0 重建道 (3 条):

- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$
- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$)
- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$
- * D^+ 重建道 (3 条):
- $D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+$ ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$)
- $D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^0$
- $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

关于反冲的计算公式，罗列如下：

$$M_{rec}(\psi' D^0) = \sqrt{(E_{C.M.} - E_{D^0} - E_{\psi'})^2 - (\vec{P}_{C.M.} - \vec{P}_{D^0} - \vec{P}_{\psi'})^2} \quad (4.1)$$

$$M_{rec}(\psi' D^+) = \sqrt{(E_{C.M.} - E_{D^+} - E_{\psi'})^2 - (\vec{P}_{C.M.} - \vec{P}_{D^+} - \vec{P}_{\psi'})^2} \quad (4.2)$$

$$M_{rec}(\psi') = \sqrt{(E_{C.M.} - E_{\psi'})^2 - (\vec{P}_{C.M.} - \vec{P}_{\psi'})^2} \quad (4.3)$$

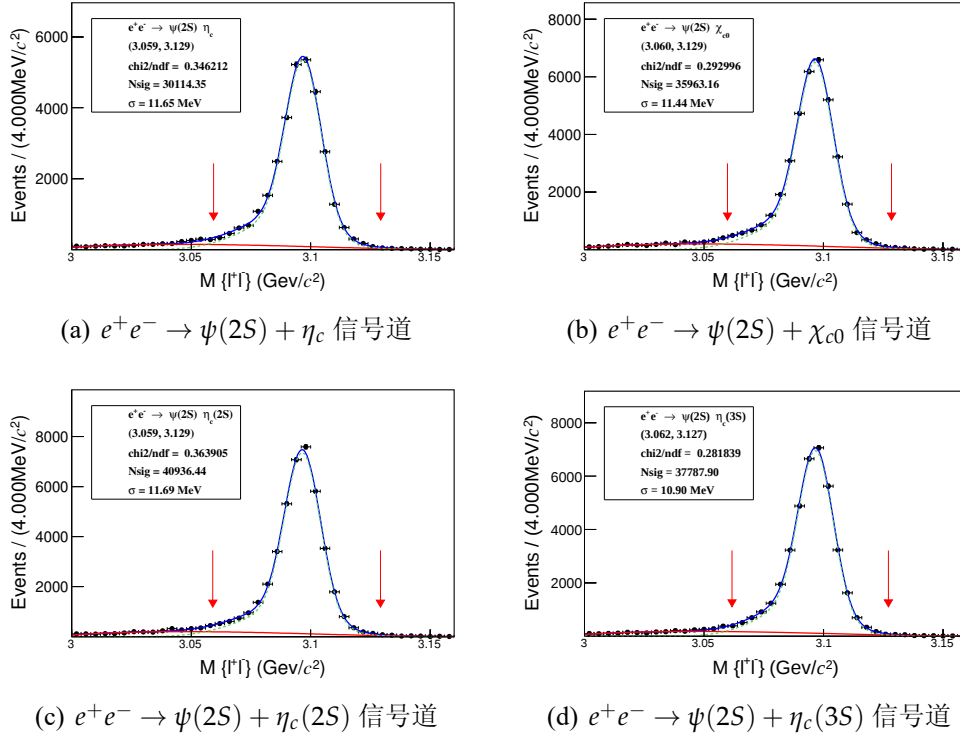
通过上述筛选条件，我们能够初步降低本底干扰，为后续的深入分析和优化奠定基础，这些条件的设置和优化是确保实验数据质量的关键步骤。

第二节 数据初步探究

4.2.1 $\psi(2S)$ 反冲质量谱信号蒙卡分析

我们采用信号蒙特卡洛模拟方法研究 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + c\bar{c}$ 过程中反冲 $\psi(2S)$ 的产生机制。在模拟过程中，使用双高斯函数描述信号分布，采用二阶切比雪夫多项式拟合本底分布。定义信号区域为 $\pm 3\sigma$ ，具体模拟结果如下：

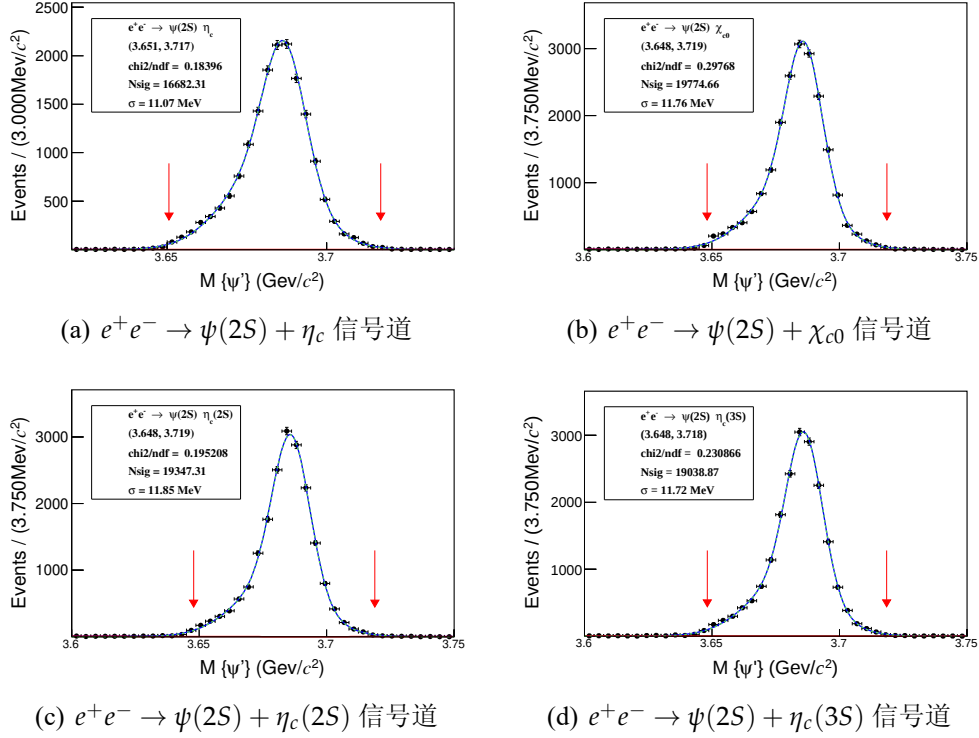
图 4.1 中展示了三个信号道中 J/ψ 粒子的不变质量谱分布。在信号蒙特卡洛模拟中，粒子共振态以峰状出现主要有两个原因：其一是粒子具有自然衰变宽度，粒子衰变为末态后被探测器捕获，从而形成峰状分布；其二是探测器的分辨率影响，分辨率越低，观察到的峰宽越大。因此，在高能物理实验中，寻找新粒子通常就意味着寻找代表共振态的峰。图中的括号区间代表我们通过拟合得到的粒子信号区。在重建 J/ψ 粒子时，我们使用了两个道，分别为 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 和 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ 。在此，我们将这两种重建道的结果合并展示，未作进一步区分。关于 $\psi(2S)$ 粒子，我们采用了四条重建道。其中，由于含有 J/ψ 中间态，我们可以利用 J/ψ 粒子的信号区来去除本底，增强 $\psi(2S)$ 粒子的信号显著性。因此，我们将 J/ψ 的信号区作为筛选条件，对 $\psi(2S)$ 的质量谱进行筛选。同时，


 图 4.1 J/ψ 不变质量分布

$\psi(2S)$ 粒子还有另外两个轻子道，这两条道不含中间共振态，无法通过类似方式进行筛选。但在此，我们并未分别展示这四条重建道的结果，而是将其合并展示，如下图 4.2 所示。

$\psi(2S)$ 是 J/ψ 粒子的激发态，其质量为 3.686 GeV，而 J/ψ 粒子的质量为 3.096 GeV。两者的量子数均为 $I^G(J^{PC} = 0^-(1^{--}))$ 。在我们展示的信号蒙卡结果中，可以看到两个峰值位置分别对应于它们的质量。在 $\psi(2S)$ 的质量谱中，我们采用相同的方法进行拟合，并确定了其 $\pm 3\sigma$ 的信号区。按照上述研究方法，接下来我们将开始研究信号蒙卡中的 $\psi(2S)$ 反冲质量谱。我们预期在三个通道中分别观察到 η_c 、 χ_{c0} 和 $\eta_c(2S)$ 这三个粒子的共振峰。为了降低过程中的背景噪声，使信号更加明显，我们选取了 $\psi(2S)$ 和 J/ψ 粒子的信号区作为筛选条件，以辅助筛选出反冲过程中的有效信号。为了确保信号分布的准确性，如上述粒子筛选条件所示，我们对这两个粒子均进行了真值匹配，且拟合的分布结果令人满意。因此，完全可以将上述结果应用于反冲谱的研究中。信号蒙卡中的反冲结果展示如下图所示：

从反冲质量谱的分布中，我们清晰地观察到了预期的三个粒子的不变质量

图 4.2 $\psi(2S)$ 不变质量分布

谱，这证实了我们的反冲过程是可靠的，并且与产生过程完全一致。在研究过程中，我们引入了一些筛选条件。为了说明这些筛选条件的合理性并明确每个筛选条件的作用，我们将每个步骤中被减少的事例数汇总在表 4.1 中，其中 InvM 代表不变质量 (Invariant Mass)。此外，通过我们的研究过程，我们从总共产生的 100000 个事例中，经过筛选条件后得到信号蒙卡中剩余的事例数，据此可以预估本过程中的信号效率。

通过上述筛选步骤，我们不仅有效地降低了背景噪声，还显著提升了信号的纯度。最终的信号效率可以通过剩余事例数与初始事例数的比值来计算，从而为后续的分析提供可靠的数据支持。

在表格 4.1 中展示的事例行为中，我们可以清晰地看到事例数随筛选条件的动态变化。表格的第二行为总产生的事例数，作为参考值；第三行为经过程序初步粒子筛选条件后剩余的事例数；第四行和第五行分别对应相应筛选条件的内容及其对事例数的影响情况。在表 4.1 我们分别展示了三个信号道的事例行为。通过对比表中的数据，我们发现三个通道的事例效率变化程度相当。这是合理的，因为这些过程均源自反冲 $\psi(2S)$ ，其效率理应相近。在计算事例行为和

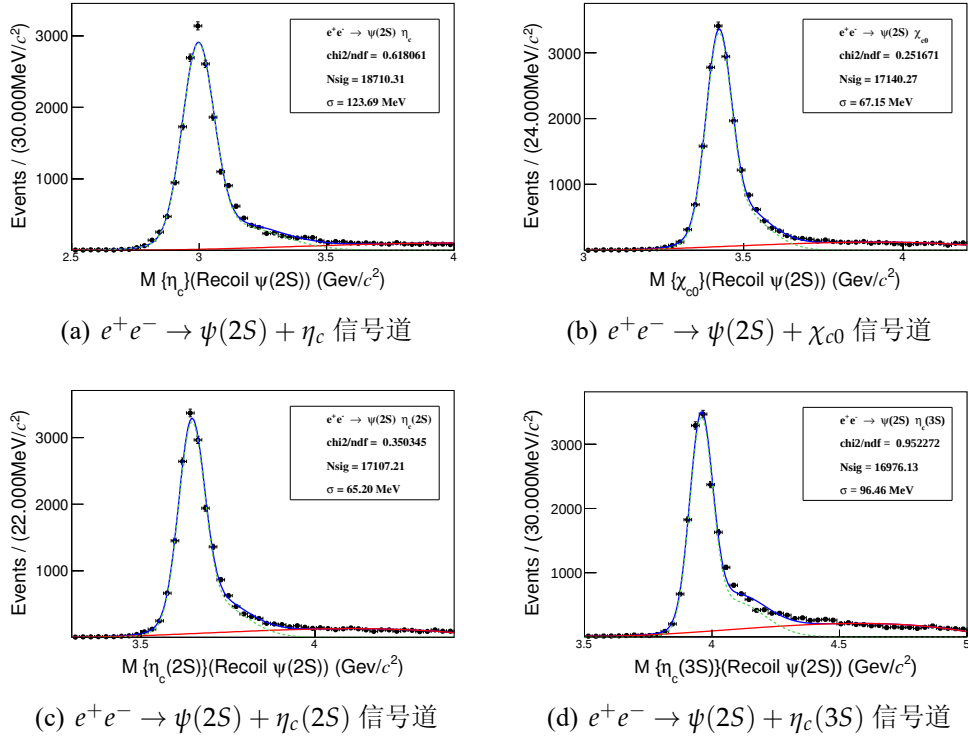

 图 4.3 反冲 $\psi(2S)$ 得到的分布

 表 4.1 e^+e^- 反应过程事例行为

Reaction	Cut condition	Entries	$\epsilon(\text{absolute})$	$\epsilon(\text{Relative})$
$\psi(2S) + \eta_c$	N_{total}	100000	100%	100%
	Signal	44707	44.71%	44.71%
	$3.057 < J/\psi_{\text{InvM}} < 3.131$	35311	35.31%	78.98%
	$3.646 < \psi_{\text{InvM}} < 3.719$	22909	22.91%	64.88%
$\psi(2S) + \chi_{c0}$	N_{total}	100000	100%	100%
	Signal	52993	52.99%	52.99%
	$3.059 < J/\psi_{\text{InvM}} < 3.129$	42415	42.42%	80.04%
	$3.648 < \psi_{\text{InvM}} < 3.719$	23170	23.17%	54.63%
$\psi(2S) + \eta_c(2S)$	N_{total}	100000	100%	100%
	Signal	58828	58.83%	58.83%
	$3.059 < J/\psi_{\text{InvM}} < 3.129$	47931	47.93%	81.48%
	$3.648 < \psi_{\text{InvM}} < 3.719$	23314	23.31%	48.64%

信号效率时，我们的处理方式略有不同。对于事例行为，我们在筛选后直接计算剩余事例的绝对效率和相对效率；而在计算信号效率时，除了应用筛选条件外，还需进行一次拟合，将拟合得到的信号数作为最终的信号效率值。

在 Belle II 的信号蒙卡模拟中，不可避免地引入了一些本底，其中主要来源于粒子的误组合。误组合会导致事例被重复计数，从而在分布谱中产生不同程度的高峰，影响分析结果。为量化误组合的影响，我们采用“多重数”作为指标，其定义为所有事例数与绝对事例数的比值。具体而言，所有事例数包括因误组合而多计入的事例，而绝对事例数则仅计入每个事例一次。根据计算 η_c 信号通道的多重数为 1.40， χ_{c0} 为 1.49， $\eta_c(2S)$ 为 1.55。

在我们的筛选条件中，对于每个信号道的 J/ψ 的不变质量与 $\psi(2S)$ 的不变质量筛选区间并不相同。这是因为在拟合它们的质量谱时，拟合结果存在细微差异。为了保持一致性，我们保留了各自原有的信号区间，尽管统一筛选区间也不会对结果产生显著影响。在确认上述过程无误后，我们对最终的 $\psi(2S)$ 反冲质量谱进行了拟合，并应用上述筛选条件以获得信号效率。相关结果详见表 4.2。

表 4.2 不同的 e^+e^- 过程信号效率

Decay Channel	Signal Efficiency (%)
$e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \eta_c$	18.71
$e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \chi_{c0}$	17.14
$e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \eta_c(2S)$	17.11

4.2.2 反冲 $\psi(2S)$ 过程背景分析

在 Belle II 实验中，用于分析背景分布的蒙特卡洛样本被称为通用蒙特卡洛样本（Generic MC）。这些样本主要包含前人已经研究过的多种物理过程，在数据中表现为信号和本底两个分布，即数据中的事例要么属于信号，要么属于本底。由于信号蒙特卡洛只能模拟数据中信号的行为，而无法直接反映信号的显著性或是否会被背景遮挡等问题，因此需要通过研究 Generic MC 来进行背景分析。为了使信号显著，我们需要寻找合适的筛选条件来降低背景分布，即减少 Generic MC 在同一筛选条件下的事例数，尤其是针对峰状背景的削减。当 Generic MC 的谱分布中不再出现峰状背景时，我们认为已经尽可能地降低了前人研究的过程对我们所研究过程的影响。然而，如果在 Generic MC 中没有观察到峰状背景，但真实数据中却出现了峰状分布，这通常表明此处可能存在未被

发现或研究的共振态粒子。

为了更准确地模拟数据行为并提高信号的可信度，我们可以将信号蒙卡与背景蒙卡进行叠加，并通过优化筛选条件来进一步增强信号的显著性，这一过程被称为优化过程。在 Belle II 实验中，Generic MC 被系统地划分为 8 个主要部分，分别是 qqbar、charged、mixed、mumu、taupair、gg、ee 和 others。其中，qqbar 过程主要涉及 c、u、d、s 四种夸克的产生和衰变；charged 过程对应 B^+B^- 的产生；mixed 过程对应 $B^0\bar{B}^0$ 的产生；mumu 过程对应 $\mu^+\mu^-$ 的产生；taupair 过程对应 $\tau^+\tau^-$ 的产生；gg 过程对应双光子 $\gamma\gamma$ 的产生；ee 过程则代表 barabar 过程；而 others 过程则包括 eeee、ee $\mu\mu$ 、llXX（其中 XX 代表 e^+e^- 、 $\mu^+\mu^-$ 、 $\eta\eta'$ 、 K^+K^- 、 $\pi^+\pi^-$ 等）以及 hhISR（h 代表强子 hadron，ISR 是初态辐射 Initial State Radiation 的缩写）等复杂过程。这些过程的亮度与真实数据有所不同：qqbar、charged、mixed、mumu、taupair 的亮度为真实数据的 4 倍，gg 为真实数据的 2 倍，ee 为真实数据的 0.1 倍，而 others 的亮度与真实数据相同。这种亮度的差异设计是为了在有限的模拟资源下更高效地覆盖不同的物理过程，并为数据分析提供更全面的背景参考。

经过我们的深入研究和系统优化，我们得到了现有的 Generic MC 分布情况。为了清晰地展示优化结果，我们首先展示了中间态 J/ψ 和 $\psi(2S)$ 的不变质量谱分布，其中 $\psi(2S)$ 的谱分布按照我们的重建道进行了详细区分。图中的所有成分均按照真实数据的亮度进行了归一化处理，以确保结果的直观性和可比性。具体结果如下图所示。从图中可以看出，优化后的筛选条件显著提高了信号的显著性，同时有效抑制了背景噪声的干扰。

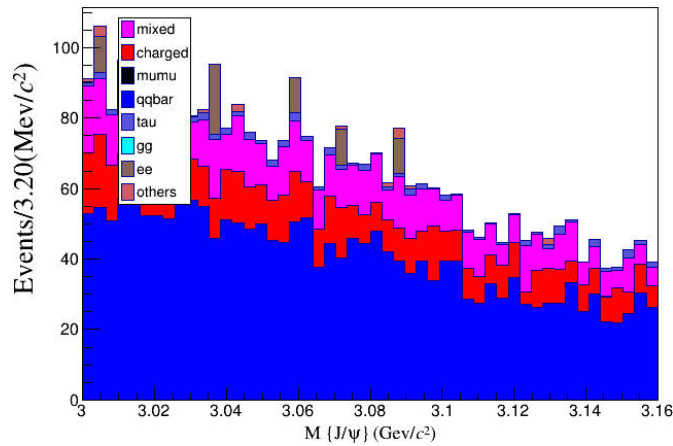
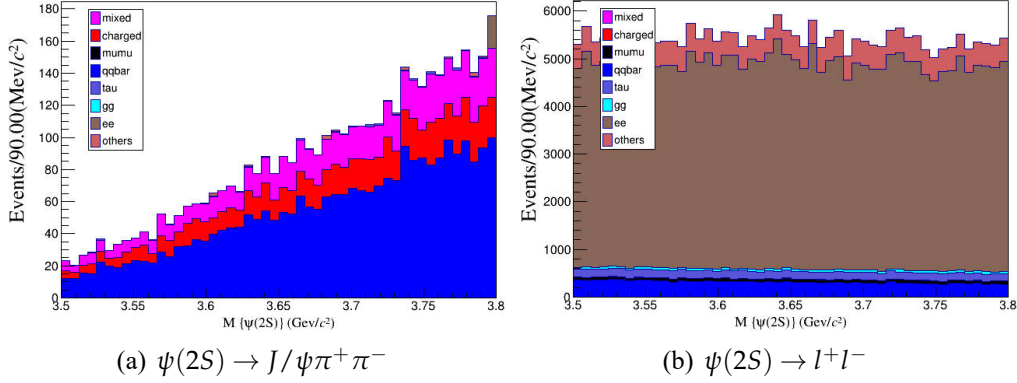
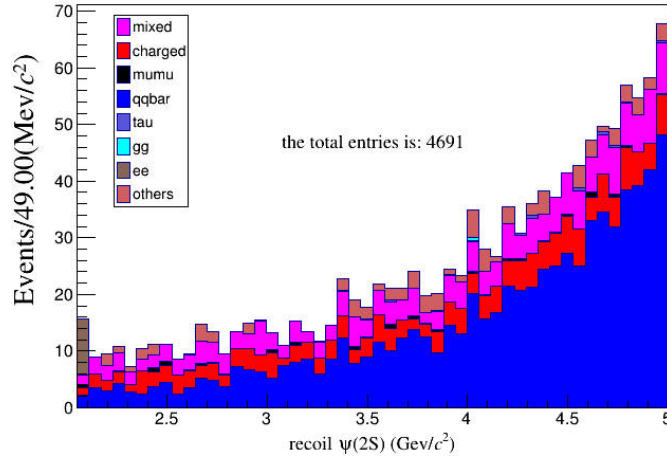


图 4.4 Generic MC 中的 J/ψ 不变质量谱分布

图 4.5 Generic MC 中 $\psi(2S)$ 不变质量谱分布图 4.6 Generic MC 中反冲 $\psi(2S)$ 质量谱分布

从图中可以看出, J/ψ 不变质量谱分布的主要成分包括 qqbar、charged、mixed、ee 和 others 等过程, 而 $\psi(2S)$ 的谱分布中, (a) 图的成分主要由 qqbar、charged 和 mixed 等过程组成, (b) 图则显示 ee 成分占比非常高。值得注意的是, 左右两图的纵坐标比例差异显著, 这表明在 $\psi(2S)$ 的谱分布中, ee 本底占据了相当大的比例。我们最终关注的是反冲 $\psi(2S)$ 的不变质量谱, 根据文献研究, 反冲谱中的本底分布应呈现沿右侧上升的趋势。然而, ee 本底事例数过多会导致本底形状与已知情况出现较大偏差, 从而无法作为参考依据, 甚至可能严重干扰实验结果并影响信号的显著性。

为有效抑制来自 e^+e^- 本底的干扰, 我们对事例筛选条件进行了优化。在轻子末态情形下, $\psi(2S)$ 信号的蒙卡模拟显示其质量分布较宽, 为此我们对该类事例中 $\psi(2S)$ 的重建区间施加了更为严格的约束。经优化后的筛选策略用于

Generic MC 样本中 $\psi(2S)$ 的反冲质量谱观测，其分布如图 4.6 所示。从图中可以看出，当前的反冲质量谱未表现出明显的峰状本底，说明主要的背景来源为非共振过程，如 $q\bar{q}$ 、混合态（mixed）以及带电末态（charged）过程，其中 e^+e^- 本底的贡献已被显著抑制。整体分布在右侧呈现逐渐上升的趋势，这一特征与已有文献中的研究结果相符，进一步验证了我们筛选方法的有效性。

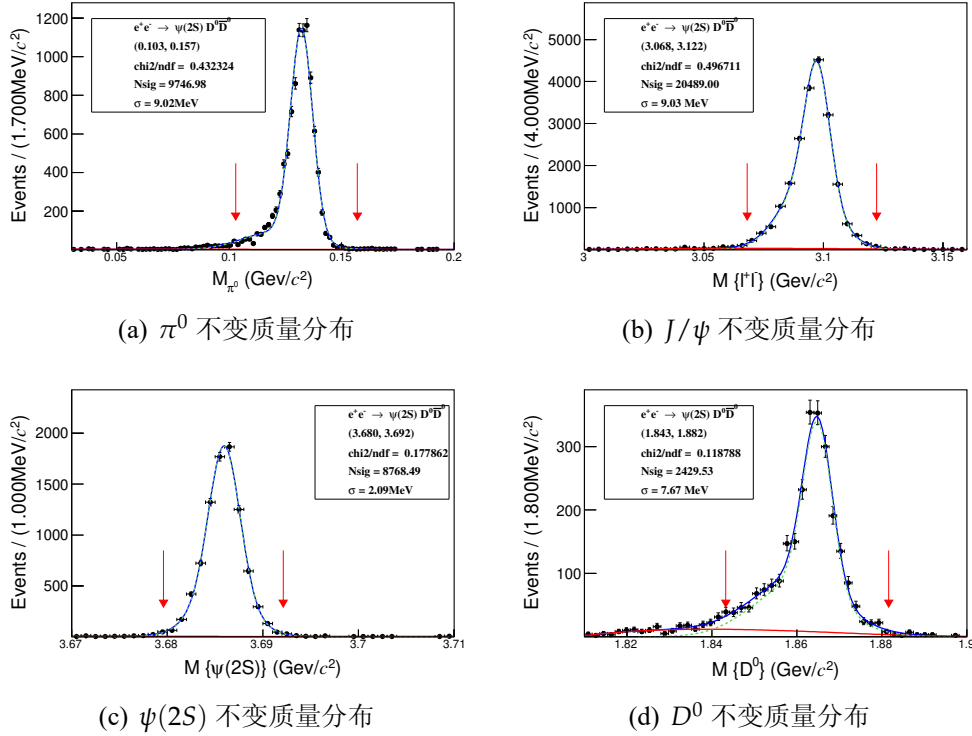
在统计意义上，优化后的样本中仅包含 4691 个事例，背景事例数已大幅减少，相较于优化前的水平有了明显改善。这表明当前的筛选条件不仅能有效抑制背景，还能在保证较高信号效率的同时，提升信号的显著性。值得强调的是，与直接反冲 $\psi(2S)$ 的过程相比，反冲 $\psi(2S)\bar{D}^0$ 和 $\psi(2S)D^-$ 的过程涉及更多中间态粒子，这些额外的约束条件在本底抑制方面具有天然优势。因此，预计在后续分析中，上述过程将进一步提升信噪比，为精确测量相关物理量奠定基础。

4.2.3 反冲 $\psi(2S)\bar{D}^0$ 过程信号蒙卡分析

在 Belle II 实验中， $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^0\bar{D}^0$ 和 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^{*0}\bar{D}^0$ 过程是我们研究反冲 $\psi(2S)D^0$ 过程的主要信号道。X(3940) 的质量位于 $D^0\bar{D}^0$ 和 $D^{*0}\bar{D}^0$ 的质量阈值之上。具体而言， D^0 的质量为 1.864 GeV， D^{*0} 的质量为 2.007 GeV，因此 $D^0\bar{D}^0$ 的质量阈值为 3.728 GeV，而 $D^{*0}\bar{D}^0$ 的质量阈值为 3.871 GeV。X(3940) 的质量约为 3.940 GeV，与 $D^0\bar{D}^0$ 的阈值相差较大，但与 $D^{*0}\bar{D}^0$ 的阈值相差较小（不足 0.1 GeV）。基于这一质量差异，我们可以推测 X(3940) 衰变到 $D^0\bar{D}^0$ 的概率远大于衰变到 $D^{*0}\bar{D}^0$ 的概率，甚至可能不存在 $X(3940) \rightarrow D^{*0}\bar{D}^0$ 的衰变过程。因此，在数据中， $X(3940) \rightarrow D^{*0}\bar{D}^0$ 的信号数预计会显著少于 $X(3940) \rightarrow D^0\bar{D}^0$ 的信号数。

在研究这两个信号道时，我们首先对其信号蒙特卡洛样本进行了分析。与之前研究的信号道不同，这两个信号道涉及较多的中间态，因此在信号蒙特卡洛中也需要对这些中间态进行详细分析。我们依旧采用 $\mu \pm 3\sigma$ 作为中间态粒子的信号区间，以确保信号的准确提取。在研究过程中，某些中间态粒子可能会伴随较高的本底，但如果对这些本底进行区分和去除可能会耗费大量精力且收效甚微。因此，我们选择不中间态粒子的本底进行区分，而是直接拟合其信号区，并将其作为筛选条件用于后续研究。这种方法不仅可以节省时间和资源，还能确保研究结果不会产生显著偏差。通过上述方法，我们能够有效地提取信号并优化筛选条件，从而为后续的反冲 $\psi(2S)D^0$ 过程研究提供可靠的基础。

在 Belle II 实验中， $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^0\bar{D}^0$ 和 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^{*0}\bar{D}^0$ 过程


 图 4.7 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^0\bar{D}^0$ 信号蒙卡分布

是我们研究反冲 $\psi(2S)D^0$ 的主要信号道。由于蒙特卡洛模拟中会自动生成共轭过程，且这两个信号道具有较高的相似性，我们将它们的信号结果合并展示。从图 4.7 中可以看到，(a) 图为 π^0 的不变质量分布，我们通过拟合其不变质量谱确定了信号区间；(b) 图为 J/ψ 的不变质量分布，由于 J/ψ 是重建 $\psi(2S)$ 的中间态粒子，我们在 $\psi(2S)$ 的质量谱中扣除了 J/ψ 的分辨率，从而使得 $\psi(2S)$ 的信号区间更加精确。然而，对于轻子道重建的 $\psi(2S)$ ，由于其质量谱宽度较大，无法进行类似的操作，因此图中未展示轻子道重建的 $\psi(2S)$ 质量谱，但其宽度较宽是毋庸置疑的。

由于 D^0 是整个过程中的关键中间态粒子，研究反冲 $\psi(2S)D^0$ 过程必须首先对 D^0 进行详细分析。我们通过拟合获得了 D^0 的信号区间，并将其作为筛选条件用于后续的反冲谱研究。与直接反冲 $\psi(2S)$ 过程相比，这两个信号道涉及更多的中间态，因此筛选条件也更为复杂，这使得研究结果更加精确和具有说服力。在信号区间的拟合过程中，为了确保结果的准确性，我们对所有中间态进行了真值匹配，以去除不合理的事例。在图 4.7 中，红色箭头标注的区域是我们拟合得到的信号区，但图中显示的信号数仅用于了解当前事例的分布情况，而

非用于计算信号效率。我们最终使用反冲谱中的信号数来计算信号效率。

在 D^{*0} 的重建过程中，我们采用了 $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ 和 $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ 这两个标记道作为主要的重建途径，而 D^0 的重建方式与上述方法保持一致。由于 $D^{*0} \rightarrow D^0 e^+ e^-$ 衰变道的分支比非常小，本文未将其纳入考虑范围。这两个信号道的 $\psi(2S) \bar{D}^0$ 反冲谱在图 4.9 中进行了展示。根据信号道的理论预期，反冲谱中应分别出现 D^0 和 D^{*0} 的峰，这些峰可以通过它们的质量进行明确的判定。从图中可以清晰地观察到代表 D^0 和 D^{*0} 中间态的峰，这一结果与理论预期完全一致，表明我们的算法设计是准确无误的。信号数从这两个谱中提取，为了更突出 X(3940) 的衰变过程，我们在生成 $e^+ e^- \rightarrow \psi(2S) + D^{*0} \bar{D}^0$ 过程时，同时生成了其共轭过程，并将两者的结果进行合并。基于总事例数为 200000 的筛选结果，我们得到了相应的信号数；而 $e^+ e^- \rightarrow \psi(2S) + D^0 \bar{D}^0$ 过程的总事例数仍保持在 100000。

为了进一步验证筛选条件的合理性，我们对这两个过程的事例行为和信号效率进行了详细分析。事例行为的结果如表 4.3 所示。由于信号蒙特卡洛模拟中存在大量的误组合，事例数比初始生成的事例数显著增多。前者的多重数为 2.73，后者的多重数为 3.29。事例行为结果动态地展示了筛选过程的具体细节。由于中间态比直接反冲 $\psi(2S)$ 过程更为复杂，筛选步骤也相应更加繁琐，涉及更多的带电径迹，因此最终效率较直接反冲过程更低。这些结果不仅进一步证明了筛选条件的合理性，也充分验证了研究方法的可靠性。通过对这些数据的深入分析，我们能够更加全面地理解 D^{*0} 和 D^0 的重建过程，以及它们在 $\psi(2S)$ 反冲谱中的表现，为后续的研究提供了坚实的基础。

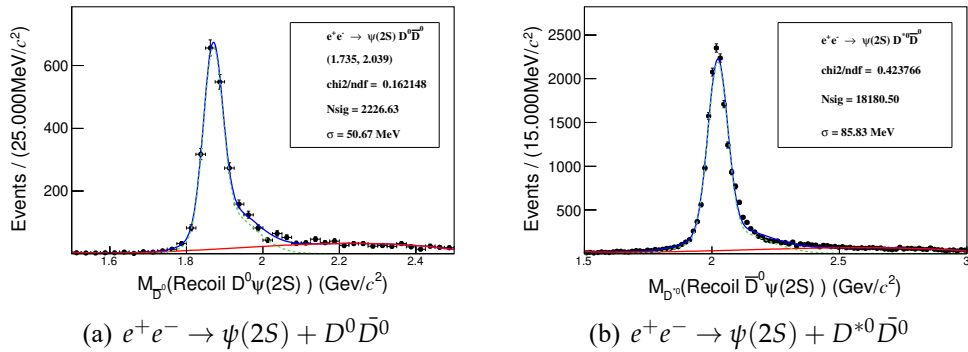


图 4.9 反冲 $\psi(2S) \bar{D}^0$ 不变质量谱分布

在 CutFlow 分析中，事例数的计算基于通过所有筛选条件的事例，而信号

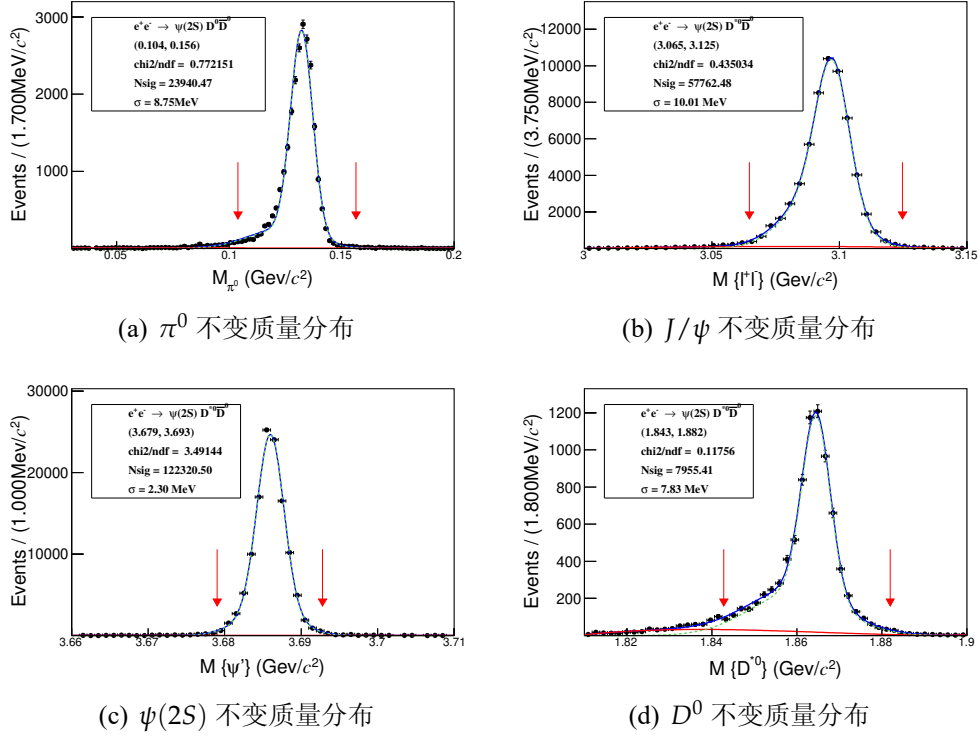

 图 4.8 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^{*0}\bar{D}^0$ 信号蒙卡分布

 表 4.3 e^+e^- 反应过程 CutFlow

Reaction	Cut condition	Entries	$\epsilon(\text{absolute})$	$\epsilon(\text{Relative})$
$\psi(2S) + D^0\bar{D}^0$	Signal	106373	100%	100%
	$0.103 < \pi_{\text{InvM}}^0 < 0.157$ and γ_E	29199	29.20%	27.45%
	$3.066 < J/\psi_{\text{InvM}} < 3.124$	23153	23.15%	79.29%
	$3.654 < \psi_{\text{InvM}} < 3.714$	12054	12.05%	52.06%
	$1.835 < D_{\text{InvM}}^0 < 1.886$	7030	7.30%	58.32%
$\psi(2S) + D^{*0}\bar{D}^0$	Signal	337007	100%	100%
	$0.103 < \pi_{\text{InvM}}^0 < 0.157$ and γ_E	82383	41.20%	24.44%
	$3.066 < J/\psi_{\text{InvM}} < 3.124$	66624	33.31%	80.87%
	$3.654 < \psi_{\text{InvM}} < 3.714$	40171	20.08%	60.30%
	$1.835 < D_{\text{InvM}}^0 < 1.886$	21811	10.91%	54.30%

效率的结果则通过拟合得到。由于拟合过程中会进一步剔除不符合信号区的事例，因此信号效率的结果通常比表 4.3 中通过最后一级筛选后的信号效率更低，具体结果展示在表 4.4 中。与表 4.2 的结果对比可以发现，直接反冲 $\psi(2S)$ 过程的信号效率最终达到百分之十几的量级，而反冲 $\psi(2S)D^0$ 过程的信号效率则仅为 4% 和 8% 的量级。这一差异与 Belle II 实验中的普遍现象一致：随着带电径迹数量的增加，粒子识别和重建的难度显著提高，导致信号效率下降。这一事实进一步验证了筛选条件和分析方法的合理性，同时也反映了复杂过程中信号提取的挑战性。通过 CutFlow 分析和信号效率的对比，我们能够更全面地评估反冲 $\psi(2S)D^0$ 过程的研究结果，并为后续的物理分析提供可靠的数据支持。

表 4.4 不同的 e^+e^- 过程信号效率

衰变道	信号效率 (%)
$e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^0\bar{D}^0$	4.61
$e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^{*0}\bar{D}^0$	8.88

4.2.4 反冲 $\psi(2S)\bar{D}^0$ 过程背景分析

图 4.10 展示了反冲 $\psi(2S)D^0$ 过程的背景分布，包括中间态及反冲质量谱的分布情况。在 (a) 图中，可以清晰地看到 Generic MC 中代表 D^0 中间态的峰状分布，背景主要来源于 qqbar、charged 和 mixed 三种成分，峰状背景显著。在 (b) 图中， J/ψ 中间态的不变质量谱同样显示出清晰的峰状背景，表明 J/ψ 作为重建 $\psi(2S)$ 的重要中间态，其信号提取有效，但背景成分仍需进一步优化。(c) 图展示了 $\psi(2S)$ 中间态的不变质量谱，图中可以看到代表 $\psi(2S)$ 中间态的峰状背景，但与前两图相比，其峰状背景相对较弱。值得注意的是，此图将 $\psi(2S)$ 的四个重建道合并展示，峰状背景的减弱可能反映了不同重建道之间的差异。背景成分的存在表明仍需进一步优化筛选条件。(d) 图展示了 Generic MC 中反冲 $\psi(2S)D^0$ 的不变质量谱分布，所有筛选条件均已应用。我们的目标是去除本底并提升信噪比。从图中可以看到，尽管中间态粒子的谱分布中存在峰状背景，但在最终的反冲质量谱中并未出现明显的峰状分布。这表明我们的筛选条件合理，已最大限度地去除峰状背景的干扰。总事例数为 3036 个，背景分布呈现向右逐渐升高的趋势，且在 D^0 和 D^{*0} 处的本底水平较低。因此，如果数据中存在由 X(3940) 衰变产生的中间态粒子，其信号应具有较高的显著性。

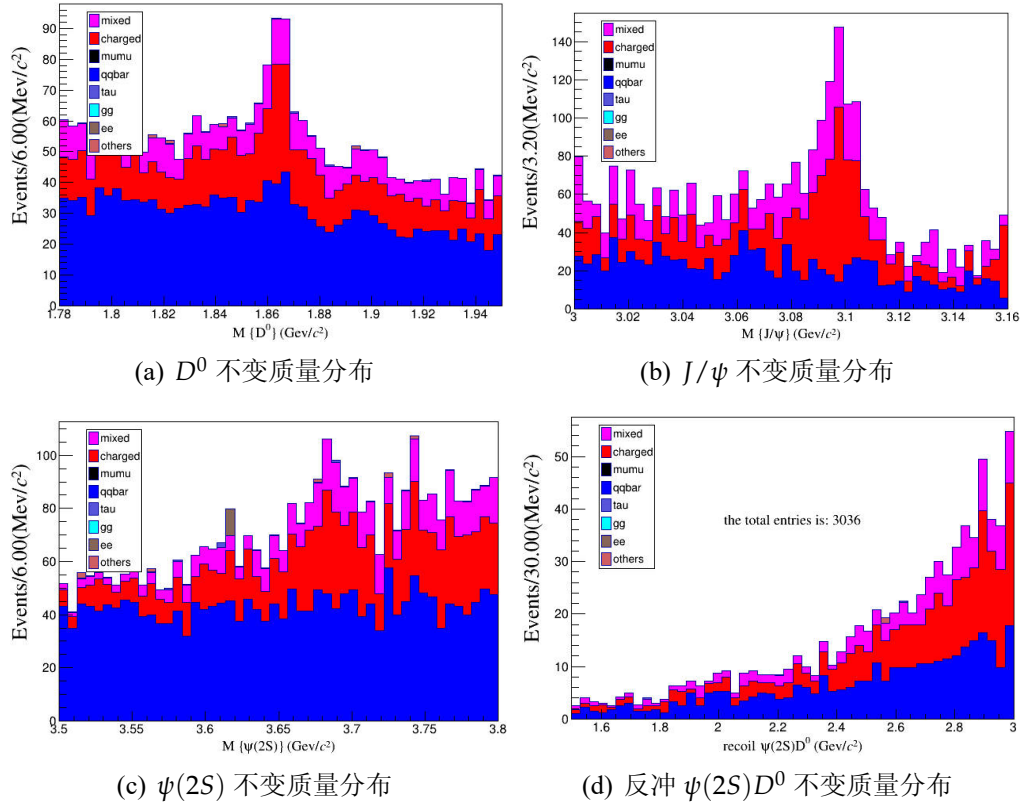


图 4.10 反冲 $\psi(2S)\bar{D}^0$ 过程中背景分布

4.2.5 反冲 $\psi(2S)D^-$ 过程信号蒙卡分析

在 Belle II 实验中, $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^+D^-$ 和 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^{*+}D^-$ 过程是我们研究反冲 $\psi(2S)D^-$ 的主要信号道。对于这两个信号道, 我们使用的产生子与直接反冲 $\psi(2S)$ 过程一致。前者的产生事例数为 100000, 后者为 200000。尽管两者在总事例数上存在倍数关系, 但在后续分析中, 我们严格按照各自信号道的研究流程进行, 因此中间态粒子的拟合结果会略有差异, 导致剩余事例数也不同。因此, 不能直接通过比较两者的事例数来确定信号道的显著性, 而需要结合信号效率与真实数据的结果进行综合判断。

$X(3940)$ 的质量位于 D^+D^- 和 $D^{*+}D^-$ 的质量阈值之上。具体而言, D^+ 的质量为 1.869 GeV, D^{*+} 的质量为 2.010 GeV, 因此 D^+D^- 的质量阈值为 3.738 GeV, 而 $D^{*+}D^-$ 的质量阈值为 3.879 GeV。 $X(3940)$ 的质量约为 3.940 GeV, 与 $D^{*+}D^-$ 的阈值接近, 但与 D^+D^- 的阈值相差较大。基于这一质量差异, 我们可以推测 $X(3940)$ 衰变到 $D^{*+}D^-$ 的概率远小于衰变到 D^+D^- 的概率, 因此在数据中, $X(3940) \rightarrow D^{*+}D^-$ 过程的信号显著性应远低于 $X(3940) \rightarrow D^+D^-$ 过程。我们同样使用信号蒙特卡洛样本对这两个信号过程进行了详细分析。

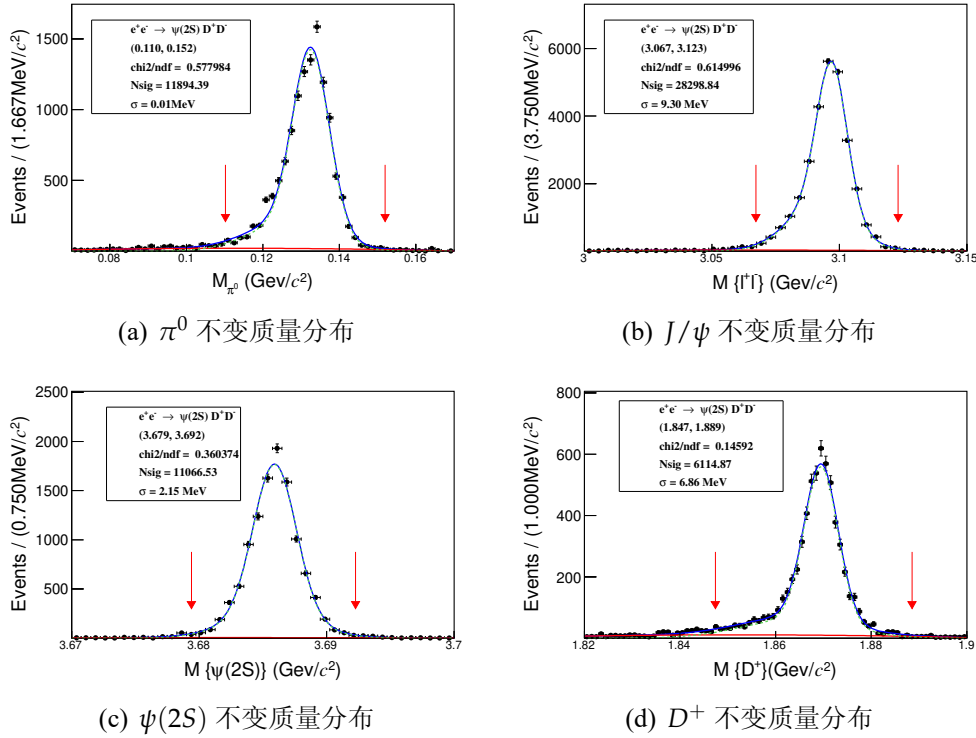


图 4.11 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^+D^-$ 信号蒙卡分布

这两个衰变信号道可以与反冲 $\psi(2S)\bar{D}^0$ 过程进行对比，两者具有一致性，同样涉及较多的中间态。我们依旧对这些中间态进行分析，并通过拟合确定其信号区间，采用 $\mu \pm 3\sigma$ 作为该粒子的信号区间。在 D^{*+} 的重建过程中，我们采用了 $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ 、 $D^{*+} \rightarrow D^+\pi^0$ 和 $D^{*+} \rightarrow D^+\gamma$ 三个重建道。与 D^{*0} 重建过程中仅采用两个重建道不同，这里增加第三个重建道是因为其分支比较大，对分析结果具有显著影响。

图 4.11 展示了中间态粒子的不变质量谱分布：(a) 图为 D^+ 重建过程中子粒子 π^0 的不变质量谱分布；(b) 图为 J/ψ 的不变质量谱分布，图中红色箭头之间的区域为其信号区间。在 J/ψ 的质量谱中，我们扣除了其子粒子 J/ψ 的分辨率，使拟合信号区更加精确；(c) 图的结果中应用了上述 cut 条件，因此图中信号数更少；(d) 图为 D^+ 的不变质量分布，在此谱中，前面三个谱的信号区间同样被作为筛选条件应用。

按照相同的逻辑，我们在图 4.12 中展示了另一个信号道的结果。图 4.13 展示了两个信号过程中的反冲 $\psi(2S)D^-$ 结果。根据信号蒙特卡洛的产生过程，前者应出现代表 D^+ 的共振峰，后者应出现代表 D^{*+} 的共振峰。从图中可以清晰地看到代表这两个粒子的峰，验证了我们的反冲过程成立。

表 4.5 e^+e^- 反应过程 CutFlow

Reaction	Cut condition	Entries	$\epsilon(\text{absolute})$	$\epsilon(\text{Relative})$
$\psi(2S) + D^+D^-$	Signal	181085	100%	100%
	$0.110 < \pi_{\text{InvM}}^0 < 0.153$ and γ_E	39919	39.92%	22.04%
	$3.060 < J/\psi_{\text{InvM}} < 3.128$	32786	32.79%	82.13%
	$3.650 < \psi_{\text{InvM}} < 3.717$	16382	16.38%	49.97%
	$1.848 < D_{\text{InvM}}^+ < 1.888$	8997	9.00%	54.92%
$\psi(2S) + D^{*+}D^-$	Signal	830240	100%	100%
	$0.109 < \pi_{\text{InvM}}^0 < 0.153$ and γ_E	159955	79.98%	19.27%
	$3.061 < J/\psi_{\text{InvM}} < 3.128$	130033	65.02%	81.29%
	$3.650 < \psi_{\text{InvM}} < 3.717$	62973	31.49%	48.43%
	$1.851 < D_{\text{InvM}}^+ < 1.886$	23854	11.93%	37.88%

这两个信号道的事例行为和信号效率分别如表 4.5 和表 4.6 所示。前者的多重数为 2.75，后者为 5.44。尽管后者的总产生事例数仅为 200000，但通过程序处理后留下的事例数几乎是产生总数的 4 倍，这表明存在大量误组合被识别为

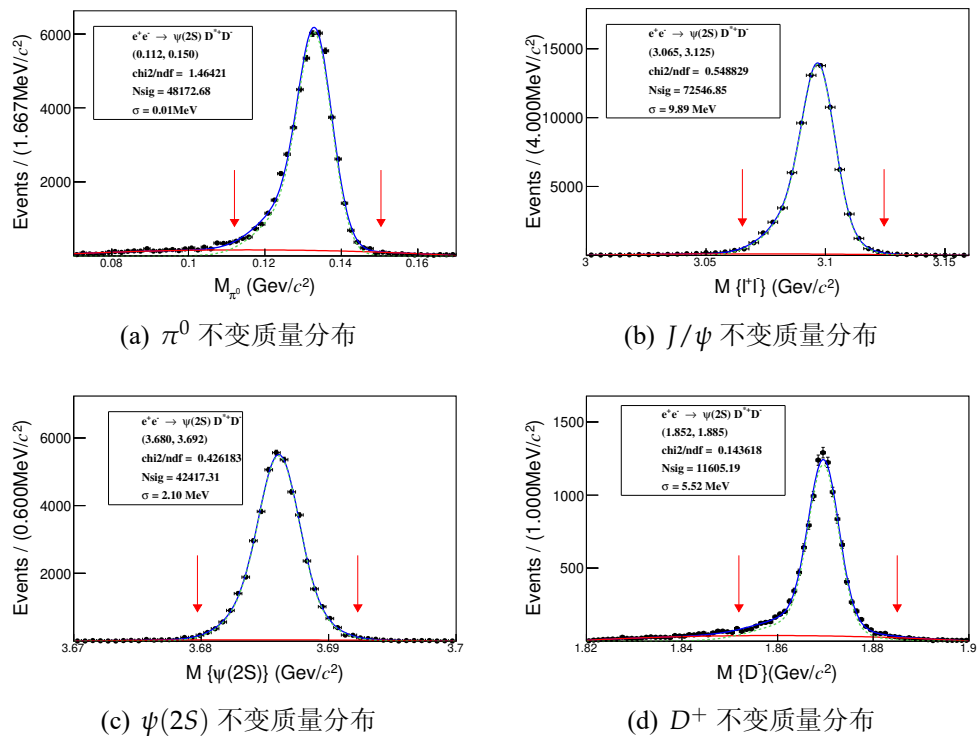


图 4.12 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^{*+}D^-$ 信号蒙卡分布

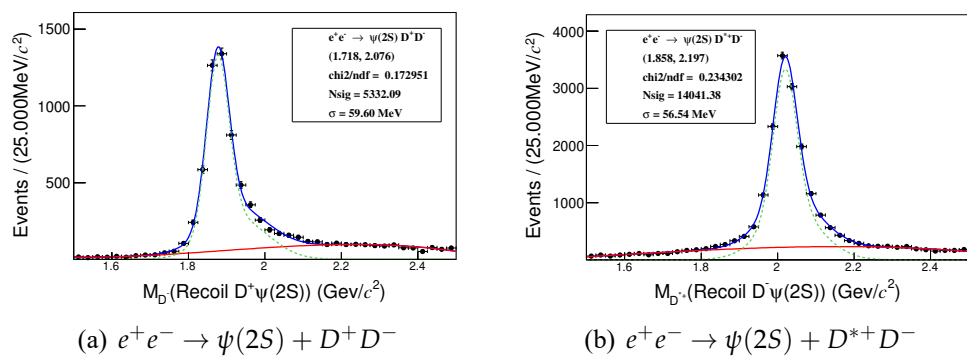


图 4.13 反冲 $\psi(2S)D^-$ 不变质量谱分布

事例。然而，最终留下的事例数与上述过程中的剩余事例数相当，尤其是两者的信号效率具有相同的量级，这说明我们选取的筛选条件在剔除多余事例方面是有效的。

与表 4.3 和表 4.4 的结果对比可以发现，反冲 $\psi(2S)\bar{D}^0$ 的信号效率与反冲 $\psi(2S)D^-$ 过程相当，这表明二者在事例产生及筛选过程中的行为具有高度一致性。因此，可以将二者进行对比分析，互相验证程序的合理性和筛选条件的有效性。这种一致性为后续的物理分析提供了可靠的基础，并进一步增强了研究结果的可信度。

表 4.6 不同的 e^+e^- 过程信号效率

衰变道	信号效率 (%)
$e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^+D^-$	5.33
$e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^{*+}D^-$	7.02

4.2.6 反冲 $\psi(2S)D^-$ 过程背景分析

图 4.14 展示了反冲 $\psi(2S)D^-$ 过程下的背景分布，包括中间态及反冲质量谱的分布情况。在 (a) 图中，可以看到 Generic MC 中代表 D^+ 中间态的峰，但并不十分明显，背景主要来源于 qqbar、charged 和 mixed 三种成分；(b) 图为 J/ψ 的不变质量谱，图中清晰地显示了代表 J/ψ 中间态的峰状背景；(c) 图为 $\psi(2S)$ 的不变质量谱，图中也能看到代表 $\psi(2S)$ 中间态的峰状背景，但该峰同样不明显。值得注意的是，此图将 $\psi(2S)$ 的四个重建道合并展示。这三张图的获得应用了不同程度的筛选条件，即通过研究确定的中间态信号区间。然而，图中仍能看到背景分布，这表明仍有许多中间态过程的背景未被完全去除。(d) 图展示了 Generic MC 中反冲 $\psi(2S)D^-$ 的不变质量谱分布，所有筛选条件均已应用。从图中可以看到，背景分布呈现向右逐渐升高的趋势，这表明我们的筛选条件合理，已成功去除相当一部分峰状背景。总事例数约为 10000 个，背景在左侧分布较低，且在 D^+ 和 D^{*+} 处的本底水平较低。因此，如果数据中存在我们研究的信号过程，其信号应具有相当的显著性。

然而，仅通过蒙特卡洛模拟说明数据分布是远远不够的，因为蒙特卡洛无法完全代表真实数据。我们尽可能地通过蒙特卡洛研究来模拟数据行为，但具体结果只能通过真实数据分析获得，且结果未必与上述研究完全一致。信号蒙特卡洛和 Generic MC 分别用于研究数据中信号和背景的行为，通过它们的行为

可以初步推测数据的行为，从而确保数据研究的可行性。

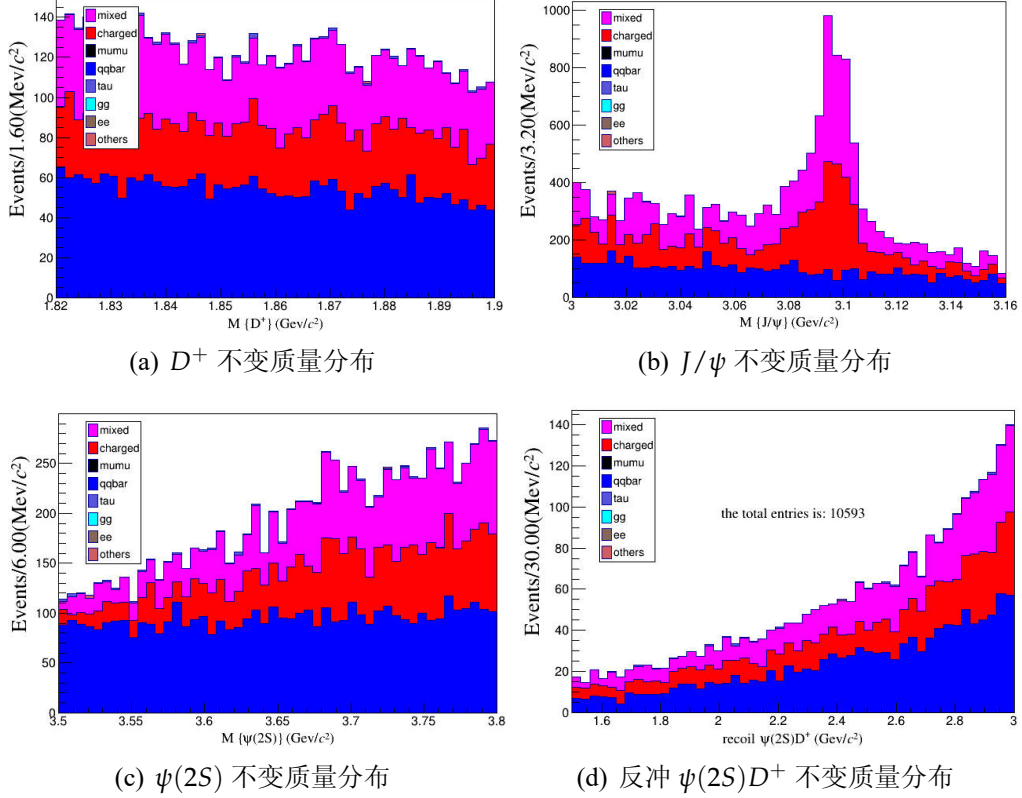


图 4.14 反冲 $\psi(2S)D^-$ 过程中背景分布

第三节 真实数据分布

在信号蒙特卡罗模拟中，我们系统研究了多个信号过程的具体分布特性，包括筛选条件及其对应的信号效率。通过分析，我们验证了模拟程序的合理性，并初步掌握了信号道的行为特征。在通用蒙特卡罗模拟中，我们重点研究了信号过程下的背景分布，通过优化多重筛选条件，显著降低了本底水平，有效提高了信噪比。值得注意的是，在反冲质量谱中未观察到明显的峰状背景，这为信号的清晰识别提供了可靠保障。

基于上述模拟研究结果，我们开始对实验数据进行系统性分析。在反冲谱中，直接反冲 $\psi(2S)$ 后应能观测到一系列 $c\bar{c}$ 粒子态，其中 $X(3940)$ 的存在尤其值得关注。然而，由于 $X(3940)$ 衰变为 DD 或 $D^*\bar{D}$ 的末态质量阈值极为接近，导致其衰变概率极低，因此该衰变道的信号显著性预计将十分微弱，甚至可能

无法被观测到。在高能物理实验数据分析中，信号蒙特卡罗模拟用于构建信号分布模型，通用蒙特卡罗模拟则用于建立背景分布模型。通过将模拟获得的信号和背景分布模型与实验数据进行拟合，我们可以准确提取信号事例数。基于提取的信号事例数，进一步计算得到相应衰变道的截面值。图 4.15 展示了对实验数据进行拟合的最终结果。

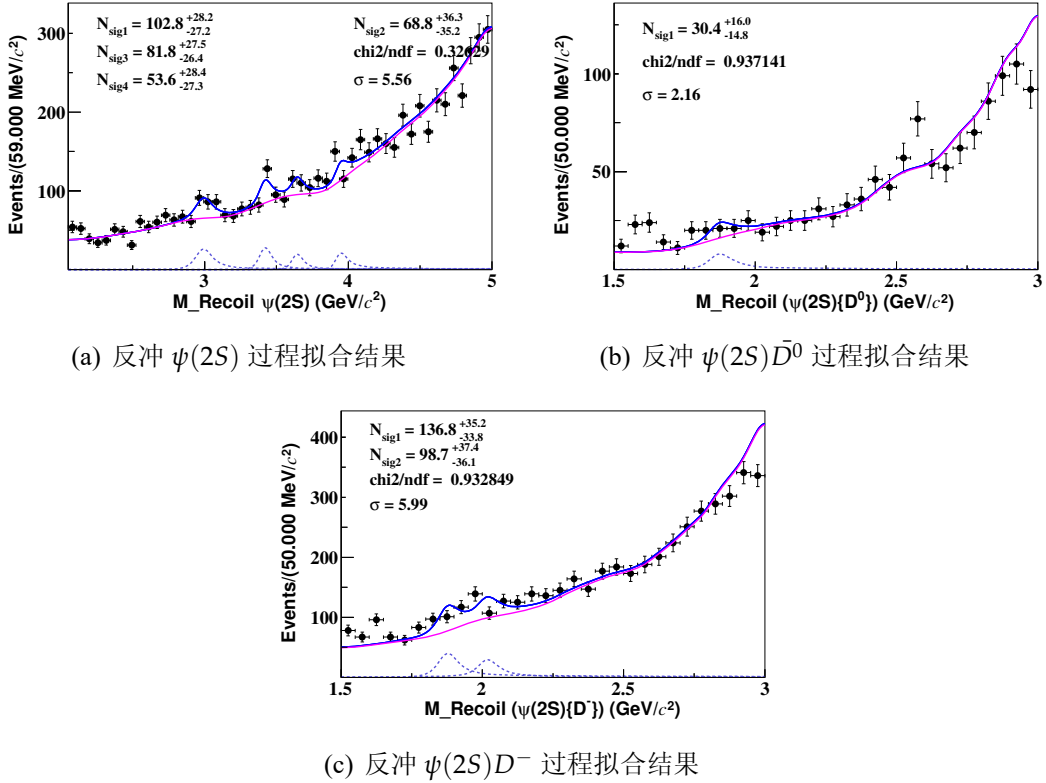


图 4.15 拟合数据结果示意图

从图中可以看到数据中信号过程的拟合结果。在拟合中，信号使用的是信号蒙卡的形状，背景使用的是 Generic MC 的形状。各个信号过程虽然具有一定的事例数，但信号显著性较低，这可能与数据亮度不足有关，目前的 Belle II 数据亮度仅为 Belle 数据亮度的一半。反冲 $\psi(2S)\bar{D}^0$ 中没有拟合出 D^{*0} 的信号数，故图中没有画出该信号道。基于图中的拟合结果，基于式 4.1 给出计算得到的截面值，式中 eff 代表信号效率， $\mathcal{B}$ 为信号道分支比， N_{sig} 为信号数， $\mathcal{L}$ 为数据亮度，算得结果如表 4.7 所示。

$$\sigma = \frac{1}{eff \cdot \mathcal{B}} \cdot \frac{N_{sig}}{\mathcal{L}} \quad (4.1)$$

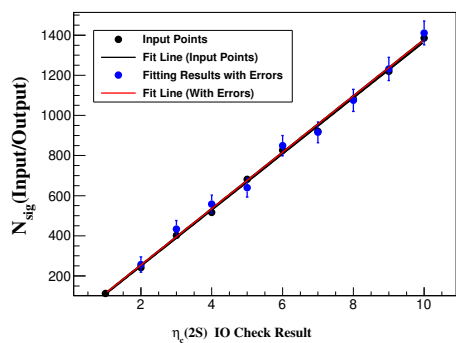
表 4.7 不同的 e^+e^- 过程截面值

$c\bar{c}$	N_{sig}	$\sigma(fb)$
η_c	$110.1^{+28.3}_{-27.3}$	$30.44^{+7.82}_{-7.55}$
χ_{c0}	$69.0^{+27.3}_{-26.3}$	$19.47^{+7.70}_{-7.42}$
$\eta_c(2S)$	$55.6^{+28.0}_{-26.9}$	$15.69^{+7.99}_{-7.59}$
$X(3940)$	$50.2^{+35.6}_{-34.4}$	$14.16^{+10.04}_{-9.7}$
$D^0\bar{D}^0$	$29.3^{+15.9}_{-14.6}$	$116.20^{+63.06}_{-57.90}$
D^+D^-	$140.0^{+35.2}_{-33.9}$	$558.69^{+140.47}_{-135.28}$
$D^{*+}D^-$	$93.6^{+37.4}_{-36.2}$	$283.60^{+113.32}_{-109.68}$

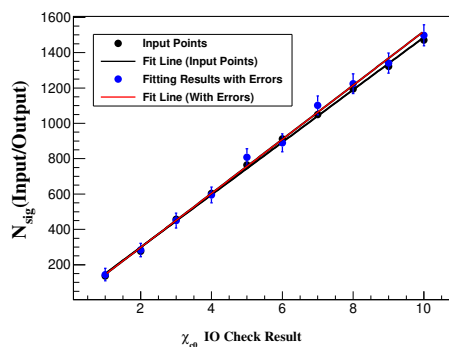
从表 4.7 中可以看到各信号道的拟合信号数及其对应的截面值。尽管信号显著性尚未达到较高水平，但在 Belle II 实验中已能观测到部分信号事例。目前，Belle II 的数据亮度虽未达到较高水平，但随着数据采集的持续进行，这些过程的信号事例预计将显著增加。本文计算的截面值可为理论计算结果的验证提供重要参考。

第四节 输入输出检查

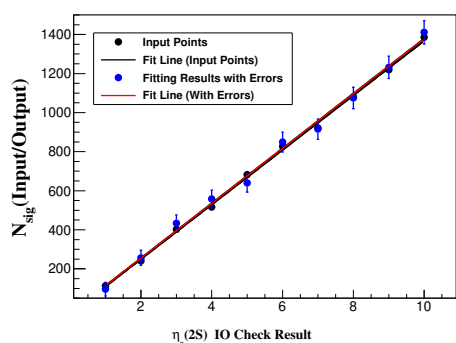
在上述数据拟合过程中，我们获得了信号数并计算了相应的截面值。为了验证拟合过程及程序的正确性，需要进行输入与输出检查 (IO Check)。具体方法是通过生成假数据，并对其进行拟合以提取假信号数，从而验证在合理的误差范围内输入值与输出值是否一致。为确保 IO Check 的严谨性，我们对上述三个信号过程分别按照合理的截面值生成 10 份样本信号，这些信号从信号蒙特卡罗模拟中随机抽取，背景仍采用通用蒙特卡罗模拟。由于这些数据是通过蒙特卡罗模拟生成的，因此也称为假数据。对每份样本进行独立拟合，并将拟合结果汇总，以验证输入值与输出值的一致性。这种方法能够有效避免偶然性带来的偏差。我们将检查结果展示在图 4.16 中，以供进一步分析和验证。图中纵坐标表示信号数，横坐标表示样本编号。黑色数据点（不带误差棒）代表输入信号值，蓝色数据点（带误差棒）代表拟合结果。黑色直线是通过拟合 10 份样本的输入信号值得到的结果，而红色直线则是通过拟合 10 份样本的拟合结果获得的结果。通过直接对比两条直线的位置可以看出，结果表现良好：在误差范围内，输入值与输出值均对应良好，处于可接受范围内。



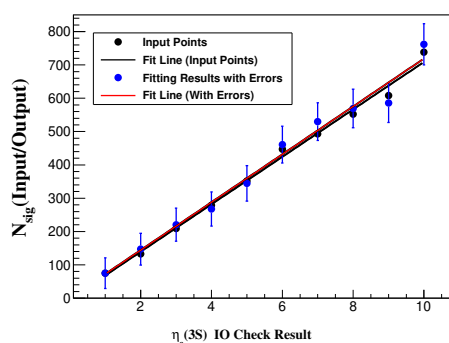
(a) η_c 结果



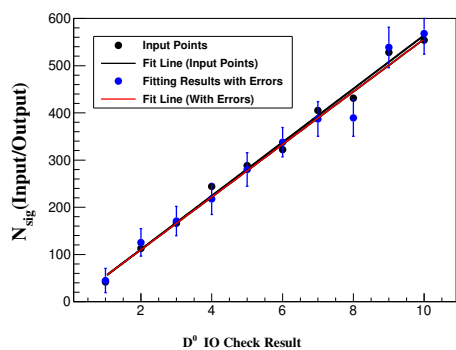
(b) χ_{c0} 结果



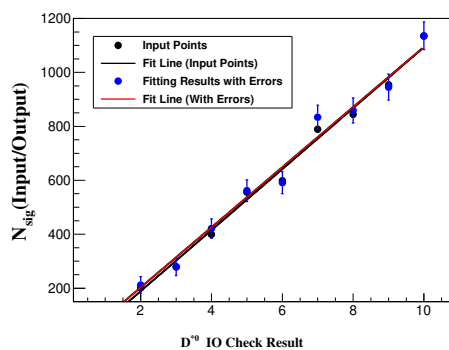
(c) $\eta_c(2S)$ 结果



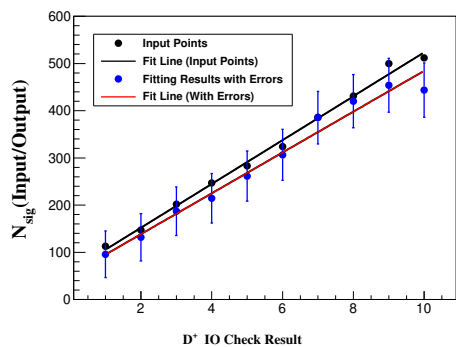
(d) $\eta_c(3S)$ 结果



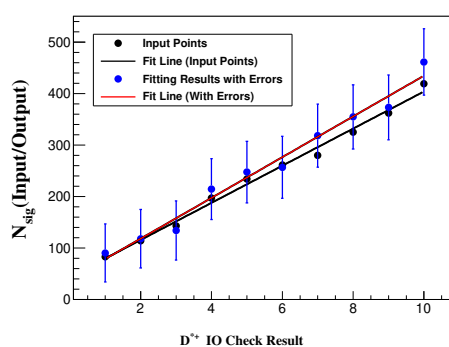
(e) D^0 结果



(f) D^{*0} 结果



(g) D^+ 结果



(h) D^{*+} 结果

图 4.16 拟合假数据结果示意图

第五节 系统误差

在 Belle II 实验中，总积分亮度为 (361.65 fb^{-1}) ，其对应的系统误差为 0.5%。分支比误差方面， $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 的分支比误差为 0.6%， $\psi(2S) \rightarrow l^+l^-$ 的分支比误差为 8.0%， $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ 的分支比误差为 1.0%，由 D^0 中间态分支比引入的误差为 4.6%， D^+ 中间态分支比引入的误差为 1.2%， D^{*0} 中间态分支比引入的误差为 2.9%， D^{*+} 中间态分支比引入的误差为 25%。在径迹效率方面，数据和蒙特卡罗样本之间的差异导致每条带电径迹引入的系统误差为 0.3%，而 $\psi(2S)$ 粒子和 D 粒子的重建涉及 4 或 6 条带电径迹，并需考虑部分慢介子的影响，因此径迹的总系统误差为 2.0%。此外，粒子识别 (PID) 效率引入的系统误差也占较大比重，其权重因子由下式给出：

$$f_{PID} = \frac{\epsilon_{PID(DT)}}{\epsilon_{PID(MC)}} \quad (4.2)$$

各过程中的 PID 子系统误差结果详见附录，此处直接给出总 PID 系统误差，具体数值见表 4.8。PID 系统误差源于对粒子的 PID 鉴别过程，鉴别条件越严格，引入的系统误差值越大。在计算过程中，若对 PID 系统误差进行修正（即忽略此项误差），则会引入修正本身带来的额外系统误差，此处不再赘述。关于蒙特卡罗模拟引入的系统误差，主要是由模拟过程中的统计性导致的，其大小与蒙特卡罗样本总数及最终探测效率相关。根据式 4.3，可以计算每个信号道的蒙特卡罗误差，且从该式可以看出，蒙特卡罗样本总数越大，该项系统误差值越小。最终结果也汇总于表 4.8 中。

$$\sigma = \sqrt{\frac{1 - \epsilon}{N \cdot \epsilon}} \quad (4.3)$$

表 4.8 e^+e^- 反应过程系统误差

Source	Recoil $\psi(2S)$	Recoil $\psi(2S)\bar{D}^0$	Recoil $\psi(2S)D^-$
Luminosity	0.5%	0.5%	0.5%
Branching fractions	4.6%	6.3%	5.5%
Tracking	2.0%	2.0%	2.0%
PID	2.4%	5.6%	5.8%
MC statistics	0.4%	1.2 %	1.4 %

第六节 结果讨论

关于 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + c\bar{c}$ 反应截面的理论计算与实验对比研究，目前学界尚缺乏系统性成果。基于部分理论预测，本文基于 Belle II 实验在 $\sqrt{s} = 10.58$ GeV 能区首次系统对比了实验测量值与多体末态衰变理论模型。如表 4.9 所示^[94, 95]。

理论预期 $\sigma(e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + c\bar{c})$ 约为 $\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi + c\bar{c})$ 的 60%，该比例关系在 η_c 、 $\eta_c(2S)$ 粲偶素产生及 $D^0\bar{D}^0$ 、 $D^{*+}D^-$ 介子对过程中得到较好验证——其实验值相对理论值的偏离量均小于 1.5σ ，表明基于重夸克有效理论 (HQET) 的微扰 QCD 框架在此类过程中的适用性。然而 χ_{c0} 产生道的实验截面显著高于理论预测值，二者的偏离可能揭示了潜在的新物理机制，可能源于理论模型中颜色八重态机制贡献的低估、波函数自旋-轨道耦合效应的计算偏差，或实验中未识别的本底干扰。该现象与 BESIII 合作组在 $\psi(3770)$ 能区观测的 χ_{cJ} 反常增强趋势相呼应，暗示标量粲偶素产生过程中可能存在未被传统微扰计算涵盖的非微扰效应，如初态辐射修正或末态强相互作用的重整化效应。建议未来结合光锥求和规则与格点 QCD 方法深化机制研究，并依托高亮度对撞实验获取更高统计量数据，以揭示 χ_{c0} 产生截面的动力学本质。

表 4.9 不同的 e^+e^- 过程截面测量值与理论值

$c\bar{c}$	Measured $\sigma(fb)$	Theoretical $\sigma(fb)$
η_c	$30.44^{+7.82}_{-7.55} \pm 1.70$	26.7 ± 2.31
χ_{c0}	$19.47^{+7.70}_{-7.42} \pm 1.71$	7.8 ± 1.0
$\eta_c(2S)$	$15.69^{+7.99}_{-7.59} \pm 1.31$	14.5 ± 0.40
$X(3940)$	$14.16^{+10.04}_{-9.7} \pm 0.79$	-
$D^0\bar{D}^0$	$116.20^{+63.06}_{-57.90} \pm 10.18$	$522^{+126}_{-114} \pm 102$
D^+D^-	$558.69^{+140.47}_{-135.28} \pm 46.76$	-
$D^{*+}D^-$	$283.60^{+113.32}_{-109.68} \pm 23.74$	$318^{+114}_{-90} \pm 42$

第五章 总结与展望

第一节 总结

本论文基于 Belle II 探测器于 10.58 GeV 处的探测数据, 以 $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + c\bar{c}$ 方式对伴随 $\psi(2S)$ 粒子的双粲偶素产生过程进行了截面测量并同部分理论计算结果进行了比较, 实验测量结果为 $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \eta_c} = (30.44 \pm 7.69 \pm 1.70) \text{ fb}$, $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \chi_{c0}} = (19.47 \pm 7.56 \pm 1.71) \text{ fb}$, $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + \eta_c(2S)} = (15.69 \pm 7.79 \pm 1.31) \text{ fb}$, $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + X(3940)} = (14.16 \pm 9.87 \pm 0.79) \text{ fb}$, $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^0\bar{D}^0} = (116.20 \pm 60.48 \pm 10.18) \text{ fb}$, $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^+D^-} = (558.69 \pm 137.88 \pm 46.76) \text{ fb}$, $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \psi(2S) + D^{*+}D^-} = (283.60 \pm 111.50 \pm 23.74) \text{ fb}$.

在反冲 $\psi(2S)$ 并分析其反冲谱的过程中, 我们尝试观测 η_c 、 χ_{c0} 、 $\eta_c(2S)$ 等粲偶素态粒子, 同时也在 $\psi(2S)$ 粒子的反冲谱中搜寻 $X(3940)$ 粒子的存在, 并探究其物理性质。由于 $X(3940)$ 的能量位于 $D^*\bar{D}$ 与 DD 质量阈值之上, 我们还对其衰变到这些中间态的过程进行了研究, 但在当前数据中信号显著性较低, 这可能与 Belle II 实验目前的数据亮度较低有关。结合 Belle II 数据与 Belle 数据, 将对未来探测这些过程提供重要帮助, 并有望提升信号显著性。

第二节 展望

在 χ_{c0} 粲偶素的理论计算模型中可能有某种未明确的物理机制, 基于本文测量结果可以揭示该粲偶素产生截面的动力学本质。另外目前人们对于 $X(3940)$ 粒子的物理性质了解还不够多, 在将 Belle II 数据与 Belle 数据结合后应该会有更好的实验结果, 这有可能揭开 $X(3940)$ 粒子的神秘面纱。

本项工作尽管对粲偶素态的测量已经取得一定进展, 但仍存在局限性。在我们研究的反冲谱中可能还存在未被研究到的粲偶素态。基于更高亮度的实验数据, 可以对这些潜在的粲偶素态进行更精确的探索, 并进一步验证本项工作的计算结果。随着实验技术的不断进步和理论框架的日益完善, 粲偶素家族的研究必将取得突破性进展, 为粒子物理领域的粲偶素研究树立新的里程碑。

参考文献

- [1] Lahiri S, Ghosh A. The Periodic Table[J]. JOURNAL OF ASTROPHYSICS AND ASTRONOMY, 2020, 41(1): 52.
- [2] Thomson J J. Cathode rays[J]. Phil. Mag. Ser. 5, 1897, 44: 293-316.
- [3] Rutherford E. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom [J]. Phil. Mag. Ser. 6, 1911, 21: 669-688.
- [4] Rutherford E. LIV. Collision of α particles with light atoms. IV. An anomalous effect in nitrogen[J]. Phil. Mag. Ser. 6, 1919, 37(222): 581-587.
- [5] Chadwick J. Possible Existence of a Neutron[J]. Nature, 1932, 129: 312.
- [6] Bohr N. On the Constitution of Atoms and Molecules. 2. Systems containing only a Single Nucleus[J]. Phil. Mag. Ser. 6, 1913, 26: 476.
- [7] De Broglie L. Waves and motions: vol. 1[M]. Paris: Gauthier-Villars et Cie Éditeurs, 1926: 1-133.
- [8] De Broglie L. Black radiation and light quantum[J]. J. Phys. Radium, 1922, 3: 422-428.
- [9] Schrödinger E. An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules[J]. Phys. Rev., 1926, 28(6): 1049.
- [10] Schrödinger E. A method of determining quantum-mechanical eigenvalues and eigenfunctions[J]. Proc. Roy. Irish Acad. A, 1940, 46: 9-16.
- [11] Heisenberg W. A quantum-theoretical reinterpretation of kinematic and mechanical relations[J]. Z. Phys., 1925, 33: 879-893.
- [12] Born M, Heisenberg W, Jordan P. Zur Quantenmechanik. II.[J]. Z. Phys., 1926, 35(8-9): 557-615.
- [13] Anderson C D. The Positive Electron[J]. Phys. Rev., 1933, 43: 491-494.
- [14] Yukawa H. On the Interaction of Elementary Particles I[J]. Proc. Phys. Math. Soc. Jap., 1935, 17: 48-57.
- [15] Lattes C M G, Muirhead H, Occhialini G P S, et al. Processes Involving Charged Mesons [J]. Nature, 1947, 159: 694-697.
- [16] Reines F, Cowan C L. Detection of the free neutrino[J]. Phys. Rev., 1953, 92: 830-831.
- [17] Anderson C D, Neddermeyer S H. Cloud Chamber Observations of Cosmic Rays at 4300 Meters Elevation and Near Sea-Level[J]. Phys. Rev., 1936, 50: 263-271.
- [18] Glashow S L. Partial Symmetries of Weak Interactions[J]. Nucl. Phys., 1961, 22: 579-588.
- [19] Weinberg S. A Model of Leptons[J]. Phys. Rev. Lett., 1967, 19: 1264-1266.

- [20] Salam A. Weak and Electromagnetic Interactions[J]. Conf. Proc. C, 1968, 680519: 367-377.
- [21] Zweig G. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking[J]. 1964.
- [22] Fritzsch H, Gell-Mann M, Leutwyler H. Advantages of the Color Octet Gluon Picture[J]. Phys. Lett. B, 1973, 47: 365-368.
- [23] Gross D J, Wilczek F. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories[J]. Phys. Rev. Lett., 1973, 30: 1343-1346.
- [24] Yoo J. A study of the process $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}$ [D]. Korea U., 2009.
- [25] Higgs P W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons[J]. Phys. Rev. Lett., 1964, 13: 508-509.
- [26] Higgs P W. Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons[J]. Phys. Rev., 1966, 145: 1156-1163.
- [27] Ellis J R, Gaillard M K, Nanopoulos D V. A Phenomenological Profile of the Higgs Boson[J]. Nucl. Phys. B, 1976, 106: 292.
- [28] Aad G, et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC[J]. Phys. Lett. B, 2012, 716: 1-29.
- [29] Chatrchyan S, et al. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC[J]. Phys. Lett. B, 2012, 716: 30-61.
- [30] Lazzk Neutelings. Standard Model[J/OL]. [2024-11-5]. https://tikz.net/sm_particles/.
- [31] Glashow S L, Iliopoulos J, Maiani L. Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry [J]. Phys. Rev. D, 1970, 2: 1285-1292.
- [32] Aubert J J, et al. Experimental Observation of a Heavy Particle J [J]. Phys. Rev. Lett., 1974, 33: 1404-1406.
- [33] Augustin J E, et al. Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation[J]. Phys. Rev. Lett., 1974, 33: 1406-1408.
- [34] Okubo S. Phi meson and unitary symmetry model[J]. Phys. Lett., 1963, 5: 165-168.
- [35] Iizuka J. Systematics and phenomenology of meson family[J]. Prog. Theor. Phys. Suppl., 1966, 37: 21-34.
- [36] Abrams G S, et al. The Discovery of a Second Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation [J]. Phys. Rev. Lett., 1974, 33: 1453-1455.
- [37] Ablikim M, et al. Future Physics Programme of BESIII[J]. Chin. Phys. C, 2020, 44(4): 040001.
- [38] Shah M, Thakkar K, Vinodkumar P C, et al. Status of ψ (3686), ψ (4040), ψ (4160), Y (4260), ψ (4415) and X (4630) charmonia like states[J]. PoS, 2012, ConfinementX: 329.
- [39] Ji C. Charmonium study at BESIII[C]//48th Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Interactions. 2013: 149-154.
- [40] 何小刚. 场论与粒子物理领域的发展态势[EB/OL]. (2024-01-02). <https://fanpusci.blog.caixin.com/archives/272615>.

- [41] Haddadi Z. Ground-state studies of charmonium via radiative transitions at BESIII[J]. J. Phys. Conf. Ser., 2016, 742(1): 012013.
- [42] Ai X C. Studies of Charmonium at BESIII[J]. AIP Conf. Proc., 2016, 1735(1): 030002.
- [43] Ping R G. Studies of Charmonium at BESIII[C]//7th International Workshop on Charm Physics. 2015.
- [44] Xu G. Overview on BESIII results[J]. Nucl. Part. Phys. Proc., 2015, 263-264: 5-9.
- [45] Wang J. Measurements of charmonium decays at BESIII[J]. PoS, 2025, ICHEP2024: 403.
- [46] Ablikim M, et al. Measurement of integrated luminosities at BESIII for data samples at center-of-mass energies between 4.0 and 4.6 GeV[J]. Chin. Phys. C, 2022, 46(11): 113002.
- [47] Jaffe R L. Multi-Quark Hadrons. 1. The Phenomenology of (2 Quark 2 anti-Quark) Mesons[J]. Phys. Rev. D, 1977, 15: 267.
- [48] Jaffe R L. Multi-Quark Hadrons. 2. Methods[J]. Phys. Rev. D, 1977, 15: 281.
- [49] Chao K T. The S Wave $Q\bar{Q}q\bar{q}$ States in the Adiabatic Approximation[J]. Nucl. Phys. B, 1981, 183: 435-444.
- [50] Chao K T. The $c\bar{c}q\bar{q}$ States[J]. Nucl. Phys. B, 1980, 169: 281-306.
- [51] Lipkin H J. NEW POSSIBILITIES FOR EXOTIC HADRONS. 1987.
- [52] Gignoux C, Silvestre-Brac B, Richard J M. Possibility of Stable Multi - Quark Baryons [J]. Phys. Lett. B, 1987, 193: 323.
- [53] Aubert B, et al. Observation of a broad structure in the $\pi^+\pi^-J/\psi$ mass spectrum around 4.26 GeV/c²[J]. Phys. Rev. Lett., 2005, 95: 142001.
- [54] Ablikim M, et al. Observation of a Charged Charmoniumlike Structure in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ at $\sqrt{s} = 4.26$ GeV[J]. Phys. Rev. Lett., 2013, 110: 252001.
- [55] Esposito A, Pilloni A, Polosa A D. Multiquark Resonances[J]. Phys. Rept., 2017, 668: 1-97.
- [56] Ablikim M, et al. Observation of a Charged Charmoniumlike Structure $Z_c(4020)$ and Search for the $Z_c(3900)$ in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-h_c$ [J]. Phys. Rev. Lett., 2013, 111(24): 242001.
- [57] Ablikim M, et al. Observation of a charged charmoniumlike structure in $e^+e^- \rightarrow (D^*\bar{D}^*)^\pm\pi^\mp$ at $\sqrt{s} = 4.26$ GeV[J]. Phys. Rev. Lett., 2014, 112(13): 132001.
- [58] 张芳丹. 理论物理所等在全粲四夸克态研究中获进展[EB/OL]. (2021-04-16). https://www.cas.cn/syky/202104/t20210416_4784908.shtml.
- [59] Keil E. Hadron Colliders Between 1-teV and 100-teV Beam Energy[J]. Conf. Proc. C, 1984, 830811: 98-103.
- [60] Pardo R, Kawarasaki Y, Wasniewski Y. A CAMAC-Based Intelligent Subsystem for ATLAS, Example Application: Cryogenic Monitoring and Control[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1985, 32: 2017.
- [61] Van Steenberg A. The cms, a cold magnet synchrotron to upgrade the proton energy range of the bnl facility. (talk)[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, 18: 694-698.

-
- [62] Matthiae G. TOTEM: An experiment to measure total cross-section and elastic scattering at LHC[C]//1st Arctic Workshop on Future Physics and Accelerators. 1994: 245-254.
 - [63] Timmer J. Following protons on a trip to (and through) the LHC[EB/OL]. (2010-08-10). <https://arstechnica.com/science/2010/08/following-protons-on-a-trip-to-and-through-the-lhc/>.
 - [64] Costanza S. Design of the Central Tracker of the PANDA experiment[D]. Pavia U., 2011.
 - [65] 叶丹. 交大《自然》发文 PandaX 实验最新研究成果解析暗物质有多“暗”[EB/OL]. (2023-05-18). <https://news.sjtu.edu.cn/jdzh/20230518/183016.html>.
 - [66] Hph. 世界十大经典物理实验，自由落体试验排第一 (3)[EB/OL]. (2020-10-27). http://www.bala.cc/chengshi/renwen/2020/7869_3.html.
 - [67] 华南师范大学物理学院. BESIII 合作组等在《Nature Physics》封面发表重要成果[EB/OL]. (2021-11-15). <https://physics.scnu.edu.cn/a/20211115/11766.html>.
 - [68] Abe K, et al. Observation of a new narrow charmonium state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays[C]//21st International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (LP 03). 2003.
 - [69] Abe K, et al. Observation of a new charmonium state in double charmonium production in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} = 10.6$ GeV[J]. Phys. Rev. Lett., 2007, 98: 082001.
 - [70] Chilikin K, et al. Observation of an alternative $\chi_{c0}(2P)$ candidate in $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}$ [J]. Phys. Rev. D, 2017, 95: 112003.
 - [71] Uehara S, et al. Observation of a charmonium-like enhancement in the $\gamma\gamma \rightarrow \omega J/\psi$ process[J]. Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 092001.
 - [72] Abe K, et al. Observation of a near-threshold $\omega J/\psi$ mass enhancement in exclusive $B \rightarrow K\omega J/\psi$ decays[J]. Phys. Rev. Lett., 2005, 94: 182002.
 - [73] Chilikin K, et al. Observation of an alternative $\chi_{c0}(2P)$ candidate in $e^+e^- \rightarrow J/\psi D\bar{D}$ [J]. Phys. Rev. D, 2017, 95: 112003.
 - [74] Aaij R, et al. Amplitude analysis of the $B^+ \rightarrow D^+ D^- K^+$ decay[J]. Phys. Rev. D, 2020, 102: 112003.
 - [75] Ortega P G, Segovia J, Entem D R, et al. Charmonium resonances in the $3.9 \text{ GeV}/c^2$ energy region and the $X(3915)/X(3930)$ puzzle[J]. Phys. Lett. B, 2018, 778: 1-5.
 - [76] Ortega P G, Segovia J. The nature of the $X(3915)/X(3930)$ resonances from a coupled-channels approach[J]. PoS, 2018, Hadron2017: 113.
 - [77] Wang Z G. Analysis of the mass and width of the $X^*(3860)$ with QCD sum rules[J]. Eur. Phys. J. A, 2017, 53(10): 192.
 - [78] Yu G L, Wang Z G, Li Z Y. The analysis of the charmonium-like states $X^*(3860)$, $X(3872)$, $X(3915)$, $X(3930)$ and $X(3940)$ according to its strong decay behaviors[J]. Chin. Phys. C, 2018, 42: 4.
 - [79] Ohnishi Y. Accelerator design of Super B Factory at KEK[J]. ICFA Beam Dyn. Newslett., 2003, 31: 89-94.
 - [80] Schwanda C. SuperKEKB machine and Belle II detector status[J]. Nucl. Phys. B Proc. Suppl., 2010, 209: 70-72.

- [81] Yamauchi M. Super B factory project at KEK[J]. eConf, 2003, C030603: 355-360.
- [82] Kageyama T. The SuperKEKB project[J]. AIP Conf. Proc., 2006, 842(1): 1064-1066.
- [83] KEK,「SuperKEKB 加速器」のビーム周回蓄積に成功[EB/OL]. (2016-03-03). <https://optronics-media.com/news/20160303/39933/>.
- [84] Dolezal Z. Super KEKB and Belle II: Status of the KEK Super B Factory[J]. Chin. Phys. C, 2009, 44: 143.
- [85] Nakao M, Higuchi T, Itoh R, et al. Data acquisition system for Belle II[J]. JINST, 2010, 5: C12004.
- [86] Wormes N. PIXEL 2010 - a Resume[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2011, 650: 245-252.
- [87] Bergauer T. The silicon vertex detector of the Belle II experiment[J]. PoS, 2010, VERTEX2010: 044.
- [88] Taniguchi N. Central Drift Chamber for Belle-II[J]. JINST, 2017, 12(06): C06014.
- [89] Nishimura K. The Time-of-propagation counter for Belle II[J]. Nucl. Instrum. Meth. A, 2011, 639: 177-180.
- [90] Korpar S, et al. Aerogel RICH for Belle II[J]. PoS, 2010, ICHEP2010: 506.
- [91] Kim S H, Lee I S, Unno Y, et al. Status of the Electromagnetic Calorimeter Trigger system at the Belle II experiment[J]. JINST, 2017, 12(09): C09004.
- [92] Hayakawa T. Particle identification for Belle II[J]. PoS, 2015, Beauty2014: 038.
- [93] Abe T, et al. Belle II Technical Design Report[J]. 2010.
- [94] Pakhlov P, et al. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow J/\psi + c\bar{c}$ cross section at $\sqrt{s}$ 10.6 GeV [J]. Phys. Rev. D, 2009, 79: 071101.
- [95] Braguta V V, Likhoded A K, Luchinsky A V. The Processes $e^+e^- \rightarrow J/\psi(\chi_{c0}), \psi(2S)(\chi_{c0})$ at $\sqrt{s} = 10.6$ GeV in the framework of light cone formalism[J]. Phys. Lett. B, 2006, 635: 299-304.

致谢

时光匆匆，行文至此，致谢的开始亦是硕士生涯的结束，回眸远望，一切恍如昨日，逝者如斯，一切真的太快！

首先，我要感谢我的导师赵明刚教授和殷俊昊老师，如果没有两位老师的耐心指导，我不会顺利的完成毕业论文，更不会在硕士期间取得这样的进步。他们性格温和，善良谦逊，从两位老师身上我学到了很多。回想刚来到南开时对于研究生生活并不习惯，懵懂的生活让我一度怀疑自己是否适合读研，是老师的悉心教诲与敦敦教导让我重拾信心，日常生活中老师们也对我给予了很多帮助，他们经常与我讨论，针对我的每一次询问都可以耐心的解答，也正是老师的帮助，我才能获得动力，不断向前。高山仰止，我永远铭记师恩！

其次我要感谢家人，在我读研期间是我的家人充当着我的后盾，我能来到南开大学是因为站在家人的肩膀上，他们为了供我读书奉献了宝贵的年华，我日常的吃穿都是家人提供的，虽然没有穿金带银，但我衣食无忧，到今天我即将完成硕士学业，更不会忘记家人的养育之恩，我力争出人头地为家人争光，以后更要好好孝敬他们。

然后我要感谢同学，感谢同课题组同学们的帮助，跨专业来到理论物理的我对于很多知识都不太明白，都是他们耐心的讲解让我学会了一个又一个新的知识，在我对代码和操作困惑之际，也是他们的无私帮助帮我修复一个又一个bug，同学情谊不言而喻。还要感谢日常生活中的同学，昌杰哥、家恒哥、卓曦哥、陈康哥、江红哥、硕哥、煜哥、高枝姐他们陪我一起吃饭，一起回宿舍，一起喝蜜雪冰城、一起漫步校园，是他们与我的相伴让我感觉到研究生生活的烟火气。在最后一年的中，我还碰到了许多和我志趣相投的师弟师妹们，泷清、潇玥、梓骁、少腾他们也对八极拳兴趣浓厚，我们一起练拳，一起讨论拳理，互相督促，共同进步，在学习八极拳的过程中建立了良好的氛围，也收获了珍贵的友情，祝大家学业进步、武运昌隆！我知道人生路漫漫，以后还会遇到新的朋友，但读研期间碰到的这些人我会永远记得，我相信我们都必将成长为更加优秀的大人，也明白大家各自有各自的前程，山水一程，三生有幸，我们以后都是国家的栋梁！

感谢康老师，康老师教我们练拳，耐心指导寒暑不间断，他人格魅力十足、格局大度更是我们学习的榜样，在我人生前进的道路上，康老师也是我昏暗路途中的一盏明灯，在这里我衷心祝愿康老师身体健康，一切顺利！

还要感谢我的女朋友云青哲，她善良大方，温柔可爱，在我的生活中她扮演着重要的角色，她包容我的错误，纠正我的态度，我们的相处中充满了欢声笑语，异地虽然有距离，但爱没有学过地理。她让我明白科研探索和生活热情原来可以并行不悖，倘若哪天落日沉溺于橘色的海，晚风轻拂时，我们的影子将并肩同行。

最后感谢学校！三年研究生时光，今已到头，一路走来，一切还称得上圆满。我会永远怀念学校的一草一木，怀念学校宏伟的大门，怀念学校狭小却不失温暖的宿舍，怀念食堂，也怀念在食堂抢饭的日子，还有夜间学校的月色，绝美的灯光，大中路旁矗立的西南联大纪念碑，高大巍峨的图书馆，以及我在图书馆工作的日子，忘不了在二主楼自习的情景，还有波光粼粼水光潋潋的新开湖，接天莲叶无穷碧的马蹄湖，一切的一切，印刻心间，曾不忘怀！

还是有很多遗憾的，我终究没能等到四食堂的使用，还没走遍学校的每一个角落，没有进入所有的楼宇，没有在路边长椅上睡过觉，还没吃遍学校食堂的饭菜，还没和迦陵学社的那只委屈巴巴的大猫告别，我甚至还没有做好离校的准备……但人生正是处处充满了遗憾，只有这样经历的每一刻才更显珍贵不是吗，我会永远怀念南开大学，怀念第三教学楼。我是爱南开的，再见，南开！

路虽远，行则将至；事虽难，做则必成。

漫漫长路，必见曙光，加油！

附录

表 5.1 Recoil $\psi(2S)$ 过程子系统误差

Decay Mode	Efficiency(mc/data)	Uncertainty
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : ee\pi^+\pi^-$	99.20%	0.40%
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : mm\pi^+\pi^-$	98.21%	0.99%
$\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$	93.70%	0.81%
$\psi(2S) \rightarrow e^+e^-$	100%	0.72%

表 5.2 Recoil $\psi(2S)\bar{D}^0$ 过程子系统误差

Decay Mode	Efficiency(mc/data)	Uncertainty
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : ee\pi^+\pi^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	96.12%	1.21%
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : ee\pi^+\pi^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	96.61%	1.17%
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : ee\pi^+\pi^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	98.43%	2.09%
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : mm\pi^+\pi^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	89.73%	1.32%
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : mm\pi^+\pi^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	90.15%	1.43%
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : mm\pi^+\pi^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	90.70%	2.03%
$\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	90.94%	1.75%
$\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	91.27%	1.72%
$\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	92.13%	2.58%
$\psi(2S) \rightarrow e^+e^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+$	97.35%	0.93%
$\psi(2S) \rightarrow e^+e^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$	96.99%	1.29%
$\psi(2S) \rightarrow e^+e^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	98.63%	2.72%

表 5.3 Recoil $\psi(2S)D^-$ 过程子系统误差

Decay Mode	Efficiency(mc/data)	Uncertainty
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : ee\pi^+\pi^-, D^+ \rightarrow K_S^0\pi^+$	98.76%	0.70%
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : ee\pi^+\pi^-, D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^0$	98.73%	1.46%
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : ee\pi^+\pi^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	96.61%	1.53%
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : mm\pi^+\pi^-, D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+$	92.00%	0.92%
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : mm\pi^+\pi^-, D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^0$	92.30%	0.10%
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi : mm\pi^+\pi^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	90.42%	1.53%
$\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-, D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+$	93.91%	0.99%
$\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-, D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^0$	93.84%	1.04%
$\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	92.00%	1.96%
$\psi(2S) \rightarrow e^+e^-, D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+$	98.93%	0.81%
$\psi(2S) \rightarrow e^+e^-, D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^0$	100%	0.67%
$\psi(2S) \rightarrow e^+e^-, D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	97.44%	2.05%

个人简历

2022-2025 年	南开大学物理科学学院	硕士
2018-2022 年	河北工业大学材料科学与工程学院	学士
2015-2018 年	河北省邢台市第二中学	高中
2012-2015 年	河北省邢台市第十九中学	初中
2006-2012 年	河北省邢台市任县天口乡吴家庄小学	小学