

学校代码: 10246
学 号: 22210200014

復旦大學

硕 士 学 位 论 文
(学术学位)

在 Belle II 实验上寻找 $\Upsilon(10753)$ 的辐射衰变过
程及对数据积分亮度的测量

Search for the radiative decay of $\Upsilon(10753)$ and integrated
luminosity measurement at Belle II experiment

院 系: 现代物理研究所
专 业: 物理学
姓 名: 熊玮韬
指 导 教 师: 沈成平 教授
完 成 日 期: 2026 年 6 月 1 日

目 录

插图目录	iii
表格目录	vii
摘要	ix
Abstract	xi
第 1 章 绪论	1
1.1 标准模型	1
1.2 粒子物理实验	2
1.3 底夸克偶素谱	2
1.4 奇特强子态	4
1.5 论文选题与结构	4
第 2 章 Belle II 实验	7
2.1 KEKB 与 SuperKEKB 对撞机	7
2.2 Belle II 探测器系统	8
2.3 触发系统	10
2.4 软件环境	11
第 3 章 寻找 $Y(10753)$ 的辐射衰变	13
3.1 选题背景	13
3.2 数据与蒙特卡洛模拟样本	15
3.2.1 数据样本	15
3.2.2 信号蒙特卡洛样本	15
3.2.3 本底蒙特卡洛样本	16
3.3 事件选择条件和优化	17
3.3.1 带电径迹选择	17
3.3.2 光子选择条件	18
3.3.3 $Y(1S)$ 重建与质量窗选择	22

3.3.4	运动学拟合	22
3.4	信号提取与分析	23
3.4.1	信号蒙特卡洛的研究	24
3.4.2	本底形状研究	24
3.4.3	基于蒙特卡洛对信号进行提取	26
3.4.4	基于数据样本对信号进行提取	29
3.4.5	玻恩散射截面计算	30
3.5	系统误差分析	34
3.5.1	输入参数的误差	35
3.5.2	实验装置的误差	35
3.5.3	理论模型有关的误差	36
3.5.4	拟合模型相关误差	37
3.6	结果与讨论	38
第 4 章	Belle II 实验 Run 2 早期数据集积分亮度的测量	39
4.1	选题背景	39
4.2	亮度测量方法	39
4.3	数据样本和蒙特卡洛样本	40
4.4	事例选择	41
4.5	触发器效率修正	43
4.5.1	Bhabha 散射过程	45
4.5.2	digamma 主导过程	46
4.5.3	dimuon 过程	46
4.6	积分亮度计算	47
4.7	系统误差分析	47
4.8	误差权重亮度计算	50
4.9	总结	51
第 5 章	总结与展望	53
5.1	寻找 $Y(10753)$ 的辐射衰变	53
5.2	Belle II 实验上 Run 2 早期数据集积分亮度测量	53
	参考文献	55
	攻读硕士学位期间取得的学术成果	63
	致谢	65

插图目录

1-1	粒子物理标准模型	1
1-2	底夸克偶素及类底夸克偶素能谱图	3
2-1	SuperKEKB/Belle II 设施示意图	8
2-2	Belle II 探测器俯瞰图	9
2-3	Belle II 的坐标系示意图	9
3-1	Belle 实验对 $e^+e^- \rightarrow Y(nS)\pi^+\pi^-$ (从上到下, 分别为 $n = 1, 2, 3$) 截面的扫描结果。在此图中, 带误差棒的点为数据, 红色曲线是对数据的拟合结果, 带误差棒的蓝色空心点则是利用 $Y(10860)$ 共振峰数据中的初态辐射过程估计出的截面。	14
3-2	$e^+e^- \rightarrow \omega\chi_{b1}$ 的玻恩散射截面与能量的分布图 (左) 和 $e^+e^- \rightarrow \omega\chi_{b2}$ 的玻恩散射截面与能量的分布图 (右), 在此图中, 带误差棒的黑点是 Belle II 数据, 三角形的点是 Belle 的数据, 拟合结果为红色实线。	15
3-3	信号的蒙特卡洛样本和数据中的 (a) $ dr $ 和 (b) $ dz $ 的分布。图中的红色箭头展示了 $ dr < 1$ cm 以及 $ dz < 3$ cm 的选择条件。 . . .	17
3-4	在信号的蒙特卡洛样本和数据中的 (a) electronID_noSVD_noTOP (R_e) 和 (b) muonID_noSVD (R_μ) 的分布。图中的红色箭头展示了 $R_e > 0.9$ 以及 $R_\mu > 0.9$ 的选择条件。	18
3-5	信号的蒙特卡洛样本和数据中的带电粒子径迹 (N_{trk}) 分布	18
3-6	基于蒙特卡洛模拟的信号 (a) $e^+e^- \rightarrow \gamma_h\chi_{b0}$, (b) $e^+e^- \rightarrow \gamma_h\chi_{b1}$, 和 (c) $e^+e^- \rightarrow \gamma_h\chi_{b2}$ 过程中的高能光子 (E_{γ_h}) 的能量分布图	19
3-7	基于蒙特卡洛模拟的信号 (a) $e^+e^- \rightarrow \gamma_h\chi_{b0}$, (b) $e^+e^- \rightarrow \gamma_h\chi_{b1}$, 和 (c) $e^+e^- \rightarrow \gamma_h\chi_{b2}$ 过程中的低能量光子 (E_{γ_l}) 的能量分布图	19
3-8	基于信号蒙特卡洛模拟 ($e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b0}$) 下的高能光子在质心系下的能量 $E_{\gamma_h}^*$ 与 $\gamma Y(1S)$ 的不变质量 $M(\gamma Y(1S))$ 的二维散点图。该图分别对应了四个质心能量下的情况, 即 (a) $\sqrt{s} = 10.653$ GeV, (b) $\sqrt{s} = 10.701$ GeV, (c) $\sqrt{s} = 10.746$ GeV, 以及 (d) $\sqrt{s} = 10.804$ GeV .	20

3-9	根据蒙特卡洛模拟绘制的 E_{γ_l} 的 FOM 参数分布图, 分别对应在质心能量 $\sqrt{s} = 10.746$ GeV 下, 过程 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b0}$ 的两种末态的分布情况: (a) $\mu^+\mu^-$ 末态; (b) e^+e^- 末态。	21
3-10	在质心能量 $\sqrt{s} = 10.746$ GeV 下本底蒙特卡洛样本中 γ_h 螺旋角余弦绝对值 $ \cos(\theta_{\gamma_h}) $ 的分布。	21
3-11	在信号蒙特卡洛模拟 $e^+e^- \rightarrow \gamma_h\chi_{b0}$ 过程中, 分别假设 (a) $1 + \cos^2(\theta_{\gamma_h})$ 和 (b) $1 - \cos^2(\theta_{\gamma_h})$ 角分布时, γ_h 螺旋角余弦 $\cos(\theta_{\gamma_h})$ 的分布。	22
3-12	分别对 (a) $1 + \cos^2(\theta_{\gamma_h})$ 和 (b) $1 - \cos^2(\theta_{\gamma_h})$ 角分布进行优化时的 FOM 参数分布图	22
3-13	在质心能量 $\sqrt{s} = 10.746$ GeV 下, 信号蒙特卡洛样本中轻子对质量分布图: (a) $\mu^+\mu^-$ 末态, (b) e^+e^- 末态。	23
3-14	(a) 信号的蒙特卡洛和数据中的 4C 拟合的 χ^2 的分布, 其中蓝色透明柱状图是信号的蒙特卡洛的分布, 点带误差棒是数据的分布, 以及 (b) 对其进行优化的 FOM 参数的分布。	24
3-15	蒙特卡洛模拟的 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b0}$ 过程在 (a) $\sqrt{s} = 10.653$ GeV, (b) $\sqrt{s} = 10.701$ GeV, (c) $\sqrt{s} = 10.746$ GeV, 和 (d) $\sqrt{s} = 10.804$ GeV 处 $\gamma Y(1S)$ 的不变质量谱。	25
3-16	蒙特卡洛模拟的 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ 过程在 (a) $\sqrt{s} = 10.653$ GeV, (b) $\sqrt{s} = 10.701$ GeV, (c) $\sqrt{s} = 10.746$ GeV, 和 (d) $\sqrt{s} = 10.804$ GeV 处 $\gamma Y(1S)$ 的不变质量谱。	25
3-17	蒙特卡洛模拟的 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b2}$ 过程在 (a) $\sqrt{s} = 10.653$ GeV, (b) $\sqrt{s} = 10.701$ GeV, (c) $\sqrt{s} = 10.746$ GeV, 和 (d) $\sqrt{s} = 10.804$ GeV 处 $\gamma Y(1S)$ 的不变质量谱。	26
3-18	在质心能量为 (a) $\sqrt{s} = 10.653$ GeV, (b) $\sqrt{s} = 10.701$ GeV, (c) $\sqrt{s} = 10.746$ GeV, 和 (d) $\sqrt{s} = 10.804$ GeV 处, 归一化的本底蒙特卡洛样本以及数据中的 $Y(1S)$ 质量边带区域的 $\gamma Y(1S)$ 不变质量谱。带误差棒的黑色点为本底蒙特卡洛样本。蓝色直方图表示 $\dimuon$ 过程。绿色直方图表示 Bhabha 过程。带误差棒的蓝色点为数据中的 $Y(1S)$ 质量边带区域事例。	27

- 3-19 在质心能量 $\sqrt{s}$ 分别为 (a, b) 10.653, (c, d) 10.701, (e, f) 10.746 和 (g, h) 10.804 GeV 处, 对 (左列) $\mu^+\mu^-$ 和 (右列) e^+e^- 道的合并信号蒙特卡洛样本与数据边带样本的 $M(\gamma Y(1S))$ 分布进行联合拟合的结果。图中带误差棒的点为合并的信号蒙特卡洛样本与数据边带样本。红色曲线为拟合总结果。蓝青色曲线为总本底。黑色、紫色和蓝色虚线分别表示 χ_{b0} 、 χ_{b1} 和 χ_{b2} 信号。 28
- 3-20 合并质心能量 $\sqrt{s} = 10.653$ 、10.701、10.746 与 10.804 GeV 数据样本的 $M(l^+l^-)$ 分布图, 图中的红色虚线标出了 $Y(1S)$ 信号区域 ($9.44 \text{ GeV}/c^2 < M(l^+l^-) < 9.49 \text{ GeV}/c^2$)。 30
- 3-21 对数据样本中 $M(\gamma Y(1S))$ 分布的联合拟合结果, 分别对应 (左列) $\mu^+\mu^-$ 与 (右列) e^+e^- 道, 质心能量 $\sqrt{s}$ 为 (a, b) 10.653 GeV、(c, d) 10.701 GeV、(e, f) 10.746 GeV 和 (g, h) 10.804 GeV。图中, 带误差棒的点表示数据样本。红色曲线为拟合总结果。蓝色曲线为总本底。黑色点划线表示 χ_{b0} 候选信号, 紫色虚线表示 χ_{b1} 候选信号, 蓝色点线表示 χ_{b2} 候选信号。 31
- 3-22 对合并质心能量 $\sqrt{s} = 10.653$ 、10.701、10.746 和 10.804 GeV 数据样本中 $M(\gamma Y(1S))$ 分布的联合拟合结果, 分别对应 (a) $\mu^+\mu^-$ 道和 (b) e^+e^- 道。图中, 带误差棒的点表示数据样本。红色曲线为拟合总结果。蓝青色曲线为总本底。黑色、紫色和蓝色虚线分别表示 χ_{b0} 、 χ_{b1} 和 χ_{b2} 信号。 32
- 3-23 联合拟合中最大化似然函数的分布图, 最左列对应 χ_{b0} 过程、中间列对应 χ_{b1} 过程、最右列对应 χ_{b2} 过程。从上到下分别对应质心能量 $\sqrt{s}$ 为 (a, b, c) 10.653 GeV、(d, e, f) 10.701 GeV、(g, h, i) 10.746 GeV 和 (j, k, l) 10.804 GeV。图中的红色虚线表示对应 90% 置信水平的信号事例上限, 也对应了 90% 的积分面积占比。 33
- 4-1 Bhabha 散射信号候选事例在数据与蒙特卡洛模拟中的运动学分布比较。依次为 (a) 极角张开角的分布, (b) 方位角张开角的分布, (c) 两个末态粒子整体的质心系能量分布, 以及 (d) 两个末态粒子整体的 ECL 簇射极角分布。图中黑色点是 4S 能量点的数据, 由于数据样本量大, 误差棒几乎不可见。红色直方图是信号蒙特卡洛样本。 44

4-2	digamma 主导过程信号候选事例在数据与蒙特卡洛模拟中的运动学分布比较。依次为 (a) 极角张开角的分布, (b) 方位角张开角的分布, (c) 两个末态粒子整体的质心系能量分布, 以及 (d) 两个末态粒子整体的 ECL 簇射极角分布。图中黑色点是 4S 能量点的数据, 由于数据样本量大, 误差棒几乎不可见。红色直方图是信号蒙特卡洛样本。	44
4-3	dimuon 过程信号候选事例在数据与蒙特卡洛模拟中的运动学分布比较。依次为 (a) 极角张开角的分布, (b) 方位角张开角的分布, (c) 两个末态粒子整体的质心系能量分布, 以及 (d) 两个末态粒子整体的 ECL 簇射极角分布。图中黑色点是 4S 能量点的数据, 由于数据样本量大, 误差棒几乎不可见。红色直方图是信号蒙特卡洛样本。	45
5-1	Belle II 在线积分亮度预估图	54

表格目录

3-1	本底的蒙特卡洛样本成分以及其对应的大小	16
3-2	不同 $Y(1S)$ 质量区域对应的 FOM 参数值。	23
3-3	e^+e^- 道信号蒙特卡洛样本的重建效率 (%)。	24
3-4	$\mu^+\mu^-$ 道信号蒙特卡洛样本的重建效率 (%)。	26
3-5	在 $\sqrt{s} = 10.653$ 、 10.701 、 10.746 和 10.804 GeV 处, 基于蒙特卡洛模拟拟合得到的玻恩散射截面 (pb) 输入值与输出值的比较。 . .	29
3-6	各个能量点下的真空极化因子数值	32
3-7	在 $\sqrt{s} = 10.653$ 、 10.701 、 10.746 和 10.804 GeV 处, $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b0}$ 、 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ 和 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b2}$ 过程的辐射修正因子值。	34
3-8	用于计算 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ ($J = 0, 1, 2$) 过程在 $\sqrt{s} = 10.653$ 、 10.701 、 10.746 和 10.804 GeV 处玻恩散射截面的各变量值及最终结果。其中 L 为积分亮度, N^{fit} 为 $Y(1S) \rightarrow e^+e^-$ 与 $Y(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ 道的联合拟合信号产额 (仅含统计误差), N^{UL} 为信号产额在 90% 置信水平下的上限, $\varepsilon_{e^+e^-}$ 和 $\varepsilon_{\mu^+\mu^-}$ 分别为 $Y(1S) \rightarrow e^+e^-$ 与 $Y(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ 道的重建效率, $B_{e^+e^-}^{\text{int}}$ 和 $B_{\mu^+\mu^-}^{\text{int}}$ 分别为对应的中间态联乘分支比, $ 1 - \Pi ^2$ 为真空极化因子, $1 + \delta_{\text{ISR}}$ 为辐射修正因子, Syst 为总的系统误差, $\sigma_{\text{Born}}^{\text{UL}}$ 为玻恩散射截面在 90% 置信水平下的上限。	35
3-9	$e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b0}$ 、 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ 和 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b2}$ 过程在 $\sqrt{s}$ 接近 10.746 GeV 处玻恩散射截面测量的相乘系统误差 (%)。	37
4-1	三个 QED 信号过程在不同能量点对应的玻恩散射截面	40
4-2	Run2 数据集样本列表	40
4-3	在质心能量为 4S 的数据用三个信号过程测量得到的积分亮度以及所用的关键参数。在 digamma 主导过程中, $\sigma_{\gamma\gamma}(\sigma_{ee})$ 表示 digamma(Bhabha) 过程的截面, 而 $\varepsilon_{\gamma\gamma}(\varepsilon_{ee})$ 表示 digamma(Bhabha) 过程的选择效率。	47
4-4	在质心能量为 4S_offres 的数据用三个信号过程测量得到的积分亮度以及所用的关键参数。在 digamma 主导过程中, $\sigma_{\gamma\gamma}(\sigma_{ee})$ 表示 digamma(Bhabha) 过程的截面, 而 $\varepsilon_{\gamma\gamma}(\varepsilon_{ee})$ 表示 digamma(Bhabha) 过程的选择效率。	47

4-5	积分亮度测量相关的系统误差汇总表。	50
4-6	不同能量点下的数据样本积分亮度。 L_{Bhabha} 、 L_{digamma} 和 L_{dimuon} 分别是使用 Bhabha 过程、digamma 主导过程和 dimuon 过程测量得到的积分亮度。 $L \text{ (fb}^{-1}\text{)}$ 是采用误差权重得到的合并后的亮度。这里的误差为总误差，是统计误差与系统误差之和。	51

摘要

$Y(10753)$ 是 2019 年于 Belle 实验上发现的一种全新结构, 人们对其内部结构和其特性展开了广泛的研究, 各种理论预言也层出不穷, 如传统的底夸克偶素态、多夸克态, 亦或是混杂态等等。对 $Y(10753)$ 的研究, 不仅能够揭示其内部结构特征, 还能够对量子色动力学等基本理论进行检验。

Belle II 实验作为高能物理领域的高精度前沿实验, 于 10.75 GeV 附近 (即 $Y(10753)$ 的质量附近) 收集了大样本的数据以对这个新结构进行更加深入的研究。本文使用这部分 10.75 GeV 附近的数据, 对 $Y(10753)$ 的辐射衰变进行了研究, 主要分析了在质心能量 $\sqrt{s} = 10.653$ 、10.701、10.746 和 10.804 GeV 处 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ} (J = 0, 1, 2)$ 的过程。通过优化事件选择条件, 包括带电径迹筛选、光子重建、 $Y(1S)$ 重建以及运动学拟合等, 我们对 $\gamma Y(1S)$ 质量谱进行拟合, 并未发现信号。我们分别给出了 $\sqrt{s} = 10.653$ 、10.701、10.746 和 10.804 GeV 处 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ} (J = 0, 1, 2)$ 的过程在 90% 置信水平下的玻恩散射截面上限。这些结果能够对 $Y(10753)$ 的内部结构研究提供重要帮助。

其次, 我们还完成了对 Belle II 实验数据集积分亮度的离线测量工作。积分亮度是衡量数据样本大小的物理量, 是一切分析的基石。积分亮度的精确测量能够提高 Belle II 其他实验的精度。本论文利用三个理论上精确计算的量子电动力学过程——Bhabha 散射 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$)、digamma 过程 ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(n\gamma)$) 和 dimuon 过程 ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(n\gamma)$)——对 2024 年至 2025 年期间 Belle II 实验采集的数据 (Run 2 早期数据) 进行了积分亮度的测量。通过对三个独立测量结果的加权平均, 最终测得 Run 2 早期数据集的积分亮度为 $150.82 \pm 0.73 \text{ fb}^{-1}$, 成功将总相对误差控制在 0.5% 以内。此工作为 Belle II 实验的后续物理分析提供了重要的数据基础。

关键词: 粒子物理实验, 奇特强子态, 底夸克偶素, 辐射衰变, 积分亮度

中图分类号: O572.21

Abstract

$Y(10753)$ is a new structure discovered at the Belle experiment in 2019. Extensive research has been conducted on its internal structure and properties, with various theoretical interpretations emerging, including conventional bottomonium, hybrid, or tetraquark states. The study of $Y(10753)$ not only reveals its internal structure but also tests theories such as Quantum Chromodynamics.

The Belle II experiment, as a high-precision frontier experiment in high-energy physics, has collected a large data sample around 10.75 GeV (near the mass of $Y(10753)$) to conduct more in-depth studies of this new structure. Using this data sample around 10.75 GeV, this paper investigates the radiative decay of $Y(10753)$, focusing on the processes $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ ($J = 0, 1, 2$) at center-of-mass energies $\sqrt{s} = 10.653, 10.701, 10.746, \text{ and } 10.804$ GeV. By optimizing event selection criteria, including charged track selection, photon reconstruction, $Y(1S)$ reconstruction, and kinematic fitting, we fit the $\gamma Y(1S)$ mass spectrum and do not observe significant signal. We set upper limits on the Born cross sections for the processes $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ ($J = 0, 1, 2$) at $\sqrt{s} = 10.653, 10.701, 10.746, \text{ and } 10.804$ GeV at the 90% confidence level. These results provide important insights into the internal structure of $Y(10753)$.

Additionally, we performed an offline measurement of the integrated luminosity for the Belle II experiment data set. Integrated luminosity, which quantifies the size of a data sample, is fundamental to all analyses. Precise measurement of the integrated luminosity enhances the accuracy of other Belle II analyses. In this paper, we measure the integrated luminosity of the data collected by the Belle II detector from 2024 to 2025 (early Run 2 data) using three highly precise Quantum Electrodynamics processes: Bhabha scattering ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$), digamma process ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(n\gamma)$), and dimuon process ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(n\gamma)$). By taking the weighted average of the three independent measurements, the integrated luminosity of the early Run 2 data set is determined to be $150.82 \pm 0.73 \text{ fb}^{-1}$, successfully achieving a total relative uncertainty below 0.5%. This work provides a crucial data foundation for subsequent physics analyses at Belle II.

Keywords: Particle Physics Experiment; Exotic Hadron State; Bottomonium; Radiative Decay; Integrated Luminosity

CLC code: O572.21

第 1 章 绪论

自古以来，人类始终追问同一个问题：“物质是由什么构成的？”从阴阳五行说起，人类开展了漫长的探索之旅。当物质被层层分解，当更多微小的结构被发现时，人类又会望向更微小的层次，希望发现藏在深处的秘密。从分子、原子到原子核，再到如今的标准模型描述的基本粒子，人类对物质组成的认知已经足够完善了吗？我们渴望对世界有更深刻的认知，这也是如今粒子物理学家们夜以继日追求的目标，即对标准模型的精确测量和寻找超出标准模型的新物理。

1.1 标准模型

粒子物理标准模型是被广泛接受的粒子物理理论框架。它基于夸克模型^[1-2]，结合弱电统一理论^[3]和量子色动力学^[4-5]，系统地描述了构成物质的基本粒子及其之间的强相互作用、弱相互作用和电磁相互作用。该模型的粒子构成及其相互作用如图 1-1 所示。

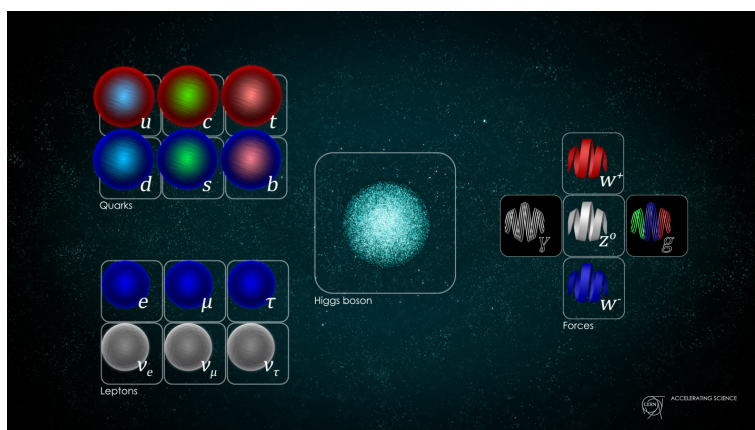


图 1-1 粒子物理标准模型

标准模型的粒子可以分为自旋为半整数的费米子和自旋为整数的玻色子。其中，费米子包括三代夸克和三代轻子，主要用于构成物质。玻色子则主要用于参与各种相互作用，包括参与弱相互作用的 W 和 Z 玻色子^[6-7]，参与强相互作用的胶子 (g)^[8-9]，传播电磁相互作用的光子 (γ)，以及赋予粒子质量的希格斯玻色子^[10-11]。标准模型一共有 61 种基本粒子，各种粒子参与不同的相互作用。标准模型是粒子物理最基础、最深刻的内容，对于标准模型的检验也一直是粒子物理实验中的重点。

1.2 粒子物理实验

实验是检验理论的最终依据。纵观粒子物理学的发展历史，实验和理论是密不可分的，理论能为实验物理学家指导研究方向，实验能验证理论的正确性，亦或是发现了超出理论之外的新物理，推动理论的完善和发展。粒子物理实验以研究基本粒子及其相互作用为目标，主要关注两个问题：如何产生粒子、如何探测粒子。

目前有许多产生粒子的方法，既可以通过基本粒子（如电子、质子）的碰撞产生，也可以通过天然粒子（如宇宙线）产生。人工产生即通过加速基本粒子以得到更高的能量并进行碰撞，在更高的能量下可以产生质量更大的粒子，更多的碰撞次数会产生丰富多样的事例。研究标准模型可以通过产生更多的事例来对标准模型进行精确测量，也可以通过获得更大的能量来研究更重的粒子。目前粒子物理实验主要包括以下几个方向：高能量前沿、高亮度前沿以及宇宙学前沿。

高能量前沿旨在获得更高的质心系能量以寻找新粒子，并对重粒子的性质进行精确测量和检验，如大型强子对撞机上的 CMS 实验和 ATLAS 实验。高亮度前沿旨在通过产生更多的对撞事例来进行标准模型的精确测量，同时寻找迹象极小的新物理过程，如 Belle、Belle II 实验以及我国北京正负电子对撞机上的 BESIII 实验。宇宙学前沿旨在通过探测器直接观测宇宙线中的高能粒子，如我国四川的锦屏深地实验以及悟空号暗物质探测实验。

一切实验都基于物质相互作用的观测。探测粒子本质上是利用粒子与物质的相互作用：不同的粒子与不同物质发生不同的相互作用，采用特定的探测器材料即可鉴别特定种类的粒子。在对撞机实验中，粒子对撞后往往产生以下几类末态产物：带电粒子、光子、中性强子等。带电粒子可通过其与探测器介质的电离和激发过程进行探测，光子则可利用其与物质发生的相互作用（如光电效应、康普顿散射、电子对产生）进行探测。基于这些不同的探测原理，人们发展出了各种类型的探测器，如漂移室、闪烁体探测器、强子量能器等。

本文的一切研究都是基于 SuperKEKB 对撞机^[12]上的 Belle II 探测器^[13]收集得到的数据。Belle II 实验是高亮度实验的代表之一，通过高统计量的数据，Belle II 实验可以对一些标准模型中的参数进行精确测量。

1.3 底夸克偶素谱

底夸克偶素是由正反底夸克 $b\bar{b}$ 组成的束缚态，是检验量子色动力学、强子谱学与非微扰 QCD 方法的理想体系。在传统夸克模型中，底夸克偶素的能级由主量子数 n 、轨道角动量 L 、总角动量 J 和电荷宇称 C 、空间宇称 P 共同标记。这些态包括 $Y(nS)$ 、 $\eta_b(nS)$ 、 $\chi_{bJ}(nP)$ 以及 $h_b(nP)$ 等粒子态，如图 1-2 所示^[14]。传

统的底夸克偶素能够用势模型进行描述^[15]，且势模型成功预言的能级位置为实验识别底夸克偶素态提供了重要参照。

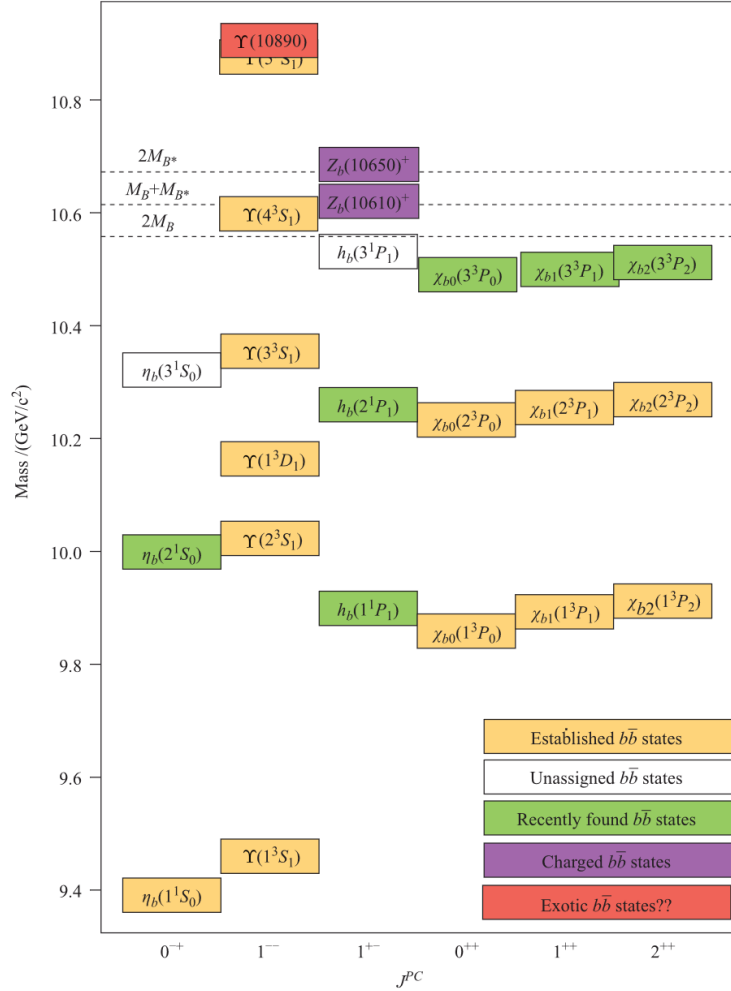


图 1-2 底夸克偶素及类底夸克偶素能谱图

实验上已经系统测量了大部分低激发底夸克偶素的质量、辐射衰变、强衰变与产生截面，建立了完整的 $b\bar{b}$ 标准能谱。这些常规底夸克偶素态的性质与势模型预期基本一致，标志着我们对底夸克偶素能级的基本认识已较为完善。

然而，进入 21 世纪后，Belle 和 Belle II 实验在底夸克能区发现了一系列无法纳入传统 $b\bar{b}$ 框架的奇特态，包括 $Z_b(10610)^\pm$ 和 $Z_b(10650)^\pm$ ^[16]，以及本文的研究对象 $Y(10753)$ 等。理论认为，当底夸克偶素质量超过 $B\bar{B}$ 或 $B\bar{B}^*$ 能量阈值后，其波函数会引入 $B^*\bar{B}^*$ 等介子-介子分量，导致其能级结构、衰变模式与宽度均出现明显偏离常规底夸克偶素的行为^[14]。

因此，本文对 $Y(10753)$ 的研究，不仅有助于理解其内部结构，还可以对量子色动力学、强子谱学及非微扰 QCD 方法进行检验。

1.4 奇特强子态

传统的夸克模型仅包含正反夸克构成的介子和三夸克构成的重子。在很长一段时间内，所有已知的强子均可纳入这一分类框架。然而，量子色动力学原则上允许存在更为复杂的色单态结构，包括四夸克态、五夸克态、混杂态，乃至纯胶子构成的胶球，这些态统称为“奇特强子态”，其性质与常规强子迥异，例如具有窄宽度、质量接近阈值以及同位旋破坏的衰变模式等特别性质。

Belle 实验在夸克偶素谱学研究中做出了开创性贡献，发现了一大批超越传统夸克模型的奇特强子候选者。2003 年，Belle 实验在 $\pi^+\pi^-J/\psi$ 末态首次观测到一个新结构—— $X(3872)$ ^[17]，由于其质量接近 D^0D^{0*} 阈值，且具有宽度极窄以及同位旋破坏的衰变特性等一系列与传统夸克偶素不同的性质，其被认为是奇特强子态。在此之后，奇特强子态的研究日趋活跃。Belle 及后续实验陆续观测到带电的类粲偶素态 $Z_c(4430)^\pm$ ^[18]、类底偶素态 $Z_b(10610)^\pm$ 和 $Z_b(10650)^\pm$ 等^[16]，极大丰富了奇特强子谱系。

当前研究聚焦于通过高统计量实验精确测量这些态的质量、宽度、量子数以及衰变行为，以区分不同的理论解释（如四夸克模型与分子态模型），例如对 $X(3872)$ 绝对分支比的研究^[19]，通过标记 B 介子衰变，测量 $B \rightarrow KX(3872)$ 的绝对分支比，进而计算 $X(3872)$ 衰变到不同末态（如 $\pi^+\pi^-J/\psi$ ）的绝对分支比。这可以区分理论模型：四夸克模型预测该分支比约 50%^[20]，而分子态模型预测 $\leq 10\%$ ^[21-25]。

此外，对 $Y(10753)$ 内部结构的探索也能够揭示其本质是传统底夸克偶素、混杂态还是四夸克态。如 $e^+e^- \rightarrow \omega\chi_{bJ}(1P)$ ($J = 0, 1, 2$) 的测量中，在 $\sqrt{s} = 10.745$ GeV 和 10.867 GeV 处， $e^+e^- \rightarrow \omega\chi_{b1,b2}(1P)$ 与 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-Y(nS)$ ($n = 1, 2, 3$) 的玻恩散射截面比分别约为 1.5 和 0.15^[26]。这表明 $Y(10753)$ 和 $Y(10860)$ 具有不同的内部结构。

1.5 论文选题与结构

本论文包括两个主要内容，一是在 Belle II 实验上寻找 $Y(10753)$ 的辐射衰变过程，二是对 Belle II 实验 2024 至 2025 期间采集的数据（早期 Run 2 数据）进行积分亮度的测量。在硕士期间，本人在进行物理分析的同时，也承担了合作组的运行支持工作，这两部分工作均服务于 Belle II 实验的高精度的物理目标。本论文的结构如下：

第一章介绍了粒子物理的标准模型、粒子物理实验以及奇特强子态相关的基础背景。

第二章介绍了 Belle II 实验的对撞机、探测器以及实验分析的软件系统。

第三章介绍了在 Belle II 实验上寻找 $Y(10753)$ 的辐射衰变过程。

第四章介绍了对 Belle II 实验 2024 至 2025 期间采集的数据 (早期 Run 2 数据) 进行积分亮度的测量。

第五章是对本论文中提到的工作的总结以及对于未来科研工作的展望。

第 2 章 Belle II 实验

本文的所有研究数据都是基于 SuperKEKB 对撞机^[12]对撞, Belle II 探测器^[13]采集得到, 因此有必要对 Belle II 实验的相关基本情况做一个简要的介绍。

1998 年至 2010 年间, 日本高能加速器研究机构 (KEK) 成功运行了 KEKB 对撞机, 作为非对称正负电子 B 介子工厂, 曾以 $2.11 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 的瞬时亮度创下世界纪录。其上的 Belle 实验通过精确测量 B 介子与反 B 介子的衰变特性, 验证了小林诚和益川敏英的理论所预言的 CP 破坏效应^[27]。SuperKEKB 是 KEKB 的升级版, SuperKEKB 及其上的 Belle II 实验共同构成了高亮度前沿的代表。

Belle II 实验是 Belle 实验的全面升级, 在 Belle 探测器的基础上进行了升级改造, 运行在 $Y(4S)$ 能量附近。根据运行时间段, 我们将 Belle II 实验采集的数据分为两个部分: 2019 年至 2022 年采集的 Run 1 数据和 2024 年到 2025 年采集的早期 Run 2 数据。本文的第一个主要内容“对 $Y(10753)$ 的辐射衰变的寻找”使用的就是 Run 1 数据集中在 10.75 GeV 附近采集的数据, 而本文第二个主要内容则是对早期 Run 2 数据进行积分亮度的测量。在本文撰写的当下, Belle II 实验仍然在进行数据采集。

2.1 KEKB 与 SuperKEKB 对撞机

KEKB 是位于日本高能加速器研究机构 KEK 的非对称正负电子对撞机^[28-29], 通过精心选取束流能量, 其对撞主要产生 B 介子, 因此该装置亦被称为 B 介子工厂。

SuperKEKB 对撞机 (如下图 2-1 所示), 是基于 KEKB 对撞机的升级版本, 旨在将瞬时亮度提升为原来的 40 倍, 达到 $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。2010 年科学家们对 KEKB 进行了升级改造, 改造工作于 2016 年完成, 新一代的正负电子对撞机被命名为 SuperKEKB。作为新一代 B 介子工厂, 它将与正在大型强子对撞机 (LHC)^[30] 能量前沿探索新物理的实验形成互补。

SuperKEKB 采用了独特的“纳米束”方案^[31], 将对撞点处的垂直束流尺寸压缩至纳米量级。其关键设计参数包括: 低能正电子环 (LER) 能量为 4.0 GeV, 高能电子环 (HER) 能量为 7.0 GeV; 束流交叉角增大至 83 mrad 以缓解寄生碰撞; 对撞点处的垂直 β 函数 β_y^* 被分别压缩至 0.27 mm (LER) 和 0.30 mm (HER), 对

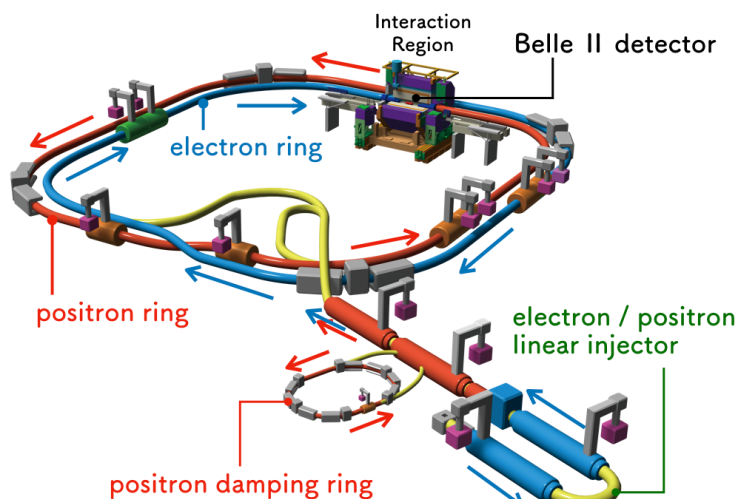


图 2-1 SuperKEKB/Belle II 设施示意图

应的垂直束流尺寸 σ_y^* 仅为 48 nm 和 62 nm；同时，束流电流也大幅提升至 3.60 A (LER) 和 2.60 A (HER)。这些参数的极致优化，使得 SuperKEKB 能够在保持可接受的束流-束流相互作用参数 (ξ_y) 的同时，实现比 KEKB 高两个数量级的瞬时亮度^[12]。

2.2 Belle II 探测器系统

Belle II 探测器是运行于日本 SuperKEKB 高亮度非对称正负电子对撞机上的大型通用探测器，是其前身 Belle 探测器的全面升级产物。升级后的 Belle II 探测器从内到外包含硅像素探测器 (Pixel Detector, PXD)、硅顶点探测器 (SVD)、中心漂移室 (CDC)、时间传播计数器 (Time-Of-Propagation counter, TOP)、气凝胶环形切伦科夫探测器 (Aerogel Ring-imaging Cherenkov Detector, ARICH)、电磁量能器 (ECL) 和 K_L 与 μ 子探测器 (KLM)。1.5T 的超导螺线管磁铁安装在 KLM 内侧^[13,32]，其俯瞰图如图 2-2 所示。

Belle II 实验的坐标系如图 2-3 所示。其中， x 轴正方向为从对撞点水平指向加速器外部的方向， y 轴正方向竖直向上， z 轴沿对撞点交叉角的角平分线，其方向与正电子束流的反方向相近。

以下是 Belle II 探测器的各个部分的详细介绍^[32]：

- 顶点探测器 (VXD)

研究时间依赖的 CP 破坏需要对两个 B 介子衰变顶点之间的距离进行精确测量，这要求顶点探测器具备至少 100 μm 的分辨率。Belle II 顶点探测系统

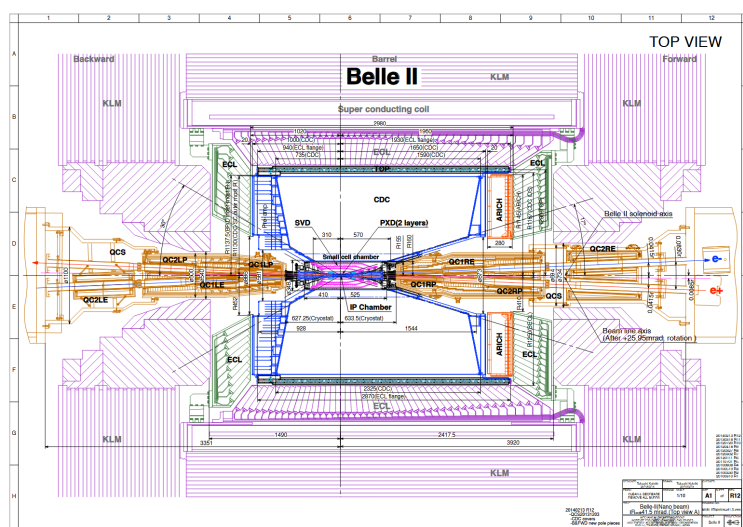


图 2-2 Belle II 探测器俯瞰图

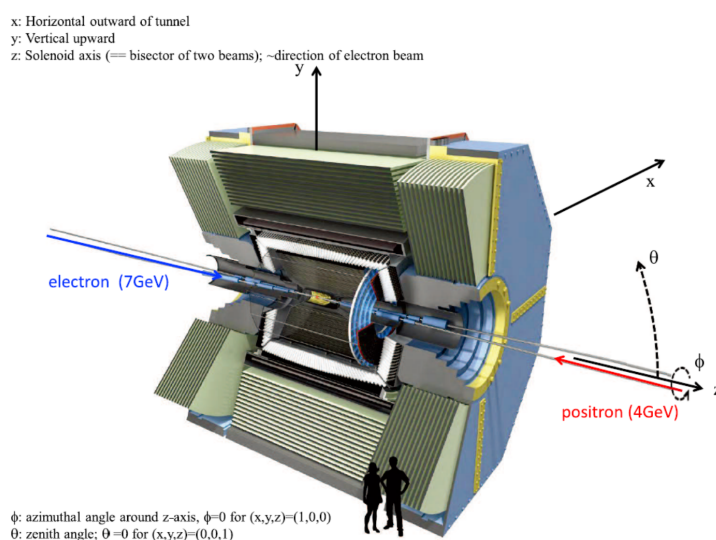


图 2-3 Belle II 的坐标系示意图

由两层的 DEPFET 像素探测器 (PXD) 和四层双面硅条探测器 (SVD) 构成, 最内层半径仅 14 mm, 最外层扩展至 140 mm, 顶点分辨率优于 50 μm 。

- 中心漂移室 (CDC)

中心漂移室 (CDC) 采用了氦-乙烷气体, 包含 14336 根信号丝, 覆盖半径达 1130 mm, 可高效重建动量低至 50 MeV/c 的带电粒子, 并在全运动学范围 (最高约 8 GeV/c) 内提供优异的动量分辨率。中心漂移室能够对带电径迹高效重建, 根据能量损失 dE/dx 提供粒子鉴别信息, 同时为带电粒子提供高效可靠的触发信号。

- 粒子鉴别系统

粒子鉴别系统在桶部采用时间传播计数器 (TOP)，通过测量切伦科夫光在 2.6 m 长石英条中的传播时间和位置实现 K/π 分离，单光子时间分辨率达 100 ps，结合约 50 ps 的起始时间精度，可覆盖动量范围至 4 GeV/c。端盖区域使用气凝胶环形切伦科夫探测器 (ARICH)，通过双层不同折射率气凝胶提高光子产额，结合混合雪崩光电探测器 (HAPD)，同样实现了 0.4 GeV/c 至 4 GeV/c 动量范围内的优异粒子鉴别能力。

- 电磁量能器 (ECL)

电磁量能器的主要功能是测量光子的能量，其工作原理基于光子与碘化铯晶体发生电磁相互作用并沉积能量。电磁量能器由 8736 块掺杂铊的碘化铯 (CsI(Tl)) 晶体组成，能量分辨率在 100 MeV 时为 4%，在 8 GeV 时为 1.6%， π^0 质量分辨率约为 $4.5 \text{ MeV}/c^2$ 。

- K_L 与 μ 子探测器 (KLM)

与电磁量能器类似，强子量能器的工作原理是强子在吸收体中发生级联簇射，沉积能量，后端电子学系统记录这些能量大小和位置。 K_L 与 μ 子探测器的主要功能是用于探测 K_L 与 μ 子。其结构由铁板和探测器层相互交替组成。

2.3 触发系统

触发系统的核心任务是在最大限度保留稀有衰变事例的同时，有效压制本底。对于 Belle II 这样的高亮度实验，对撞亮度的大幅提升带来了海量数据，也对数据存储和处理能力提出了更高要求。为此，必须借助高效的触发系统，在数据写入前对事例进行实时筛选，剔除大量无物理意义的本底。以 Bhabha 散射过程为例，该过程截面大、理论上已研究得较为透彻，且在多数物理分析中作为本底存在，因此 Belle II 触发系统对其设置了缩放因子。例如，一个 10 的缩放因子，意味着十个事例中只有一个随机事例得到保留。为实现稀有衰变的高效保留与本底事例的充分压制，Belle II 实验配备了两级触发系统，分别是基于硬件的触发（称为第一级触发，Level-1 Trigger, L1 Trigger）和基于软件的触发（称为高级触发，High Level Trigger, HLT）。

Belle II 的一级触发系统由四个子触发器构成，分别利用不同探测器的信息识别物理过程的特征^[13]：

- CDC 触发器：通过重建带电粒子径迹，获取其运动学信息。
- ECL 触发器：基于电磁量能器提供的能量沉积、事例时间及簇射信息，同时利用背靠背簇射的拓扑特征进行 Bhabha 散射的在线识别。

- TOP 触发器：提供事例的时间信息。
- KLM 触发器：利用探测器层间的信号符合以及背靠背拓扑关联，辅助 μ 子识别，并提供其粗略方向信息。

在本论文的后续分析中，我们就需要考虑触发系统在蒙特卡洛模拟与真实数据之间的差异。

2.4 软件环境

当对撞机完成对撞，由探测器完成事例收集后，所有收集得到的信息都需要保存和处理，以供后续实验人员进行研究和分析。Belle II 完整的数据处理系统包含以下几个步骤：首先是在线重建，探测器读出的信息和触发系统提供了原始数据，这部分数据称为数据汇总文件 (Data Summary Table, DST)；之后是离线重建，完成簇射重建，寻迹和拟合等初步工作，得到迷你数据汇总文件 (mini Data Summary Table, mDST)；用户通常可直接对 mDST 文件进行分析，利用 Belle II 的分析软件框架对 mDST 文件内的粒子进行筛选、重建等；最后得到有意义的物理结果。

Belle II 的核心软件由三部分构成：包含 Belle II 特有代码的分析软件框架 (basf2)、basf2 所依赖的第三方代码组成的外部库，以及用于软件安装和配置的脚本工具集^[32-33]。本论文的所有分析工作均基于 Belle II 的核心软件完成。

第 3 章 寻找 $Y(10753)$ 的辐射衰变

利用 Belle II 实验在 10.75 GeV 附近采集的数据，我们开展了 $Y(10753)$ 辐射衰变的研究。我们研究了在质心能量 $\sqrt{s} = 10.653, 10.701, 10.746$ 和 10.804 GeV 处 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ} (J = 0, 1, 2)$ 的过程。完成事例重建后，我们对 $\gamma Y(1S)$ 质量谱进行拟合，并未发现信号。我们分别给出了 $\sqrt{s} = 10.653, 10.701, 10.746$ 和 10.804 GeV 处 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ} (J = 0, 1, 2)$ 的过程在 90% 置信水平下的玻恩散射截面上限。该结果能够对 $Y(10753)$ 的内部结构的研究提供重要帮助，表明 $Y(10753)$ 可能并非 $Y_2(2D)$ 态。

3.1 选题背景

2019 年，Belle 实验使用了质心能量从 10.52 到 11.02 GeV 的数据，扫描了 $e^+e^- \rightarrow Y(nS)\pi^+\pi^- (n = 1, 2, 3)$ 过程的截面（即观察该过程的截面与能量的关系），如下图 3-1 所示，在 10.75 GeV 附近可以观察到明显的突起结构。通过拟合和进一步分析，Belle 合作组以 5.2σ 的信号显著性确认该处存在一个突起结构，其质量为 $(10752.7 \pm 5.9^{+0.7}_{-1.1}) \text{ MeV}/c^2$ ，宽度为 $(35.5^{+17.6+3.9}_{-11.3-3.3}) \text{ MeV}/c^2$ [34]。该结构并不在之前所说的奇特强子态家族中，而是一个新的粒子态，故将其命名为 $Y(10753)$ 。

该粒子被发现后，众多理论物理学家相继对其性质进行研究与预言。目前出现了多种可能的理论用于解释该粒子性质，一些理论认为这是一个传统的底夸克偶素态 [35–45]，也有部分理论认为这是一个混杂态 [46–47]，或者是一个四夸克态 [48–53]。理论解释众说纷纭，急需更加深入的实验对其进行研究。

为了更好地对这个新粒子进行研究，2021 年底，Belle II 实验在 10.75 GeV 附近采集了更大样本的数据，更深入的研究也在此基础上展开。2022 年，Belle II 合作组观察到了在质心能量为 10.746 GeV 处 $e^+e^- \rightarrow \omega\chi_{b1}(1P)$ 的信号以及 $e^+e^- \rightarrow \omega\chi_{b2}(1P)$ 的迹象 [26,54]，如图 3-2 所示。这个研究结果确立了一种全新的衰变模式： $Y(10753) \rightarrow \omega\chi_{bJ}(1P)$ ，具有重要意义。此外，Belle II 合作组后续还使用质心能量为 10.746 GeV 的数据测量了 $e^+e^- \rightarrow \omega\eta_b(1S)$ 以及 $e^+e^- \rightarrow \omega\chi_{b0}(1P)$ 过程，然而并未观察到明显的信号 [55]。该测量给这两个过程设定了在 90% 置信水平下的世界最精确的玻恩散射截面上限，分别为 2.5 pb 和 7.8 pb。基于更大的数据样本，Belle II 合作组也对 $e^+e^- \rightarrow Y(nS)\pi^+\pi^- (n = 1, 2, 3)$ 进行了重新测量，

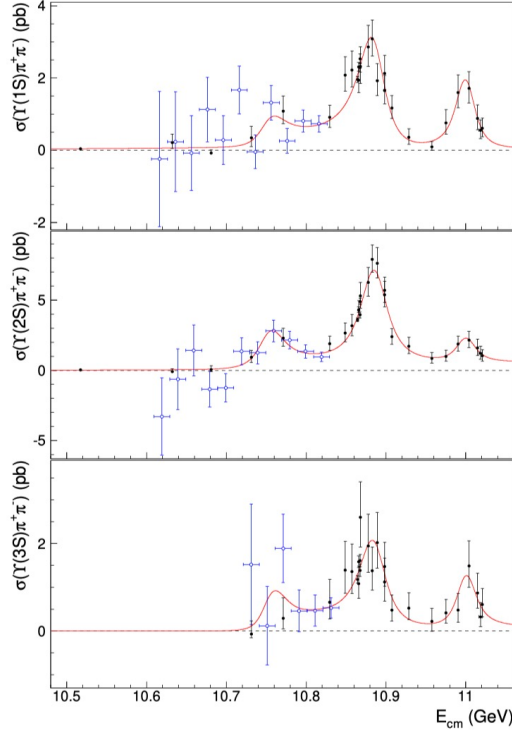


图 3-1 Belle 实验对 $e^+e^- \rightarrow Y(nS)\pi^+\pi^-$ (从上到下, 分别为 $n=1, 2, 3$) 截面的扫描结果。在此图中, 带误差棒的点为数据, 红色曲线是对数据的拟合结果, 带误差棒的蓝色空心点则是利用 $Y(10860)$ 共振峰数据中的初态辐射过程估计出的截面。

该测量不仅验证了 Belle 合作组的结果可靠, 并且还得到了 $Y(10753)$ 更精确的质量 $((10756.6 \pm 2.8) \text{ MeV}/c^2)$ 和宽度 $((29.0 \pm 8.9) \text{ MeV})$ [56]。

就目前研究现状而言, 对于 $Y(10753)$ 的研究仍然不够透彻, 基于之前的研究结果很难确定这个新粒子的性质。而 $Y(10753)$ 的辐射衰变此前尚未被研究。理论计算表明, 如果 $Y(10753)$ 是一个纯的 2D 态的底夸克偶素, 那么 $Y(10753) \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ 和 $\gamma\chi_{b2}$ 过程的分支比将大于 10^{-2} [57-58]。也就是说, 我们通过研究 10.75 GeV 附近的 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ 的过程, 能够对 $Y(10753)$ 是否为纯的 2D 态进行判断。这便是此工作在理论方面的研究动机和目的。

在实验上, 在图 3-1 中, 我们可以观察到一个与 $Y(10753)$ 相邻的峰—— $Y(10860)$ [34], 这两个相邻的峰结构让人联想到 BESIII 实验在扫描 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ 的玻恩散射截面时发现的 $Y(4230)$ 和 $Y(4320)$ [59], 同样是两个相邻的峰结构。BESIII 合作组使用质心能量为 $\sqrt{s} = 4.009, 4.230, 4.260$, 和 4.360 GeV 的数据, 分别以 3.0σ 和 3.4σ 发现了 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{c1}$ 和 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{c2}$ 的迹象 [60]。据此可推测, 如果 $Y(4230)$ 和 $Y(10753)$ 有类似的内部结构, 预期在 10.75 GeV 附近发现相似的过程, 即 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ 和 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b2}$ 。

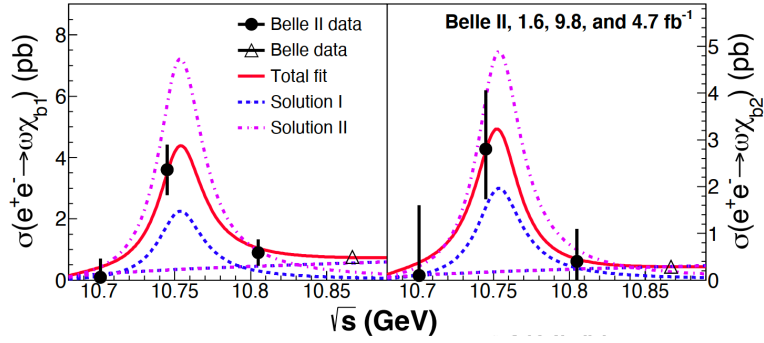


图 3-2 $e^+e^- \rightarrow \omega\chi_{b1}$ 的玻恩散射截面与能量的分布图 (左) 和 $e^+e^- \rightarrow \omega\chi_{b2}$ 的玻恩散射截面与能量的分布图 (右), 在此图中, 带误差棒的黑点是 Belle II 数据, 三角形的点是 Belle 的数据, 拟合结果为红色实线。

3.2 数据与蒙特卡洛模拟样本

本小节主要介绍该工作使用的数据样本和蒙特卡洛模拟样本。在粒子物理分析中, 蒙特卡洛样本扮演了十分重要的角色。首先, 由于粒子物理分析的严谨性, 所有的研究策略都是基于盲分析得到的, 即在确定分析策略之前, 我们并不能直接对信号区间的质量谱分布观测, 这时就需要采用蒙特卡洛样本帮助我们了解信号形状、理解本底过程、再进一步制定分析策略。其次, 蒙特卡洛样本便于产生, 能够帮助我们进行快速检查, 如检查各种系统误差。因此, 本部分内容不仅会介绍使用的数据样本, 也会介绍如何产生信号蒙特卡洛样本以及使用的各种蒙特卡洛样本。

3.2.1 数据样本

这个分析工作是基于 SuperKEKB 正电子-电子对撞机^[12]于 2021 年底在 10.75 GeV 能量附近对撞, 由 Belle II 探测器^[13]收集得到的数据。这部分数据包括四个能量点, 分别是质心能量为 $\sqrt{s} = 10.653, 10.701, 10.746$, 和 10.804 GeV, 分别对应的数据亮度为 $3.5, 1.6, 9.8$, 和 4.7 fb^{-1} ^[61]。

3.2.2 信号蒙特卡洛样本

信号的蒙特卡洛样本能够帮助我们了解信号形状, 以及实现信号过程的重建, 制定选择条件等, 正确的信号蒙特卡洛样本是一切分析工作的前提。在本工作中, 我们的信号过程是 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$, $\chi_{bJ} \rightarrow \gamma Y(1S)$, $Y(1S) \rightarrow e^+e^-$ 或者 $\mu^+\mu^-$ 。我们为每个能量点 ($\sqrt{s} = 10.653, 10.701, 10.746$, 和 10.804 GeV) 和每个物理过程 ($e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$) 生成了 5 万例信号蒙特卡洛 (MC) 模拟事件, 用于确定信号形状和重建效率。模拟是基于 Belle II 内部分析框架完成的, 我们结合使用了 PHOKHARA^[62]和 EVTGEN^[63]产生子。我们采用 PHOKHARA 产生子^[62]以次领头阶

精度产生 $e^+e^- \rightarrow V\gamma_{\text{ISR}}$ 过程, 并使用 EVTGEN 产生子^[63]模拟衰变链 $V \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ ($J = 0, 1, 2$), 此处的 V 指的是中间矢量态。此处的角分布按相空间处理。我们通过将角分布改为 $1 \pm \cos^2\theta$ (此处 θ 是 γ 或 χ_{bJ} 在 e^+e^- 质心系中的极角), 并将相应的效率差异作为角分布相关的系统不确定性。

对于 $\chi_{b0} \rightarrow \gamma Y(1S)$ 衰变, 采用参数为 (1, 0, 1, 0) 的 HLEAMP 模式; 对于 $\chi_{b1} \rightarrow \gamma Y(1S)$ 衰变, 采用参数为 (1, 0, 1, 0, -1, 0, -1, 0) 的 HLEAMP 模式; 对于 $\chi_{b2} \rightarrow \gamma Y(1S)$ 衰变, 采用 PHSP 模式; 对于 $Y(1S) \rightarrow l^+l^-$ 衰变, 则采用 VLL 模式, 以上参数以及衰变模式均来源于 PDG^[68]。末态辐射效应在模拟中通过 PHOTOS 软件包予以考虑。

在产生蒙特卡洛模拟事例后, 我们使用 GEANT4^[64]模拟末态粒子与探测器之间的响应, 随后使用了 basf2 软件环境进行分析^[32-33]。

3.2.3 本底蒙特卡洛样本

本底的蒙特卡洛样本是我们了解本底组成的重要依据, 通过研究本底的蒙特卡洛样本, 我们能够在观察数据前了解本底水平, 制定选择条件以压低本底过程提高信号显著度。本研究中, 我们使用的是 Belle II 合作组产生的本底蒙特卡洛样本, 样本的成分和对应的大小如下表 3-1 所示。

表 3-1 本底的蒙特卡洛样本成分以及其对应的大小

样本成分	样本对应的亮度 (fb^{-1})
$u\bar{u}$	76.525
$d\bar{d}$	76.525
$s\bar{s}$	76.525
$c\bar{c}$	76.525
$\tau^+\tau^-$	76.525
e^+e^- (Bhabha)	17.481
gg	8.262
$\mu^+\mu^-$ (dimuon)	76.525
$e^+e^-e^+e^-$	19.131
$e^+e^-\mu^+\mu^-$	19.131
l^+l^-XX	19.131
hhISR	19.131

3.3 事件选择条件和优化

以下是该工作的主要事例选择条件, 我们的信号过程是 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}, \chi_{bJ} \rightarrow \gamma Y(1S), Y(1S) \rightarrow e^+e^-$ 或者 $\mu^+\mu^-$ 。因此信号过程的末态为 $\gamma\gamma l^+l^-$, 这里 l 代表 e 或者 μ 。

在确定选择条件时, 我们希望能够在高效选择信号的同时, 尽可能地压低本底。对于部分选择条件, 基于信号显著度最优原则, 我们会对其进行优化, 即观察在该变量的范围取到何值时, 信噪比能达到局部最优。我们将通过定义一个变量来对信噪比进行观察, 该变量的名称为品质因数 (Figure of Merit, 简称 FOM), 其定义为 $\epsilon/(\frac{3}{2} + \sqrt{B})$ [65–66]。其中, ϵ 是利用蒙特卡洛模拟确定的信号效率, B 是利用模拟本底样本在 $Y(1S)$ 信号区域 [9.84, 9.94] GeV 内估计的背景事件数。分母中的 $3/2$ 对应 Punzi 公式中 $b = a/2$ 的取值, 在本分析预期信号显著性约为 3σ 的条件下, $a \approx 3$, 故取 $b = 3/2$ 。

3.3.1 带电径迹选择

此分析中的末态包括两个轻子, 均为带电粒子。带电粒子的运动轨迹可由探测器的中心漂移室测量得到, 根据带电粒子的运动轨迹以及电离能量损失, 我们往往以此区分带电粒子的种类。

在此分析中, 首先, 我们要求带电粒子径迹到相互作用点 (IP) 的最近距离点在横向和纵向投影上的偏差分别小于 1 厘米和 3 厘米 (相互作用点是 SuperKEKB 中电子与正电子的对撞点), 即 $|dr| < 1 \text{ cm}$ 且 $|dz| < 3 \text{ cm}$ 。下图 3-3 展示了在信号的蒙特卡洛样本和数据中的 $|dr|$ 和 $|dz|$ 的分布。在此图中和本章节以下的图中, 若非具体指出, 则“数据”均指质心能量为 $\sqrt{s} = 10.746 \text{ GeV}$ 的 Belle II 真实数据。“信号”则为 $\sqrt{s} = 10.746 \text{ GeV}$ 产生的信号蒙特卡洛模拟过程 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ 。

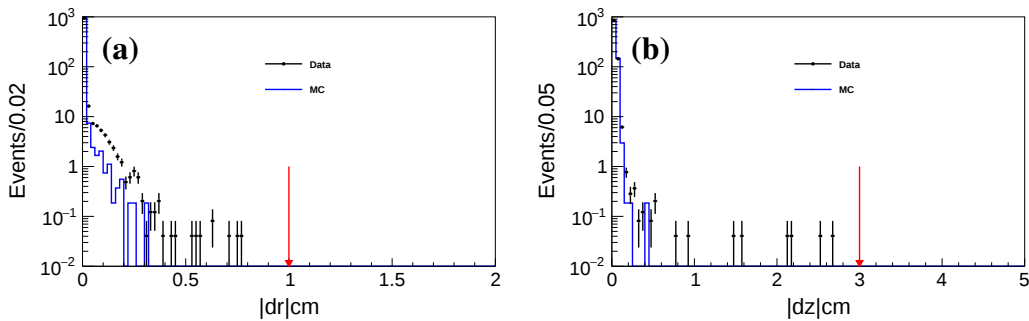


图 3-3 信号的蒙特卡洛样本和数据中的 (a) $|dr|$ 和 (b) $|dz|$ 的分布。图中的红色箭头展示了 $|dr| < 1 \text{ cm}$ 以及 $|dz| < 3 \text{ cm}$ 的选择条件。

在 Belle II 探测器中, 各子探测器提供的带电粒子鉴别信息能够通过似然函数 L_i 进行整合来帮助研究者进行分析, 其中 i 代表粒子种类。我们使用似然比

$R_i = L_i/L_{\text{tot}}$ 进行粒子种类鉴别, 这里 L_{tot} 是电子、 μ 子、 π 介子、K 介子、氘核和质子似然值的总和。在重建 $Y(1S)$ 的过程中, 我们要求所使用的轻子中至少有一个需要满足 $R_e > 0.9$ (对于电子-电子末态) 或 $R_\mu > 0.9$ (对于 μ 子- μ 子末态) 的条件, 这分别对应约 95% 的电子鉴别效率和约 90% 的 μ 子鉴别效率。满足 $R_e > 0.9$ 或 $R_\mu > 0.9$ 选择条件的轻子将分别被视为电子或 μ 子候选粒子。下图 3-4 展示了在信号的蒙特卡洛样本和数据中的 $\text{electronID_noSVD_noTOP}$ (R_e) 和 muonID_noSVD (R_μ) 的分布。

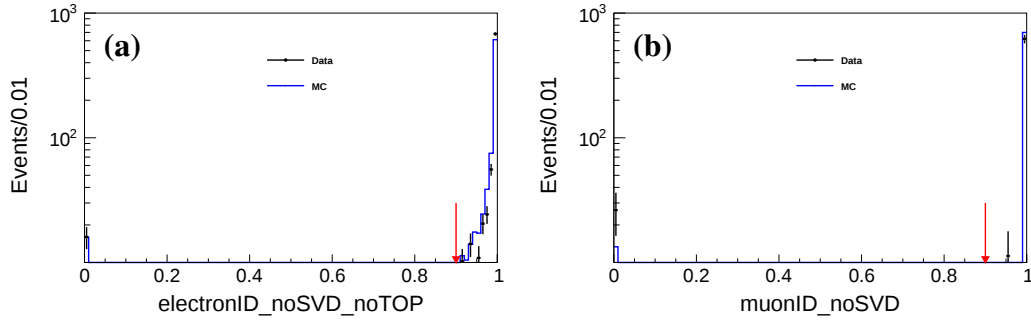


图 3-4 在信号的蒙特卡洛样本和数据中的 (a) $\text{electronID_noSVD_noTOP}$ (R_e) 和 (b) muonID_noSVD (R_μ) 的分布。图中的红色箭头展示了 $R_e > 0.9$ 以及 $R_\mu > 0.9$ 的选择条件。

此外, 在这个分析中, 末态粒子为 $\gamma\gamma l^+l^-$, 因此我们要求末态只有两条带电粒子径迹, 下图 3-5 展示了在信号的蒙特卡洛样本和数据中的带电粒子径迹 (N_{trk}) 分布, 其中, 两条带电粒子径迹的事例数占了绝大部分, 这也符合我们的预期。

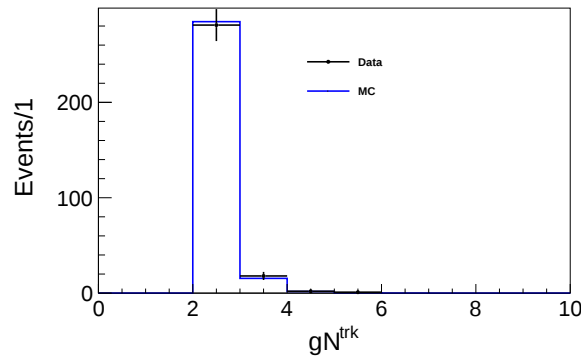


图 3-5 信号的蒙特卡洛样本和数据中的带电粒子径迹 (N_{trk}) 分布

3.3.2 光子选择条件

在本分析中末态有两个光子, 光子不带电, 一般只会在电磁量能器 (ECL) 中沉积能量, 因此对于光子, 我们往往只能通过能量和角度等变量来进行选择。首

先，ECL 中未与任何带电径迹外推匹配的簇射被视为光子候选者。其次，在电磁量能器中，我们要求所有的光子满足其所在 3×3 晶体矩阵的能量沉积与外围 5×5 矩阵（不包括四个角上的晶体）的能量沉积之比大于 0.8，即 $E9/E21 > 0.8$ 。

基于蒙特卡洛模拟，我们可以得知对于信号过程，能量较低的光子（记为 γ_l ）来自 χ_{bJ} 衰变，而能量较高的光子（记为 γ_h ）来自 e^+e^- 辐射。因此，如果将这两个光子通过能量进行区分，我们的信号过程可以重新记为： $e^+e^- \rightarrow \gamma_h \chi_{bJ}$, $\chi_{bJ} \rightarrow \gamma_l Y(1S)$, $Y(1S) \rightarrow l^+l^-$ 。

图 3-6 和图 3-7 分别展示了信号蒙特卡洛模拟 $e^+e^- \rightarrow \gamma_h \chi_{bJ} (\rightarrow \gamma_l Y(1S))$ 的高能量光子 (E_{γ_h}) 和低能量光子 (E_{γ_l}) 的能量分布图。对于不同 $\gamma \chi_{bJ}$ 过程的信号，随着角动量量子数 J 从 0 增大到 2， χ_{bJ} 的质量也在增大。由于低能量光子来源于 χ_{bJ} 衰变，因此其能量也应该随着角动量量子数的增加而增加，高能量光子来自 e^+e^- 辐射，其能量则应该随着角动量量子数的增加而减小。这个趋势与图 3-6 和图 3-7 呈现的趋势一致。

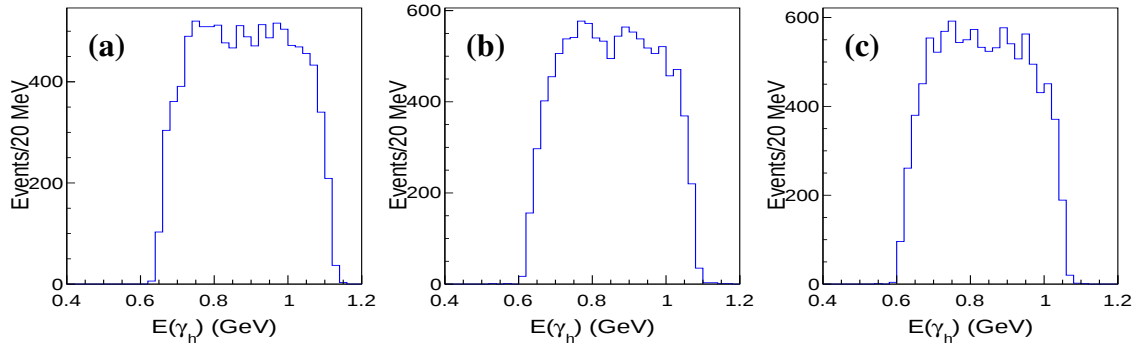


图 3-6 基于蒙特卡洛模拟的信号 (a) $e^+e^- \rightarrow \gamma_h \chi_{b0}$, (b) $e^+e^- \rightarrow \gamma_h \chi_{b1}$, 和 (c) $e^+e^- \rightarrow \gamma_h \chi_{b2}$ 过程中的高能量光子 (E_{γ_h}) 的能量分布图

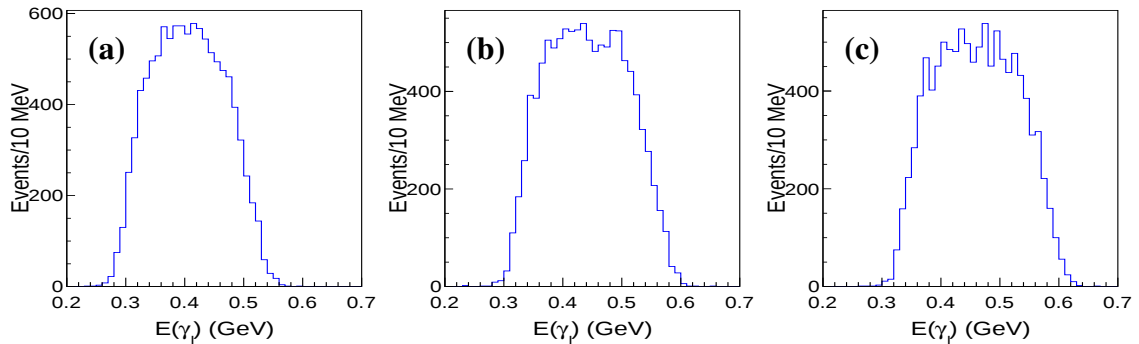


图 3-7 基于蒙特卡洛模拟的信号 (a) $e^+e^- \rightarrow \gamma_h \chi_{b0}$, (b) $e^+e^- \rightarrow \gamma_h \chi_{b1}$, 和 (c) $e^+e^- \rightarrow \gamma_h \chi_{b2}$ 过程中的低能量光子 (E_{γ_l}) 的能量分布图

此外，根据两体运动学约束关系，高能光子的能量和 $\gamma Y(1S)$ 的不变质量

高度相关。为此，我们也检查了相应的高能光子的能量与 $\gamma Y(1S)$ 的不变质量 $M(\gamma Y(1S))$ 的二维散点分布，其分布如下图 3-8 所示。验证了高能光子的能量和 $\gamma Y(1S)$ 的不变质量有着强烈的依赖关系，也就是说，如果我们对高能光子的能量进行了约束，那么间接地也会对 $M(\gamma Y(1S))$ ，也就是最终的信号区间，进行约束。因此，我们仅保守地要求高能光子的能量大于 50 MeV。

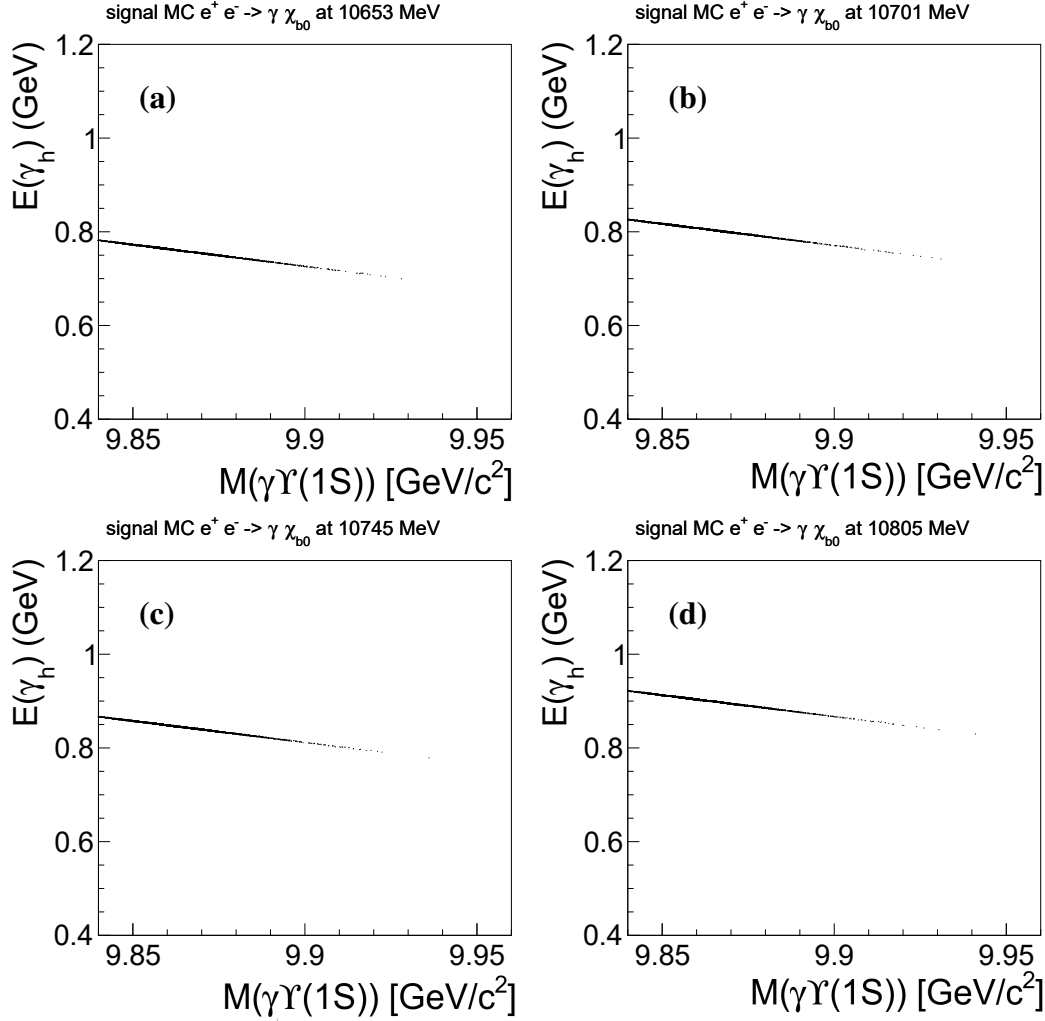


图 3-8 基于信号蒙特卡洛模拟 ($e^+e^- \rightarrow \gamma \chi_{b0}$) 下的高能光子在质心系下的能量 $E_{\gamma_h}^*$ 与 $\gamma Y(1S)$ 的不变质量 $M(\gamma Y(1S))$ 的二维散点图。该图分别对应了四个质心能量下的情况，即 (a) $\sqrt{s} = 10.653$ GeV, (b) $\sqrt{s} = 10.701$ GeV, (c) $\sqrt{s} = 10.746$ GeV, 以及 (d) $\sqrt{s} = 10.804$ GeV

我们对低能光子的能量选择条件进行了优化，下图 3-9 展示了对于 μ 子末态和电子末态的低能光子能量的 FOM 的分布，我们将取图中的 FOM 最高值对应的低能光子能量为其选择条件。对于 μ 子末态，我们要求 $E_{\gamma_l} > 280$ MeV，对于电子末态，我们则要求 $E_{\gamma_l} > 290$ MeV。

由于在最后的分析中，对于 χ_{b0} ， χ_{b1} 和 χ_{b2} 三个不同的信号，我们都会通过

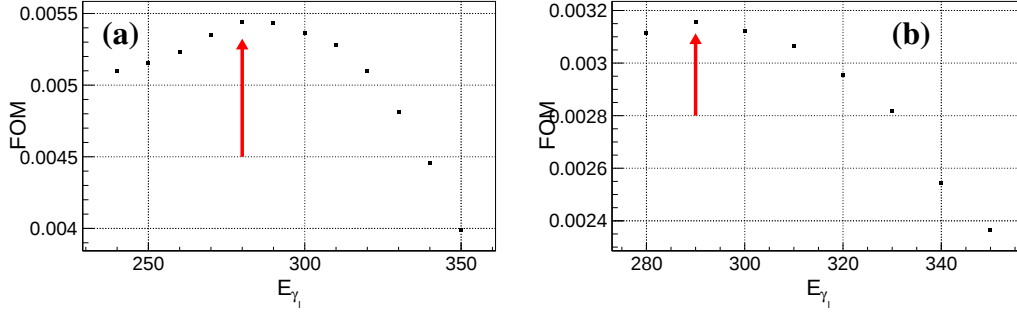


图 3-9 根据蒙特卡洛模拟绘制的 E_{γ_l} 的 FOM 参数分布图, 分别对应在质心能量 $\sqrt{s} = 10.746$ GeV 下, 过程 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b0}$ 的两种末态的分布情况: (a) $\mu^+\mu^-$ 末态; (b) e^+e^- 末态。

同一个 $M(\gamma Y(1S))$ 质量谱进行分析, 因此, 对于不同的 $\chi_{b0,b1,b2}$ 衰变过程, 其选择条件应当保持一致。此处, 我们选择 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b0}$ 过程对 E_{γ_l} 的要求进行优化, 以得到最保守的结果。

图 3-10 展示了在质心能量 $\sqrt{s} = 10.746$ GeV 下, 本底蒙特卡洛样本中 γ_h 螺旋角余弦值的绝对值 $|\cos\theta_{\gamma_h}|$ 的分布。此处的螺旋角定义为 γ_h 在 e^+e^- 质心系中的极角。如图所示, Bhabha 本底事例更多地集中在 $|\cos\theta_{\gamma_h}|$ 较大的一侧。我们通过最大化 FOM 来优化 e^+e^- 道的 $|\cos\theta_{\gamma_h}|$ 选择条件。图 3-11 展示了在 $\sqrt{s} = 10.746$ GeV 条件下, 分别假设 $1 + \cos^2\theta_{\gamma_h}$ 和 $1 - \cos^2\theta_{\gamma_h}$ 角分布时, $e^+e^- \rightarrow \gamma_h\chi_{b0}(\rightarrow \gamma_l Y(1S))$ 过程 MC 模拟中 γ_h 螺旋角余弦的分布。图 3-12 则展示了在上述两种角分布假设下, $|\cos\theta_{\gamma_h}|$ 的 FOM 参数分布。

为有效抑制 Bhabha 本底, 我们在 e^+e^- 道中要求 $|\cos\theta_{\gamma_h}| < 0.7$ 。

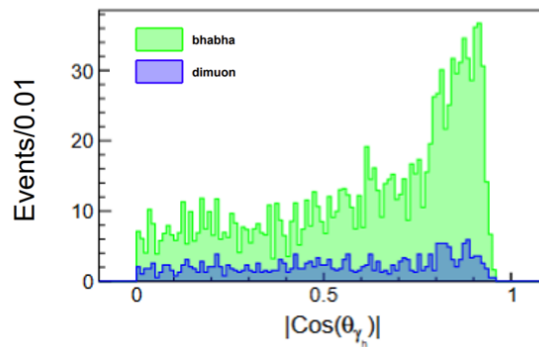


图 3-10 在质心能量 $\sqrt{s} = 10.746$ GeV 下本底蒙特卡洛样本中 γ_h 螺旋角余弦绝对值 $|\cos(\theta_{\gamma_h})|$ 的分布。

此外, 为减少韧致辐射与末态辐射的影响, 对于 e^+e^- 末态的光子, 若其在初始电子或正电子方向 50 毫弧度锥角范围内, 且于电磁量能器中探测到的能量低于 1 GeV, 其能量将被并入粒子四动量的计算中。

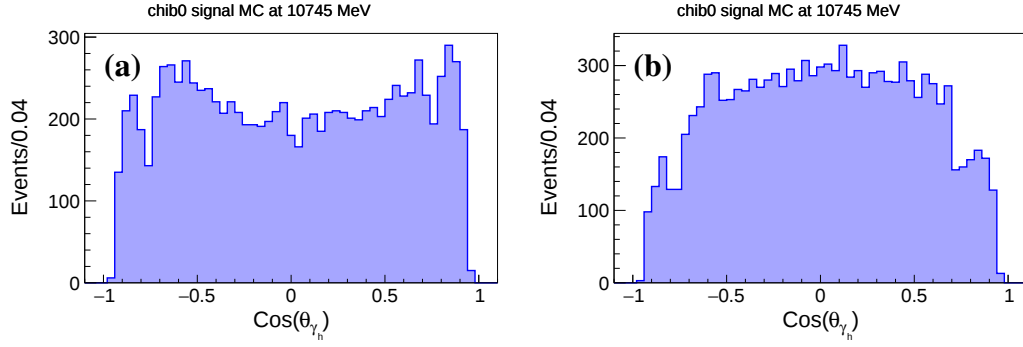


图 3-11 在信号蒙特卡罗模拟 $e^+e^- \rightarrow \gamma_h \chi_{b0}$ 过程中, 分别假设 (a) $1 + \cos^2(\theta_{\gamma_h})$ 和 (b) $1 - \cos^2(\theta_{\gamma_h})$ 角分布时, γ_h 螺旋角余弦 $\cos(\theta_{\gamma_h})$ 的分布。

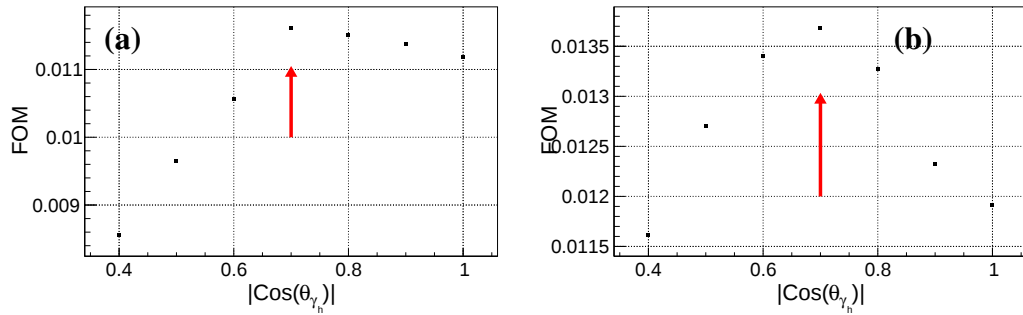


图 3-12 分别对 (a) $1 + \cos^2(\theta_{\gamma_h})$ 和 (b) $1 - \cos^2(\theta_{\gamma_h})$ 角分布进行优化时的 FOM 参数分布图

3.3.3 $Y(1S)$ 重建与质量窗选择

信号过程中, 我们要求由 χ_{bJ} 衰变得到的 $Y(1S)$ 粒子衰变到 e^+e^- 或者 $\mu^+\mu^-$ 末态。轻子对的不变质量 $M(l^+l^-)$ 分布如图 3-13 所示, 我们要求轻子对质量大于 $9.44 \text{ GeV}/c^2$ 且小于 $9.49 \text{ GeV}/c^2$, 这个质量区间定为 $Y(1S)$ 信号的质量窗, 即图中红色虚线内的范围。该区间对应 $Y(1S)$ 质量附近约 $\pm 2.0\sigma$ 的范围。该区间已经进行优化, 表 3-2 列出了不同 $Y(1S)$ 信号区间对应的 FOM 参数值, 根据 FOM 的最大值, 我们最终选定轻子对的不变质量 $M(l^+l^-)$ 大于 $9.44 \text{ GeV}/c^2$ 且小于 $9.49 \text{ GeV}/c^2$ 作为信号区域。

此外, 在图 3-13 中, 我们还定义了 $Y(1S)$ 的边带区间, 即 $9.34 \text{ GeV}/c^2 < M(l^+l^-) < 9.39 \text{ GeV}/c^2$ 和 $9.54 \text{ GeV}/c^2 < M(l^+l^-) < 9.59 \text{ GeV}/c^2$ 。在盲分析中, 由于我们不能直接观察信号区的数据, 我们往往可以通过信号区旁边的区域, 即边带区, 来观察本底水平。

3.3.4 运动学拟合

为了进一步压低本底以及改善质量分辨率, 我们对 $\gamma\gamma l^+l^-$ 末态进行了运动学拟合, 我们将末态粒子的四动量与顶点位置分别约束到初始 e^+e^- 对撞的四动量及对撞点上。该运动学拟合是通过 Belle II 合作组内部软件包定义的 KFIT 函

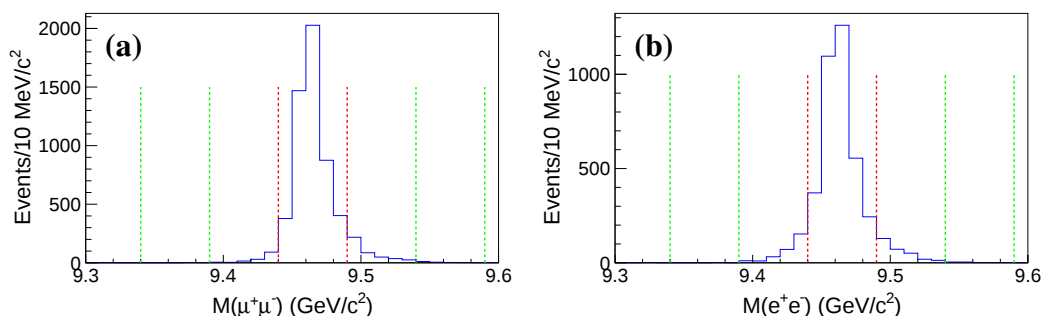


图 3-13 在质心能量 $\sqrt{s} = 10.746 \text{ GeV}$ 下, 信号蒙特卡洛样本中轻子对质量分布图: (a) $\mu^+\mu^-$ 末态, (b) e^+e^- 末态。

表 3-2 不同 $Y(1S)$ 质量区域对应的 FOM 参数值。

$M(l^+l^-)$ 范围 (GeV/c^2)	FOM value
[9.45, 9.48]	0.0062
[9.44, 9.49] (选定值)	0.0065
[9.43, 9.50]	0.0063
[9.42, 9.51]	0.0062
[9.41, 9.52]	0.0061
[9.40, 9.53]	0.0060
[9.39, 9.54]	0.0059

数实现的, 称为 4C 拟合。拟合的质量通过 χ^2 值来衡量。

在运动学拟合中, 我们仅保留 $\chi^2 < 30$ 的候选事例。下图 3-14 展示了对于 4C 拟合的 χ^2 的分布, 以及对其进行优化的 FOM 参数的分布。

如果在单个事例中发现多个候选者, 则选择拟合 χ^2 最小的那个。在数据中, 2.2% 的选定事例含有多重候选者。在信号蒙特卡洛模拟中, 则不存在含有多重候选者的事例。尽管信号蒙特卡洛模拟和数据中的事例多重数有偏差, 但数据中这部分 2.2% 的事例多重数来自于本底, 且不会在信号区间内产生凸起结构, 因此这个 2.2% 的事例多重数并不会对结果造成影响。

3.4 信号提取与分析

以上所有准备工作的最终目标是有效提取信号。本章将介绍信号提取的完整流程。然而, 出于粒子物理分析的严谨性, 在对数据的信号区直接观测前, 必须先进行盲分析。我们将首先对蒙特卡洛模拟的信号进行研究, 确定信号的形状, 且得到采用所有选择条件之后的信号效率。其次, 我们将基于本底蒙特卡洛模拟, 观察加入所有选择条件后的本底形状, 了解本底构成, 以及考虑是否还能够继续压低本底。

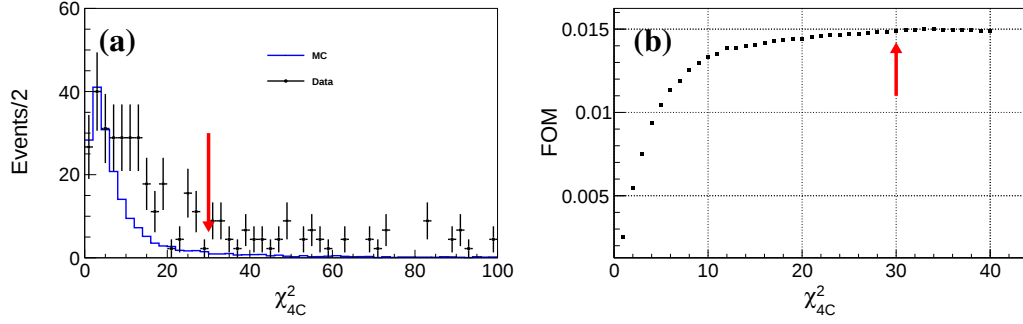


图 3-14 (a) 信号的蒙特卡洛和数据中的 4C 拟合的 χ^2 的分布, 其中蓝色透明柱状图是信号的蒙特卡洛的分布, 点带误差棒是数据的分布, 以及 (b) 对其进行优化的 FOM 参数的分布。

基于上述研究的信号蒙特卡洛样本和本底蒙特卡洛样本, 我们会将二者结合, 尝试对信号进行提取, 制定完整的拟合策略。在完整的研究策略成型后, 我们会打开数据的信号区, 直接对其进行研究, 得到最后的结果。

3.4.1 信号蒙特卡洛的研究

在应用所有筛选条件后, 图 3-15、3-16 和 3-17 分别展示了在质心能量 $\sqrt{s} = 10.653$ 、10.701、10.746 和 10.804 GeV 下, $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ ($J = 0, 1, 2$) 过程信号蒙特卡洛样本中 $\gamma Y(1S)$ 的不变质量分布。此处我们采用水晶球 (Crystal Ball, CB) 函数 ($F_{CB}(M; \mu, \sigma, \alpha, n)$) ^[67] 与一个高斯函数的叠加来描述 χ_{bJ} 的信号形状, 且两函数共享同一均值。CB 函数和高斯函数中的所有参数均设为自由参数。

表 3-3 和表 3-4 分别展示了 e^+e^- 道和 $\mu^+\mu^-$ 道信号蒙特卡洛样本的重建效率。

表 3-3 e^+e^- 道信号蒙特卡洛样本的重建效率 (%)。

质心能量 (GeV)	$\gamma\chi_{b0}$	$\gamma\chi_{b1}$	$\gamma\chi_{b2}$
10.653	21.5	22.3	21.2
10.701	21.4	21.7	21.9
10.746	21.6	21.2	21.8
10.804	22.2	22.4	22.8

3.4.2 本底形状研究

在应用上述所有选择条件后, 图 3-18 分别展示了在质心能量 $\sqrt{s} = 10.653$ 、10.701、10.746 和 10.804 GeV 下, 所有归一化的本底蒙特卡洛样本中 $\gamma Y(1S)$ 的

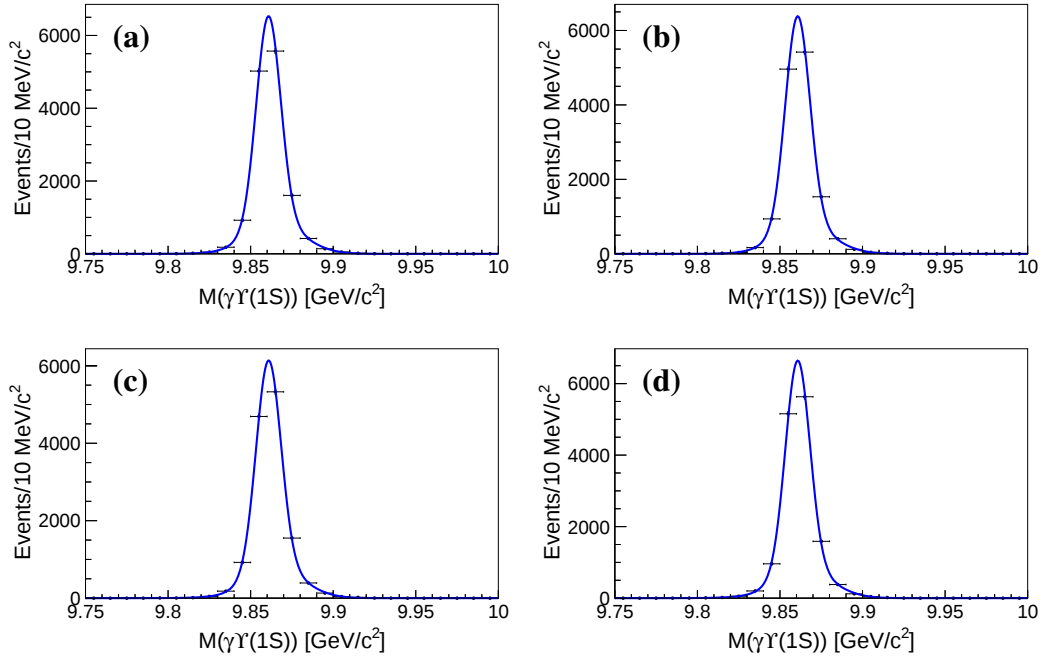


图 3-15 蒙特卡洛模拟的 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b0}$ 过程在 (a) $\sqrt{s} = 10.653$ GeV, (b) $\sqrt{s} = 10.701$ GeV, (c) $\sqrt{s} = 10.746$ GeV, 和 (d) $\sqrt{s} = 10.804$ GeV 处 $\gamma Y(1S)$ 的不变质量谱。

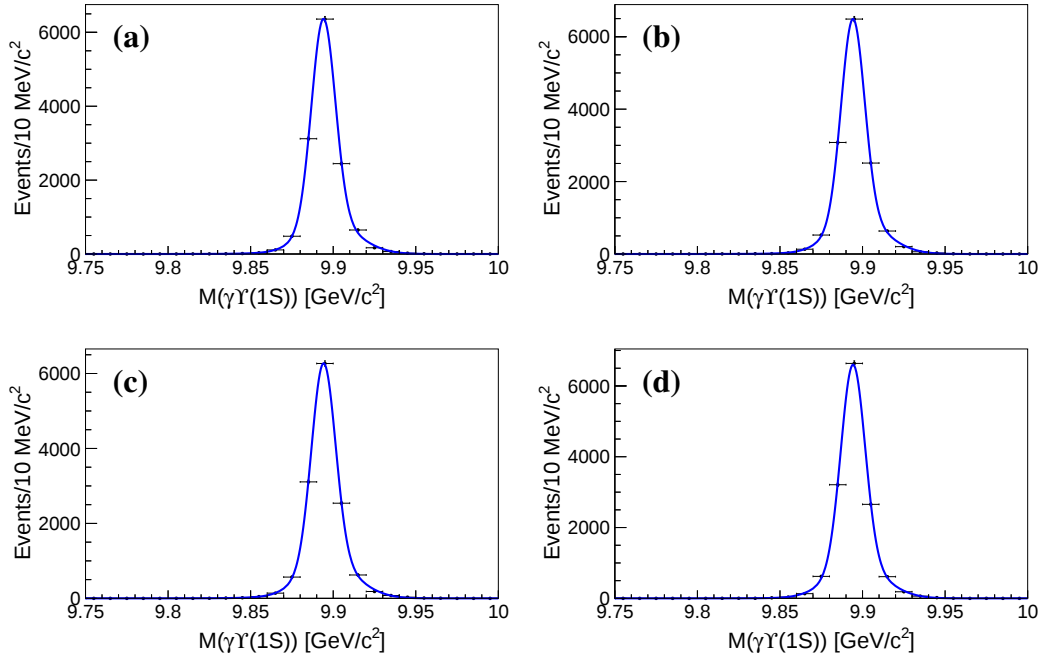


图 3-16 蒙特卡洛模拟的 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ 过程在 (a) $\sqrt{s} = 10.653$ GeV, (b) $\sqrt{s} = 10.701$ GeV, (c) $\sqrt{s} = 10.746$ GeV, 和 (d) $\sqrt{s} = 10.804$ GeV 处 $\gamma Y(1S)$ 的不变质量谱。

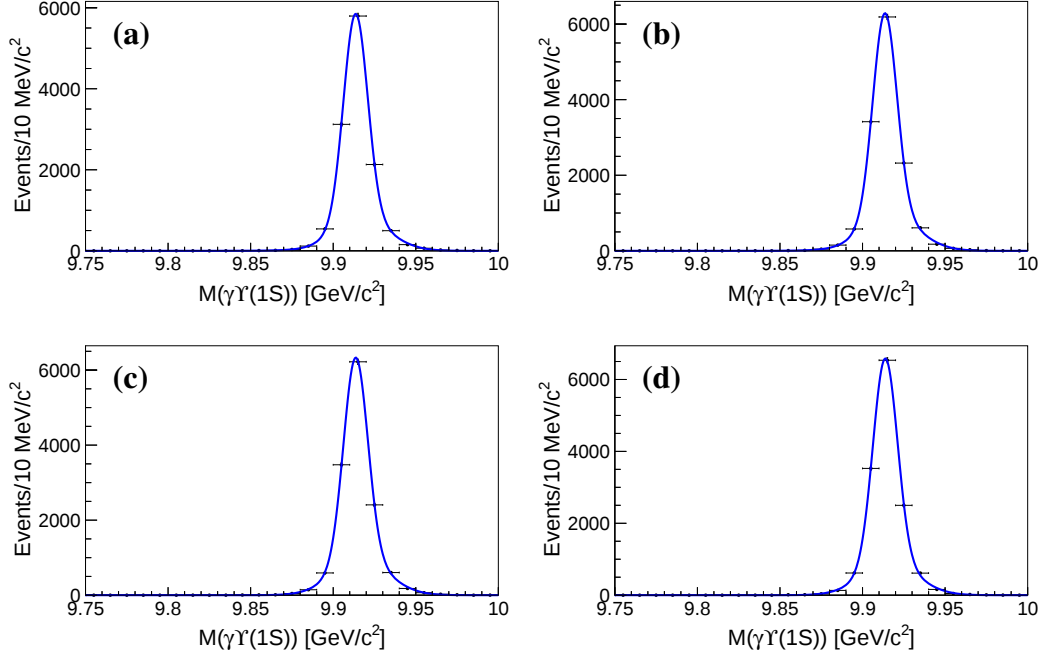


图 3-17 蒙特卡洛模拟的 $e^+e^- \rightarrow \gamma \chi_{b2}$ 过程在 (a) $\sqrt{s} = 10.653$ GeV, (b) $\sqrt{s} = 10.701$ GeV, (c) $\sqrt{s} = 10.746$ GeV, 和 (d) $\sqrt{s} = 10.804$ GeV 处 $\gamma Y(1S)$ 的不变质量谱。

表 3-4 $\mu^+\mu^-$ 道信号蒙特卡洛样本的重建效率 (%)。

质心能量 (GeV)	$\gamma \chi_{b0}$	$\gamma \chi_{b1}$	$\gamma \chi_{b2}$
10.653	36.1	35.3	34.1
10.701	34.6	35.1	34.1
10.746	35.6	36.1	35.8
10.804	36.1	36.6	36.4

不变质量分布。观察可知，剩余的本底成分只包括 Bhabha 散射过程和 dimuon 过程。

此外，在图中，我们还将归一化的本底蒙特卡洛样本与数据中的 $Y(1S)$ 的边带区的 $\gamma Y(1S)$ 不变质量谱进行了比较，可以看到，本底蒙特卡洛样本可以反映边带区的本底水平，说明本底的蒙特卡洛模拟是成功的，这个结论为我们后续基于蒙特卡洛模拟提取信号的工作提供了有力的支持。

3.4.3 基于蒙特卡洛对信号进行提取

我们已从信号形状、重建效率、本底水平和本底成分四个方面完成了前置研究，接下来我们将制定拟合策略。

为了制定具体的拟合策略以及确保拟合策略的稳定性，我们将进行信号的

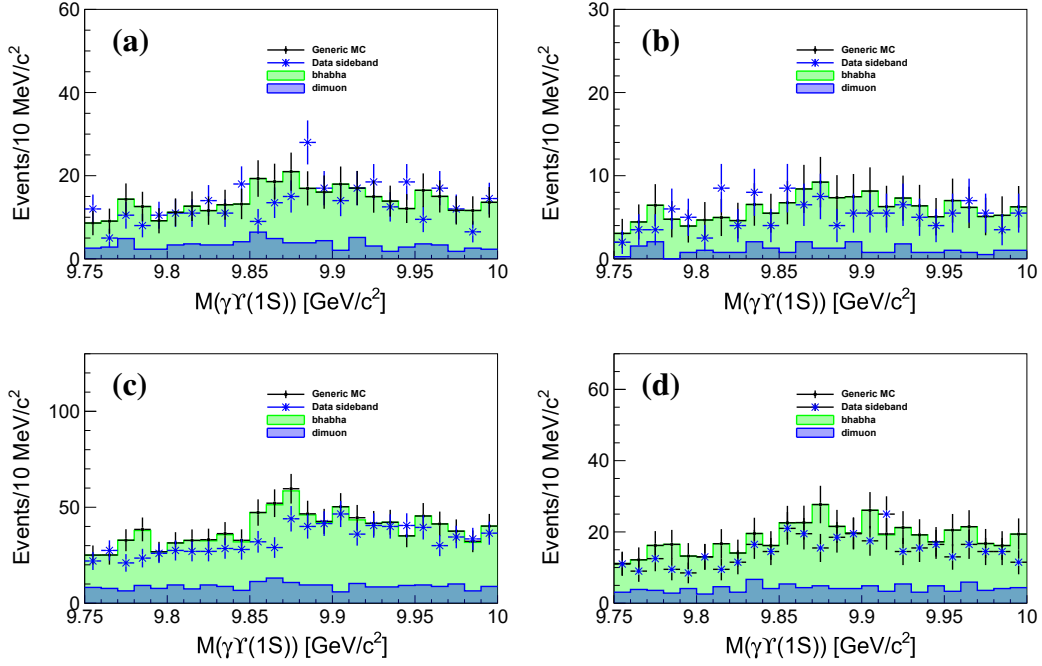


图 3-18 在质心能量为 (a) $\sqrt{s} = 10.653$ GeV, (b) $\sqrt{s} = 10.701$ GeV, (c) $\sqrt{s} = 10.746$ GeV, 和 (d) $\sqrt{s} = 10.804$ GeV 处, 归一化的本底蒙特卡洛样本以及数据中的 $Y(1S)$ 质量边带区域的 $\gamma Y(1S)$ 不变质量谱。带误差棒的黑色点为本底蒙特卡洛样本。蓝色直方图表示 $\dimuon$ 过程。绿色直方图表示 $Bhabha$ 过程。带误差棒的蓝色点为数据中的 $Y(1S)$ 质量边带区域事例。

输入输出检查。我们将一定数量的信号的蒙特卡洛样本和本底的蒙特卡洛样本合并, 根据制定的拟合策略得到拟合的信号事例数。将该拟合结果与放入的信号蒙特卡洛事例数进行对比, 若二者一致, 则说明拟合策略足够稳定且可靠。此外, 由于归一化的本底蒙特卡洛样本与数据中的 $Y(1S)$ 的边带区的 $\gamma Y(1S)$ 不变质量谱形状和事例数相近, 因此在这里我们会用数据的边带区的事例来代替本底蒙特卡洛事例。

在制定拟合策略时, 我们考虑了以下因素: 首先, 信号过程我们考虑了两种衰变末态, $\mu^+\mu^-$ 末态和 e^+e^- 末态, 根据表 3-3 和表 3-4, $\mu^+\mu^-$ 末态和 e^+e^- 末态的效率差异较大, 且分析本底时, $\mu^+\mu^-$ 末态和 e^+e^- 末态的本底水平差异较大; 其次, 在最终玻恩散射截面的测量中, 我们希望报道两个末态合并的结果。因此, 我们将对 $\mu^+\mu^-$ 末态和 e^+e^- 末态进行联合拟合。

在联合拟合中, $\mu^+\mu^-$ 末态和 e^+e^- 末态的产额的比率是由它们相对应的效率与分支比的乘积决定的^[68]。 χ_{bJ} 信号形状由 CB 函数^[67]与高斯函数的叠加来描述, 二者共享同一个均值, CB 函数和高斯函数中的所有参数均根据信号蒙特卡洛模拟进行固定。本底形状采用二阶切比雪夫多项式描述, 多项式中的参数为自由参数。

我们已对该拟合策略的稳定性进行了测试。假设 $e^+e^- \rightarrow \gamma \chi_{bJ}$ ($J = 0, 1, 2$)

过程在 $\sqrt{s} = 10.653$ 、10.701、10.746 和 10.804 GeV 处的玻恩截面为 1 pb，并以此生成了信号蒙特卡洛样本。图 3-19 展示了在 $\sqrt{s} = 10.653$ 、10.701、10.746 和 10.804 GeV 处的合并样本及其拟合结果。玻恩散射截面的输入值与输出值的比较列于表 3-5 中，信号产额的输入与输出结果在 $\pm 1\sigma$ 范围内一致，说明我们的拟合策略足够稳定。

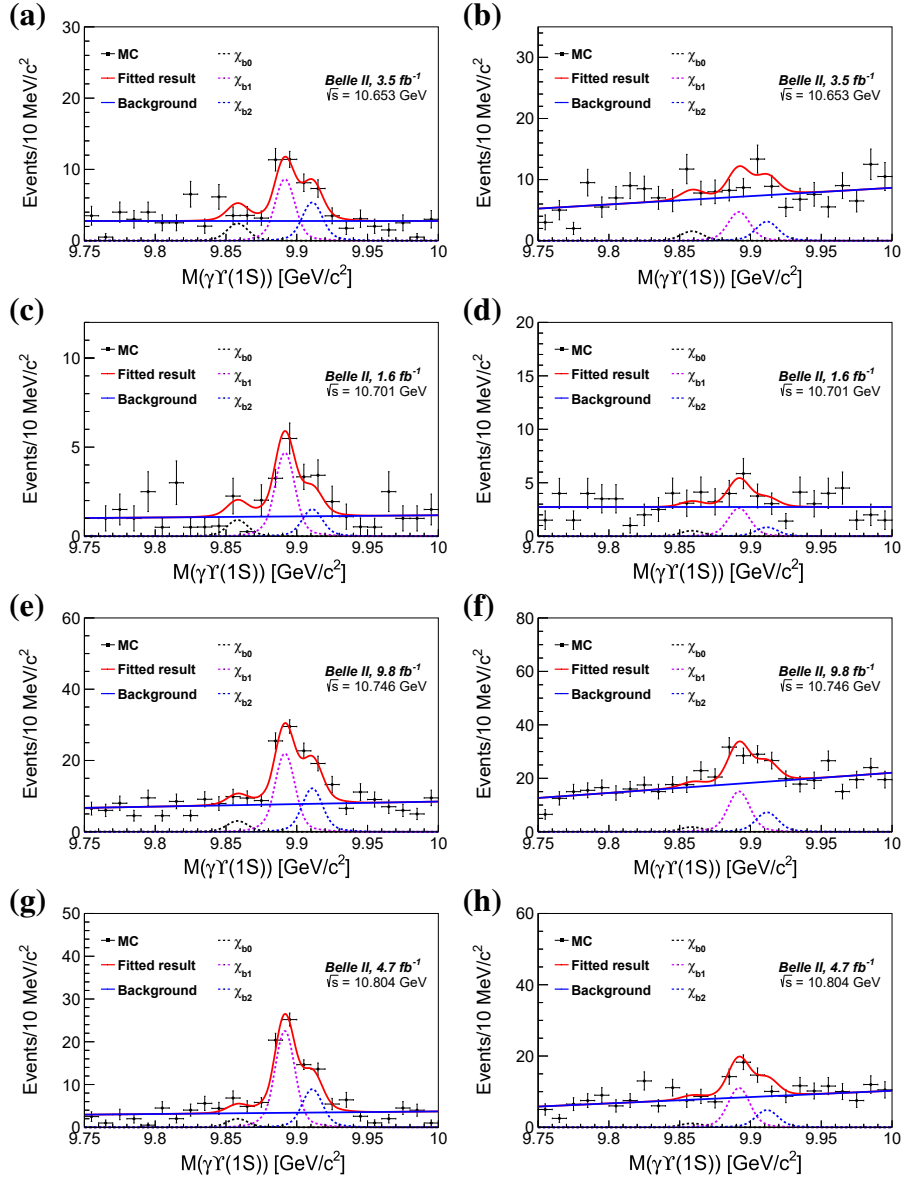


图 3-19 在质心能量 $\sqrt{s}$ 分别为 (a, b) 10.653, (c, d) 10.701, (e, f) 10.746 和 (g, h) 10.804 GeV 处, 对(左列) $\mu^+\mu^-$ 和(右列) e^+e^- 道的合并信号蒙特卡洛样本与数据边带样本的 $M(\gamma Y(1S))$ 分布进行联合拟合的结果。图中带误差棒的点为合并的信号蒙特卡洛样本与数据边带样本。红色曲线为拟合总结果。蓝青色曲线为总本底。黑色、紫色和蓝色虚线分别表示 χ_{b0} 、 χ_{b1} 和 χ_{b2} 信号。

表 3-5 在 $\sqrt{s} = 10.653$ 、10.701、10.746 和 10.804 GeV 处，基于蒙特卡洛模拟拟合得到的玻恩散射截面 (pb) 输入值与输出值的比较。

质心能量 (GeV)		$\gamma\chi_{b0}$	$\gamma\chi_{b1}$	$\gamma\chi_{b2}$
10.653	输入值	1.0	1.0	1.0
	输出值	5.1 ± 4.3	0.9 ± 0.3	1.3 ± 0.5
10.701	输入值	1.0	1.0	1.0
	输出值	4.3 ± 5.3	1.2 ± 0.4	0.7 ± 0.7
10.746	输入值	1.0	1.0	1.0
	输出值	2.4 ± 2.3	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2
10.804	输入值	1.0	1.0	1.0
	输出值	1.5 ± 1.5	0.9 ± 0.2	0.8 ± 0.3

3.4.4 基于数据样本对信号进行提取

在完成模拟研究并制定好拟合策略后，经合作组批准，我们对数据样本的信号区进行进一步研究。在应用上述所有条件后，我们合并质心能量 $\sqrt{s} = 10.653$ 、10.701、10.746 与 10.804 GeV 数据样本后，得到的 $M(l^+l^-)$ 分布如图 3-20 所示。图 3-20 中的红色虚线标出了 $Y(1S)$ 信号区域 ($9.44 \text{ GeV}/c^2 < M(l^+l^-) < 9.49 \text{ GeV}/c^2$)。未观察到明显的 $Y(1S)$ 信号。

在要求 $Y(1S)$ 信号区域的基础上，图 3-21 展示了 $\sqrt{s} = 10.653$ 、10.701、10.746 与 10.804 GeV 数据样本中 $\gamma Y(1S)$ 的不变质量分布。合并四个能量点数据样本得到的 $\gamma Y(1S)$ 不变质量分布则显示于图 3-22 中。

我们对 $\gamma Y(1S)$ 不变质量分布进行最大似然拟合，以提取信号产额。拟合结果如图 3-21 所示。

我们对每个能量点的 $Y(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ 和 $Y(1S) \rightarrow e^+e^-$ 道进行联合拟合。在联合拟合中， $\mu^+\mu^-$ 道与 e^+e^- 道的信号产额比例根据其各自的分支比^[68]与重建效率的乘积予以固定。

χ_{bJ} 信号的概率密度函数由 CB 函数^[67]与高斯函数的叠加进行描述，CB 函数和高斯函数中的所有参数均根据信号蒙特卡洛模拟进行固定，二者共享同一均值。本底形状用一个二阶切比雪夫多项式描述。

考虑到模拟中光子的能量刻度和能量分辨率与真实数据存在差异，我们采用两个控制道， $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 和 $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ，利用其双光子不变质量的差异来刻度数据与模拟之间的光子能量偏差和分辨率差异，并且对光子能量偏移和分辨差异进行了修正^[69]。能量偏移导致的 χ_{bJ} 中心值的偏移在拟合中通过改变信号蒙特卡洛模拟得到的中心值进行修正。在拟合中考虑分辨率比例因子 (1.01 ± 0.01)，修

正了概率密度函数的宽度。

信号显著性通过 $\sqrt{-2\ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L}_{\max})}$ 进行估算，其中 $\mathcal{L}_0$ 和 $\mathcal{L}_{\max}$ ，分别为不包含和包含信号假设时的最大化似然值^[70]。该公式基于 Wilks 定理，在嵌套模型及大样本近似条件下成立。本分析仅约束信号产额一个参数（自由度 $k = 1$ ）， $\sqrt{-2\ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L}_{\max})}$ 可直接作为显著性估计。观测到的最大统计显著性为 2.3σ ，对应 $\sqrt{s} = 10.804 \text{ GeV}$ 处的 $\gamma\chi_{b0}$ 信号。所有拟合结果中均没有发现明显的信号。

由于未观测到显著信号，我们通过求解以下方程计算信号产额 N^{UL} 在 90% 置信水平下的上限：

$$\int_0^{N^{\text{UL}}} L(x) dx / \int_0^{+\infty} L(x) dx = 0.90, \quad (3.1)$$

其中 x 为假设的信号产额， $L(x)$ 是对应拟合的最大化似然函数。为获得 $L(x)$ ，我们在每个固定的 x 值下对 $\gamma Y(1S)$ 不变质量分布进行同时拟合，同时让其他信号的产额、本底产额以及本底形状参数自由浮动，图 3-23 展示了各个能量点下、各个过程中的最大似然函数的分布图以及对应 90% 的事例上限。

在下列表 3-8 中给出了拟合的产额以及包含系统误差（下文讨论）的信号产额上限。

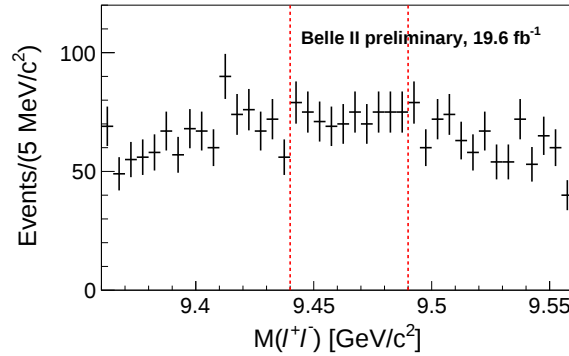


图 3-20 合并质心能量 $\sqrt{s} = 10.653, 10.701, 10.746$ 与 10.804 GeV 数据样本的 $M(l^+l^-)$ 分布图，图中的红色虚线标出了 $Y(1S)$ 信号区域 ($9.44 \text{ GeV}/c^2 < M(l^+l^-) < 9.49 \text{ GeV}/c^2$)。

3.4.5 玻恩散射截面计算

在该研究中，我们将测量 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ 的玻恩散射截面，玻恩散射截面计算公式如下：

$$\sigma_{\text{Born}}(e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}) = \frac{N_{\text{fit}}|1 - \Pi|^2}{\sum_{i=e,\mu} (\epsilon_i B_i^{\text{int}}) L(1 + \delta_{\text{ISR}})}, \quad (3.2)$$

其中， N_{fit} 为结合 $\mu^+\mu^-$ 与 e^+e^- 道拟合得到的信号产额， L 为数据样本的积分亮度， ϵ_i 和 B_i^{int} 分别为 $Y(1S) \rightarrow e^+e^-$ 与 $Y(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ 道的重建效率和中间态

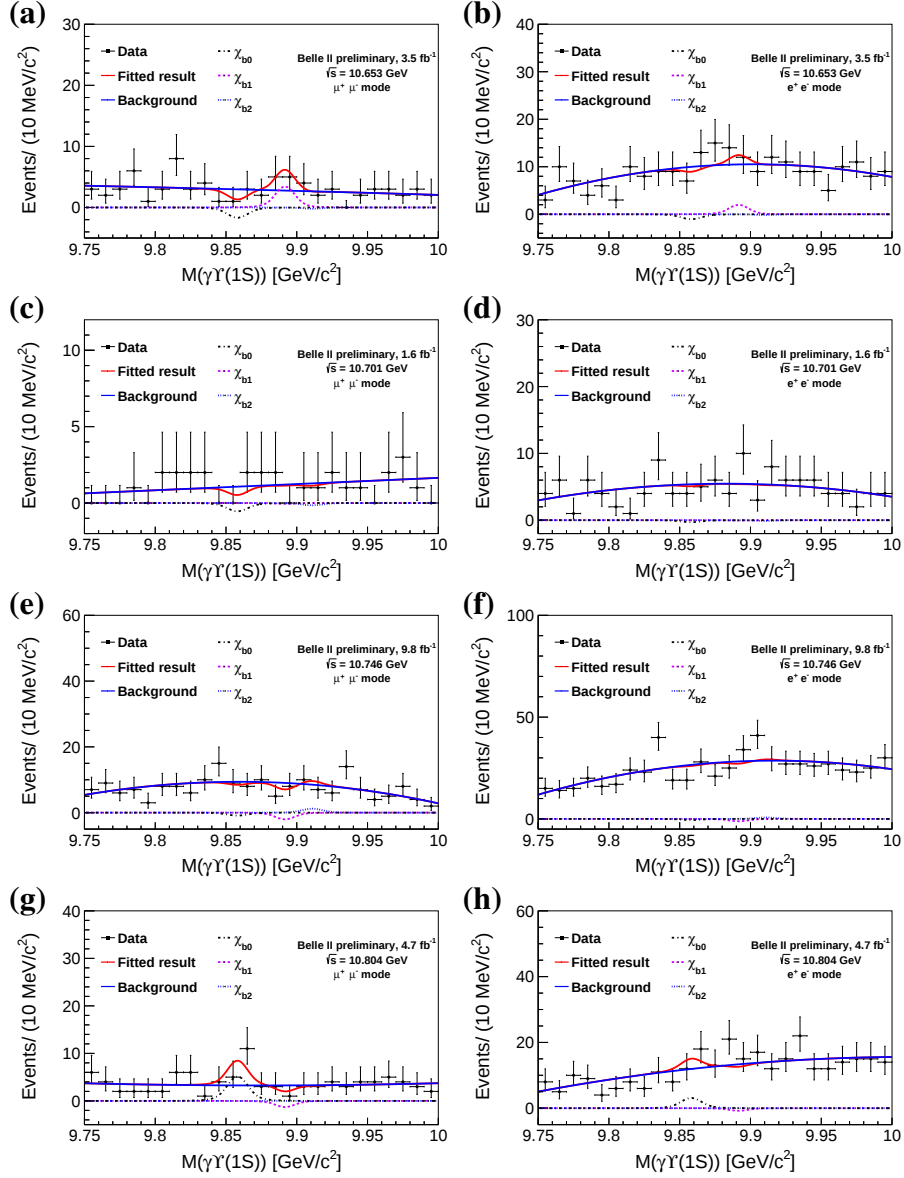


图 3-21 对数据样本中 $M(\gamma\Upsilon(1S))$ 分布的联合拟合结果，分别对应（左列） $\mu^+\mu^-$ 与（右列） e^+e^- 道，质心能量 $\sqrt{s}$ 为（a, b）10.653 GeV、（c, d）10.701 GeV、（e, f）10.746 GeV 和（g, h）10.804 GeV。图中，带误差棒的点表示数据样本。红色曲线为拟合总结果。蓝色曲线为总本底。黑色点划线表示 χ_{b0} 候选信号，紫色虚线表示 χ_{b1} 候选信号，蓝色点线表示 χ_{b2} 候选信号。

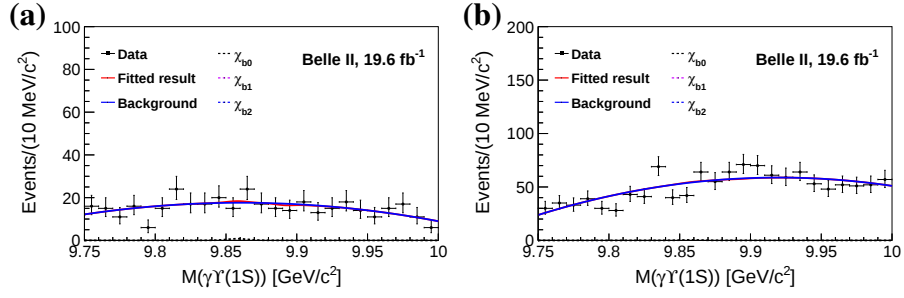


图 3-22 对合并质心能量 $\sqrt{s} = 10.653, 10.701, 10.746$ 和 10.804 GeV 数据样本中 $M(\gamma Y(1S))$ 分布的联合拟合结果, 分别对应 (a) $\mu^+\mu^-$ 道和 (b) e^+e^- 道。图中, 带误差棒的点表示数据样本。红色曲线为拟合总结果。蓝青色曲线为总本底。黑色、紫色和蓝色虚线分别表示 χ_{b0} 、 χ_{b1} 和 χ_{b2} 信号。

联乘分支比, $B_{\text{int}} = B(\chi_{bJ} \rightarrow \gamma Y(1S)) \times B(Y(1S) \rightarrow l^+l^-)$ 为中间态分支比的乘积。因子 $|1 - \Pi|$ 为真空极化因子^[71], 其在各能量点的取值列于表 3-6 中。

表 3-6 各个能量点下的真空极化因子数值

质心能量	真空极化因子
10.653 GeV	0.930
10.701 GeV	0.931
10.746 GeV	0.931
10.804 GeV	0.932

$(1 + \delta_{\text{ISR}})$ 为辐射修正因子, 其计算公式为^[72-74]:

$$1 + \delta_{\text{ISR}} = \frac{\int \sigma^{\text{dressed}}(s(1-x))F(x,s)dx}{\sigma^{\text{dressed}}}, \quad (3.3)$$

其中 s 为质心能量平方, x 为初态辐射光子携带的能量占比, $F(x,s)$ 为量子电动力学计算得到的辐射函数^[72-74], 其表达式为:

$$F(x,s) = v(s)x^{v(s)-1}(1+\delta(s)) + x^{v(s)}(-v(s)-v(s)^2/4) + x^{v(s)+1}(v(s)/2 - \frac{3}{8}v(s)^2), \quad (3.4)$$

式中:

$$v(s) = \frac{2\alpha}{\pi}(\log \frac{s}{m_e^2} - 1), \quad (3.5)$$

$$\delta(s) = \frac{\alpha}{\pi}(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2}) + \frac{3}{4}v(s) + v(s)^2(\frac{9}{32} - \frac{\pi^2}{12}), \quad (3.6)$$

其中 α 为精细结构常数, m_e 为电子质量。

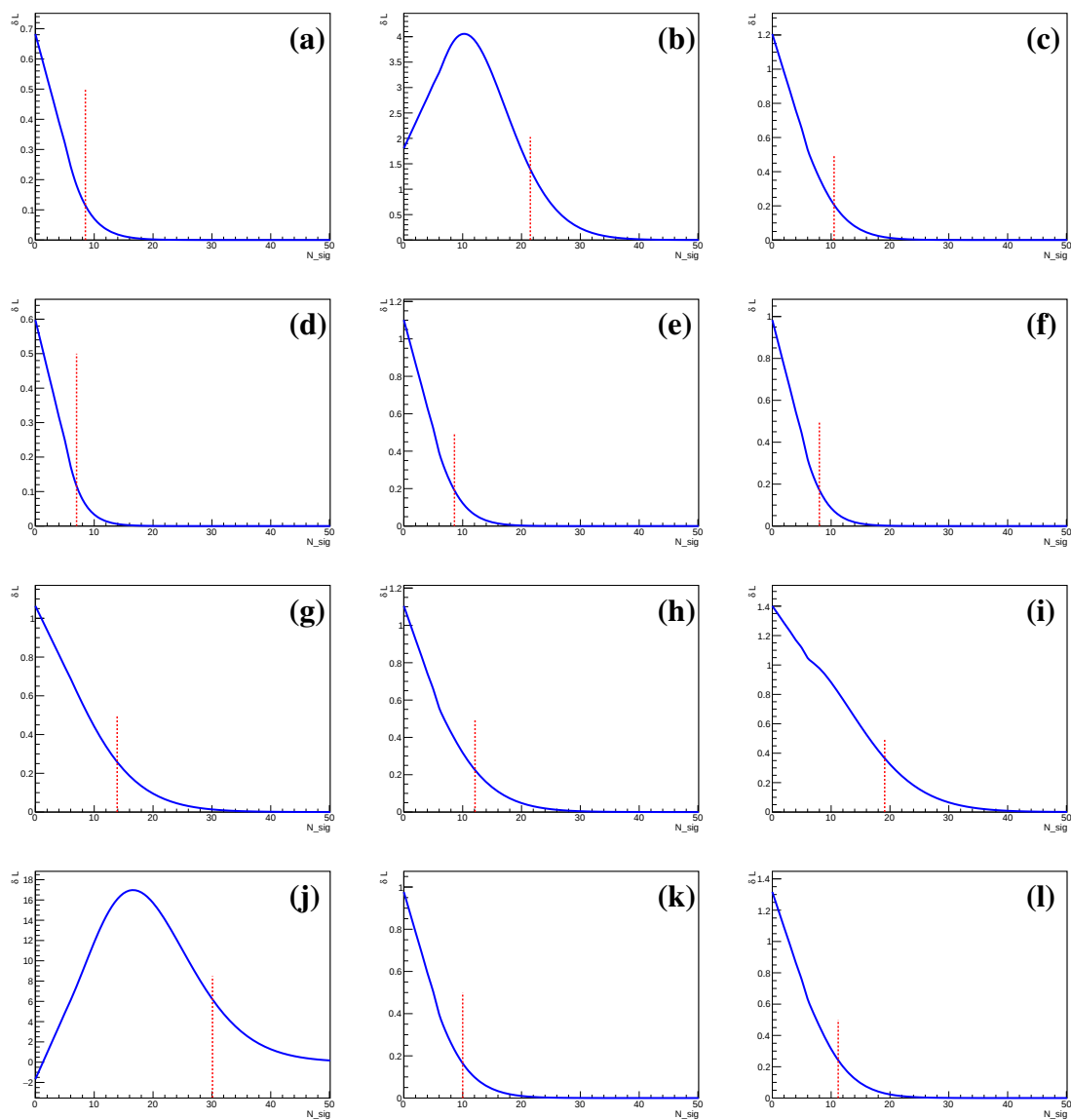


图 3-23 联合拟合中最大化似然函数的分布图，最左列对应 χ_{b0} 过程、中间列对应 χ_{b1} 过程、最右列对应 χ_{b2} 过程。从上到下分别对应质心能量 $\sqrt{s}$ 为 (a, b, c) 10.653 GeV、(d, e, f) 10.701 GeV、(g, h, i) 10.746 GeV 和 (j, k, l) 10.804 GeV。图中的红色虚线表示对应 90% 置信水平的信号事例上限，也对应了 90% 的积分面积占比。

在式 (3.3) 中, 积分下限对应于 $\gamma\chi_{bJ}$ 的质量阈值, 即 $Y(10753)$ 质量的左端点。 σ^{dressed} 为“遍举”截面, 此处假定:

$$\sigma^{\text{dressed}}(\sqrt{s}) = \frac{1}{s}. \quad (3.7)$$

计算得到了不同质心能量与不同末态对应的辐射修正因子值, 结果列于表 3-7 中。

表 3-7 在 $\sqrt{s} = 10.653$ 、 10.701 、 10.746 和 10.804 GeV 处, $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b0}$ 、 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ 和 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b2}$ 过程的辐射修正因子值。

$1 + \delta_{\text{ISR}}$	$\sqrt{s} = 10.653$ GeV	10.701 GeV	10.746 GeV	10.804 GeV
$e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b0}$	0.901	0.905	0.909	0.914
$e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$	0.898	0.905	0.906	0.911
$e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b2}$	0.896	0.901	0.904	0.909

由此, 我们便可以计算出玻恩散射截面。

得到信号产额后, 我们可以根据公式 3.2 计算玻恩散射截面。在本文中, 我们将根据公式 3.1 计算在 90% 置信水平下的玻恩散射截面上限, 此公式中的 $x \equiv \sigma_{\text{Born}}$, 这里的 σ_{Born} 由公式 3.2 得到。

通过计算, 我们可以得到包含系统不确定性 (如下文所述) 的 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ 过程在 $\sqrt{s} = 10.653$ 、 10.701 、 10.746 和 10.804 GeV 处的 90% 置信水平下的玻恩截面上限, 结果也列于表 3-8 中。

3.5 系统误差分析

在所有的物理实验中, 误差是衡量测量结果精度与可靠性的核心指标。在粒子物理中, 误差往往来源于两个方面, 首先是统计误差, 也就是在拟合中给出的误差。其次是系统误差, 来源于实验过程中与结果相关的各种客观因素, 如输入参数的误差, 理论模型的误差, 实验装置 (对撞机与探测器) 的误差, 或者是拟合过程采用的拟合模型的误差等等。本章主要介绍各种可能的系统误差的来源。

此外, 在本工作中, 系统误差被分为两种类型, 相乘性的系统误差和相加性的系统误差。对于输入参数的误差、理论模型的误差以及实验装置相关的误差都是相乘性的, 与拟合相关的系统误差是相加性的。首先, 对于相加性的系统误差, 我们会在拟合过程中采取各种不同可能情况的模型, 取最保守的拟合结果作为最终结果, 上述的所有结果均已是最保守的结果。对于相乘性的系统误差, 在将所有误差汇总后, 我们在计算玻恩散射截面上限时, 会卷积一个高斯函数, 这个高斯函数的宽度与汇总后的系统误差的大小相同。这样, 最后的 90% 置信水平的玻恩散射截面上限已经包含了所有的误差了。

表 3-8 用于计算 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ ($J = 0, 1, 2$) 过程在 $\sqrt{s} = 10.653, 10.701, 10.746$ 和 10.804 GeV 处玻恩散射截面的各变量值及最终结果。其中 L 为积分亮度, N^{fit} 为 $Y(1S) \rightarrow e^+e^-$ 与 $Y(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ 道的联合拟合信号产额 (仅含统计误差), N^{UL} 为信号产额在 90% 置信水平下的上限, $\varepsilon_{e^+e^-}$ 和 $\varepsilon_{\mu^+\mu^-}$ 分别为 $Y(1S) \rightarrow e^+e^-$ 与 $Y(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ 道的重建效率, $B_{e^+e^-}^{\text{int}}$ 和 $B_{\mu^+\mu^-}^{\text{int}}$ 分别为对应的中间态联乘分支比, $|1 - \Pi|^2$ 为真空极化因子, $1 + \delta_{\text{ISR}}$ 为辐射修正因子, Syst 为总的系统误差, $\sigma_{\text{Born}}^{\text{UL}}$ 为玻恩散射截面在 90% 置信水平下的上限。

$\sqrt{s}$ (GeV)	L (fb $^{-1}$)	衰变道	N^{fit}	N^{UL}	$\varepsilon_{e^+e^-}$	$\varepsilon_{\mu^+\mu^-}$	$B_{e^+e^-}^{\text{int}}$	$B_{\mu^+\mu^-}^{\text{int}}$	$ 1 - \Pi ^2$	$1 + \delta_{\text{ISR}}$	Syst (%)	$\sigma_{\text{Born}}^{\text{UL}}$ (pb)
10.653	3.512	$\gamma\chi_{b0}$	-5.5 ± 4.9	8.5	0.215	0.361	0.00046	0.00048	0.930	0.901	15.5	9.18
		$\gamma\chi_{b1}$	10.4 ± 7.0	21.5	0.223	0.353	0.00841	0.00873	0.930	0.898	9.0	1.28
		$\gamma\chi_{b2}$	-0.7 ± 5.5	10.5	0.212	0.341	0.00430	0.00446	0.930	0.896	8.9	1.28
10.701	1.632	$\gamma\chi_{b0}$	-1.7 ± 2.8	7.0	0.214	0.346	0.00046	0.00048	0.931	0.905	15.5	16.68
		$\gamma\chi_{b1}$	-0.2 ± 3.7	8.6	0.217	0.351	0.00841	0.00873	0.931	0.903	9.0	1.11
		$\gamma\chi_{b2}$	-0.5 ± 3.4	8.0	0.219	0.341	0.00430	0.00446	0.931	0.901	8.9	2.06
10.746	9.818	$\gamma\chi_{b0}$	-2.9 ± 9.5	13.9	0.216	0.356	0.00046	0.00048	0.931	0.909	15.5	5.37
		$\gamma\chi_{b1}$	-6.1 ± 8.5	12.1	0.212	0.361	0.00841	0.00873	0.931	0.906	9.0	0.26
		$\gamma\chi_{b2}$	3.8 ± 9.7	19.1	0.218	0.358	0.00430	0.00446	0.931	0.904	8.9	0.79
10.804	4.689	$\gamma\chi_{b0}$	16.7 ± 8.1	30.1	0.222	0.361	0.00046	0.00048	0.932	0.914	15.5	23.77
		$\gamma\chi_{b1}$	-4.0 ± 5.6	10.0	0.224	0.366	0.00841	0.00873	0.932	0.911	9.0	0.43
		$\gamma\chi_{b2}$	-0.1 ± 5.7	11.2	0.228	0.364	0.00430	0.00446	0.932	0.909	8.9	0.94

3.5.1 输入参数的误差

在计算玻恩散射截面时,我们有一些输入的参数也包含误差,如中间态分支比的误差、信号蒙特卡洛效率的统计误差以及亮度的误差。

本工作的主要误差来源于中间态分支比的误差,其数值取自 PDG^[68]。在 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b0}$ 、 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ 和 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b2}$ 过程中,由中间态分支比引入的总系统误差分别为 14.6%、7.3% 和 7.2%。

蒙特卡洛效率的统计误差可通过公式 $\Delta_\varepsilon = \sqrt{(\varepsilon(1-\varepsilon))/N}$ 计算,其中 ε 为重建效率, N 为生成事例的总数。信号蒙特卡洛统计量的误差由 $\Delta_\varepsilon/\varepsilon$ 估算,其值为 1.0%。

此外,根据 Bhabha、digamma 和 dimuon 过程测量的亮度结果,亮度的误差为 1.2%^[61]。

3.5.2 实验装置的误差

首先介绍与实验设备性能相关的系统误差,实验中使用的实验设备包括对撞机 SuperKEKB 和 Belle II 探测器,这部分的系统误差有:探测器中的粒子重建效率的误差、探测器的触发器的误差和对撞机对撞能量的误差。

- 探测器粒子重建效率

通过使用 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 控制样本研究发现, Belle II 探测器对于每一个轻子径迹的重建效率的误差为 0.3%。通过使用 $e^+e^- \rightarrow (\gamma)\mu^+\mu^-$ 控制样本研究

发现, Belle II 探测器对于高能光子的重建效率的误差为 0.7%, 对于低能光子的重建效率的误差为 1.1%. 因此, 与探测器粒子重建效率有关的误差总和为 1.9%。

- 探测器触发

Belle II 探测器拥有许多重要的触发系统, 只有当粒子满足触发系统设置的条件时, 这个粒子才会被探测器记录, 其中也不乏与本工作相关的触发系统。我们使用 Bhabha 过程和 dimuon 过程作为控制样本, 要求其满足与信号过程 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ 相同的选择条件, 对相关的触发器的误差进行了研究。研究结果表明, 对于 Bhabha 过程, 蒙特卡洛模拟的触发效率为 96.5%, 而数据中的触发效率则为 98.6%; 对于 dimuon 过程, 蒙特卡洛模拟的触发效率为 99.6%, 而数据中的触发效率则为 99.8%; 因此, 对于 e^+e^- 末态, 相关的系统误差为 2.1%, 对于 $\mu^+\mu^-$ 末态, 相关的系统误差则为 0.2%^[61]。

- 对撞机对撞能量

SuperKEKB 对撞能量的误差分别为^[75]: 质心能量在 10.653 GeV 处为 ± 1.2 MeV, 10.701 GeV 处为 ± 0.8 MeV, 10.746 GeV 处为 ± 0.7 MeV, 10.804 GeV 处为 ± 0.85 MeV。

我们根据上述对撞能量的误差, 在运动学拟合中变动蒙特卡洛模拟信号候选事例的能量值, 并将由此计算出的信号重建效率的最大差异, 作为对撞机对撞能量带来的误差, 其值为 1%。此外, 我们在计算信号重建效率时, 也考虑了对撞中心位置的误差, 其结果为 0.3%, 可以忽略不计。

3.5.3 理论模型有关的误差

在计算玻恩散射截面时, 本工作涉及若干理论假设。由于未观测到显著信号, 尚无法对这些假设的可靠性进行独立检验, 因此我们将理论假设引入的不确定性纳入系统误差。这部分系统误差包括: 信号蒙特卡洛角分布的误差以及辐射修正因子的误差。

- 信号蒙特卡洛角分布的误差

在产生信号蒙特卡洛样本时, 我们假设信号蒙特卡洛样本的角度分布是相空间下的均匀分布。为了考虑这部分的系统误差, 我们将 $\gamma\chi_{bJ}$ 过程中假设的角分布从均匀分布改为 $1 \pm \cos^2\theta$, 其中 θ 为 γ 或 χ_{bJ} 在 e^+e^- 质心系中的极角, 并将由此产生的效率最大差异 (4%) 作为此项误差。

- 辐射修正因子的误差

为了计算 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ 过程的辐射修正因子，我们曾经假设其 σ^{dressed} “遍举”截面正比于 $1/s$ ，如公式 3.7 所示。为了考虑这部分系统误差，我们将此截面由 $1/s$ 改为 $1/s^2$ ^[76]，并将由此导致的辐射修正因子差异作为系统误差，得到 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b0}$ 、 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ 和 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b2}$ 过程的该项误差分别为 1.5%、1.4% 和 1.4%。

以上所有误差均为相乘性的系统误差，在 $\sigma_{\text{Born}}(e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ})$ 的测量中，由于其独立性，所有相乘型系统误差均以平方和开根号的方式合成，以得到总的系统误差，其结果如下表 3-9 所示。

表 3-9 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b0}$ 、 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ 和 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b2}$ 过程在 $\sqrt{s}$ 接近 10.746 GeV 处玻恩散射截面测量的相乘系统误差 (%)。

误差来源	$\gamma\chi_{b0}$	$\gamma\chi_{b1}$	$\gamma\chi_{b2}$
中间态分支比	14.6	7.3	7.2
蒙特卡洛效率	1.0	1.0	1.0
积分亮度	1.2	1.2	1.2
探测器粒子重建效率	1.9	1.9	1.9
探测器触发	1.7	1.7	1.7
对撞机对撞能量	1.0	1.0	1.0
信号蒙特卡洛角分布的误差	3.9	3.9	4.0
辐射修正因子的误差	1.5	1.4	1.4
总和	15.5	9.0	8.9

3.5.4 拟合模型相关误差

相加型系统误差通过变动输入假设和参数进行评估，并将由此产生的截面差异作为系统误差。

我们考虑了与 χ_{bJ} 质量和宽度相关的以下系统误差：

我们根据 PDG^[68] 中 χ_{bJ} 质量的误差，变动了信号概率密度函数的中心值。 χ_{b0} 、 χ_{b1} 和 χ_{b2} 的质量误差分别为 ± 0.42 MeV、 ± 0.26 MeV 和 ± 0.26 MeV。

为了考虑数据与蒙特卡洛模拟之间可能存在的质量分辨率差异（主要由光子能量分辨率主导），我们在其误差范围内 ($\pm 1\sigma$) 变动光子能量分辨率比例因子 (1.01 ± 0.01)，并重复进行拟合。

与拟合模型相关的系统误差通过改变本底多项式的阶数和拟合范围进行评估，且拟合中始终包含所有 χ_{b0} 、 χ_{b1} 和 χ_{b2} 信号。由于 $\chi_{b0} \rightarrow \gamma Y(1S)$ 的分支比

较小, 我们针对 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ 和 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b2}$ 过程, 比较了不包含 χ_{b0} 分量时的拟合结果。

在同时对 $Y(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ 和 $Y(1S) \rightarrow e^+e^-$ 道进行的拟合中, $\mu^+\mu^-$ 与 e^+e^- 道之间的产额比例受到 $Y(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ 和 $Y(1S) \rightarrow e^+e^-$ 分支比绝对误差的影响, 两者的误差分别为 $\pm 0.04\%$ 和 $\pm 0.08\%$ ^[68]。因此, 我们在联合拟合中, 在其误差范围内变动了这两个分支比值。

系统误差通过以下两步被纳入我们的上限计算中: 首先, 在确定来自 χ_{bJ} 质量、宽度以及拟合模型的相加型系统误差时 (如上所述), 我们会额外计算每种可能拟合情况下的上限, 并确定信号事例数在 90% 置信水平下的最保守上限。然后, 将对应此最保守上限的似然函数, 与一个宽度等于表 3-9 中所总结的相应总相乘型系统误差的高斯函数进行卷积。由此得到的玻恩截面 90% 置信水平上限列于表 3-8 的最右列。

3.6 结果与讨论

综上所述, 基于 Belle II 实验收集的数据, 通过事例选择、重建等一系列步骤, 我们完成了在质心系能量 10.746 GeV 附近对 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ 的寻找, 我们未观察到信号, 因此给出了在 90% 置信水平下, 世界上最精确的玻恩散射截面上限, 其结果列于表 3-8。

对于该结果, 我们进行以下讨论:

$Y(10753)$ 的质量 $(10756.6 \pm 2.8) \text{ MeV}/c^2$ 最接近 $\sqrt{s} = 10.746 \text{ GeV}$, 且该能量点积分亮度最大 (9.8 fb^{-1}), 故以该能量点为基础进行讨论。在 $\sqrt{s} = 10.746 \text{ GeV}$ 处, 考虑各过程的玻恩截面测量结果^[26,56], 包括: $e^+e^- \rightarrow \omega\chi_{b1} : \sigma = 3.6 \pm 0.9 \text{ pb}$; $e^+e^- \rightarrow \omega\chi_{b2} : \sigma = 2.8 \pm 1.3 \text{ pb}$; $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-Y(1S) : \sigma = 0.6 \pm 0.1 \text{ pb}$; $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-Y(2S) : \sigma = 1.4 \pm 0.2 \text{ pb}$; 若我们将这些目前已经发现的 $Y(10753)$ 的衰变道合并, 那么总的玻恩散射截面是:

$$\sigma_{\text{total}}(e^+e^- \rightarrow Y(10753)) = 8.4 \pm 1.6 \text{ pb} \quad (3.8)$$

我们的结果中, 在相同能量点的 90% 置信水平下的 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ 过程玻恩散射截面上限为 0.26 pb, 若假设 $Y(10753)$ 是 $Y_2(2D)$ 态, 其理论辐射分支比为 $\mathcal{B}(Y(10753) \rightarrow \gamma\chi_{b1}) = 0.12$ ^[57-58], 则可推得总截面的上限为:

$$\sigma_{\text{Born}}(e^+e^- \rightarrow Y(10753)) < 0.26/0.12 = 2.2 \text{ pb} \quad (3.9)$$

可见, 公式 3.9 与公式 3.8 不一致, 偏差达 3.9σ 。因此, 我们对 $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1})$ 的测量上限意味着 $Y(10753)$ 似乎并非 $Y_2(2D)$ 态。

第 4 章 Belle II 实验 Run 2 早期数据 集积分亮度的测量

4.1 选题背景

积分亮度 (L) 是高能物理实验中的一个基本物理量。这一关键参数通过以下公式建立了实验可观测量之间的基本关系:

$$N = L \times \sigma, \quad (4.1)$$

其中 N 表示特定物理过程的记录事例数, σ 代表相应的产生截面。因此, 积分亮度的确定对于从实验观测推导绝对截面测量至关重要。准确的积分亮度测量结果, 直接影响到使用相应数据开展的所有分析的精度, 其误差也将直接影响相关测量结果的系统误差。因此, 积分亮度的精确测量是重中之重。

自 2019 年至 2022 年, Belle II 积累了约 400 fb^{-1} 的数据样本^[61]。这些数据为研究粲偶素、底偶素以及 τ 轻子提供了丰富的样本, 按照运行周期划分, 这批数据称为 Run 1 数据集。经过长期停机期后, 数据采集已于 2024 年恢复, 我们将 2024 后的数据称为 Run 2 数据集。在此期间, SuperKEKB 对撞机^[12]和 Belle II 探测器^[13]均已得到升级改进。

至本文撰写时, Run 2 数据集包含第 30 至 35 号实验, 由于目前仍在进行数据采集, 因此我们将第 30 至 35 号实验的数据集称为 Run 2 早期数据集。该数据集包含了两种不同的质心能量: “4S” 与 “4S_offres”, 分别对应采集于 $M^{Y(4S)}$ 共振峰 (10.58 GeV) 处以及 $M^{Y(4S)} - 60 \text{ MeV}$ (10.52 GeV) 的质心能量, 本文后续所述的 “4S” 与 “4S_offres” 均指代这两个质心能量。本文将对这批 Run 2 早期数据的积分亮度进行测量。

4.2 亮度测量方法

积分亮度根据以下公式测得:

$$L = \frac{N}{\sigma}, \quad (4.2)$$

我们主要通过三种量子电动力学过程进行测量: Bhabha 散射 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma)$ 、digamma 过程 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(n\gamma)$ 以及 dimuon 过程 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(n\gamma)$ 。此处, Bhabha

散射和 dimuon 过程中的 $n\gamma$ 包括初态辐射和末态辐射光子，而 digamma 过程中的 $n\gamma$ 则指初态辐射光子。这三种过程均具有产额高、截面计算精确以及拓扑结构简单的优点，这有助于对它们进行高效且精确的模拟和筛选。

在本文中，我们将采用上述三个过程作为信号过程，依据公式 4.2 并行测量亮度。考虑到实际实验中的探测效率，计算公式应修正为：

$$L = \frac{N_{\text{data}}^{\text{obs}}}{\Sigma \sigma_{\text{sig}} \epsilon_{\text{sig}} f_{\text{L1}} f_{\text{HLT}}}, \quad (4.3)$$

其中， $N_{\text{data}}^{\text{obs}}$ 是从数据样本中观测到的信号候选事例数， σ_{sig} 是信号事例的截面，通过理论计算得到，其值如下表 4-1 所示， ϵ_{sig} 是信号的探测效率。 f_{L1} 和 f_{HLT} 分别表示针对 Belle II 探测器的第一级触发 (Level-1 Trigger, L1 Trigger) 和基于软件的高级触发 (High Level Trigger, HLT)，在数据样本与蒙特卡洛样本之间差异的修正因子，具体的修正将会在下文中详细展开。

表 4-1 三个 QED 信号过程在不同能量点对应的玻恩散射截面

质心能量	σ_{ee} (nb)	σ_{gg} (nb)	$\sigma_{\mu\mu}$ (nb)
4S	295.375 ± 0.031	5.06859 ± 0.00045	1.147199 ± 0.000016
4S_offres	298.864 ± 0.027	5.12814 ± 0.00046	1.160022 ± 0.000026

4.3 数据样本和蒙特卡洛样本

这个分析工作是基于 SuperKEKB 正电子-电子对撞机于 2024 年至 2025 年运行收集得到的早期 Run 2 数据样本。根据质心能量的不同，Run 2 数据集分为两个部分：在 $M^{Y(4S)}$ 共振峰 (10.58 GeV) 处采集的数据称为“4S”；在 $M^{Y(4S)} - 60$ MeV (10.52 GeV) 处采集的数据称为“4S_offres”。不同能量对应的官方在线积分亮度估计值如下表 4-2 所示。

表 4-2 Run2 数据集样本列表

能量类型	在线积分亮度估计 (fb^{-1})
4S	129.45
4S_offres	17.7
总和	147.15

为了确定信号的选择效率，我们产生了三种信号过程的蒙特卡洛模拟样本，其质心能量与数据中的能量一致。信号蒙特卡洛样本（包括 Bhabha 散射、

digamma 产生和 dimuon 过程的事例) 均由 Belle II 官方产生。其中, Bhabha 散射与 digamma 事例由 BABAYAGA@NLO 生成子^[78-79]产生, 该产生子对量子电动力学过程的理论精度可达 $\pm 0.15\%$ 。dimuon 过程则由 KKMC 产生子^[80]产生, 其误差为 0.44%。

考虑到高能储存环中大约 3.1 MeV 和低能储存环中约 4.4 MeV 的束流能量扩散, 我们在产生信号事例时设置了 5 MeV 的能量扩散。末态粒子的散射极角设置在 $10.0^\circ - 170.0^\circ$ 的范围内, 完全覆盖了探测器的接收范围。

为了评估不同过程本底的贡献, 我们还产生了九种不同的本底过程: 包括 200 fb^{-1} 的 $B^+ B^-$ 和 $B^0 \bar{B}^0$ 事例; 200 fb^{-1} 的 $u\bar{u}$ 、 $d\bar{d}$ 、 $s\bar{s}$ 和 $c\bar{c}$ 的连续本底过程; 1 ab^{-1} 的 $\tau^+ \tau^-$ 事例; 以及 100 fb^{-1} 的 $e^+ e^- e^+ e^-$ 事例和 $e^+ e^- \mu^+ \mu^-$ 事例。

在产生蒙特卡洛模拟事例后, 我们使用 GEANT4^[64] 模拟末态粒子与探测器之间的响应, 随后使用了 basf2 软件环境进行分析^[32-33]。

4.4 事例选择

在确定选择条件时, 我们希望能够在高效选择信号的同时, 尽可能地压低本底。特别地, 我们使用的三个量子电动力学过程均具有产额高的优点, 在选定一定的选择条件后, 其本底水平将会非常低。因此, 在选择合适的选择条件后, 剩余的事例几乎都是信号, 我们将会把本底作为系统误差看待。

对于 Bhabha 散射和 dimuon 过程, 我们要求其末态有两条电荷相反的径迹, 即:

- $nTracks \geq 2$ (每个事例至少两条径迹)
- $Q^{\max 1} \times Q^{\max 2} = -1$ (电荷相反)

在满足上述条件后, 我们选择动量最高的两条径迹作为末态事例。在事例选择中, 所有带有下标“1”和“2”的物理量分别代表两个末态粒子中能量较低和较高的粒子。下标“cm”(“lab”)表示该变量处于质心系(实验室系)。

对于 digamma 事例, 我们则要求在电磁量能器中也至少有两团簇射, 且我们也选择了能量最高的两个簇射作为末态事例。

对于这些所选的两条径迹或是两团簇射, 我们要求其能量满足 $2.5 \text{ GeV} < E_{\text{cm}}^{\max 1} < E_{\text{cm}}^{\max 2} < 0.55 \times E_{\text{cm}}$, 其中, E_{cm} 代表质心系能量。此外, 我们要求 Bhabha 过程和 digamma 事例中的两个末态粒子中较高能量的粒子能量高于 4 GeV, 即 $E_{\text{cm}}^{\max 2} > 4 \text{ GeV}$, dimuon 事例中较高能量的粒子能量大于 3 GeV。由于 μ 子在 ECL 中的平均电离能损约 0.2 GeV, 而高能量沉积更可能来源于电子的电磁簇射或 π 介子的强子簇射, 因此我们要求 dimuon 过程的径迹在 ECL 中沉积的能量小于 0.5 GeV。

由于末态动量非常高，所有的末态过程都有大角度背靠背出射的特征，因此我们要求极角张开角 ($\Delta\theta_{12}^{\text{cm}} = |\theta_{\text{cm}}^{\text{max1}} + \theta_{\text{cm}}^{\text{max2}} - 180^\circ|$) 与方位角张开角 ($\Delta\phi_{12}^{\text{cm}} = ||\phi_{\text{cm}}^{\text{max1}} - \phi_{\text{cm}}^{\text{max2}}| - 180^\circ|$) 均小于 5° 。特别地，对于 digamma 过程，为了减少来自 Bhabha 过程的本底，我们要求其极角张开角与方位角张开角小于 2.5° 。此外，所有过程的 ECL 簇射均要满足 $37.8^\circ < \theta_{\text{ecl}_{\text{lab}}}^{\text{max1}}, \theta_{\text{ecl}_{\text{lab}}}^{\text{max2}} < 120.5^\circ$ ，以确保能量分辨率、避开探测器间隙和降低束流本底。

此外，为了进一步压低 dimuon 过程的本底水平，我们要求了两个末态 μ 子组成的不变质量 $M_{\mu\mu} > 0.85 E_{\text{cm}}$ ，其中， E_{cm} 代表质心系能量。

为了更清晰地说明，下面我们分别对三个过程罗列出其选择条件：

Bhabha 散射过程

- 末态要求两条电荷相反的径迹：
 $n\text{Tracks} \geq 2$ ，且 $Q^{\text{max1}} \times Q^{\text{max2}} = -1$ ，选取动量最高的两条径迹。
- 径迹在质心系中的能量满足：
 $2.5 \text{ GeV} < E_{\text{cm}}^{\text{max1}} < E_{\text{cm}}^{\text{max2}} < 0.55 E_{\text{cm}}$ ，且 $E_{\text{cm}}^{\text{max2}} > 4 \text{ GeV}$ 。
- 角度条件：
 $\Delta\theta_{12}^{\text{cm}} < 5^\circ$ ， $\Delta\phi_{12}^{\text{cm}} < 5^\circ$ 。
- 电磁量能器 (ECL) 中的簇射极角满足：
 $37.8^\circ < \theta_{\text{ecl}_{\text{lab}}}^{\text{max1}}, \theta_{\text{ecl}_{\text{lab}}}^{\text{max2}} < 120.5^\circ$ 。

digamma 过程

- 末态要求电磁量能器中至少有两团簇射，选取能量最高的两团。
- 簇射在质心系中的能量满足：
 $2.5 \text{ GeV} < E_{\text{cm}}^{\text{max1}} < E_{\text{cm}}^{\text{max2}} < 0.55 E_{\text{cm}}$ ，且 $E_{\text{cm}}^{\text{max2}} > 4 \text{ GeV}$ 。
- 角度条件：
 $\Delta\theta_{12}^{\text{cm}} < 2.5^\circ$ ， $\Delta\phi_{12}^{\text{cm}} < 2.5^\circ$ （以压低 Bhabha 本底）。
- 电磁量能器中的簇射极角满足：
 $37.8^\circ < \theta_{\text{ecl}_{\text{lab}}}^{\text{max1}}, \theta_{\text{ecl}_{\text{lab}}}^{\text{max2}} < 120.5^\circ$ 。

dimuon 过程

- 末态要求两条电荷相反的径迹：
 $n\text{Tracks} \geq 2$ ，且 $Q^{\text{max1}} \times Q^{\text{max2}} = -1$ ，选取动量最高的两条径迹。

- 径迹在质心系中的能量满足：
 $2.5 \text{ GeV} < E_{\text{cm}}^{\text{max}1} < E_{\text{cm}}^{\text{max}2} < 0.55 E_{\text{cm}}$ ，且 $E_{\text{cm}}^{\text{max}2} > 3 \text{ GeV}$ 。
- 径迹在 ECL 中的沉积能量： $E_{\text{ecl}} < 0.5 \text{ GeV}$ （以排除电子和强子）。
- 角度条件：
 $\Delta\theta_{12}^{\text{cm}} < 5^\circ$ ， $\Delta\phi_{12}^{\text{cm}} < 5^\circ$ 。
- 电磁量能器中的簇射极角满足：
 $37.8^\circ < \theta_{\text{eclab}}^{\text{max}1}$ ， $\theta_{\text{eclab}}^{\text{max}2} < 120.5^\circ$ 。
- 两个 μ 子的不变质量要求： $M_{\mu\mu} > 0.85 E_{\text{cm}}$ 。

在加入了以上选择条件后，以 Bhabha 过程、digamma 过程和 dimuon 过程分别为信号的测量中，来自其他过程的本底水平分别为 0.02%、0.66% 和 0.23%。我们发现，对于 digamma 过程，有 0.55% 的事例来自 Bhabha 过程的贡献，因此在 digamma 过程中，我们将 Bhabha 过程和 digamma 过程均视为信号过程，将该过程命名为“digamma 主导过程”。digamma 主导过程的剩余本底水平则为 0.11%。这样，这三个信号过程的本底水平都非常低，我们将其作为系统误差进行考虑。

以下图 4-1、图 4-2 和图 4-3 分别展示了三个信号过程选择条件中使用的物理量分布，各图均以 4S 能量点为例，其中，蒙特卡洛样本均已按数据样本中的事例数进行归一化，且已经加上了其余的选择条件。数据和蒙特卡洛样本总体上符合较好。

在对各信号过程应用上述选择条件后，根据信号蒙特卡洛样本，Bhabha 过程的选择效率为 $(1.92 \pm 0.01)\%$ 。这一相对较低的效率主要源于以下两方面因素：(i) 要求至少两条径迹与电磁量能器簇射匹配；(ii) 在生成的事例中，将电子或正电子的散射角限制在探测器的探测区域内。对于 digamma 主导过程，digamma 过程的效率为 $(16.74 \pm 0.01)\%$ ，Bhabha 过程的效率为 $(0.003 \pm 0.001)\%$ 。对于 dimuon 过程，选择效率为 $(29.79 \pm 0.01)\%$ 。

4.5 触发器效率修正

Run 2 数据集是在一级触发和高级触发均开启的状态下完成采集，对应的蒙特卡洛样本亦包含完整的触发模拟。然而，考虑到数据和蒙特卡洛之间存在差异，我们要对蒙特卡洛模拟的触发效率进行修正。

触发器效率的计算方法如下：一般而言，某个选择条件的效率由通过该选择条件的事例数与加该选择条件前的总事例数的比值得到，这种计算结果称为真实效率。但是在计算数据中的触发器效率时，我们无法得知未通过触发器时

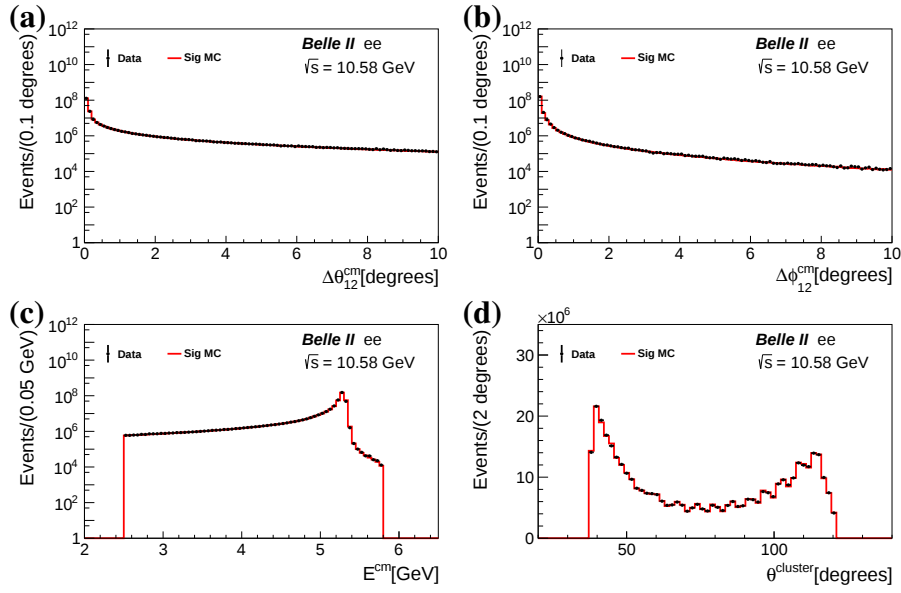


图 4-1 Bhabha 散射信号候选事例在数据与蒙特卡洛模拟中的运动学分布比较。依次为 (a) 极角张开角的分布, (b) 方位角张开角的分布, (c) 两个末态粒子整体的质心系能量分布, 以及 (d) 两个末态粒子整体的 ECL 簇射极角分布。图中黑色点是 4S 能量点的数据, 由于数据样本量大, 误差棒几乎不可见。红色直方图是信号蒙特卡洛样本。

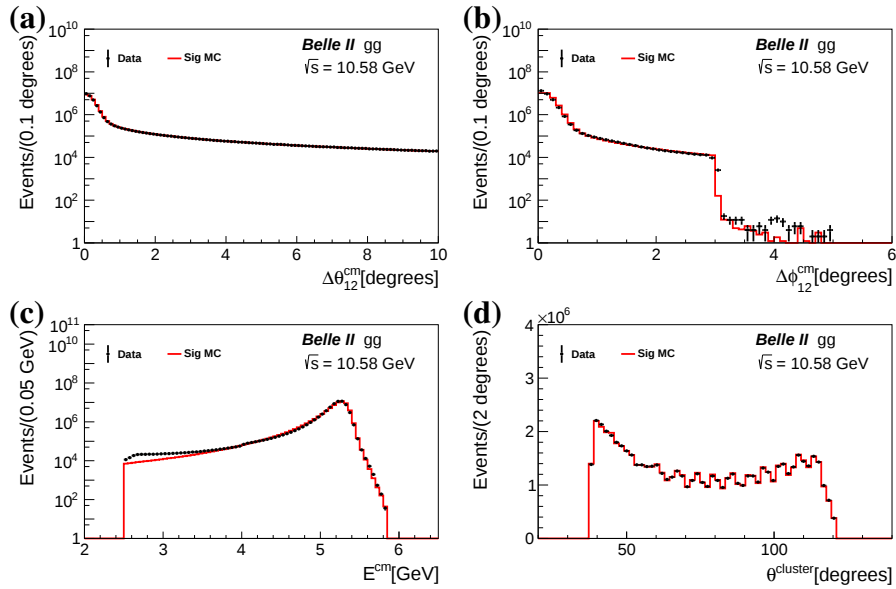


图 4-2 digamma 主导过程信号候选事例在数据与蒙特卡洛模拟中的运动学分布比较。依次为 (a) 极角张开角的分布, (b) 方位角张开角的分布, (c) 两个末态粒子整体的质心系能量分布, 以及 (d) 两个末态粒子整体的 ECL 簇射极角分布。图中黑色点是 4S 能量点的数据, 由于数据样本量大, 误差棒几乎不可见。红色直方图是信号蒙特卡洛样本。

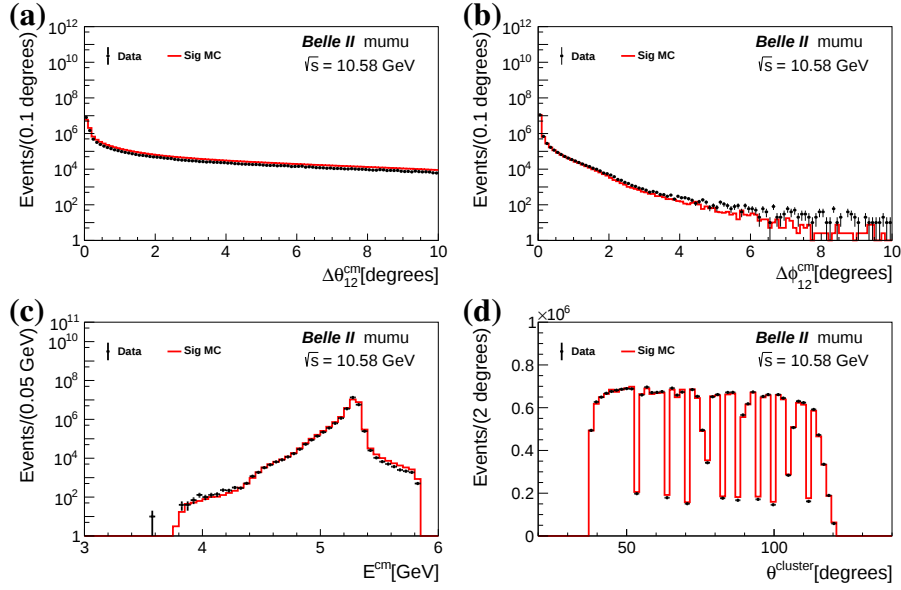


图 4-3 dimuon 过程信号候选事例在数据与蒙特卡洛模拟中的运动学分布比较。依次为 (a) 极角张开角的分布, (b) 方位角张开角的分布, (c) 两个末态粒子整体的质心系能量分布, 以及 (d) 两个末态粒子整体的 ECL 簇射极角分布。图中黑色点是 4S 能量点的数据, 由于数据样本量大, 误差棒几乎不可见。红色直方图是信号蒙特卡洛样本。

的总事例数, 因为数据中仅记录了通过一级触发 L1 触发的事件。为了计算数据中的触发效率, 我们需要使用一个参考的触发器, 比如, 当我们计算电磁量能器 ECL 的 A 触发器效率时, 我们可以使用在中心漂移室 CDC 中的一个 B 触发器作为参考的触发器, 其计算公式如下:

$$\epsilon_{\text{trg_A}} = \frac{N_{\text{trg_A} \cap \text{trg_B}}}{N_{\text{trg_B}}} \quad (4.4)$$

在这里, $N_{\text{trg_A} \cap \text{trg_B}}$ 是同时通过触发器 A 和 B 的事例数, $N_{\text{trg_B}}$ 是通过触发器 B 的事例数, 用此方法得到的效率我们称为参考效率。

因此, 在计算蒙特卡洛的触发器效率时, 我们将使用真实效率的计算方法, 在计算数据中的触发器效率时, 由于我们无法得知未通过触发器时的总事例数, 我们将使用参考效率的计算方法。在得到蒙特卡洛的效率和数据的效率后, 我们将数据的效率除以蒙特卡洛的效率得到一个修正因子, 这个因子可以作为蒙特卡洛模拟的效率的修正因子。本节正文中给出的修正因子数值均对应 4S 能量点, 4S_offres 能量点的对应数值列于结果表中。

4.5.1 Bhabha 散射过程

在 Bhabha 过程, 我们要求事例通过一级触发 “lml1”, 该触发的定义如下: 要求一个 ECL 团簇的质心能量 $> 2 \text{ GeV}$, 且该团簇的实验室系下的极角 $32.2^\circ \leq \theta \leq 124.6^\circ$ 。采用参考触发器计算后, 得到 Bhabha 过程在数据中一级触发效率为

(99.88 ± 0.07)%, 在蒙特卡洛模拟中的一级触发效率为 (99.99 ± 0.01)%。

基于数据与蒙特卡洛模拟效率之间相互独立的假设, 本研究采用下式作为误差传递公式:

$$\frac{\Delta f}{f} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \epsilon_{\text{data}}}{\epsilon_{\text{data}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \epsilon_{\text{MC}}}{\epsilon_{\text{MC}}}\right)^2} \quad (4.5)$$

因此我们对蒙特卡洛样本引入效率修正因子 (0.9989 ± 0.0007)。

对于高级触发, 我们要求事例通过高级触发 “Estargt2_GeV_cluster”, 该触发要求质心能量 > 2 GeV 的 ECL 团簇的数量大于等于 1。采用参考触发器计算后, 得到 Bhabha 过程在数据中高级触发效率为 (99.78 ± 0.30)%, 在蒙特卡洛模拟中的高级触发效率为 (99.99 ± 0.01)%, 因此我们对蒙特卡洛样本引入效率修正因子 (0.9979 ± 0.0030)。

4.5.2 digamma 主导过程

在 digamma 主导过程, 我们要求事例通过一级触发 “lml1”, 其定义在上述 Bhabha 过程中已做详细描述。采用参考触发器计算后, 得到 digamma 主导过程在数据中一级触发效率为 (99.88 ± 0.07)%, 在蒙特卡洛模拟中的一级触发效率为 (99.99 ± 0.01)%。因此我们对蒙特卡洛样本引入效率修正因子 (0.9989 ± 0.0007)。

对于高级触发, 我们要求事例通过高级触发 “ggBarrelLoose”。该触发要求两个 ECL 团簇均为中性, 且质心能量 > 4 GeV, 此外, 还要求实验室系极角 $32^\circ \leq \theta_{lab}^{1,2} \leq 130^\circ$, 且方位角 $|\phi_{cm}^{\max 1} - \phi_{cm}^{\max 2}| > 177^\circ$ 。采用参考触发器计算后, 得到 digamma 主导过程在数据中高级触发效率为 (99.79 ± 0.01)%, 在蒙特卡洛模拟中的高级触发效率为 (99.98 ± 0.01)%。因此我们对蒙特卡洛样本引入效率修正因子 (0.9980 ± 0.0001)。

4.5.3 dimuon 过程

在 dimuon 过程, 我们则要求事例通过一级触发 “l1_eclmumu”, 其要求两个 ECL 团簇满足 $E_{\text{cluster}}^{1,2} < 2 \text{ GeV}$, $165^\circ < (\theta_{cm}^{\max 1} + \theta_{cm}^{\max 2}) < 190^\circ$, $160^\circ < |\phi_{cm}^{\max 1} - \phi_{cm}^{\max 2}| < 200^\circ$ 。采用参考触发器计算后, 得到 dimuon 过程在数据中一级触发效率为 (97.97 ± 0.78)%, 在蒙特卡洛模拟中的一级触发效率为 (99.15 ± 0.01)%。因此我们对蒙特卡洛样本引入效率修正因子 (0.9881 ± 0.0078)。

对于高级触发, 我们要求事例通过高级触发 “hlt_ECLMuonPair”, 其要求两个 ECL 团簇满足 $E_{\text{cluster}}^{1,2} < 0.5 \text{ GeV}$, $165^\circ < (\theta_{cm}^{\max 1} + \theta_{cm}^{\max 2}) < 195^\circ$ 。采用参考触发器计算后, 得到 dimuon 过程在数据中高级触发效率为 (93.58 ± 1.15)%, 在蒙特卡洛模拟中的高级触发效率为 (93.22 ± 0.01)%。因此我们对蒙特卡洛样本引入效率修正因子 (1.0039 ± 0.0115)。

4.6 积分亮度计算

对于 Bhabha 过程、digamma 主导过程和 dimuon 过程，在应用特定的选择条件后，分析数据，我们可以直接得到数据中的信号事例数 $N_{\text{data}}^{\text{obs}}$ 。且在前文中，我们已经得到了其他必要的计算参数，包括散射截面 σ_{sig} ，信号效率 ϵ_{sig} ，一级触发和高级触发的修正因子 f_{L1} 和 f_{HLT} 。根据公式 4.3，我们可以计算得到三个信号过程对应的积分亮度。下表 4-3 和 4-4 分别为质心能量为 4S 和 4S_offres 的测量结果 (不包含误差)。

表 4-3 在质心能量为 4S 的数据用三个信号过程测量得到的积分亮度以及所用的关键参数。在 digamma 主导过程中， $\sigma_{\gamma\gamma}(\sigma_{ee})$ 表示 digamma(Bhabha) 过程的截面，而 $\epsilon_{\gamma\gamma}(\epsilon_{ee})$ 表示 digamma(Bhabha) 过程的选择效率。

信号过程	$N_{\text{obs}} (\times 10^8)$	$\sigma_{\text{sig}} (\text{nb})$	$\epsilon_{\text{sig}} (\%)$	f_{L1}	f_{HLT}	$L_{\text{offline}} (\text{fb}^{-1})$
Bhabha	7.5078	295.38	1.92	0.9989	0.9978	132.61
Digamma 主导	1.1336	$\sigma_{\gamma\gamma}: 5.0686$	$\epsilon_{\gamma\gamma}: 16.74$	0.9989	0.9980	132.86
		$\sigma_{ee}: 295.38$	$\epsilon_{ee}: 0.003$			
Dimuon	0.4461	1.1472	29.79	0.9881	1.0039	131.68

表 4-4 在质心能量为 4S_offres 的数据用三个信号过程测量得到的积分亮度以及所用的关键参数。在 digamma 主导过程中， $\sigma_{\gamma\gamma}(\sigma_{ee})$ 表示 digamma(Bhabha) 过程的截面，而 $\epsilon_{\gamma\gamma}(\epsilon_{ee})$ 表示 digamma(Bhabha) 过程的选择效率。

信号过程	$N_{\text{obs}} (\times 10^8)$	$\sigma_{\text{sig}} (\text{nb})$	$\epsilon_{\text{sig}} (\%)$	f_{L1}	f_{HLT}	$L_{\text{offline}} (\text{fb}^{-1})$
Bhabha	1.0381	298.86	1.92	0.9989	0.9978	18.12
Digamma 主导	0.1563	$\sigma_{\gamma\gamma}: 5.1281$	$\epsilon_{\gamma\gamma}: 16.75$	0.9989	0.9980	18.09
		$\sigma_{ee}: 298.86$	$\epsilon_{ee}: 0.003$			
Dimuon	0.0625	1.160	30.02	0.9930	1.0074	17.89

4.7 系统误差分析

根据亮度的计算公式，亮度的系统误差包括了以下几个方面：

- 散射截面的误差

首先是截面相关的系统误差，截面作为计算输入的值之一，其误差与最后的亮度的系统误差有直接关联。BABAYAGA@NLO 产生子为 Bhabha 过程提供了 0.23% 的理论截面不确定性，为 digamma 主导过程提供了 0.15% 的

不确定性^[78–79]。dimuon 过程的系统误差由 KKMC 产生子计算得出，为 0.44%^[80]。

- 产生子输入参数的误差

在产生蒙特卡洛事例时，我们需要手动对一些参数进行设置，如质心能量、末态粒子的角度范围、对撞点的位置等。为了评估这些参数的变化带来的影响，我们对每个参数进行变化，并且测量变化后的亮度结果，将其与标准结果进行对比以得到系统误差。

对于质心能量，我们在信号蒙特卡洛样本中将质心能量增加或减少 5 MeV，该变化导致 Bhabha、digamma 主导和 dimuon 过程的系统误差分别为 0.15%、0.25% 和 0.29%。

对于末态粒子的角度范围，我们将其从 $10.0^\circ - 170.0^\circ$ 的范围改为 $35.0^\circ - 145.0^\circ$ ，该变化导致 Bhabha、digamma 主导和 dimuon 过程的系统误差分别为 0.08%、0.01% 和 0.03%。

我们分别考虑了对撞点在 x, y, z 方向上的最大的偏离位置，分别为 x 方向 0.04mm、y 方向 0.08mm 和 z 方向 0.11mm，考虑到这个对撞点的偏差后，Bhabha、digamma 主导和 dimuon 过程的系统误差均为 0.02%。

- 蒙特卡洛样本大小的误差

有限的蒙特卡洛样本量导致选择效率的不确定性，通过计算，Bhabha、digamma 主导和 dimuon 过程的系统误差均为 0.03%。

- 束流本底的误差

随着瞬时亮度的提升，束流本底对测量结果的影响日益显著，成为系统误差的重要来源之一。为评估这一不确定性，我们比较了使用包含真实束流本底的时间相关蒙特卡洛样本^[81]与使用束流本底显著较低的时间无关蒙特卡洛样本所计算出的亮度结果，并取二者差异的一半作为与束流本底相关的系统误差。选择该处理方式的原因在于，时间相关蒙特卡洛样本能够较好地描述数据中的本底行为。基于此方法，Bhabha 过程、digamma 主导过程和 dimuon 过程引入的系统误差分别为 0.13%、0.19% 和 0.26%。

- 径迹重建效率的误差径迹重建效率的不确定性源自径迹重建过程中数据与蒙特卡洛模拟之间的差异，经研究，该差异约为每根径迹 0.24%^[82]。由于 Bhabha 和 dimuon 事例各包含两条径迹，且两条径迹的径迹重建效率不相关，因此这两个过程的系统误差均为 0.48%。对于 digamma 主导过程，簇团重建的不确定性经评估为 0.41%。

- 电荷误判的误差

Bhabha 和 dimuon 过程均要求两条径迹带相反电荷。为评估电荷误判对测量结果的影响，我们通过移除与电荷相关的选择条件进行重新测量，并由此得到 Bhabha 和 dimuon 过程中由电荷误判引入的系统误差分别为 0.03% 和 0.01%。

- 事例选择条件的误差

信号的选择条件可能会带来一些误差，我们通过在一定范围内改变选择条件，观察其带来的影响，将这部分影响作为系统误差。我们将分别改变 $E^{\text{c.m.}}$ 、 θ^{cluster} 、 $\Delta\theta^{\text{c.m.}}$ 或 $\Delta\phi^{\text{c.m.}}$ 的范围，得到 Bhabha、digamma 和 dimuon 过程的系统误差分别为 0.10%、0.12% 和 0.42%。

- VXD 中材料带来的误差

光子、电子和正电子在与顶点探测器中的材料发生相互作用时，可能产生次级粒子或被吸收，从而影响探测效率。为评估该效应带来的系统误差，我们在蒙特卡洛样本中移除了对顶点探测器材料的模拟，并重新计算亮度。由此得到，Bhabha 过程和 digamma 主导过程引入的系统误差分别为 0.05% 和 0.20%。

- 本底过程的系统误差

正如前面所述，我们还产生了九种不同的本底过程：包括 200 fb^{-1} 的 B^+B^- 和 $B^0\bar{B}^0$ 事例； 200 fb^{-1} 的 $u\bar{u}$ 、 $d\bar{d}$ 、 $s\bar{s}$ 和 $c\bar{c}$ 的连续本底过程； 1 ab^{-1} 的 $\tau^+\tau^-$ 事例；以及 100 fb^{-1} 的 $e^+e^-e^+e^-$ 事例和 $e^+e^-\mu^+\mu^-$ 事例，观察加入了这些本底后对亮度测量结果的影响，鉴于这些贡献的规模相对较低，我们将这些本底过程贡献的 100% 差异分配为误差。因此，由本底过程引起的 Bhabha、digamma 和 dimuon 过程的系统误差分别为 0.02%、0.11% 和 0.23%。

- 触发相关的系统误差

在考虑修正因子时，由于样本大小有限，也引入了由统计误差带来的系统误差。计算得到，Bhabha、digamma 和 dimuon 过程的触发相关的系统误差分别为 0.31%、0.07% 和 1.38%。对于 dimuon 过程，使用参考触发计算触发效率时，其事例数较少且效率不高，导致其系统误差显著大于另外两个过程。此外，dimuon 过程的部分触发位在部分取数时段受 CDC 触发配置异常影响，进一步增大了触发效率修正的不确定性。

下表 4-5 中给出了各项系统误差的值以及总的系统误差的大小。

表 4-5 积分亮度测量相关的系统误差汇总表。

误差来源	Bhabha 过程 (%)	digamma 主导过程 (%)	dimuon 过程 (%)
散射截面的误差	0.23	0.15	0.44
质心能量的误差	0.15	0.25	0.29
角度范围的误差	0.08	0.01	0.03
对撞点位置的误差	0.02	0.02	0.02
束流本底的误差	0.13	0.19	0.26
径迹重建效率的误差	0.48	—	0.48
团簇重建的误差	—	0.41	—
电荷误判的误差	0.03	—	0.01
选择条件的误差	0.10	0.12	0.42
VXD 中材料带来的误差	0.05	0.20	—
本底过程的系统误差	0.02	0.11	0.23
蒙特卡洛样本大小的误差	0.03	0.03	0.03
触发相关的误差	0.31	0.07	1.38
总和	0.66	0.60	1.65

4.8 误差权重亮度计算

考虑系统误差后, 对于早期 Run 2 数据集的积分亮度, 使用 Bhabha、digamma 主导和 dimuon 过程的测量结果分别为 $(150.73 \pm 0.99) \text{ fb}^{-1}$, $(150.95 \pm 0.91) \text{ fb}^{-1}$, 和 $(149.57 \pm 2.47) \text{ fb}^{-1}$ 。不同能量点的积分亮度如表 4-6 所示。在移除各信号过程之间相关的不确定性后, 三个过程测量的亮度在 1.5σ 内一致。

三个道测得的亮度通过考虑彼此间系统误差的相关性进行合并。平均值 (L) 及其误差 (ΔL) 由下式计算得出^[83]:

$$L \pm \Delta L = \frac{\sum_i L_i \times \sum_j \omega_{ij}}{\sum_i \sum_j \omega_{ij}} \pm \sqrt{\frac{1}{\sum_i \sum_j \omega_{ij}}} \quad (4.6)$$

其中, i 和 j 遍历 Bhabha 过程、digamma 主导过程和 dimuon 过程; ω_{ij} 是权重矩阵 $W = V^{-1}$ 的矩阵元; V 是根据上文讨论的系统误差计算得到的协方差误差矩阵, 该误差矩阵可表示为:

$$\begin{pmatrix} \Delta L_{ee}^2 & L_{ee} L_{\gamma\gamma} \delta_{ee\gamma\gamma}^2 & L_{ee} L_{\mu\mu} \delta_{ee\mu\mu}^2 \\ L_{ee} L_{\gamma\gamma} \delta_{ee\gamma\gamma}^2 & \Delta L_{\gamma\gamma}^2 & L_{\gamma\gamma} L_{\mu\mu} \delta_{\gamma\gamma\mu\mu}^2 \\ L_{ee} L_{\mu\mu} \delta_{ee\mu\mu}^2 & L_{\gamma\gamma} L_{\mu\mu} \delta_{\gamma\gamma\mu\mu}^2 & \Delta L_{\mu\mu}^2 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

其中, 下标 ee 、 $\gamma\gamma$ 或 $\mu\mu$ 对应的亮度 L (总误差 ΔL) 分别表示由 Bhabha 过程、digamma 主导过程和 dimuon 过程测得的亮度 (总误差)。带有双下标的符号 δ 表示两个相应过程之间关联的相对系统误差。此处, $\delta_{ee\gamma\gamma} = 0.41\%$, $\delta_{ee\mu\mu} = 0.52\%$, $\delta_{\gamma\gamma\mu\mu} = 0.32\%$ 。最终合并后的亮度结果见表 4-6。

表 4-6 不同能量点下的数据样本积分亮度。 L_{Bhabha} 、 L_{digamma} 和 L_{dimuon} 分别是使用 Bhabha 过程、digamma 主导过程和 dimuon 过程测量得到的积分亮度。 $L(\text{fb}^{-1})$ 是采用误差权重得到的合并后的亮度。这里的误差为总误差, 是统计误差与系统误差之和。

质心能量	$L_{\text{Bhabha}}(\text{fb}^{-1})$	$L_{\text{digamma}}(\text{fb}^{-1})$	$L_{\text{mupair}}(\text{fb}^{-1})$	$L(\text{fb}^{-1})$
4S	132.61 ± 0.88	132.86 ± 0.80	131.68 ± 2.17	132.72 ± 0.65
4S_offres	18.12 ± 0.12	18.09 ± 0.11	17.89 ± 0.30	18.10 ± 0.09
总和	150.73 ± 0.99	150.95 ± 0.91	149.57 ± 2.47	150.82 ± 0.73

4.9 总结

我们使用 Bhabha、digamma 主导和 dimuon 过程分别测量 Belle II 实验于 2024 年至 2025 年期间采集的早期 Run 2 数据集的积分亮度, 其结果分别为 $(150.73 \pm 0.99) \text{fb}^{-1}$, $(150.95 \pm 0.91) \text{fb}^{-1}$, 和 $(149.57 \pm 2.47) \text{fb}^{-1}$ 。在移除各信号过程之间相关的不确定性后, 三个过程测量的亮度在 1.5σ 内一致。此外, 利用误差权重, 我们将三个过程的亮度结果进行合并, 合并后的结果为 $(150.82 \pm 0.73) \text{fb}^{-1}$, 我们成功将亮度的误差控制在 0.5% 以内。本工作为 Belle II 上许多分析提供了精确的积分亮度结果, 是 Belle II 实验的重要基础。

第 5 章 总结与展望

本文总结了本人在硕士阶段进行的两项研究工作，分别是寻找 $Y(10753)$ 的辐射衰变以及在 Belle II 实验上 Run 2 早期数据集积分亮度测量。下面对这两项工作分别进行总结，并且对后续相关的研究工作进行展望。

5.1 寻找 $Y(10753)$ 的辐射衰变

我们开展了 $Y(10753)$ 辐射衰变的研究，主要研究了在质心能量 $\sqrt{s} = 10.653$ 、10.701、10.746 和 10.804 GeV 处 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ} (J = 0, 1, 2)$ 的过程。我们分别给出了 $\sqrt{s} = 10.653$ 、10.701、10.746 和 10.804 GeV 处 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ} (J = 0, 1, 2)$ 的过程在 90% 置信水平下的玻恩散射截面上限。该分析结果表明， $Y(10753)$ 似乎并非 $Y_2(2D)$ 态，为 $Y(10753)$ 的内部结构的研究提供了帮助。

此外，对于该分析，我们也有如下的后续展望：

首先，若以目前的 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ 在质心能量为 10.746 GeV 下的玻恩散射截面上限 (0.26 pb) 进行估计，当 Belle II 实验在该能量点的数据不断积累，到目前的数据亮度的 14 倍后，我们有较大可能观测到该过程的迹象。因此，当统计量足够大时，我们将再次对该过程进行寻找。

其次，我们还希望能够寻找 $Y(10753)$ 其他可能的辐射衰变过程。基于 CLEO 合作组和 Belle 合作组的经验^[84–86]，我们计划对质心能量为 10.746 GeV 的包容性光子能谱进行扫描。我们仅选择末态能量最高的光子，采用合适的选择条件后，当本底水平降低到一定程度后，我们可以通过拟合的方式扣除本底。该工作目前已经进行了初步的研究，我们产生了一定数量的信号蒙特卡洛样本，信号过程为 $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{b1}$ ， $\chi_{b1} \rightarrow \text{anything}$ ，或者考虑可能的 $Y(10753)$ 的辐射衰变过程： $e^+e^- \rightarrow \gamma\eta_b$ ， $\eta_b \rightarrow \text{anything}$ ，这里的 anything 指的是不对其末态进行任何限制。然而，在尝试各种选择条件后，目前该本底水平依然很高。后续我们将进行更多的研究，希望能够通过包容性光子能谱找到 $Y(10753)$ 的辐射衰变过程。

5.2 Belle II 实验上 Run 2 早期数据集积分亮度测量

我们使用三个熟知的 QED 过程：Bhabha、digamma 主导和 dimuon 过程分别测量 Belle II 实验于 2024 年至 2025 年期间采集的早期 Run 2 数据集的积分亮度，利用误差权重，我们将三个过程的亮度结果进行合并，合并后的结果为 (150.82

$\pm 0.73) \text{ fb}^{-1}$ ，我们成功将亮度的误差控制在 0.5% 以内。该工作为 Belle II 上基于 Run 2 的后续分析提供了精确的积分亮度结果。

至本文撰写时，Belle II 实验仍然在取数，如下图 5-1 所示，在一段时间停机后，2025 年底，Belle II 又重新开始取数。当 Run 2 数据集取数完成后，本人将对完整的 Run 2 数据集进行积分亮度测量。

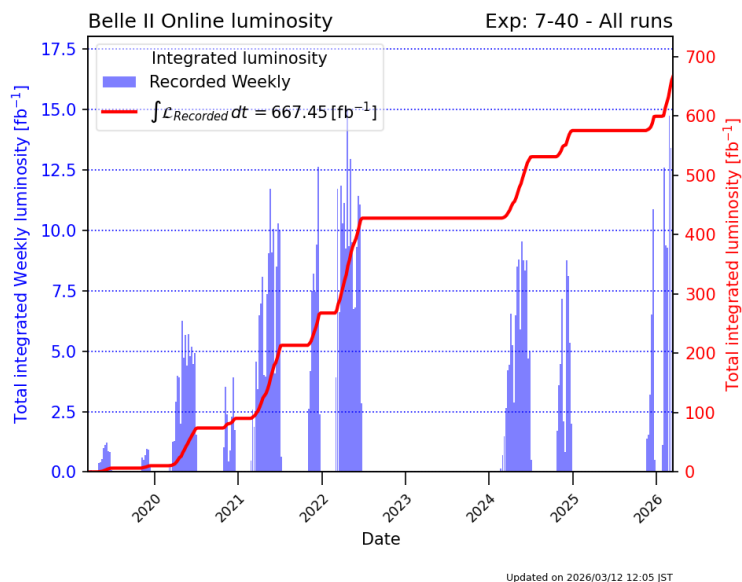


图 5-1 Belle II 在线积分亮度预估图

参考文献

- [1] G. Zweig, An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2[M/OL]. DOI:[10.17181/CERN-TH-412](https://doi.org/10.17181/CERN-TH-412).
- [2] M. Gell-Mann, A Schematic Model of Baryons and Mesons[J/OL], Phys. Lett. **8**, 214–215 (1964). DOI:[10.1016/S0031-9163\(64\)92001-3](https://doi.org/10.1016/S0031-9163(64)92001-3).
- [3] S. L. Glashow, Partial Symmetries of Weak Interactions[J/OL], Nucl. Phys. **22**, 579–588 (1961). DOI:[10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
- [4] D. J. Gross and F. Wilczek, Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories[J/OL], Phys. Rev. Lett. **30**, 1343–1346 (1973). DOI:[10.1103/PhysRevLett.30.1343](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1343).
- [5] H. D. Politzer, Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?[J/OL], Phys. Rev. Lett. **30**, 1346–1349 (1973). DOI:[10.1103/PhysRevLett.30.1346](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1346).
- [6] G. Arnison *et al.*, Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV[J/OL], Phys. Lett. B **122**, 103–116 (1983). DOI:[10.1016/0370-2693\(83\)91177-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91177-2).
- [7] M. Banner *et al.*, Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN anti- p p Collider[J/OL], Phys. Lett. B **122**, 476–485 (1983). DOI:[10.1016/0370-2693\(83\)91605-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91605-2).
- [8] R. Brandelik *et al.*, Evidence for Planar Events in $e^+ e^-$ Annihilation at High-Energies[J/OL], Phys. Lett. B **86**, 243–249 (1979). DOI:[10.1016/0370-2693\(79\)90830-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(79)90830-X).
- [9] D. P. Barber, U. Becker, H. Benda, *et al.*, Discovery of Three Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA Energies[J/OL], Phys. Rev. Lett. **43**, 830 (1979). DOI:[10.1103/PhysRevLett.43.830](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.830).

- [10] S. Chatrchyan *et al.*, Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC[J/OL], Phys. Lett. B **716**, 30–61 (2012). DOI:[10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021).
- [11] G. Aad *et al.*, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC[J/OL], Phys. Lett. B **716**, 1–29 (2012). DOI:[10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020).
- [12] K. Akai *et al.*, SuperKEKB Collider[J/OL], Nucl. Instrum. Meth. A **907**, 188–199 (2018). DOI:[10.1016/j.nima.2018.08.017](https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.08.017).
- [13] T. Abe *et al.*, Belle II Technical Design Report[OL], [arXiv:1011.0352](https://arxiv.org/abs/1011.0352).
- [14] N. Brambilla, *et al.*, Heavy Quarkonium: Progress, Puzzles, and Opportunities[J/OL], Eur. Phys. J. C **71**, 1534 (2011). DOI:[10.1140/epjc/s10052-010-1534-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1534-9).
- [15] S. Godfrey and N. Isgur, Mesons in a Relativized Quark Model with Chromodynamics[J/OL], Phys. Rev. D **32**, 189-231 (1985). DOI:[10.1103/PhysRevD.32.189](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.32.189).
- [16] A. Bondar *et al.*, Observation of two charged bottomonium-like resonances in $Y(5S)$ decays[J/OL], Phys. Rev. Lett. **108**, 122001 (2012). DOI:[10.1103/PhysRevLett.108.122001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.122001).
- [17] S. K. Choi *et al.*, Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays[J/OL], Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 (2003). DOI:[10.1103/PhysRevLett.91.262001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.262001).
- [18] S. K. Choi *et al.*, Observation of a resonance-like structure in the $\pi^\pm \psi'$ mass distribution in exclusive $B \rightarrow K \pi^\pm \psi'$ decays[J/OL], Phys. Rev. Lett. **100**, 142001 (2008). DOI:[10.1103/PhysRevLett.100.142001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.142001).
- [19] S. Jia, W. Xiong and C. Shen, Status and Prospects of Exotic Hadrons at Belle II[J/OL], Chin. Phys. Lett. **40**, no.12, 121301 (2023). DOI:[10.1088/0256-307X/40/12/121301](https://doi.org/10.1088/0256-307X/40/12/121301).
- [20] L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa and V. Riquer, Diquark-antidiquarks with hidden or open charm and the nature of $X(3872)$ [J/OL], Phys. Rev. D **71**, 014028 (2005). DOI:[10.1103/PhysRevD.71.014028](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.014028).

- [21] E. Braaten and M. Kusunoki, Decays of the $X(3872)$ into J/ψ and light hadrons[J/OL], Phys. Rev. D **72**, 054022 (2005). DOI:[10.1103/PhysRevD.72.054022](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.72.054022).
- [22] T. Barnes and S. Godfrey, Charmonium options for the $X(3872)$ [J/OL], Phys. Rev. D **69**, 054008 (2004). DOI:[10.1103/PhysRevD.69.054008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.054008).
- [23] P. G. Ortega and E. Ruiz Arriola, Is $X(3872)$ a bound state?[J/OL], Chin. Phys. C **43**, no.12, 124107 (2019). DOI:[10.1088/1674-1137/43/12/124107](https://doi.org/10.1088/1674-1137/43/12/124107).
- [24] J. He, D. Y. Chen, Z. W. Liu and X. Liu, Induced Fission-Like Process of Hadronic Molecular States[J/OL], Chin. Phys. Lett. **39**, no.9, 091401 (2022). DOI:[10.1088/0256-307X/39/9/091401](https://doi.org/10.1088/0256-307X/39/9/091401).
- [25] H. N. Wang, L. S. Geng, Q. Wang and J. J. Xie, Molecular Nature of $X(3872)$ in $B^0 \rightarrow K^0 X(3872)$ and $B^+ K^+ X(3872)$ Decays[J/OL], Chin. Phys. Lett. **40**, no.2, 021301 (2023). DOI:[10.1088/0256-307X/40/2/021301](https://doi.org/10.1088/0256-307X/40/2/021301).
- [26] I. Adachi *et al.*, Observation of $e+e \rightarrow \omega \chi_{bJ}(1P)$ and Search for $X_b \rightarrow \omega Y(1S)$ at s near 10.75 GeV[J/OL], Phys. Rev. Lett. **130**, no.9, 091902 (2023). DOI:[10.1103/PhysRevLett.130.091902](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.091902).
- [27] J. Brodzicka *et al.*, Physics Achievements from the Belle Experiment[J/OL], PTEP **2012**, 04D001 (2012). DOI:[10.1093/ptep/pts072](https://doi.org/10.1093/ptep/pts072).
- [28] S. Kurokawa and E. Kikutani, Overview of the KEKB accelerators[J/OL], Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 1–7 (2003). DOI:[10.1016/S0168-9002\(02\)01771-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01771-0).
- [29] T. Abe *et al.*, Achievements of KEKB[J/OL], PTEP **2013**, 03A001 (2013). DOI:[10.1093/ptep/pts102](https://doi.org/10.1093/ptep/pts102).
- [30] A. A. Alves, Jr. *et al.*, The LHCb Detector at the LHC[J/OL], JINST **3**, S08005 (2008). DOI:[10.1088/1748-0221/3/08/S08005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005).
- [31] M. Bona *et al.*, SuperB: A High-Luminosity Asymmetric $e^+ e^-$ Super Flavor Factory. Conceptual Design Report[OL], [arXiv:0709.0451](https://arxiv.org/abs/0709.0451).
- [32] E. Kou *et al.*, The Belle II Physics Book[J/OL], PTEP **2019**, no.12, 123C01 (2019). DOI:[10.1093/ptep/ptz106](https://doi.org/10.1093/ptep/ptz106).
- [33] M. Gelb *et al.*, B2BII: Data Conversion from Belle to Belle II[J/OL], Comput. Softw. Big Sci. **2**, no.1, 9 (2018). DOI:[10.1007/s41781-018-0016-x](https://doi.org/10.1007/s41781-018-0016-x).

- [34] R. Mizuk *et al.*, Observation of a new structure near 10.75 GeV in the energy dependence of the $e^+e^- \rightarrow Y(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2, 3$) cross sections[J/OL], JHEP **10**, 220 (2019). DOI:[10.1007/JHEP10\(2019\)220](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2019)220).
- [35] Y. S. Li, Z. Y. Bai, Q. Huang and X. Liu, Hidden-bottom hadronic decays of $Y(10753)$ with a $\eta(\prime)$ or ω emission[J/OL], Phys. Rev. D **104**, no.3, 034036 (2021). DOI:[10.1103/PhysRevD.104.034036](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.034036).
- [36] Z. Y. Bai, Y. S. Li, Q. Huang, X. Liu and T. Matsuki, $Y(10753) \rightarrow Y(nS)\pi^+\pi^-$ decays induced by hadronic loop mechanism[J/OL], Phys. Rev. D **105**, no.7, 074007 (2022). DOI:[10.1103/PhysRevD.105.074007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.074007).
- [37] Q. Li, M. S. Liu, Q. F. Lü, L. C. Gui and X. H. Zhong, Canonical interpretation of $Y(10750)$ and $Y(10860)$ in the Y family[J/OL], Eur. Phys. J. C **80**, no.1, 59 (2020). DOI:[10.1140/epjc/s10052-020-7626-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-7626-2).
- [38] B. Chen, A. Zhang and J. He, Bottomonium spectrum in the relativistic flux tube model[J/OL], Phys. Rev. D **101**, no.1, 014020 (2020). DOI:[10.1103/PhysRevD.101.014020](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.014020).
- [39] J. F. Giron and R. F. Lebed, Spectrum of the hidden-bottom and the hidden-charm-strange exotics in the dynamical diquark model[J/OL], Phys. Rev. D **102**, no.1, 014036 (2020). DOI:[10.1103/PhysRevD.102.014036](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.014036).
- [40] V. Kher, R. Chaturvedi, N. Devlani and A. K. Rai, Bottomonium spectroscopy using Coulomb plus linear (Cornell) potential[J/OL], Eur. Phys. J. Plus **137**, no.3, 357 (2022). DOI:[10.1140/epjp/s13360-022-02538-5](https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-022-02538-5).
- [41] Y. S. Li, Z. Y. Bai and X. Liu, Investigating the $Y(10753) \rightarrow Y(1D3J)\eta$ transitions[J/OL], Phys. Rev. D **105**, no.11, 114041 (2022). DOI:[10.1103/PhysRevD.105.114041](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.114041).
- [42] W. H. Liang, N. Ikeno and E. Oset, $Y(nl)$ decay into $B^{(*)}\bar{B}^{(*)}$ [J/OL], Phys. Lett. B **803**, 135340 (2020). DOI:[10.1016/j.physletb.2020.135340](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135340).
- [43] N. Hüskens, R. E. Mitchell and E. S. Swanson, K-matrix analysis of e^+e^- annihilation in the bottomonium region[J/OL], Phys. Rev. D **106**, no.9, 094013 (2022). DOI:[10.1103/PhysRevD.106.094013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.094013).

- [44] E. van Beveren and G. Rupp, Modern meson spectroscopy: the fundamental role of unitarity[J/OL], Prog. Part. Nucl. Phys. **117**, 103845 (2021). DOI:[10.1016/j.pnpnp.2020.103845](https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2020.103845).
- [45] R. H. Ni, Q. Deng, J. J. Wu and X. H. Zhong, Bottomonia in an unquenched quark model[J/OL], Phys. Rev. D **111**, no.11, 11 (2025). DOI:[10.1103/6x3t-x15s](https://doi.org/10.1103/6x3t-x15s).
- [46] J. Tarrús Castellà and E. Passemar, Exotic to standard bottomonium transitions[J/OL], Phys. Rev. D **104**, no.3, 034019 (2021). DOI:[10.1103/PhysRevD.104.034019](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.034019).
- [47] N. Brambilla, S. Eidelman, C. Hanhart, A. Nefediev, C. P. Shen, C. E. Thomas, A. Vairo and C. Z. Yuan, The XYZ states: experimental and theoretical status and perspectives[J/OL], Phys. Rept. **873**, 1–154 (2020). DOI:[10.1016/j.physrep.2020.05.001](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2020.05.001).
- [48] A. Ali, L. Maiani, A. Y. Parkhomenko and W. Wang, Interpretation of $Y_b(10753)$ as a tetraquark and its production mechanism[J/OL], Phys. Lett. B **802**, 135217 (2020). DOI:[10.1016/j.physletb.2020.135217](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135217).
- [49] P. Bicudo, N. Cardoso, L. Mueller and M. Wagner, Computation of the quarkonium and meson-meson composition of the $Y(nS)$ states and of the new $Y(10753)$ Belle resonance from lattice QCD static potentials[J/OL], Phys. Rev. D **103**, no.7, 074507 (2021). DOI:[10.1103/PhysRevD.103.074507](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.074507).
- [50] P. Bicudo, N. Cardoso, L. Mueller and M. Wagner, Study of $I=0$ bottomonium bound states and resonances in S, P, D, and F waves with lattice QCD static-static-light-light potentials[J/OL], Phys. Rev. D **107**, no.9, 094515 (2023). DOI:[10.1103/PhysRevD.107.094515](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.094515).
- [51] Z. G. Wang, Vector hidden-bottom tetraquark candidate: $Y(10750)$ [J/OL], Chin. Phys. C **43**, no.12, 123102 (2019). DOI:[10.1088/1674-1137/43/12/123102](https://doi.org/10.1088/1674-1137/43/12/123102).
- [52] A. Y. Parkhomenko and W. Wang, Tetraquark Interpretation of $Y_b(10753)$ and Its Production at the LHC[J/OL], Phys. Part. Nucl. Lett. **20**, no.3, 381–385 (2023). DOI:[10.1134/S1547477123030500](https://doi.org/10.1134/S1547477123030500).
- [53] Z. Zhao, A. Kaewsnod, K. Xu, N. Tagsinsit, X. Liu, A. Limphirat and Y. Yan, Study of 1^{--} P wave charmoniumlike and bottomoniumlike tetraquark spectroscopy[OL], [arXiv:2503.00552](https://arxiv.org/abs/2503.00552).

- [54] I. Adachi *et al.*, “Improved measurement of Born cross sections for $\chi_{bJ}\omega$ and $\chi_{bJ}(\pi^+\pi^-\pi^0)_{\text{non-}\omega}$ ($J = 0, 1, 2$) at Belle and Belle II,” [arXiv:2510.25461](#).
- [55] I. Adachi *et al.*, Search for the $e+e-\rightarrow\eta b(1S)\omega$ and $e+e-\rightarrow\chi b0(1P)\omega$ processes at $s=10.745$ GeV[J/OL], Phys. Rev. D **109**, no.7, 072013 (2024). DOI:[10.1103/PhysRevD.109.072013](#).
- [56] I. Adachi *et al.*, Study of $Y(10753)$ decays to $\pi^+\pi^-Y(nS)$ final states at Belle II[J/OL], JHEP **07**, 116 (2024). DOI:[10.1007/JHEP07\(2024\)116](#).
- [57] S. Godfrey and K. Moats, Bottomonium Mesons and Strategies for their Observation[J/OL], Phys. Rev. D **92**, no.5, 054034 (2015). DOI:[10.1103/PhysRevD.92.054034](#).
- [58] J. Z. Wang, Z. F. Sun, X. Liu and T. Matsuki, Higher bottomonium zoo[J/OL], Eur. Phys. J. C **78**, no.11, 915 (2018). DOI:[10.1140/epjc/s10052-018-6372-1](#).
- [59] M. Ablikim *et al.*, Precise measurement of the $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi$ cross section at center-of-mass energies from 3.77 to 4.60 GeV[J/OL], Phys. Rev. Lett. **118**, no.9, 092001 (2017). DOI:[10.1103/PhysRevLett.118.092001](#).
- [60] M. Ablikim *et al.*, Evidence for $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{c1,2}$ at center-of-mass energies from 4.009 to 4.360 GeV[J/OL], Chin. Phys. C **39**, no.4, 041001 (2015). DOI:[10.1088/1674-1137/39/4/041001](#).
- [61] I. Adachi *et al.*, Measurement of the integrated luminosity of data samples collected during 2019-2022 by the Belle II experiment*[J/OL], Chin. Phys. C **49**, no.1, 013001 (2025). DOI:[10.1088/1674-1137/ad806c](#).
- [62] G. Rodrigo, H. Czyz, J. H. Kuhn and M. Szopa, Radiative return at NLO and the measurement of the hadronic cross-section in electron positron annihilation[J/OL], Eur. Phys. J. C **24**, 71–82 (2002). DOI:[10.1007/s100520200912](#).
- [63] D. J. Lange, The EvtGen particle decay simulation package[J/OL], Nucl. Instrum. Meth. A **462**, 152–155 (2001). DOI:[10.1016/S0168-9002\(01\)00089-4](#).
- [64] S. Agostinelli *et al.*, GEANT4 - A Simulation Toolkit[J/OL], Nucl. Instrum. Meth. A **506**, 250–303 (2003). DOI:[10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](#).
- [65] G. Punzi, Sensitivity of searches for new signals and its optimization[J], [eConf C030908, MODT002](#) (2003).

- [66] G. Punzi, Comments on likelihood fits with variable resolution[J], [eConf C030908, WELT002](#) (2003).
- [67] T. Skwarnicki, Ph.D. thesis, Institute for Nuclear Physics, 1986; DESY Report No. DESY F31-86-02, 1986.
- [68] S. Navas *et al.*, Review of particle physics[J/OL], Phys. Rev. D **110**, no.3, 030001 (2024). DOI:[10.1103/PhysRevD.110.030001](#).
- [69] R. Mizuk *et al.*, “Evidence for the $\eta_b(2S)$ and observation of $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ and $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$,” Phys. Rev. Lett. **109**, 232002 (2012). DOI:[10.1103/PhysRevLett.109.232002](#).
- [70] S. S. Wilks, The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses[J/OL], Annals Math. Statist. **9**, no.1, 60–62 (1938). DOI:[10.1214/aoms/1177732360](#).
- [71] S. Actis *et al.*, Quest for precision in hadronic cross sections at low energy: Monte Carlo tools vs. experimental data[J/OL], Eur. Phys. J. C **66**, 585–686 (2010). DOI:[10.1140/epjc/s10052-010-1251-4](#).
- [72] E. A. Kuraev and V. S. Fadin, On Radiative Corrections to e^+e^- Single Photon Annihilation at High-Energy[J/OL], Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466–472 (1985)
- [73] S. Jadach, B. F. L. Ward and Z. Was, Coherent exclusive exponentiation for precision Monte Carlo calculations[J/OL], Phys. Rev. D **63**, 113009 (2001). DOI:[10.1103/PhysRevD.63.113009](#).
- [74] M. Benayoun, S. I. Eidelman, V. N. Ivanchenko and Z. K. Silagadze, Spectroscopy at B factories using hard photon emission[J/OL], Mod. Phys. Lett. A **14**, 2605–2614 (1999). DOI:[10.1142/S021773239900273X](#).
- [75] I. Adachi *et al.*, Measurement of the energy dependence of the $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$, $B\bar{B}^*$, and $B^*\bar{B}^*$ cross sections at Belle II[J/OL], JHEP **10**, 114 (2024). DOI:[10.1007/JHEP10\(2024\)114](#).
- [76] S. Jia *et al.*, Observation of $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{c1}$ and search for $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{c0}, \gamma\chi_{c2}$, and $\gamma\eta_c$ at $\sqrt{s}$ near 10.6 GeV at Belle[J/OL], Phys. Rev. D **98**, no.9, 092015 (2018). DOI:[10.1103/PhysRevD.98.092015](#).

- [77] C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini and F. Piccinini, Status of the BabaYaga event generator[J/OL], EPJ Web Conf. **218**, 07004 (2019). DOI:[10.1051/epjconf/201921807004](https://doi.org/10.1051/epjconf/201921807004).
- [78] G. Balossini, C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini and F. Piccinini, Matching perturbative and parton shower corrections to Bhabha process at flavour factories[J/OL], Nucl. Phys. B **758**, 227–253 (2006). DOI:[10.1016/j.nuclphysb.2006.09.022](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2006.09.022).
- [79] G. Balossini, C. Bignamini, C. M. C. Calame, G. Montagna, O. Nicrosini and F. Piccinini, Photon pair production at flavour factories with per mille accuracy[J/OL], Phys. Lett. B **663**, 209–213 (2008). DOI:[10.1016/j.physletb.2008.04.007](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.04.007).
- [80] S. Jadach, B. F. L. Ward and Z. Was, The Precision Monte Carlo event generator K K for two fermion final states in e+ e- collisions[J/OL], Comput. Phys. Commun. **130**, 260–325 (2000). DOI:[10.1016/S0010-4655\(00\)00048-5](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(00)00048-5).
- [81] G. Gaudino, Run Dependent Monte Carlo at Belle II[OL], [arXiv:2601.19728](https://arxiv.org/abs/2601.19728).
- [82] V. Bertacchi *et al.*, Track finding at Belle II[J/OL], Comput. Phys. Commun. **259**, 107610 (2021). DOI:[10.1016/j.cpc.2020.107610](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2020.107610).
- [83] G. D’Agostini, On the use of the covariance matrix to fit correlated data[J/OL], Nucl. Instrum. Meth. A **346**, 306–311 (1994). DOI:[10.1016/0168-9002\(94\)90719-6](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90719-6).
- [84] M. Artuso *et al.*, Photon transitions in Upsilon(2S) and Upsilon(3S) decays[J/OL], Phys. Rev. Lett. **94**, 032001 (2005). DOI:[10.1103/PhysRevLett.94.032001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.032001).
- [85] D. Besson *et al.*, Measurement of the direct photon momentum spectrum in up-silon(1S), up-silon(2S), and up-silon(3S) decays[J/OL], Phys. Rev. D **74**, 012003 (2006). DOI:[10.1103/PhysRevD.74.012003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.74.012003).
- [86] B. G. Fulsom *et al.*, Observation of $Y(2S) \rightarrow \gamma \eta_b(1S)$ decay[J/OL], Phys. Rev. Lett. **121**, no.23, 232001 (2018). DOI:[10.1103/PhysRevLett.121.232001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.232001).

攻读硕士学位期间取得的学术成果

期刊论文

- **W. Xiong** *et al.* (Belle II Collaboration), "Search for $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ ($J = 0, 1, 2$) near $\sqrt{s} = 10.746$ GeV at Belle II", Phys. Rev. D **113**, no.5, 052009 (2026)。对应论文第三章的内容。
- S. Jia, **W. Xiong** and C. Shen, "Status and Prospects of Exotic Hadrons at Belle II," Chin. Phys. Lett. **40**, no.12, 121301 (2023)。本人是第二作者。

已撰写的合作组 Note

- **W. Xiong**, S. Jia and C. Shen, (Belle II Collaboration), "Search for $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ ($J = 0, 1, 2$) near $\sqrt{s} = 10.746$ GeV at Belle II", BELLE2-NOTE-PH-2024-034.
- **W. Xiong**, J. S. Zhou and C. Shen, (Belle II Collaboration), "Offline measurements of integrated luminosities of Run2 datasets" , BELLE2-NOTE-TE-2025-016.

会议学术报告

- **W. Xiong**, "Search for $e^+e^- \rightarrow \gamma\chi_{bJ}$ ($J = 0, 1, 2$) near $\sqrt{s} = 10.746$ GeV at Belle II", Belle II approval report, May 26th.
- **W. Xiong**, "Offline measurements of integrated luminosities of Run2 datasets" , The 52nd B2GM, High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba (online), Sep 29-3 October.

致 谢

不知不觉，我的硕士生涯已悄然走过四年。回望这一千多个日夜，我时常自问：这四年，我是否真正有所成长？如今，我终于可以坦诚地作答。我从那个对科研懵懂无知的“小白”，成长为能够独立完成研究工作、发表学术论文的探索者；从浑噩度日、虚掷光阴，到珍惜时间、脚踏实地；从茫然与困惑，到渐渐找到热爱与方向。这一路走来，离不开每一位师长和朋友的帮助与陪伴。在此，我想郑重地向你们表达我最真诚的谢意。

首先，最要感谢的是我的导师沈成平教授。沈老师是我所见过的，最为勤奋、最为执着、最为兢兢业业的科研工作者，也是我科研路上最重要的榜样。无论是工作日还是周末，无论白天还是深夜，他始终坚守在科研一线。每当我遇到难题、走投无路时，他总会及时指点迷津；即便是在我为未来感到迷茫的当下，他也总是耐心倾听、积极建议，关心我的选择与成长。可以说，是沈老师的引领，让我没有继续沉沦于迷茫之中。由衷感谢沈老师一路以来的支持与信任。

我也要感谢贾森师兄，他是我在 Belle II 实验中的领路人。在我最初接触合作组工作、频频提出稚嫩问题时，他从不厌烦，始终耐心指导。正是贾森师兄由浅入深地带我一步步走过每一个细节，我才得以真正入门、逐步掌握科研的要领。

感谢李洋师兄，他多次帮助我攻克科研中遇到的各种技术难题。他不仅帮助我深化了对诸多分析工作的理解，更总能在关键节点为我理清思路，让我更快、更深地触及问题的本质。感谢周建设师兄，正是他手把手的悉心指导，我才能顺利完成亮度测量这一重要工作；每当我遇到困难，他也总是不吝赐教、耐心解答。

我还要衷心感谢苑长征老师、李郁博老师、周兴玉老师、覃潇平老师，以及所有在我科研路上给予过指导与支持的老师们。即使在偶遇困境时，你们的点拨与帮助依然让我受益匪浅。感谢课题组的每一位师兄师姐、师弟师妹，与你们共处的时光，让这一段路程不再孤单，你们的陪伴与鼓励，是我前行路上温暖的光。

最后我想感谢复旦大学现代物理研究所以及所里的每一位老师，给予了我四年来的学习条件和生活环境，给予了我科研的机会。我也想感谢 Belle II 合作组里的每一位为我的工作提出建议的人，以及合作组里每一位默默奉献的人。

在撰写本文之际，我仍然在为我的未来所困。但是我相信，正因为有你们每一个人，我的未来一片光明，我不会辜负每一个帮助过我的人。

复旦大学 学位论文独创性声明

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

作者签名：_____ 日期：_____

复旦大学 学位论文使用授权声明

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

作者签名：_____ 导师签名：_____ 日期：_____