

令和元年度 修士学位論文

Belle II 実験の 2019 年春期データにおける
 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の事象再構成と
崩壊点位置分解能の評価

令和 2 年 2 月 7 日

奈良女子大学 大学院人間文化研究科
数物科学専攻 物理学コース
高エネルギー物理学研究室

学籍番号 18810111
藤井美保

概要

Belle II 実験は、茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の SuperKEKB と呼ばれる 7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子を衝突させる加速器と Belle II 測定器を用いて、 CP 対称性の破れを測定するとともに、他の稀過程を探索することにより標準理論を超えた物理の兆候を探索する実験である。Belle II 実験の前身である Belle 実験では、1999 年から 2010 年までの 10 年間にわたってデータ収集を行った。この間の 2001 年に B 中間子系での CP 対称性の破れを発見し、それに加えて B 中間子崩壊に関わる種々の測定が実行された結果、小林・益川理論を大きく支持するものであった。Belle II 実験では衝突点でのビームサイズを $1/20$ に、蓄積ビーム電流を 2 倍にすることで加速器の性能を 40 倍にし、最終的に Belle 実験の 50 倍のデータを収集することで稀な崩壊事象を測定し、新物理の探索を行う。

Belle II 実験で目指す物理の一つに B 中間子崩壊の精密測定がある。ペンギンダイアグラムと呼ばれる崩壊振幅がループを含むモードでは、ループの部分に重い新粒子が影響している可能性がある。こうした崩壊過程は標準理論で抑制されており崩壊分岐比が低いいため、Belle 実験ではデータの統計量が感度を制限し、小林・益川理論以外の CP 対称性の破れは見つかっていない。そのため高統計の Belle II 実験で B 中間子の稀崩壊過程の CP 対称性の破れを測定し、標準理論とのずれを探することは重要なミッションである。

B 中間子の崩壊における CP 対称性の破れは、崩壊するまでの時間発展に現れるので、電子・陽電子衝突による $\Upsilon(4S)$ から生じる B 中間子・反 B 中間子対について、両者の崩壊時刻の差 Δt の再構成と、 B 中間子が反 B 中間子かを識別するフレーバータグが不可欠である。 Δt は B 中間子の崩壊点の z 座標の差 Δz から求められるため、崩壊点位置分解能の較正を行う必要がある。また、フレーバータグでは間違っただけでなく同定してしまうと本来の分布を歪めてしまうため、間違っただけでなく同定してしまう割合フレーバータグ誤認率も較正する必要がある。本研究で用いる $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊では、崩壊点位置分解能とフレーバータグの較正をどちらも行うことが可能である。

本論文では、モンテカルロシミュレーションと積分ルミノシティ 2.62 fb^{-1} のデータを用いて $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊を再構成した。モンテカルロシミュレーションにより選別条件が適切かどうかを確認し、再構成効率を求めた。実データでの事象再構成では、信号事象数 48.6 ± 7.0 事象、背景事象数 2.4 ± 1.7 事象が得られ、期待値と無矛盾であることが確認できた。

さらに、モンテカルロシミュレーションを用いて崩壊点位置分解能を評価した。通常の崩壊点再構成法で得られる性能の評価に加え、 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊では、 J/ψ と K^{*0} は生成してすぐに崩壊するため、全ての娘粒子が一点から生じることを活用した較正法を考案した。すなわち、同一のイベントで J/ψ と K^{*0} の崩壊点をそれぞれ再構成すると、両者の間に位置の違いが現れる。この位置の違いは崩壊点の位置分解能によって決定され、モンテカルロシミュレーションの情報を必要とせず、実データのみで求めることができる。したがって今後統計が増えた際には、モンテカルロシミュレーションから得られる崩壊点位置分解能の信頼性を確認する上で有効である。

目次

第 1 章 序論	7
1.1 標準理論	7
1.2 標準理論におけるクォークセクターの CP 対称性の破れ	7
1.3 $B^0\bar{B}^0$ 混合	10
1.4 Belle II 実験の物理	11
1.5 本研究の目的	14
第 2 章 Belle II 実験	15
2.1 SuperKEKB 加速器	15
2.2 Belle II 測定器	18
2.2.1 崩壊点検出器 (VXD:Vertex Detector)	18
PXD:Pixel Detector	19
SVD:Silicon Vertex Detector	19
2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC:Central Drift Chamber)	20
2.2.3 粒子識別検出器	21
TOP:Time of Propagation カウンター	21
ARICH:Aerogel RICH カウンター	22
2.2.4 電磁カロリメーター (ECL:Electromagnetic Calorimeter)	23
2.2.5 超伝導ソレノイド電磁石	24
2.2.6 ミュー粒子・ K_L^0 粒子検出器 (KLM: K_L^0 and Muon Detector)	24
第 3 章 時間依存 CP 非保存の測定	26
3.1 Δt 再構成	28
3.2 フレーバータグと誤認率	29
3.3 B 中間子のフレーバ固有状態への崩壊過程による較正	30
第 4 章 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ 崩壊の事象再構成と崩壊点分解能のシミュレーション研究	33
4.1 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ 崩壊	33
4.2 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ 崩壊のモンテカルロシミュレーションを用いた事象再構成の研究	34
4.2.1 $J/\psi \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ と $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ の再構成	36
4.2.2 M_{bc} と ΔE による B 中間子候補の再構成	38
4.3 崩壊点位置分解能の見積もり	40
4.3.1 CP 側とタグ側の崩壊点位置分解能	40
4.3.2 J/ψ の崩壊点と K^{*0} の崩壊点	41
4.3.3 まとめ	43
4.4 ビームバックグラウンドとジオメトリの違いによる崩壊点位置分解能の変化	44
第 5 章 Belle II 実験データにおける $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ 崩壊の事象再構成	51
5.1 $J/\psi \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ と $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ の再構成	51

5.2	M_{bc} と ΔE による B 中間子候補の再構成	52
5.3	Gaussian の sigma と mean の変化による事象数の系統誤差の見積もり	56
第 6 章	まとめと今後	59

目次

1.1	標準理論に現れる素粒子	7
1.2	ユニタリティ三角形	9
1.3	$B^0\bar{B}^0$ 混合のダイアグラム	10
1.4	高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の航空写真。中央の東西約 1 km、南北約 2 km の区画が KEK の敷地である。敷地内南東部分に入射器となる直線型加速器、北側・西側・東側の敷地境界近くに接するよう円形 (正確には角を丸めた正方形) に建設されているのが電子と陽電子のリングを収めたトンネルである。	11
1.5	$b \rightarrow s$ または $b \rightarrow d$ ペンギンダイアグラムの標準理論の振幅	12
1.6	タウのレプトンフレーバーを破る崩壊 [11]	13
1.7	エキゾチック・ハドロンの発見 [11]	13
2.1	SuperKEKB 加速器	15
2.2	ナノ・ビーム・スキームの概念図	16
2.3	Belle II 測定器の概観図	18
2.4	崩壊点検出器の断面図	18
2.5	VXD のセンサー配置の断面図	18
2.6	DEPFET	19
2.7	DSSD の構造	19
2.8	SVD のラダーの構成要素図	20
2.9	Belle 実験 (a) と Belle II 実験 (b) でのワイヤー配置の比較	21
2.10	TOP カウンターの構成概念図と原理概念図	22
2.11	ARICH の識別原理	23
2.12	ECL の断面図	24
3.1	時間依存 CP 非保存の測定方法	27
3.2	Belle 実験で測定された Δt 分布と asymmetry 分布 [1]	28
3.3	Belle 実験で観測された B 中間子のフレーバー固有状態への崩壊過程の Δt 分布 [1]	30
3.4	B 中間子がフレーバー固有状態 (この例では $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+\pi^-)$ 崩壊) に崩壊した事象の時間発展	31
3.5	Opposite Flavor と Same Flavor の非対称度の分布	31
4.1	$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+\pi^-)$ 崩壊のダイアグラム	33
4.2	$\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^-\pi^+)$ のファインマンダイアグラム。 K^{*0} の娘粒子の電荷が $K^-\pi^+$ であれば \bar{B}^0 である。	34
4.3	$\mu^+\mu^-$ の不変質量分布 (MC)	37
4.4	e^+e^- の不変質量分布 (MC)	37
4.5	$K^+\pi^-$ (または $K^-\pi^+$) の不変質量分布 (MC)	38
4.6	$\mu^+\mu^-$ モードでの ΔE 分布 ($5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$)(MC)	39
4.7	$\mu^+\mu^-$ モードでの M_{bc} 分布 ($-0.03 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$)(MC)	39
4.8	e^+e^- モードでの ΔE 分布 ($5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$)(MC)	39
4.9	e^+e^- モードでの M_{bc} 分布 ($-0.07 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$)(MC)	39

4.10	CP 側の z -residual 分布	40
4.11	タグ側の z -residual 分布	40
4.12	本来の崩壊点	41
4.13	実際に観測される崩壊点	41
4.14	$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ モンテカルロシミュレーション事象における J/ψ と K^{*0} の崩壊点の z 座標の差の分布	42
4.15	μ^+, μ^-, K, π の運動量分布 (青: μ , ピンク: π , 緑: K)	42
4.16	K^{*0} 崩壊で生じた $K^+ \pi^-$ により崩壊点を再構成した場合の z -residual 分布	42
4.17	フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG \times 0 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)	44
4.18	フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG \times 1 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)	44
4.19	フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG \times 2 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)	45
4.20	フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG \times 5 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)	45
4.21	早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG \times 0 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)	45
4.22	早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG \times 1 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)	45
4.23	早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG \times 2 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)	45
4.24	早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG \times 5 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)	45
4.25	早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、実験で得られた BG における z -residual 分布 ($\mu\mu$)	46
4.26	フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG \times 0 における z -residual 分布 ($K\pi$)	46
4.27	フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG \times 1 における z -residual 分布 ($K\pi$)	46
4.28	フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG \times 2 における z -residual 分布 ($K\pi$)	46
4.29	フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG \times 5 における z -residual 分布 ($K\pi$)	46
4.30	早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG \times 0 における z -residual 分布 ($K\pi$)	47
4.31	早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG \times 1 における z -residual 分布 ($K\pi$)	47
4.32	早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG \times 2 における z -residual 分布 ($K\pi$)	47
4.33	早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG \times 5 における z -residual 分布 ($K\pi$)	47
4.34	早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、実験で得られた BG における z -residual 分布 ($K\pi$)	47
4.35	フェーズ 3 (PXD2 層) における位置分解能のまとめプロット ($\mu\mu$)	49
4.36	早期フェーズ 3 (PXD1 層) における位置分解能のまとめプロット ($\mu\mu$)	49
4.37	フェーズ 3 (PXD2 層) における位置分解能のまとめプロット ($K\pi$)	49
4.38	早期フェーズ 3 (PXD1 層) における位置分解能のまとめプロット ($K\pi$)	49
4.39	フェーズ 3 (PXD2 層) における再構成効率のまとめプロット ($\mu\mu$)	49
4.40	早期フェーズ 3 (PXD1 層) における再構成効率のまとめプロット ($\mu\mu$)	49
5.1	$\mu^+ \mu^-$ の不変質量分布 (データ)[19]	51
5.2	$e^+ e^-$ の不変質量分布 (データ)[19]	51
5.3	$K^+ \pi^-$ (または $K^- \pi^+$) の不変質量分布 (データ)	52
5.4	$\mu^+ \mu^-$ モードでの ΔE 分布 ($5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$) (データ)	53
5.5	$\mu^+ \mu^-$ モードでの M_{bc} vs ΔE 分布 (データ)	53
5.6	$\mu^+ \mu^-$ モードでの M_{bc} 分布 ($-0.03 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$) (データ)	53
5.7	$e^+ e^-$ モードでの ΔE 分布 ($5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$) (データ)	54
5.8	$e^+ e^-$ モードでの M_{bc} vs ΔE 分布 (データ)	54

5.9	e^+e^- モードでの M_{bc} 分布 ($-0.07 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$)(データ)	54
5.10	ΔE 分布 (データ)	55
5.11	M_{bc} vs ΔE 分布 (データ)	55
5.12	M_{bc} 分布 (データ)	55
5.13	$\mu^+\mu^-$ モードでの M_{bc} 分布 (mean と sigma は固定)	56
5.14	$\mu^+\mu^-$ モードでの M_{bc} 分布 (mean は固定、sigma は固定しない)	56
5.15	$\mu^+\mu^-$ モードでの M_{bc} 分布	56
5.16	e^+e^- モードでの M_{bc} 分布 (mean と sigma は固定)	57
5.17	e^+e^- モードでの M_{bc} 分布 (mean は固定、sigma は固定しない)	57
5.18	e^+e^- モードでの M_{bc} 分布	57

表目次

2.1	SuperKEKB のパラメーター	17
4.1	$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊の事象再構成における粒子の選別条件	35
4.2	崩壊点位置分解能	43
4.3	μ^+ と μ^- で崩壊点を再構成した場合の z -residual 分布の標準偏差と信号領域内の事象数まとめ $*\mathcal{L} = 8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\dagger\mathcal{L} = 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	48
4.4	K^+ と π^- (または K^- と π^+) で崩壊点を再構成した場合の z -residual 分布の標準偏差と信号領域内の事象数まとめ $*\mathcal{L} = 8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\dagger\mathcal{L} = 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	48
5.1	Gaussian の mean と sigma を変化した際のフィット結果のまとめ	58

第 1 章 序論

1.1 標準理論

標準理論はこれまでに加速器をはじめ、数多の実験によって存在が確かめられた素粒子の性質や、電磁気力、強い力、弱い力によって引き起こされる素粒子反応の法則の集大成で、物質の構成要素であるフェルミ粒子のクォーク及びレプトンの間にゲージ対称性に基づく相互作用がはたらく、くりこみ可能な場の量子論により記述された理論体系である。図 1.1 に、標準理論に現れる素粒子を示す。



図 1.1: 標準理論に現れる素粒子

ヒッグス粒子が発見され標準理論の粒子は全て発見されたが、天文観測の結果により存在が確実なダークマターは、標準理論にはその役割を担う素粒子がない。また現在の宇宙が粒子のみで構成され、反粒子が残っていない理由も完全には説明できていない。こうした理由で標準理論は不完全と考えられており、今後の高エネルギー物理学の研究においては、標準理論を超える物理の探索が重要である。

1.2 標準理論におけるクォークセクターの CP 対称性の破れ

ビッグバン時に物質と反物質は同量生成されたと考えられている。しかし今日の宇宙は物質優勢である。この物質優勢の宇宙となるサハロフの 3 条件の一つが CP 対称性の破れである。C は荷電共役変換、P はパリティ変換を表している。

1973 年に小林・益川は、1964 年に発見された K 中間子の CP 対称性の破れはクォークが 3 世代以上存在すれば説明できるということを理論的に証明した。それはクォークが 3 世代あれば、弱い相互作用でのクォーク遷移を表現するユニタリ行列に複素位相が残るため、それにより CP 対称性が破れるということである。

質量の固有状態と弱い相互作用の固有状態は一般に異なり、それらの間の関係はユニタリ変換 V_{KM} を用いて式 (1.1) のように書ける。

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

この V_{KM} を小林・益川行列と呼ぶ。ここで V_{KM} は、

$$V_{KM}^\dagger V_{KM} = 1 \quad (1.2)$$

を満たすユニタリ行列であるため、1 になる関係式が 3 つ、0 になる関係式が 6 つあり、合計 9 つの束縛条件が存在する。 V_{KM} には 2(実部 + 虚部) $\times 3 \times 3 = 18$ 個のパラメーターが存在するが、ユニタリ条件による 9 つの束縛条件により $18 - 9 = 9$ 個まで自由度の数が減る。さらに、クォークの波動関数間の共通の位相を除いた位相差 (5 つ) は物理的に意味のある観測量ではないので、 $9 - 5 = 4$ つのパラメーターが残る。残った 4 つのパラメーターは、3 つが 3 次元空間内の回転 (オイラー角) に対応し、1 つは CP 対称性を破る複素位相として残る。よって V_{KM} は式 (1.3) のように書ける。

$$\begin{aligned} V_{KM} &= \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.3)$$

ここで

$$s_{ij} = \sin \theta_{ij} \quad (1.4)$$

$$c_{ij} = \cos \theta_{ij} \quad (1.5)$$

で、 (i, j) は $(i, j) = (1, 2), (2, 3), (1, 3)$ という世代のインデックスである。

弱い相互作用の荷電カレント相互作用により、クォークのフレーバー遷移が同一世代間で大きく、異なる世代間では小さい事実に基づき、 $s_{12} = \lambda$ のべきで展開したものを V_{KM} の Wolfenstein 表示と呼ぶ。その表式では、 V_{KM} は式 (1.6)~式 (1.8) により、式 (1.9) のように書ける。

$$s_{12} = \lambda = \frac{|V_{us}|}{\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}} \quad (1.6)$$

$$s_{23} = A\lambda^2 = \lambda \left| \frac{V_{us}}{V_{us}} \right| + O(\lambda^4) \quad (1.7)$$

$$s_{13}e^{i\delta} = V_{ub}^* = A\lambda^3(\rho + i\eta) \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned}
V_{KM} &= \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \\
&= \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda(\bar{\rho} - i\bar{\eta}) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.9)
\end{aligned}$$

式 (1.2) のユニタリ条件をあらわに書くと次式 (1.10) となる。

$$V_{KM}^\dagger V_{KM} = \begin{pmatrix} V_{ud}^* & V_{cd}^* & V_{td}^* \\ V_{us}^* & V_{cs}^* & V_{ts}^* \\ V_{ub}^* & V_{cb}^* & V_{tb}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

ここで B 中間子の研究により吟味できるユニタリー条件は V_{KM}^\dagger の 3 行目と V_{KM} の 1 列目の内積で、式 (1.11) である。

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \quad (1.11)$$

これは複素数 3 つを足して 0 になるので、3 つの複素数は複素平面上で三角形を描く。これをユニタリティ三角形と呼び、図 1.2 に示す。ユニタリティの条件により 0 になる関係式は式 (1.11) を含めて 6 つあるので、ユニタリティ三角形も 6 つ存在する。特にその中でも式 (1.11) 及び図 1.2 に示したものは、三辺の長さが全て λ のオーダーが同じで、三つの内角がどれも数十度の大きさになるという特徴が他の 5 つと顕著に異なる。

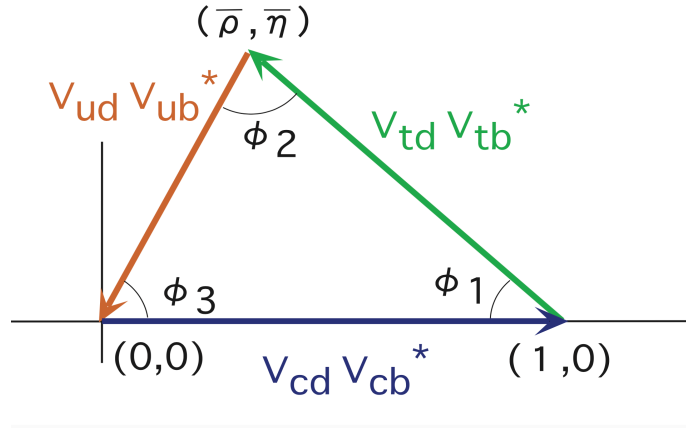


図 1.2: ユニタリティ三角形

ユニタリティ三角形の三つの内角と測定量の関係については、 $B^0\bar{B}^0$ 混合と $b \rightarrow c$ 遷移による崩壊振幅の量子力学的干渉により CP 対称性が破れるが、その大きさは V_{td} と V_{cb} のなす角 ϕ_1 に依存する。同様に $B^0\bar{B}^0$ 混合と $b \rightarrow u$ の干渉によるものを測定すると ϕ_2 を、 $b \rightarrow c$ と $b \rightarrow u$ の干渉によるものを測定して ϕ_3 をそれ

それぞれ決定できる。小林・益川行列の成分のうち、複素位相は V_{td} 及び V_{ub} に現れている。前者は次節で述べるように $B^0\bar{B}^0$ 混合に含まれるので、その効果が B 中間子系の上での時間の関数として変化する。この事情により、後述するように B 中間子の研究には、 B 中間子系の時間を測定することを可能にする加速器と測定器が必要になる。

1.3 $B^0\bar{B}^0$ 混合

B^0 と \bar{B}^0 は、 W ボソンを2回交換する図 1.3 に示すボックスダイアグラムにより互いに入れ替わる。これを $B^0\bar{B}^0$ 混合と呼ぶ。

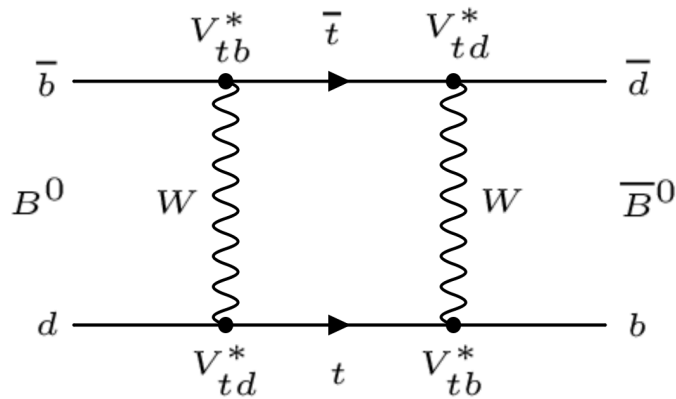


図 1.3: $B^0\bar{B}^0$ 混合のダイアグラム

この $B^0\bar{B}^0$ 混合には複素位相を含む V_{td} が寄与している。したがって、 B^0 も \bar{B}^0 も崩壊可能な終状態である。

CP 固有状態 f_{CP} に崩壊する過程を考えると、 $B^0 \rightarrow f_{CP}$ と $\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}$ の両者が可能でありそこに $B^0\bar{B}^0$ 混合が寄与するので、時刻 $t=0$ で B^0 だったものが $t=t_{CP}$ の時点で f_{CP} に崩壊する過程には、 $B^0 \rightarrow f_{CP}$ と $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}$ の2つの振幅が存在する。つまり始状態と終状態が同じで2通りの経路が存在するので、両者の間の量子力学的な干渉により CP 対称性の破れが起こる。具体的な測定方法については3章で示す。

1.4 Belle II 実験の物理

Belle II 実験は Belle 実験の後継実験である。Belle 実験は、茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK)(図 1.4) で、1999 年から 2010 年までの 10 年間運転を行い、積分ルミノシティ 1 ab^{-1} におよぶ高統計データを収集した実験である。KEKB 加速器は 8 GeV の電子と 3.5 GeV の陽電子を最大 $2.1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に達する高輝度で衝突させ、大量の B 中間子を生成し、Belle 測定器により生成された B 中間子の崩壊を測定した。2001 年の B 中間子での CP 対称性の破れの発見を皮切りに、小林・益川理論の包括的な検証を行い、精度 10% のレベルの議論では小林・益川理論がクォークの世代間混合と CP 対称性の破れを記述する上で正しい近似であることを示した。2010 年にデータ収集を終了した後も、電子・陽電子衝突実験として 2020 年現在でも最大統計量のデータであり、物理解析は続けられている。

Belle II 実験ではアップグレードした加速器である SuperKEKB により、KEKB 加速器に比して 40 倍のルミノシティを実現し、Belle 実験の 50 倍のデータを収集することで、新物理の探索を行う。電子と陽電子のエネルギーはそれぞれ 7 GeV と 4 GeV に変更され、内側の測定器は Belle 実験のものから新しく取り換えられた。2016 年 2 月から約 5 ヶ月間ビームを調整し、2018 年の 4 月には初の電子・陽電子衝突が観測された。2019 年 3 月からは、崩壊点検出器までインストールしたフル装備状態の Belle II 測定器で物理データの取得・解析が行われている。



図 1.4: 高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の航空写真。中央の東西約 1 km、南北約 2 km の区画が KEK の敷地である。敷地内南東部分に入射器となる直線型加速器、北側・西側・東側の敷地境界近くに接するよう円形 (正確には角を丸めた正方形) に建設されているのが電子と陽電子のリングを収めたトンネルである。

Belle 実験では $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊をはじめ、ツリーダイアグラムと呼ばれる弱い相互作用の最低次の振幅による崩壊過程を網羅的かつ詳細に調べることで、小林・益川理論の検証を行うことが主要なミッションであった。同時にペンギンダイアグラムと呼ばれる 1 ループの振幅による崩壊過程がハドロニック崩壊及び輻射崩壊とも確認された。

Belle II 実験において Belle 実験の 50 倍のデータを収集する動機は、小林・益川理論の精密測定に加え、ペンギンダイアグラムの介在する稀崩壊過程を精度よく測定して標準理論の予言値からのずれという尺度を用いて、新しい物理を探索するためである。

B 中間子稀崩壊の精密測定

図 1.5 に示すペンギンダイアグラムが介在する崩壊過程では、標準理論では W ボソンのみが寄与するループ部分に超対称性粒子などの重い新粒子が影響を与える可能性がある。その場合、測定値と標準理論で予測される値との間に差異が現れる。 CP 対称性の破れに関して、 B 中間子のハドロニック崩壊では、 $B^0 \rightarrow \eta' K_S^0$, $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$, $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$ などが該当し、標準理論では CP 対称性の破れは $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ と一致する。

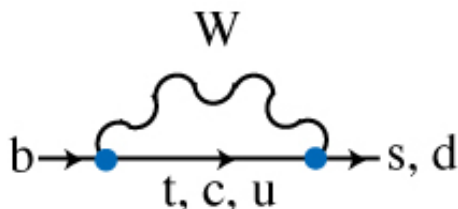


図 1.5: $b \rightarrow s$ または $b \rightarrow d$ ペンギンダイアグラムの標準理論の振幅

右巻き相互作用の探索

標準理論の弱い相互作用は $V-A$ 型であり、左巻きのフェルミ粒子または右巻きの反フェルミ粒子にしか結合していない。ここで V はベクトル、 A は軸性ベクトルである。この結果、 $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0 \gamma$, $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \gamma$ のように B 中間子のうち光子を出す崩壊では、 B^0 中間子では右に円偏光、 \bar{B}^0 中間子では左に円偏光すると考えられる。このためこれらの輻射崩壊では、 B^0 と \bar{B}^0 が同じ終状態に崩壊せず、 $B^0 \bar{B}^0$ 混合による量子力学的干渉効果が生じないため、 CP 対称性の破れは高さ 0.02~0.03 程度と、非常に小さくなることが期待される。 CP 対称性の破れの測定値がこれと異なって大きくなる場合は、標準理論と異なる右巻き相互作用の兆候と解釈できる。

タウ (τ) の LFV 事象探索

τ 粒子はレプトンの一種である。Belle II 実験では、大量の B 中間子とほぼ同量の大量の τ 粒子も生成されている。この τ 粒子がニュートリノの発生を伴わずに世代の異なる μ 粒子に移り変わるような崩壊 (LFV: Lepton Flavor Violation) (図 1.6) を探す。この崩壊は標準理論では禁止されているため、発見することができれば新物理の証拠を捉えたことになる。このようなレプトンフレーバー非保存をもたらすモデルとしては、超対称性、レプトクォーク等がある。

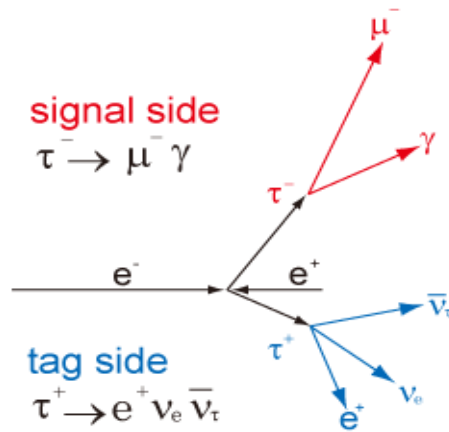


図 1.6: タウのレプトンフレーバーを破る崩壊 [11]

ハドロンの物理

ハドロンはクォークとグルーオンにより強い相互作用で形成された複合粒子の総称である。通常のハドロンはクォークと反クォークの2体を構成子とする中間子とクォーク3体を構成子とする重粒子のいずれかに分類される。Belle 実験では、世界で初めて4つの構成子クォークを含む $X(3872)$ や $Z(4430)$ をはじめ通常と異なるハドロン、すなわちエキゾチックハドロンの10種以上発見された。Belle II 実験では Belle 実験の50倍のデータが得られるため、これまで発見されたエキゾチックハドロンのパートナー状態や新たな崩壊モードの発見が期待されるとともに、スピン、パリティなどの量子数が未確定のものを決定することが可能になる。

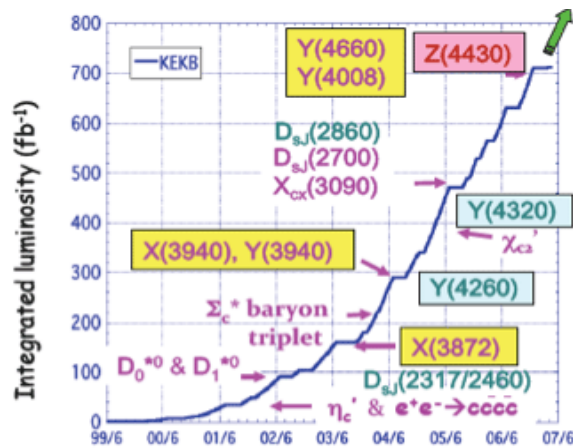


図 1.7: エキゾチック・ハドロンの発見 [11]

1.5 本研究の目的

既述したように、Belle II 実験における CP 対称性の破れの研究では、 B 中間子のペンギンダイアグラムにより生じる崩壊モードについての測定が重要となる。Belle II 実験は開始間もない実験であり、2018 年の冬までに Belle II 測定器に崩壊点検出器をインストールして、本研究で対象とし得る 2019 年の春から夏までに蓄積した電子・陽電子衝突実験データの量は約 10 fb^{-1} であり、前身の Belle 実験の統計量の約 $1/100$ に過ぎない。この状況下では、鍵になる量の分布をモンテカルロシミュレーション (MC) と実データの間で比較し、両者の間での差異を定量的に吟味することにより、検出器の較正と解析手法の妥当性を調査することが重要である。それには標準理論＝小林・益川理論が支配的なツリーダイアグラムにより生じる崩壊モードが適している。そこで本研究では、 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ なる崩壊モードに着目した。この崩壊モードは、 J/ψ 中間子へ崩壊するため B 中間子の崩壊点と検出器に信号を残す娘粒子の生成点が同一であること、中性 K^{*0} 中間子の崩壊で生じる娘粒子が $K^+ \pi^-$ であれば B^0 、その荷電共役である $K^- \pi^+$ であれば \bar{B}^0 と自身でフレーバーを特定するものであること、という条件のために時間依存 CP 非保存の測定に必要不可欠な崩壊点再構成の分解能およびフレーバー識別 (フレーバータグ) を較正する目的に合致する。そこで、2019 年の春から夏にかけて収集した実験データにおける当該事象の収量を調べるとともに、MC による崩壊点再構成の分解能の評価について報告するものである。

第 2 章 Belle II 実験

Belle II 実験では、最終的に前身の Belle 実験が蓄積したデータの 50 倍にあたる 50 ab^{-1} のデータを収集し、その解析によって CP 対称性の破れを精密測定するとともに、標準理論で禁止または強く抑制されている稀な過程を探索することにより、新原理・新粒子に関する知見を得る。

2.1 SuperKEKB 加速器

SuperKEKB 加速器 (図 2.1) は周長約 3 km の衝突型加速器である。Belle II 測定器が置かれている衝突点で、7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子を衝突させ、Belle II 実験が研究対象とする素粒子の生成をもたらす。重心系エネルギーは典型的な値として $\Upsilon(4S)$ の生成に最適な 10.58 GeV である。

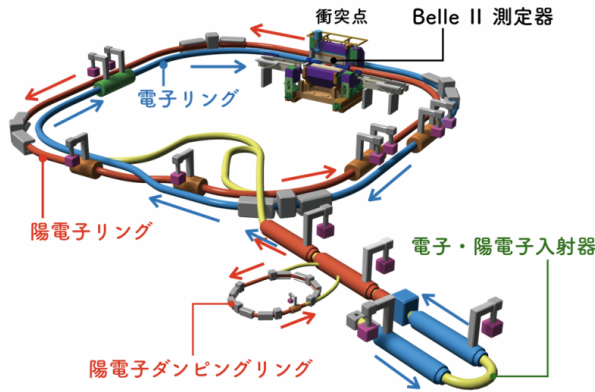


図 2.1: SuperKEKB 加速器

稀な過程を高感度で探索及び測定するには、加速器のルミノシティの大幅な向上が必要である。ルミノシティとは、加速器の性能を表す量である。単位時間当たりには生じる事象数 $R[\text{s}^{-1}]$ は、ルミノシティ $\mathcal{L}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ と反応断面積 $\sigma[\text{cm}^2]$ の積であり式 (2.1) のように記述できる。

$$R[\text{s}^{-1}] = \mathcal{L}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] \times \sigma[\text{cm}^2] \quad (2.1)$$

SuperKEKB の設計ルミノシティは $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ で、KEKB の最高値 $2.1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ の 40 倍のルミノシティを企図している。

ルミノシティは加速器を設計する際のパラメーターを用いて式 (2.2) のように記述できる。

$$\mathcal{L} \propto \gamma_{\pm} \left(\frac{I_{\pm} \xi_{y\pm}}{\beta_{y\pm}^*} \right) \quad (2.2)$$

ここで、 β_y^* は衝突点垂直方向ベータ関数、 I はビーム電流、 ξ_y は垂直方向ビームパラメーター、 γ はローレンツファクターである。* は衝突点での値、 \pm は + が陽電子ビーム、- が電子ビームでの値である。この式より、ルミノシティを上げるためには、 β_y^* を小さく、 I と ξ_y を大きくする必要があることがわかる。

ここで、 β_y^* を小さく絞っても、ビームのバンチ交差部分の幾何学的サイズが β_y^* よりも大きいと、焦点位置以外でバンチが膨らむ砂時計効果に妨げられ、ルミノシティ増加に繋がらない。

そこで、SuperKEKB ではナノ・ビーム・スキーム (図 2.2) という新しい衝突方式が採用された。

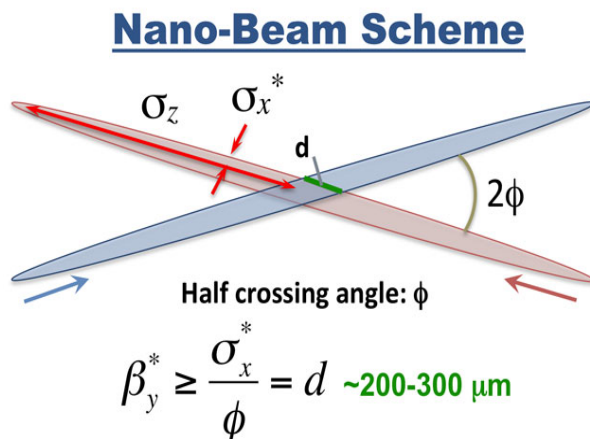


図 2.2: ナノ・ビーム・スキームの概念図

この方式は、バンチが衝突する領域 (図 2.2 の d の範囲) が極端に狭いことが特徴である。水平方向に大きな交差角を持たせて細いバンチを交差させると、 d を狭くすることが可能である。KEKB では 22 mrad の交差角で、衝突点でのビームサイズは $100 \mu\text{m}$ (水平方向)、 $2 \mu\text{m}$ (垂直方向) であった。それに対し SuperKEKB では交差角を 83 mrad と大きくし、最終的にビームサイズを $10 \mu\text{m}$ (水平方向)、 50 nm (垂直方向) 程度まで小さくする予定である。

一方で、こうしたナノ・ビーム・スキームで考えられているビームの強い絞りこみを行うと、同一バンチ内でビーム粒子同士が散乱するタウシェック効果が強く現れ、ビームを安定にリング型加速器内に周回させるための力学口径が小さくなる。力学口径の確保はエネルギーの低いビームで難度が増すため、SuperKEKB では KEKB と比べて電子ビームを蓄積する HER (High Energy Ring) のエネルギーを 8 GeV から 7 GeV に、陽電子ビームの LER (Low Energy Ring) のエネルギーを 3.5 GeV から 4 GeV に変更した。こうして LER の力学口径を確保した上で重心系エネルギーを $\Upsilon(4S)$ に保つために HER はエネルギーを下げるようになった。表 2.1 に SuperKEKB 加速器のパラメーターを示す。

表 2.1: SuperKEKB のパラメーター

パラメーター	LER	HER
ビームエネルギー	4.0 GeV	7.007 GeV
ビーム電流	3.6 A	2.6 A
β_x^* / β_y^*	32 mm/0.27 mm	25 mm/0.30 mm
x 軸方向のビームサイズ (σ_x)	10.1 μm	10.7 μm
y 軸方向のビームサイズ (σ_y)	48 nm	62 nm
バンチの長さ (σ_z)	6(4.7) mm	5(4.9) mm
ξ_x / ξ_y	0.0028/0.088	0.0012/0.081

HER 及び LER のビーム寿命を左右する過程をさらに挙げると、ビームパイプ内の残留ガスとのクーロン散乱であるビームガス散乱、衝突点での物理過程生成がある。前者はビームを蓄積して運転時間の積算を増やすと、ビームが発する放射光がビームパイプ内面の表面に存在する不純物分子を叩き出すため、徐々に減少する。衝突点での物理過程としては、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ 過程である輻射バーバー散乱の断面積が前方で大変大きくなるため、ルミノシティに比例するビーム減少の主成分となる。このように SuperKEKB では β_y^* を小さくして運転するのでビームの寿命は短くなる。その状況に対応するには入射器である直線型加速器から HER と LER に送るビームの高い入射効率と低エミッタンス化が必須である。そのため、電子については高周波 (RF) 電子銃を用いた入射部システムを構築し、陽電子については陽電子源の増強と、低エミッタンス化のための陽電子ダンピングリングを新たに設置した。

2.2 Belle II 測定器

Belle II 測定器は、衝突点の回りを覆った高さ、幅、奥行きそれぞれ約 8 m の汎用粒子測定器である。測定器内で起こる反応を信号として捉えるために、様々な役割を持った検出器群で構成されている。前身の Belle 測定器に比べて検出器の高精細化、粒子識別能力の強化、読み出し回路の高速化などが行われた。以下に各検出器について述べる。

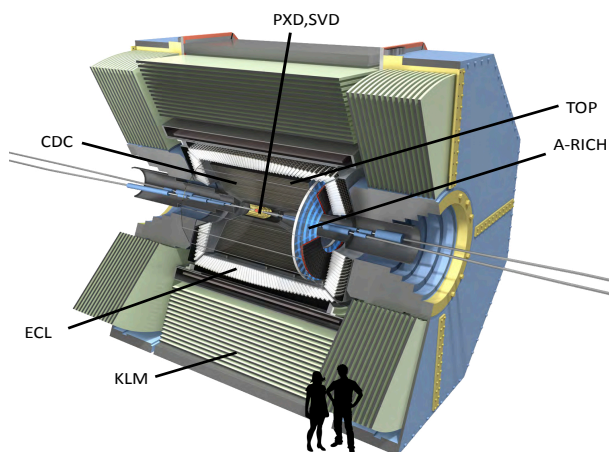


図 2.3: Belle II 測定器の概観図

2.2.1 崩壊点検出器 (VXD:Vertex Detector)

VXD は B 中間子の崩壊点を測定する。Belle II 実験において重要な CP 対称性の破れの測定を行うためには、精密な崩壊点の測定は重要である。VXD は半導体センサーで、2 層の PXD(ピクセル検出器) と 4 層の SVD(シリコンバーテックス検出器) で構成されている。荷電粒子がシリコン板を通過するとき作られる電気信号から、荷電粒子の通過位置を測定する。Belle 実験と比較すると、ビームパイプの内径を 3 cm から 2 cm に小さくし、衝突点に近い側に PXD を搭載することで崩壊点測定精度を向上させた。1 GeV c の飛跡に対してインパクトパラメーター分解能で約 40 μm から約 20 μm まで向上した。

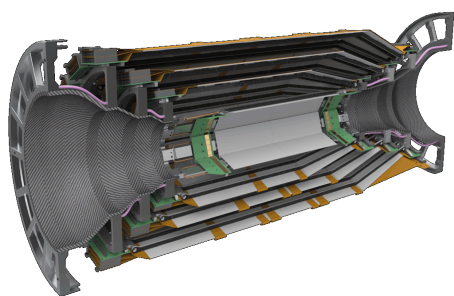


図 2.4: 崩壊点検出器の断面図

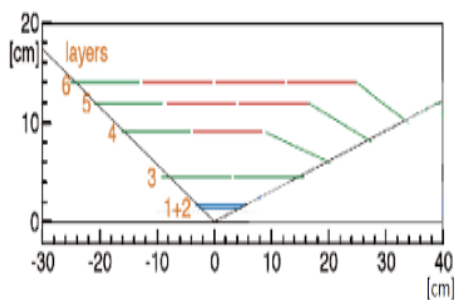


図 2.5: VXD のセンサー配置の断面図

PXD:Pixel Detector

PXD は VXD の内側から 1 層目と 2 層目の検出器である。PXD は DEPFET(Depleted P-channel Field Effect Transistor)(図 2.6) と呼ばれるピクセル化されたシリコン検出器で構成される。シリコン空乏層に荷電粒子が入射すると電子・正孔対が生成され、その電気信号が増幅されて読み出される。

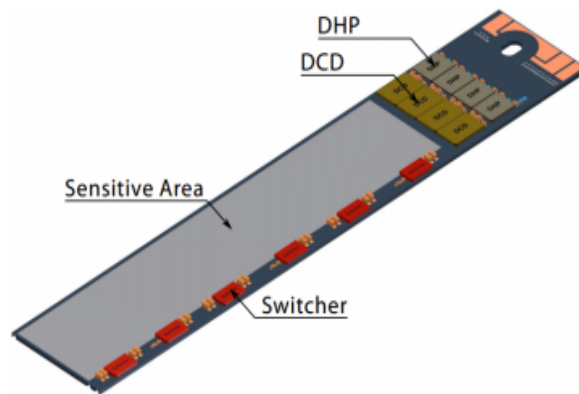


図 2.6: DEPFET

SVD:Silicon Vertex Detector

Belle II 測定器における SVD は Belle 実験同様、両面シリコンストリップセンサー (Double Sided Silicon Detector:DSSD) を用いるが、そこにオリガミコンセプトと呼ばれる新しい構造が取り入れられている。SVD に使用される DSSD を図 2.7 に示す。このセンサーは、信号が検知された両面それぞれのストリップの位置から、DSSD 上の素粒子の通過位置を 2 次元的に測定することができる。この DSSD を複数層使用することによって、3 次元的な位置測定を行うことが可能となる。

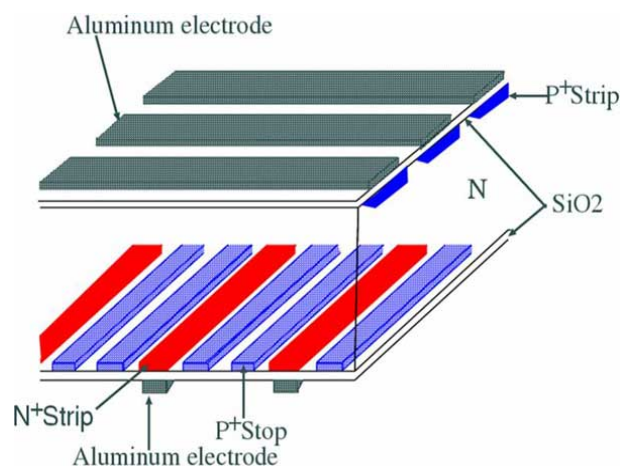


図 2.7: DSSD の構造

SVD の各層は、図 2.8 に示すように、DSSD(図 2.7)、断熱材、読み出し集積回路、オリガミフレキシブル

基盤などから構成されている。読み出しには APV25 と呼ばれる ASIC を使用しており、読み出し集積回路やオリガミフレキシブル基板上に設置されている。これは、信号経路を最小化してノイズを低減するため、この方式のことをオリガミコンセプトと呼んでいる。

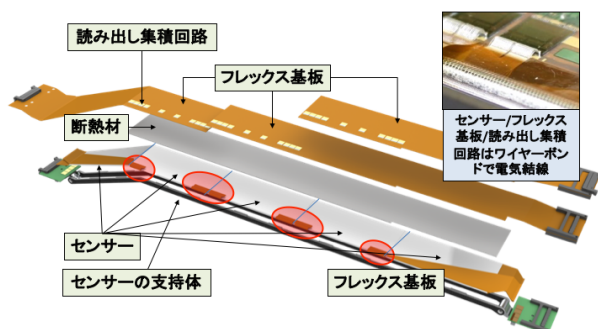


図 2.8: SVD のラダーの構成要素図

SVD の有効検出角は $17^\circ < \theta < 150^\circ$ で Belle 実験と同様であるが、衝突点から最外層までの距離が 88 mm から 135 mm と大型化し、その有感体積内での K_S 中間子が $\pi^+\pi^-$ 中間子対に崩壊する過程の検出効率を約 30% 向上させ、 $B^0 \rightarrow K_S^0\pi^0$, $B^0 \rightarrow K_S^0K_S^0K_S^0$, $B^0 \rightarrow K_S^0\pi^0\gamma$ など K_S^0 中間子の運動量ベクトルを K_S^0 崩壊点から逆向きに衝突点に向かって外挿することによって B 中間子の崩壊点を得る必要があるモードの感度向上を目指す。

2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC: Central Drift Chamber)

CDC は半径約 1.1 m の円筒形状内に多数の細い金属ワイヤーを張ったドリフトチェンバーである。ガスは物質用を低減するためヘリウムとエタンを 1 : 1 で混合したものを常圧で使用する。荷電粒子が通ると、ガス分子がイオン化され、発生した電子が近くの陽極ワイヤーへ向かってドリフトし、ワイヤーのごく近傍で電子雪崩を形成することにより電気信号パルスを作る。信号パルスを出したワイヤーのパターン認識により荷電粒子の飛跡を見出し、個々のワイヤー信号パルスのタイミングから算出したドリフト時間を使用したフィットで飛跡を再構成する。そして再構成した飛跡から運動量を求めることができる。また、電気信号パルスの大きさすなわちガスを通過中の荷電粒子のエネルギー損失 (dE/dx) と、運動量から粒子の種類を識別することができる。ドリフト距離の分解能は 100 μm で、入射角が 90° の時の dE/dx の分解能は 11.9% であった。

図 2.9 に Belle 実験と Belle II 実験でのワイヤー配置の比較を示す。Belle 実験の CDC と比べてレイヤー数が増え、内半径と外半径が大きくなった。これは内側の VXD が記述した通り大型化したことと、外側の粒子識別を担当する TOP 検出器が Belle の ACC 検出器よりも小さな体積で作られていることに合わせたものである。

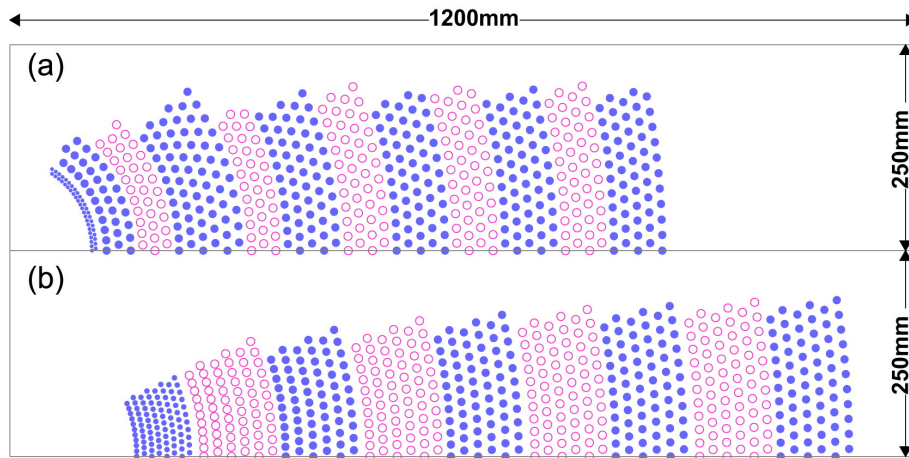


図 2.9: Belle 実験 (a) と Belle II 実験 (b) でのワイヤー配置の比較

2.2.3 粒子識別検出器

バレル部の粒子識別装置である TOP(Time of Propagation カウンター) と、前方エンドキャップ部の粒子識別装置である ARICH(Aerogel RICH カウンター) がある。高速の π 中間子と K 中間子が物質内を通過すると、チェレンコフ光と呼ばれる光が円錐状に輻射される。TOP と ARICH は、高感度の光検出器で光子を検出し、同じ運動量でも π と K では質量の違いにより速さが異なり、その結果として生じる輻射角度の違いを測定して粒子識別を行う。 π と K の識別は B 中間子か反 B 中間子かを区別するフレーバータグや稀崩壊の測定に非常に重要である。

TOP:Time of Propagation カウンター

TOP カウンターは、長さ 2.7 m、幅 45 cm、厚さ 2 cm の細長い石英板の輻射体と、端部の MCP-PMT(Micro-Channel Plate Photomultiplier Tube) と呼ばれるマイクロチャンネルプレート型光電子増倍管で構成されている。MCP-PMT は 1 光子検出で 40 ps 以下の高時間分解能と、28% という高い量子効率を持つ。外層側を ECL に、内層側を CDC に挟まれた、動径方向約 12 cm のスペースに設置されている。輻射角度の違いは、石英板の端までのチェレンコフ光の伝搬時間 (Time of Propagation) の違いとなるので、これを時間分解能に優れた MCP-PMT を用いて測定する。図 2.10 に TOP カウンターの構成概念図と原理概念図を示す。

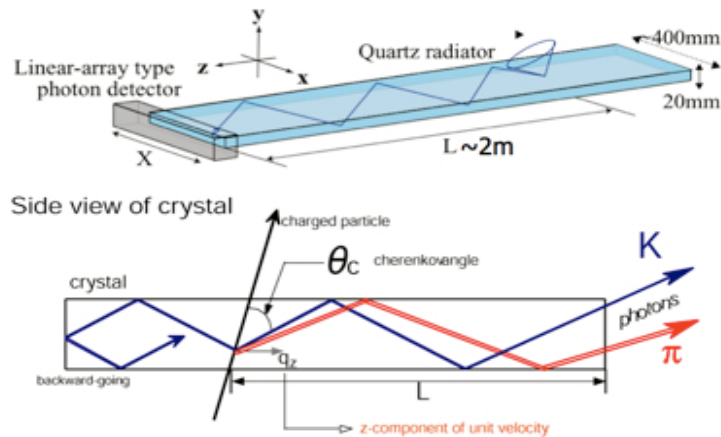


図 2.10: TOP カウンターの構成概念図と原理概念図

図 2.10 の上図に示すようにコンパクトな検出器であるので、Belle 実験のエアロジェルチェレンコフカウンター (ACC) と TOF(Time-of-Flight) カウンターの組み合わせと比べ、ECL 入射面近傍の物質低減と CDC 外径の拡大が可能になった。

図 2.10 の下図に原理概念図を示している。チェレンコフ光は、輻射体の石英板内で全反射を繰り返しながら決まった経路で伝搬するため、伝搬時間と検出位置はチェレンコフ角を反映している。このチェレンコフ光の伝搬時間を精密に測定し、検出位置情報と衝突点から TOP カウンターまでの飛行時間情報を合わせて荷電粒子を同定する。リングイメージを伝搬時間と検出位置の二次元平面に投影することで、コンパクト化を実現した。TOP は $3 \text{ GeV}/c$ 以下の運動量で 97% の K/π 識別効率を目標とした設計になっている。

ARICH:Aerogel RICH カウンター

空気を多く含む軽い固体であるシリカエアロゲルを輻射体として、チェレンコフ光の円錐の形を新たに開発した HAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector) と呼ばれる光検出器で測定する。Belle II 実験の ARICH で使用するものは Belle 実験で使われたシリカエアロゲルより透明度を向上できた。Belle 実験では、前方エンドキャップ部分において TOF が設置されていないため、フレーバータグに用いる K 中間子への感度を確保する目的で $n = 1.03$ のエアロゲルが使用されたので、閾値型の識別を行う ACC は $2.5 \text{ GeV}/c$ 以上の運動量領域では粒子識別の誤認率が上昇していた。Belle II 実験へのアップグレードで前方の粒子識別装置として ACC に代わり ARICH が開発された。図 2.11 に ARICH の識別原理を示す。

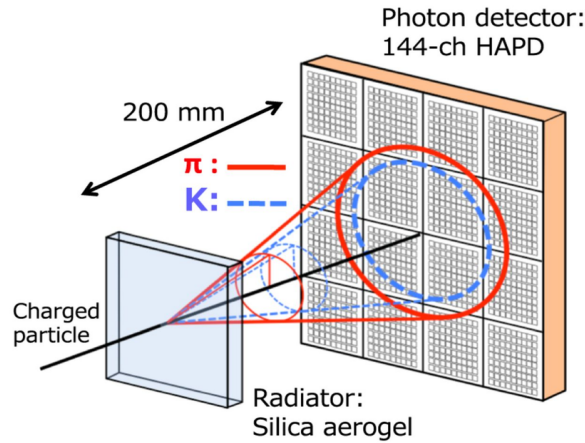


図 2.11: ARICH の識別原理

荷電粒子が輻射体のエアロゲルを通過した際に発生するチェレンコフ光を、約 20 cm 離れた位置分解能のある HAPD で測定し、チェレンコフ角度 θ_c を求める。 θ_c は、荷電粒子の速度 β と輻射体の屈折率 n を用いて式 (2.3) とかける。

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (2.3)$$

荷電粒子の運動量 p を CDC で測定すれば、荷電粒子の質量を式 (2.4) で求めることができ、粒子識別を行うことができる。

$$m = (p/c) \sqrt{n^2 \cos^2 \theta_c - 1} \quad (2.4)$$

ARICH 検出器は、ビームバックグラウンドがない場合で 4GeV/c までの運動量領域で K/π 識別を 5σ 以上の精度で行う。

2.2.4 電磁カロリメーター (ECL:Electromagnetic Calorimeter)

ECL はタリウムをドープしたヨウ化セシウム (CsI(Tl)) 結晶シンチレーターを用いた、電子や光子が持つエネルギーを測定する検出器である。電子や光子が結晶に入射すると、電磁相互作用によってエネルギーを失い、そのエネルギー損失に比例した量のシンチレーション光を出す。その光をシリコン PIN フォトダイオード (PIN-PD) で検出することで粒子のエネルギーを測定する。CsI(Tl) 結晶は $5.5 \times 5.5 \times 30 \text{ cm}^2$ ほどの大きさで、粒子の入射位置を測定するために前方エンドキャップ部に 1152 本、バレル部に 6624 本、後方エンドキャップ部に 960 本の計 8736 本で衝突点を囲んでいる。図 2.12 に ECL の断面図を示す。バレル部内筒の半径は 1250 mm で、 $17^\circ < \theta < 150^\circ$ の範囲に発生した粒子が形成した電磁シャワーの裾まで検出するため、CsI(Tl) カウンターは更に外側の $12^\circ < \theta < 157^\circ$ まで配置されている。

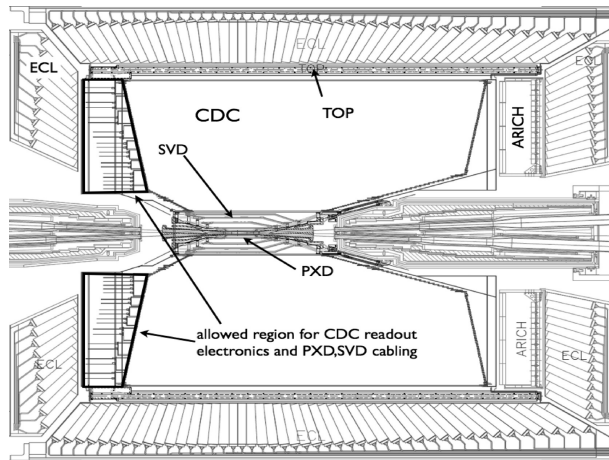


図 2.12: ECL の断面図

Belle II 実験ではビームバックグラウンドによるパイルアップが増えるため、新しい信号処理を行うエレクトロニクスが導入された。Belle 実験では 100 ns 幅のゲートパルスを QtoT コンバーターに与え、それを TDC でデジタル化することにより、CsI カウンターごとの検出エネルギーを記録した。Belle II の CsI(Tl) カロリメーターに導入したフロントエンドエレクトロニクスでは、1.76 MHz のサンプリング周波数で 18 ビットの波形サンプリング読み出しを行い、波形フィットにより CsI(Tl) カウンターごとの検出エネルギーと信号パルスのタイミングを求める。その結果、検出エネルギーが 100 MeV 以上の時の時間分解能は 10 ns で、タイミングの要求によりビームバックグラウンド由来の ECL クラスタを 1/7 倍に減らすとともに Belle 実験の信号処理方法と比べてパイルアップノイズを 2/3 倍から 1/2 倍程度までの低減を図る。

2.2.5 超伝導ソレノイド電磁石

ECL の外側にはソレノイド型電磁石が設置されていて、1.5 T の強磁場を測定器の内部に作っている。中央飛跡検出器内の荷電粒子はこの磁場によってローレンツ力を受けてその軌道を曲げられ、その曲率から運動量を測定することができる。コイルはニオブ・チタン合金で作られ、液体ヘリウムで -268°C まで冷却して超伝導状態にする。超伝導状態で $3\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ の断面積の電線に 4160 A という大電流を流すことにより、1.5 T の磁場を生成する。

2.2.6 ミュー粒子・ K_L^0 粒子検出器 (KLM: K_L^0 and Muon Detector)

KLM は物質を通り抜けやすい μ 粒子と、中性で物質と反応するまで検出できない K_L^0 中間子を検出する。鉄製の Belle II 構造体とその隙間に挿入された粒子検出器から構成され、Belle II 測定器を構成する検出器の中で最も大きく重い。バレル部とエンドヨーク部にそれぞれ KLM が設置されており、中央にあるバレル部を前後 2 つのエンドヨーク部で蓋をすることで、超伝導ソレノイドが作る磁力線のフラックスを鉄の構造体内を通すことにより外部に磁場が漏れないようにする。KLM より内側の検出器で既に荷電粒子の運動量、光子や電子のエネルギーは測定されている。KLM では、 μ 粒子は物質中で電磁相互作用をするのみで散乱は小さく、荷電ハドロンは強い相互作用もするため多重散乱が大きいという差を利用し、また内部で測定された飛跡とのマッチングより荷電粒子が μ 粒子であるかを同定する。 K 中間子のうち長寿命の K_L^0 は、KLM より内側の検出器内で反応しないが、KLM の鉄でシャワーを起こすため、検出可能となる。1 cm 程度の時間分解能

と数ナノ秒の時間分解能が要求される。

Belle 実験では Resistive Plate Counter(RPC) というガスチェンバーの一種である検出器が使用されていた。しかし KEKB 加速器のルミノシティ向上に伴って、バックグラウンドである中性子による KLM 検出効率の悪化が認められた。RPC は 1 回の信号パルス形成をもたらす放電現象から通常の検出可能状態に戻るのに数秒必要であるが、バックグラウンドの粒子が入射することで不感時間が長くなるためである。Belle II 実験でこれを放置すると、Belle 実験の 40 倍のルミノシティ達成時には、エンドキャップ部は不感、バレル部は最内層で 70% 近く不感になってしまうと予測された。そこでエンドキャップ部全てとバレル部内側 2 層をレート耐性が高いプラスチックシンチレーターを波長変換ファイバー (WLS ファイバー) を介してガイガーモードの半導体光電子検出素子である浜松ホトニクス社製の MPPC で読み出すものに交換した。

第 3 章 時間依存 CP 非保存の測定

この章では Belle 実験、Belle II 実験における時間依存 CP 非保存の測定方法について述べる。

まず、 $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ 崩壊の片方の B 中間子が f_{CP} (CP 固有状態) に崩壊し、タグ側と呼ばれるもう片方の B 中間子が f_{tag} (フレーバーを特定できる終状態) に崩壊したとする。 $B^0 \rightarrow f_{CP}$ への崩壊時刻を t_{CP} 、 $B^0 \rightarrow f_{\text{tag}}$ への崩壊時刻を t_{tag} とした時の 2 つの B 中間子の崩壊時間差 $\Delta t \equiv t_{CP} - t_{\text{tag}}$ の確率密度関数 $\mathcal{P}(\Delta t)$ は、式 (3.1) のように書ける。

$$\mathcal{P}(\Delta t) = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau_{B^0}}}{4\tau_{B^0}} \{1 + q \cdot [S \sin(\Delta m_d \Delta t) + \mathcal{A} \cos(\Delta m_d \Delta t)]\} \quad (3.1)$$

ここで q は $B^0 \rightarrow f_{\text{tag}}$ の時 $q = 1$ 、 $\bar{B}^0 \rightarrow f_{\text{tag}}$ の時 $q = -1$ 、 τ_{B^0} は B^0 の寿命、 Δm_d は中性 B 中間子の 2 つの質量固有状態の質量差である。 S は時間依存 CP 対称性の破れを表すパラメーターで、崩壊振幅に複素位相を含まない $b \rightarrow c\bar{c}s$ 遷移で生じる $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ のような崩壊モードであれば、 $S = -\xi_f \sin 2\phi_1$ と予言される。また、 \mathcal{A} は直接的 CP 対称性の破れを表すパラメーターである。 ξ_f は f_{CP} の CP 固有値、 ϕ_1 はユニタリティ三角形の内角の 1 つである。この確率密度関数を用いて、 S と \mathcal{A} をフリーパラメーターにして Δt 分布を最尤度法フィットすることにより、これら CP 対称性の破れのパラメーターを実験データから決めることができる。式 (3.1) が与える非対称度の時間発展は次式になる。

$$\begin{aligned} A(\Delta t) &\equiv \frac{\Gamma[\bar{B}^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}] - \Gamma[B^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}]}{\Gamma[\bar{B}^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}] + \Gamma[B^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}]} \\ &= S \sin(\Delta m_d \Delta t) + \mathcal{A} \cos(\Delta m_d \Delta t) \end{aligned} \quad (3.2)$$

$\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ 崩壊では、 B^0 と \bar{B}^0 のどちらかが崩壊するまでは $B^0 \bar{B}^0$ 混合を起こしながら必ず $B^0 \bar{B}^0$ ペアで存在する。これは $\Upsilon(4S)$ からの二体崩壊で生じる系で、 B 中間子がスピンゼロの粒子であることからボーズ統計による制約が加わるからである。 $\Upsilon(4S)$ のスピンの 1、 B^0 のスピンの 0 であることから B 中間子対の軌道角運動量は $L = 1$ となる。これは二粒子系の空間部分が反対称であることを意味する。 B 中間子対の波動関数は対称でなければならないので、 $L = 1$ の反対称を相殺するように二粒子の入れ替えについて反対称な $B^0 \bar{B}^0$ ペアで存在しなければならない。つまり、 $B^0 \rightarrow f_{\text{tag}}$ の崩壊が起きた瞬間、他方は必ず \bar{B}^0 である。片方の B 中間子が崩壊した後は二粒子系の波動関数の性質からくる制約はなくなり他方の \bar{B}^0 は単独で $B^0 \bar{B}^0$ 混合しながら崩壊する。

Belle 実験、Belle II 実験での時間依存 CP 非保存を測定する手順を以下に示す。図 3.1 は、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ 崩壊を用いた時間依存 CP 非保存測定の模式図である。

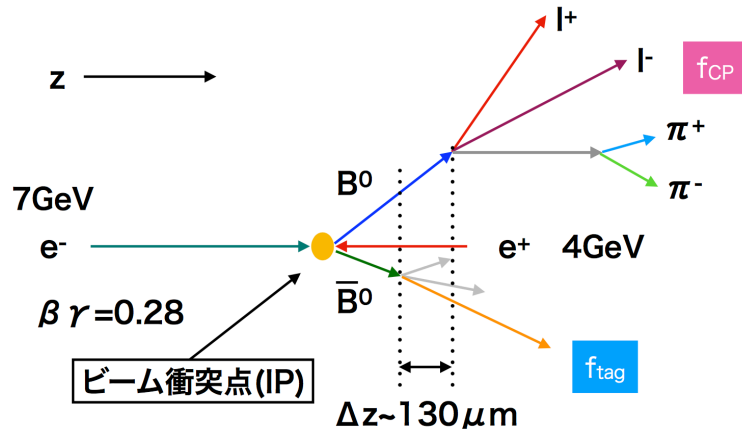


図 3.1: 時間依存 CP 非保存の測定方法

1. CP 固有状態への崩壊 ($B \rightarrow f_{CP}$) を再構成する。
2. 同一事象中で $B \rightarrow f_{CP}$ の娘粒子以外に再構成した粒子を集め、それらをタグ側の B 中間子とする ($B \rightarrow f_{tag}$)。
3. CP 側とタグ側双方の B 中間子の崩壊点を再構成して Δz を得る。 $\Delta t = \Delta z / c\beta\gamma$ より Δt を得る。
4. タグ側の娘粒子の情報から q を得る。
5. Δt と q の情報から S と A を決定する。

図 3.2 に Belle 実験により $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ 崩壊で測定された Δt 分布と asymmetry 分布を示す。

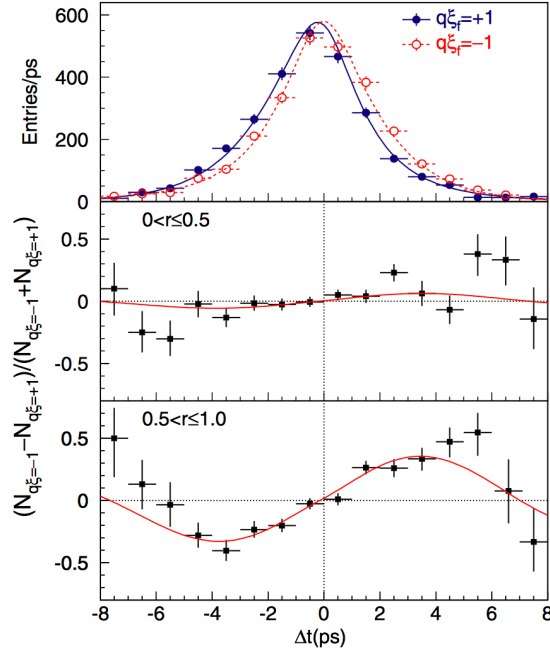


図 3.2: Belle 実験で測定された Δt 分布と asymmetry 分布 [1]

3.1 Δt 再構成

B 中間子の寿命が約 1.5 ps と非常に短いため、対で生成した 2 つの B 中間子が崩壊した時刻の差 Δt を直接測定することは困難である。そこで Belle II 実験を含む、 $\Upsilon(4S)$ で運転する電子・陽電子衝突による B ファクトリー実験では、非対称エネルギーで電子と陽電子を衝突させることにより、実験室系においてローレンツブーストを与えて崩壊までに飛行する距離を延ばす。2 つの B 中間子のそれぞれの崩壊点を再構成して、それらの位置の差の z 成分 Δz を測定し、 $\Delta t \simeq \Delta z / c\beta\gamma$ なる関係式を用いて Δt を得る。ここで $\Delta t \simeq \Delta z / c\beta\gamma$ は B 中間子が $\Upsilon(4S)$ 静止系で大きさ約 325 MeV/ c の運動量を持つところ、 $\Upsilon(4S)$ に対して静止しているとみなす近似を用いるためである。 B 中間子の崩壊点を再構成する手順について以下に示す。

1. CP 側 B 中間子を完全再構成し、その崩壊点再構成には娘粒子の飛跡を用いる。
2. その際に、飛跡が同一の点を通過すべきとする束縛条件つき最小二乗法、これをバーテックスコンストレイントフィットと呼び、その適用により崩壊点の座標を得る。
3. $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ または $\mu^+\mu^-$ のように 2 本の飛跡が得られる場合はそれらを用いたバーテックスコンストレイントにより CP 側の崩壊点を再構成可能である。
4. IP プロファイル、または IP チューブと呼ばれるビーム交差領域の位置と広がりモニターした情報があるので、それを合わせると VXD に十分な数のヒット点がある飛跡が 1 本しかない場合でも崩壊点を再構成可能である。この措置は、特にタグ側 B 中間子崩壊点の再構成に有効である。

CP 非対称度のパラメーターである A と S も、実験データ中に直接観測されるものは Δt 分解能により変更を受けるので、これらを決定するためには Δt 分解能を定式化することが必要不可欠である。

3.2 フレーバータグと誤認率

時間依存 CP 非保存の測定では、 CP 側すなわち CP 固有状態へ崩壊した B 中間子を再構成し、同一事象中の終状態の粒子のうち CP 側の娘粒子を除いた残りから、他方であるタグ側の B 中間子のフレーバーを識別する。これをフレーバータグと呼ぶ。フレーバータグに使われる情報は以下のようなものがある。

1. レプトンタグ
 - 高い運動量で + の電荷を持ったレプトン
 - 中程度の運動量で - の電荷を持ったレプトン
2. ハドロンタグ
 - 高い運動量で + の電荷を持った π
 - 中程度の運動量で + の電荷を持った K
 - 低い運動量で - の電荷を持った π

これらの粒子の電荷の符号は B^0 すなわち \bar{b} クォークであると判別する根拠となる。電荷の符号が反対のものは \bar{B}^0 すなわち b クォークである確率が高いことになる。

レプトンタグについては、 B^0 中間子の崩壊、すなわち $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$ 遷移に伴って e または μ のレプトンが出るときは正電荷のものが出る、その場合は始状態の \bar{b} クォークの質量が大きいため、高い運動量で出てくる。これがその荷電共役な過程 $b \rightarrow c$ になればレプトンの電荷の符号が反転して負電荷になる。同様に $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$ 遷移の c クォークが $\bar{c} \rightarrow \bar{s}$ 遷移すると e または μ のレプトンが出るときはやや運動量が低くなり、負電荷のものが出る。その荷電共役な過程 $c \rightarrow s$ ではレプトンは正電荷となる。

ハドロンタグについては、例えば $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ 崩壊で $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$ 遷移に伴って π 中間子が出るときは正電荷となる。荷電共役な過程 $b \rightarrow c$ 遷移では負電荷の π 中間子が出る。

実験データ中の事象ではフレーバーの同定を間違ってしまうことがあり、その確率をフレーバータグ誤認率 w (wrong-tag fraction) とすると、観測される非対称度 A_{CP}^{obs} は式 (3.2) に示した真の非対称度 A_{CP} から式 (3.3) のように変更を受ける。

$$A_{CP}^{\text{obs}} = (1 - 2w)A_{CP} \quad (3.3)$$

フレーバータグの効率を ϵ とすると、測定誤差は $(1 - 2w)\sqrt{\epsilon}$ に反比例する。そこで、有効タグ効率 (effective tagging efficiency) を

$$\epsilon_{\text{eff}} \equiv \epsilon(1 - 2w)^2 \quad (3.4)$$

と定義して、これをフレーバータグの指標とする。

Belle II 実験のフレーバータグのアルゴリズムの出力情報は Belle 実験のそれと同様に $q \cdot r$ で、 q はタグ側のフレーバーが B^0 なら 1、 \bar{B}^0 なら -1 である。 r は $r = 1 - 2w$ を指し、 $r = 0$ ($w = 0.5$) はフレーバーの同定が全くできていない、 $r = 1$ ($w = 0$) はフレーバーの同定が完璧にできていることを表す。タグ側 B 中間子の崩壊モードが事象ごとに異なるので事象ごとに $q \cdot r$ が出力される。 $r = 1 - 2w$ の見積もりに実データとモンテカルロシミュレーションの間の差異によるバイアスが残ることを防ぐため、フレーバータグ誤認率は後述するように実データを用いて較正する。

3.3 B 中間子のフレーバー固有状態への崩壊過程による較正

時間依存 CP 対称性の破れを測定するには、これまで述べてきたように Δt 分解能の定量的な記述とフレーバータグ誤認率の見積もりの二つが不可欠であり、これらを実験データを用いて較正する必要がある。それには B 中間子がフレーバー固有状態へ崩壊した事象のデータサンプルが適している。 B 中間子のフレーバー固有状態への崩壊モードには、中性 B 中間子のハドロニック崩壊として $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$, $D^{*-} \pi^+$, $D^{*-} \rho^+$ などチャーム中間子へのモードと、本研究の対象である $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ をはじめとするチャーモニウムへのモードがある。さらにセミレプトニック崩壊 $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$ がある。荷電 B 中間子は B^+ と B^- の間では電荷の符号が逆であるために、 $\Upsilon(4S)$ の崩壊により対で生じるそれらの間に混合はないが、同一事象中で片方を $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$ などチャーム中間子への崩壊モード、または $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ などチャーモニウムへのモードにより完全再構成して、それらの娘粒子以外から他方の B 中間子の崩壊点を再構成することにより Δt を得て、その分布を Δt 分解能較正に活用することができる。

$B^0 \bar{B}^0$ 事象、 $B^+ B^-$ 事象のいずれも、観測される Δt 分布は、 B 中間子の寿命を時定数として指数関数で減衰、すなわち中性 B 中間子対生成事象と荷電 B 中間子対生成事象でそれぞれ $\exp(-|\Delta t|/\tau_{B^0})$ と $\exp(-|\Delta t|/\tau_{B^+})$ に比例する分布が、測定器の分解能による再構成された Δt とその事象の真値との差の確率密度、すなわち分解能応答関数と畳み込み積分されたものになる。 B 中間子の寿命は既にいくつかの実験で測定されて世界平均値が存在するので、 τ_{B^0} または τ_{B^+} をフリーパラメーターとして最尤度法により Δt 分布をフィットして、得た τ_{B^0} または τ_{B^+} が妥当であれば、 Δt の分解能応答関数は適切であると判断できる。図 3.3 に Belle 実験で観測された B 中間子のフレーバー固有状態への崩壊過程の Δt 分布を示す。

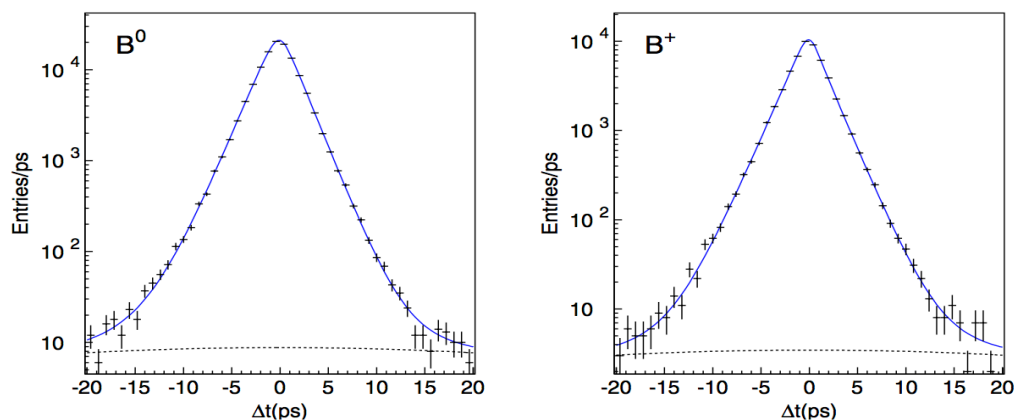


図 3.3: Belle 実験で観測された B 中間子のフレーバー固有状態への崩壊過程の Δt 分布 [1]

次にフレーバー誤認率の測定について説明する。図 3.4 は B 中間子のフレーバー固有状態への崩壊モードの例として $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ が生じた場合の時間発展を表す模式図である。

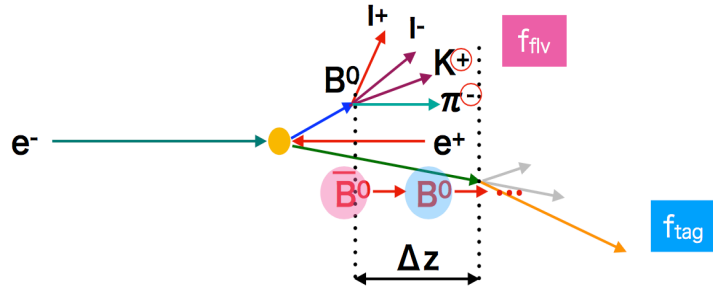


図 3.4: B 中間子がフレーバー固有状態 (この例では $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊) に崩壊した事象の時間発展

すなわち、

1. 親の B 中間子のフレーバーがわかる崩壊モード f_{flv} を再構成する。
2. 同一事象中で再構成した f_{flv} の娘粒子を除いた粒子でタグ側の B 中間子 f_{tag} のフレーバー識別を行う。
3. それぞれの B 中間子の崩壊点を再構成し、 Δz から Δt を求める。
4. タグ側の B 中間子のフレーバーが再構成した側のフレーバーと同じ事象 (SF: Same Flavor)、あるいは違う事象 (OF: Opposite Flavor) の非対称度時間発展よりフレーバー誤認率を求める。

Opposite Flavor と Same Flavor の非対称度は式 (4.1) と書ける。

$$\begin{aligned}
 A(\Delta t) &= \frac{N_{\text{OF}}(\Delta t) - N_{\text{SF}}(\Delta t)}{N_{\text{OF}}(\Delta t) + N_{\text{SF}}(\Delta t)} \\
 &= (1 - 2w) \cos(\Delta m_d \Delta t)
 \end{aligned}
 \tag{3.5}$$

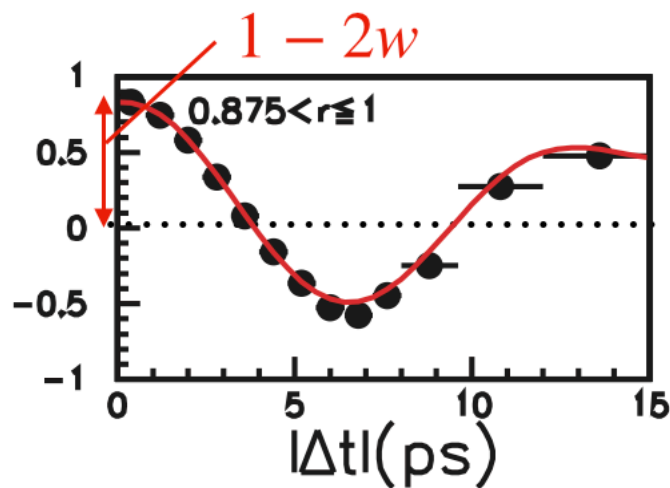


図 3.5: Opposite Flavor と Same Flavor の非対称度の分布

つまり、 $\Delta t = 0$ の時点で、タグ側 B 中間子の真のフレーバーは必ず f_{flv} 側 B 中間子と逆 (OF) であり、その後角振動数 Δm_d で振動するコサインカーブに従って同フレーバー (SF) 成分が現れる。フレーバータグ誤認率 w は、このコサインカーブの振幅を $(1 - 2w)$ 倍に減少させる効果となるので、図 3.5 に示すように $A(\Delta t)$ の観測により w を決定できる。

第4章 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊の事象再構成と崩壊点分解能のシミュレーション研究

4.1 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊

本研究では、 B 中間子の崩壊点位置分解能とフレーバータグの較正を行うのに適した崩壊モードの一つである $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊を対象とする。図 4.1 に $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊のダイアグラムを示す。

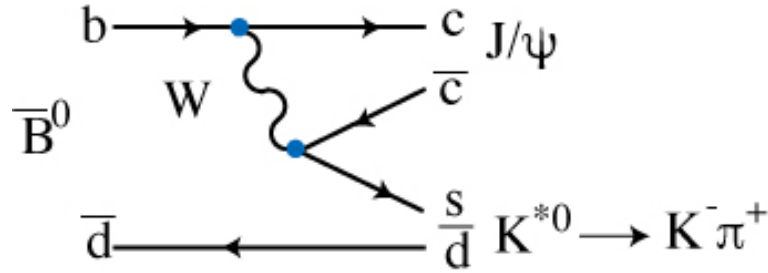


図 4.1: $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊のダイアグラム

$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊は、擬スカラー粒子である B 中間子から J/ψ と K^{*0} という 2 つのベクトル粒子への崩壊である。角運動量保存より、終状態は J/ψ と K^{*0} の間の相対運動における軌道角運動量 L は 0, 1, 2 が可能で、一般にこれら 3 つの線形結合である。ここから基底を変換すると、 H_+ および H_- と表記される 2 つの横偏極と、 H_0 と表す 1 つの縦偏極に基づくヘリシティ基底の表記になる。evtgen プログラム [6] における該当するモデル、SVV_HELAMP はヘリシティ基底の表記である。一方、PDG で測定された $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の角度分布はトランスバーシティ基底と呼ばれる $A_{\parallel}, A_{\perp}, A_0$ という 3 つの崩壊振幅での表記である。ヘリシティ基底とトランスバーシティ基底の対応は以下の関係式で表される。

$$A_{\parallel} = \frac{H_+ + H_-}{\sqrt{2}} \quad (4.1)$$

$$A_{\perp} = \frac{H_+ - H_-}{\sqrt{2}} \quad (4.2)$$

$$A_0 = H_0 \quad (4.3)$$

$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊の信号事象をモンテカルロシミュレーションで生成する際は、PDG に記載されたトランスバーシティ基底の崩壊振幅を上で示した式を用いてヘリシティ基底に変換し evtgen プログラムの SVV_HELAMP モデルへの入力値として与えた。理論的表式がヘリシティ基底であるにも関わらず実験データの解析にトランスバーシティ基底が用いられたのは、崩壊で生じる粒子の角度分布と直結し、かつ A_{\parallel} と A_0 が $CP = +1$ 、 A_{\perp} が $CP = -1$ と CP 固有値による分類を簡単にするからである。

$B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 崩壊のような CP 固有状態でなくても、高統計の崩壊モードであれば Δt 分布より崩壊点位置分解能を評価することができる。 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ 崩壊の崩壊分岐比は 1.27×10^{-3} と、 J/ψ を含む崩壊モード中最大であるので、このモードを用いて崩壊点位置分解能を評価することが可能である。また、図 4.2 に示

すように、娘粒子の電荷から親の B 中間子のフレーバーを知ることができるため、フレーバータグの較正も行うことができる。

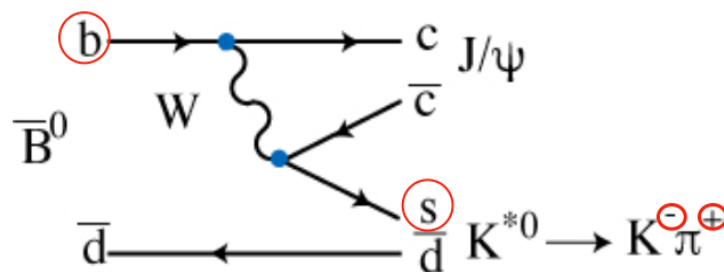


図 4.2: $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+)$ のファインマンダイアグラム。 K^{*0} の娘粒子の電荷が $K^- \pi^+$ であれば \bar{B}^0 である。

4.2 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊のモンテカルロシミュレーションを用いた事象再構成の研究

ここでは、モンテカルロシミュレーションによる選別条件の確認と、再構成効率の見積もりについて説明する。モンテカルロシミュレーションは、物理過程を生成するには evtgen プログラムを、発生した粒子と検出器の相互作用には GEANT4 プログラム [7][8] を用いた。GEANT4 で検出器内のエネルギー損失を粒子ごとに計算した結果を読み出しエレクトロニクスの仕様・特性を勘案したプログラムで受け取り、実験の生データと同じ形式で出力する。これを実データを処理・再構成するのと同じソフトウェアで処理して、シミュレーションデータと実データを直接比較することが可能になる。ここで、 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 信号事象とは対で生成した B 中間子の片方がこのモードで崩壊し、他方が一般的な崩壊をした事象である。データ処理と粒子・事象の再構成にも、ビームバックグラウンドの影響は無視できない。SuperKEKB 加速器の設計とビームバックグラウンドの見積もりには、ビームの挙動を追跡するシミュレーションに基づいたビームバックグラウンドのシミュレーションが用いられてきた。ビームの挙動のシミュレーションは、KEK の加速器グループが開発した SAD ソフトウェアが使用される。この SAD ソフトウェアを用いると、加速器の磁石配置と、ビームパイプ内径やコリメーターなどで決まる物理的口径を設定して、リング中を進行するビーム粒子の運動を、磁石を通過するごとにビーム力学に基づく転送行列の演算を繰り返しながら追跡し、物理的口径に接触したところで、その場所を記録して打ち切る、という演算を実行することができる。タウチェック効果と、ビームパイプ内の真空度を適切に仮定してビームガス散乱の効果は、これにより見積もりが可能になる。さらに、ビーム衝突による物理過程で断面積が大きいもの、具体的には前方すなわち小散乱角で断面積が大きくなる特異性を持つ輻射バーバー散乱と呼ばれる $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ 過程や、二光子衝突による横運動量が低い粒子生成反応などがルミノシティに比例するバックグラウンドとなる。この物理過程に起因するバックグラウンドの見積もりは、SAD シミュレーションにより Belle II 測定器の中心に設けられた衝突点 (IP) に達するビーム粒子の運動量の分布を求めて、それを該当する事象生成プログラムと Belle II 実験の測定器シミュレーションに渡すことにより実行する。この手法によるビームバックグラウンドの見積もりは、2016 年に Belle II 測定器をロールアウト位置において SuperKEKB 加速器単体で実行した第 1 期試験運転 (フェーズ 1) と、VXD を未装備の状態では Belle II 測定器をロールインして 2018 年に行われた第 2 期試験運転 (フェーズ 2) における

ビームバックグラウンド測定結果に基づいて較正された。Belle II 実験のデータ解析に向けてモンテカルロシミュレーションのデータを作成するに際しては、研究対象の物理過程により生成する粒子のみでなく、このビームバックグラウンドシミュレーションにより個々の事象ごとに算出した検出器の有感部分でのエネルギー損失を加えた上で、信号処理エレクトロニクスの応答を記述した関数の呼び出しをして生データと同じフォーマットの事象データを出力する措置を講じたものを「ビームバックグラウンドあり」、研究対象の物理過程から生じた粒子のみで処理したものを「ビームバックグラウンドなし」と呼ぶ。

また、PXD が1層のみ配置されている現在の Belle II 測定器の構成を早期フェーズ 3、2021 年以降に計画されている PXD を 2 層配置した構成をフェーズ 3 と呼ぶ。2019 年春期の運転で収集したデータの解析結果と比較対照する目的で、 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ 信号事象シミュレーションデータを早期フェーズ 3 の設定でビームバックグラウンドあり 80 万事象、なし 20 万事象を用意した。表 4.1 に $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ 崩壊の事象再構成における、粒子の選別条件を示す。

表 4.1: $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ 崩壊の事象再構成における粒子の選別条件

粒子	選別条件
μ	μ の Likelihood Ratio > 0.2 $ dr < 2 \text{ cm}$ $ dz < 5 \text{ cm}$
e	e の Likelihood Ratio > 0.2 $ dr < 2 \text{ cm}$ $ dz < 5 \text{ cm}$
K	K の Likelihood Ratio > 0.6 $ dr < 2 \text{ cm}$ $ dz < 5 \text{ cm}$
π	π の Likelihood Ratio > 0.6 $ dr < 2 \text{ cm}$ $ dz < 5 \text{ cm}$
$J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)$	$3.05 \text{ GeV}/c^2 < M_{\mu^+\mu^-} < 3.15 \text{ GeV}/c^2$
$J/\psi(\rightarrow e^+e^-)$	$2.95 \text{ GeV}/c^2 < M_{e^+e^-(\gamma)} < 3.15 \text{ GeV}/c^2$
K^{*0}	$0.817 \text{ GeV}/c^2 < M_{K\pi} < 0.967 \text{ GeV}/c^2$
B^0	$-0.2 \text{ GeV} < \Delta E < 0.2 \text{ GeV}$ $M_{bc} > 5.2 \text{ GeV}/c^2$

e^\pm に関しては、 e^+ または e^- の運動量ベクトルから 50 mrad 以内で ECL が検出した光子があれば、その四元運動量を加えるという操作を行なっている。

粒子識別の Likelihood は、SVD、CDC、TOP、ARICH、ECL、KLM の情報を組み合わせて求められている。荷電粒子の識別は、SVD と CDC で測定される dE/dx 、CDC で飛跡より測定される粒子の運動量、TOP で測定される粒子の飛行時間とチェレンコフ光子の分布、ARICH で測定されるチェレンコフ光子の空間分布の確率密度より行われている。 μ の識別は、加えて KLM で測定されたヒット位置と外装された飛跡の

位置の違い、KLMに何層ヒットしたかの情報を用いる。また e の識別は、加えて ECL で測定されたエネルギー E と CDC で測定した運動量の大きさ p の比 E/p を求めて行う。 i, j を荷電粒子 e, μ, π, K, p, d を指す 1 から 6 までの値をとる添字とし、粒子識別に使用する物理量の添字を k で表すと、種類 j の粒子に対応する Likelihood \mathcal{L}_j は

$$\mathcal{L}_j = \prod_k \mathcal{P}_k(j) \quad (4.4)$$

で表される。ここで、 $\mathcal{P}_k(j)$ は種類 j の粒子が物理量 k の分布を作る確率密度である。

したがって、種類 j の粒子に対する Likelihood Ratio は式 (4.5) で表すことができる。

$$\text{Likelihood Ratio} = \frac{\mathcal{L}_j}{\sum_{i=1}^6 \mathcal{L}_i} \quad (4.5)$$

K と π については、 K と π を識別するために 0.6 より大きいイベントをそれぞれ選んだ。

$|dr|$ は IP(ビーム衝突点) と飛跡の最近接点間の xy 平面内の距離、 $|dz|$ は IP と飛跡の最近接点間の z 方向の距離のことである。誤って再構成された飛跡を除くため $|dr| < 2 \text{ cm}$ と $|dz| < 5 \text{ cm}$ を課した。

B 中間子候補を再構成するには、 M_{bc} は Beam Constraint Mass、 ΔE は Energy Difference と呼ばれる二つの変数が重要であり、それぞれ式 (4.6) と式 (4.7) に示す。

$$M_{bc} \equiv \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - p_B^2} \quad (4.6)$$

$$\Delta E \equiv E_B - E_{\text{beam}} \quad (4.7)$$

E_{beam} はビームの重心系エネルギー、 p_B は重心系での B 中間子の運動量、 E_B は重心系での B 中間子のエネルギーである。 $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ 過程は二体反応なので、 $\Upsilon(4S)$ 静止系すなわち重心系では、対で生じる B 中間子と反 B 中間子は、重心系エネルギーを等分して、互いに反対向きに運動するという特別な運動学的条件にある。この二つの変数はこの事実を活用したものである。

4.2.1 $J/\psi \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ と $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ の再構成

J/ψ 中間子と K^{*0} 中間子は、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 及び $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ と $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ なる崩壊モードがそれぞれ 5.97% 及び 5.96% と 67% の分岐比を持つので、これらのモードの終状態に現れる娘粒子の系の不変質量により表 4.1 に示した条件を課して選別する。

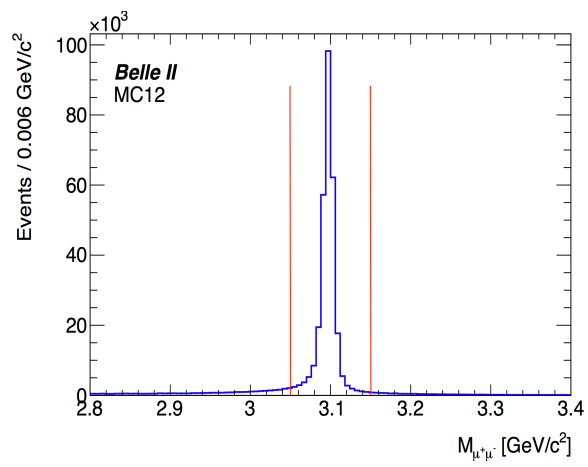


図 4.3: $\mu^+\mu^-$ の不変質量分布 (MC)

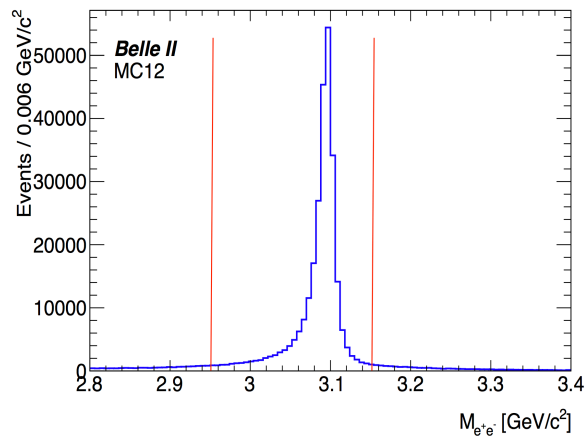


図 4.4: e^+e^- の不変質量分布 (MC)

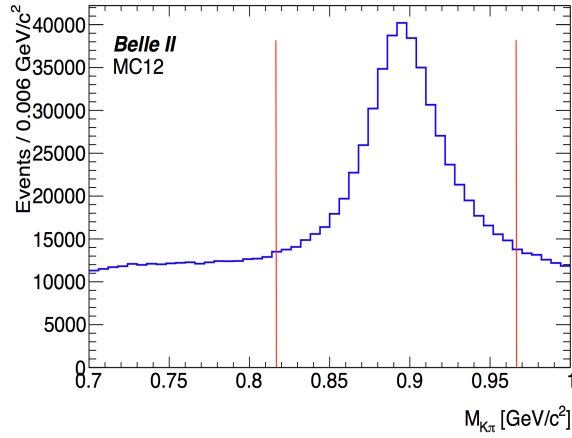


図 4.5: $K^+\pi^-$ (または $K^-\pi^+$) の不変質量分布 (MC)

不変質量分布の条件は、Belle 実験で同じ崩壊モードを解析した先行研究 [2] の条件に準じた。 e^+e^- の不変質量に課す条件の下限が、 $\mu^+\mu^-$ の不変質量分布のそれより小さく設定されているのは、50 mrad 以内に発見された光子の四元運動量を加えても回復しきれない制動放射によるエネルギー損失を考慮するためである。モンテカルロシミュレーションによる不変質量分布により、設定した条件の範囲内に $\mu^+\mu^-$ 、 e^+e^- の不変質量分布で $3.1 \text{ GeV}/c^2$ 、 $K^+\pi^-$ (または $K^-\pi^+$) の不変質量分布で $0.9 \text{ GeV}/c^2$ 付近にピークがあり、条件が適切であることを確認した。

4.2.2 M_{bc} と ΔE による B 中間子候補の再構成

次に、 $\mu^+\mu^-$ モード ($B^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$) の ΔE と M_{bc} 分布を図 4.6 と図 4.7 に、 e^+e^- モード ($B^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow e^+e^-)K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$) の ΔE と M_{bc} 分布を図 4.8 と図 4.9 に示す。いずれも ΔE 分布は M_{bc} の範囲が $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ の分布である。また、 M_{bc} 分布は $\mu^+\mu^-$ モードのとき $-0.03 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$ 、 e^+e^- モードの時 $-0.07 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$ の条件を課した場合の分布である。

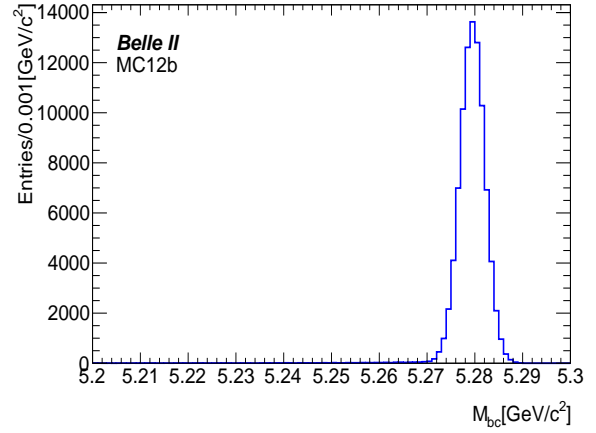
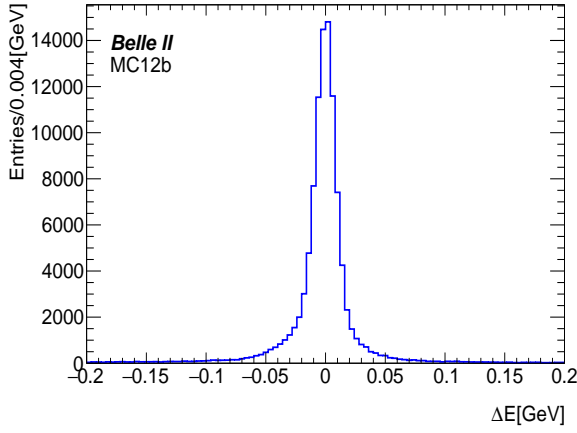


図 4.6: $\mu^+\mu^-$ モードでの ΔE 分布 ($5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$)(MC) 図 4.7: $\mu^+\mu^-$ モードでの M_{bc} 分布 ($-0.03 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$)(MC)

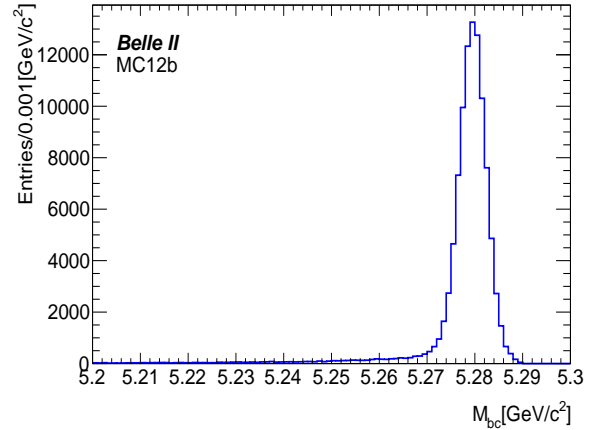
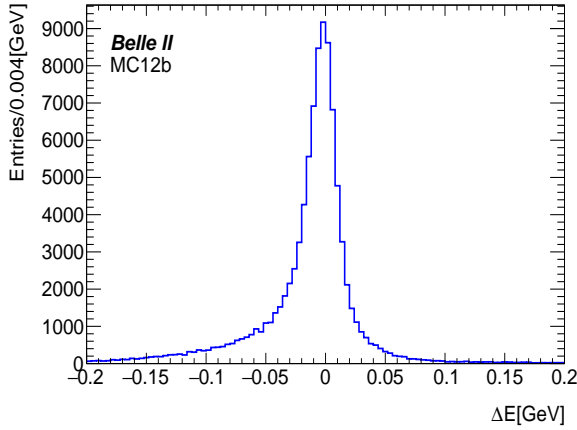


図 4.8: e^+e^- モードでの ΔE 分布 ($5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$)(MC) 図 4.9: e^+e^- モードでの M_{bc} 分布 ($-0.07 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$)(MC)

e^+ または e^- に光子を加える操作を行っても回復しきれない制動放射によるエネルギー損失を考慮して、 e^+e^- モードでの信号事象選別する ΔE の下限は $\mu^+\mu^-$ モードのものよりも小さい値とした。

$\mu^+\mu^-$ モード、 e^+e^- モードのいずれの場合も、 M_{bc} 及び ΔE で定義した信号選別領域に見出した事象数を数え、生成事象数との比により再構成効率を評価したところ、 $\mu^+\mu^-$ モードで 22.26%、 e^+e^- モードで 20.36% であった。

4.3 崩壊点位置分解能の見積もり

本節では、再構成した信号事象について制動放射の影響を無視し得る $\mu^+\mu^-$ に絞って、崩壊点位置分解能について調べた結果を示す。モンテカルロシミュレーションは 4.2 と同様に、早期フェーズ 3 のジオメトリでビームバックグラウンドありの信号事象を使用した。

事象選別条件は、 B 中間子の候補を信号領域 ($-0.03 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$, $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$) 内のみに限定した点、最良 B 候補選別を行なった点の 2 点を除き、表 4.1 に示したものと同一である。ここで B 中間子崩壊点再構成には、第 3 章で既述したようにパーテックスコンストレイントフィットを用いる。パーテックスコンストレイントフィットを実行するソフトウェアパッケージには、LHC 加速器を用いた CMS 実験で開発された rave [9] が Belle II ソフトウェア環境下に移植されたものを使用した。最良 B 候補選別は、同一イベント内で B 中間子候補が複数存在した場合、パーテックスコンストレイントフィットを行なった際に返ってくる χ^2 の値により、最良のフィットになる B 中間子候補を 1 つ選んだ。

4.3.1 CP 側とタグ側の崩壊点位置分解能

CP 側の z -residual 分布とタグ側の z -residual 分布を、図 4.10、図 4.11 に示す。 z -residual 分布とは、再構成された B 中間子の崩壊点の z 座標と事象生成時の真の B 中間子の崩壊点の z 座標の差の分布を指す。truth matching はここでは、再構成に使われた飛跡が全て対象の崩壊過程の娘粒子に対応した、正しい終状態粒子の組み合わせで $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+\pi^-)$ 崩壊の候補が再構成されたイベントのみを選んだ。

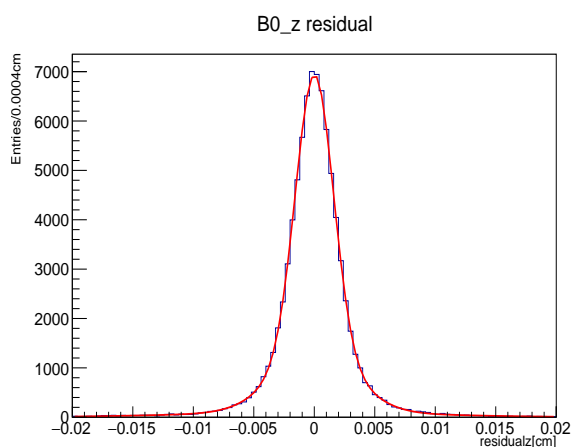


図 4.10: CP 側の z -residual 分布

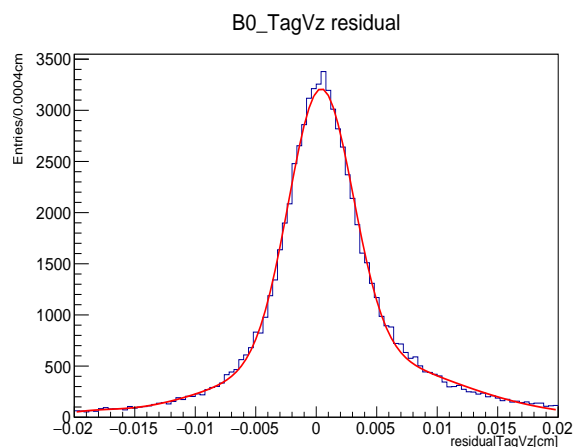


図 4.11: タグ側の z -residual 分布

図 4.10、図 4.11 はどちらも 3 つの正規分布の和である Triple Gaussian によるフィットを行なった。式 (4.8) に Triple Gaussian の式を示す。

$$\mathcal{P}(x) = N_1 \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + N_2 \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right) + N_3 \frac{1}{\sigma_3 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_3)^2}{2\sigma_3^2}\right) \quad (4.8)$$

N_1, N_2, N_3 は 3 つの Gaussian それぞれの面積を表している。

図 4.10、図 4.11 を Triple Gaussian でフィットし、崩壊点位置分解能を求めた結果、 CP 側では $33.7 \pm 1.1 \mu\text{m}$ 、タグ側では $95.2 \pm 2.3 \mu\text{m}$ という値が得られた。

3つの Gaussian の σ (sigma) の加重平均を式 (4.9)～式 (4.12) にしたがって計算した。

$$f_1 = \frac{N_1}{N_1 + N_2 + N_3} \quad (4.9)$$

$$f_2 = \frac{N_2}{N_1 + N_2 + N_3} \quad (4.10)$$

$$f_3 = \frac{N_3}{N_1 + N_2 + N_3} \quad (4.11)$$

$$\sigma_{\text{weighted}} = \sqrt{f_1 \times \sigma_1^2 + f_2 \times \sigma_2^2 + f_3 \times \sigma_3^2} \quad (4.12)$$

CP 側の崩壊点位置分解能は、 μ^+ と μ^- から再構成する。質量 $3.1 \text{ GeV}/c^2$ の J/ψ が μ^\pm に崩壊するため、運動量が高く多重散乱の影響が小さい。そのため、 $33.7 \pm 1.1 \mu\text{m}$ という小さい値が得られた。

一方、タグ側の崩壊点位置分解能は、様々な崩壊モードの寄与があり、 D 中間子のような数十 μm 飛行する粒子も含まれる上、多体崩壊であった場合は個々の粒子の運動量が下がるため、多重散乱の効果も大きくなる。このため、崩壊点位置分解能は大きい値となり、タグ側では $95.2 \pm 2.3 \mu\text{m}$ となった。

4.3.2 J/ψ の崩壊点と K^{*0} の崩壊点

崩壊点位置分解能の較正という観点では $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ 崩壊は、他の崩壊モードと異なる特長がある。 J/ψ と K^{*0} は生成してすぐに崩壊するため、本来は図 4.12 にあるように娘粒子は 1 点から発生する。ここで同一事象で J/ψ と K^{*0} の崩壊点をそれぞれ再構成すると、検出器の崩壊点位置分解能によって図 4.13 にあるように、位置の違いが現れる。この崩壊点の位置の差はシミュレーションの事象生成時の情報に依存せずに、実験データから得られるので、モンテカルロシミュレーションとの比較により崩壊点位置分解能の較正が可能と考えられる。

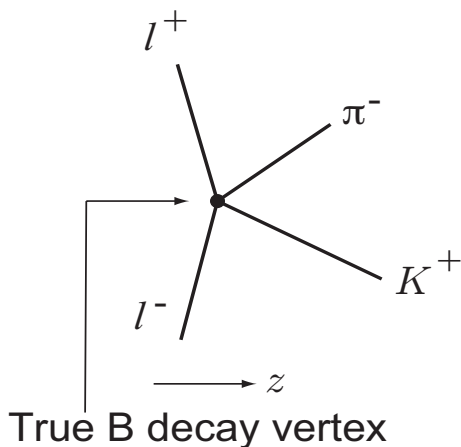


図 4.12: 本来の崩壊点

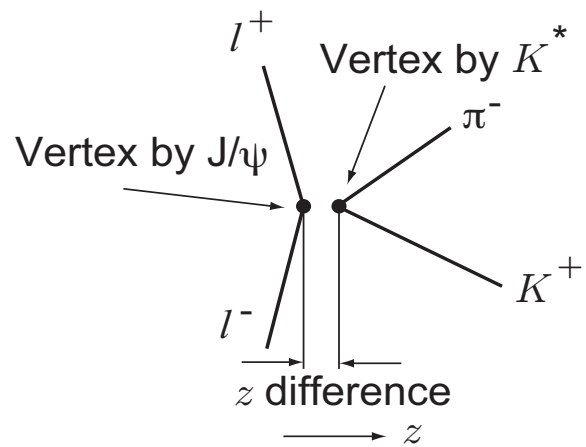


図 4.13: 実際に観測される崩壊点

信号事象シミュレーションサンプルにおける J/ψ と K^{*0} の崩壊点の z 軸の差の分布を図 4.14 に示す。

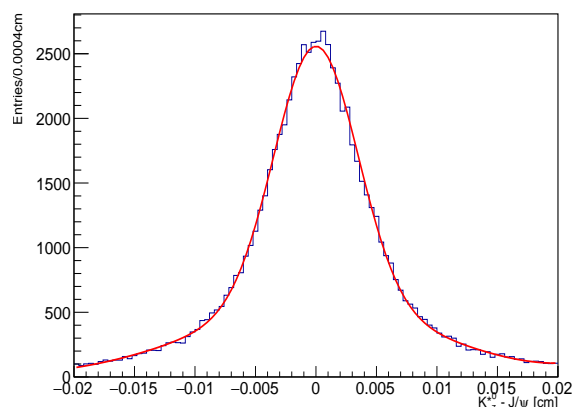


図 4.14: $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ モンテカルロシミュレーション事象における J/ψ と K^{*0} の崩壊点の z 座標の差の分布

この分布を Triple Gaussian でフィットし、加重平均により $\sigma = 109.1 \pm 4.0 \mu\text{m}$ という値を得た。この値を左右する要因を理解するため μ^+, μ^-, K, π の運動量分布と、 B 中間子の崩壊点を K^{*0} (または \bar{K}^{*0}) の崩壊で生じた K^+ と π^- (または K^- と π^+) で再構成した際の z -residual 分布を、図 4.15、図 4.16 に示す。

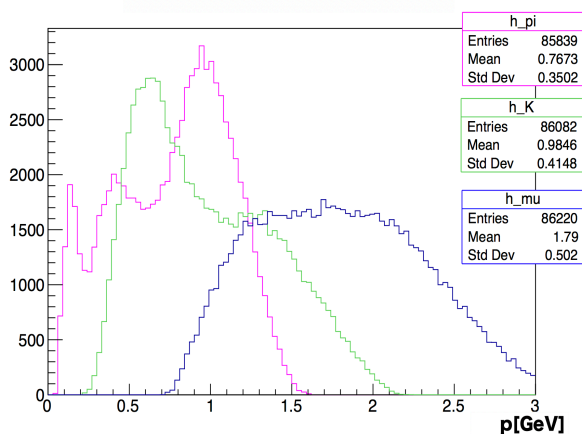


図 4.15: μ^+, μ^-, K, π の運動量分布
(青: μ 、ピンク: π 、緑: K)

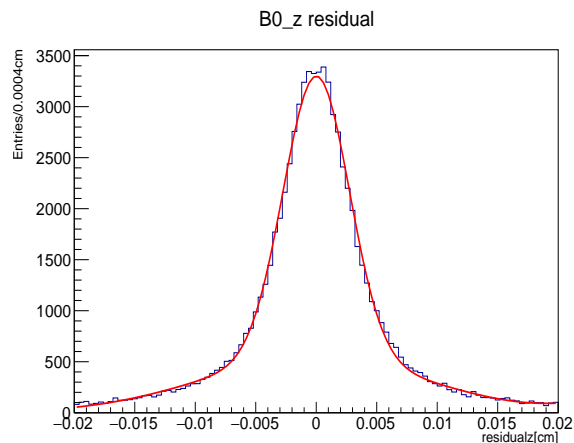


図 4.16: K^{*0} 崩壊で生じた $K^+ \pi^-$ により崩壊点を再構成した場合の z -residual 分布

K^\pm と π^\mp で B 中間子の崩壊点を再構成した場合について Triple Gaussian でフィットを行い、加重平均により σ を求めると、 $93.7 \pm 2.4 \mu\text{m}$ という値が得られた。 μ^+ と μ^- で B 中間子の崩壊点を再構成した場合よりも約 2.8 倍大きい値である。図 4.15 に示すように、 μ^+ と μ^- は平均 $1.8 \text{ GeV}/c$ の運動量を持つのに比べて K^\pm と π^\mp は運動量が小さく、それぞれ平均値は $0.98 \text{ GeV}/c$ と $0.77 \text{ GeV}/c$ である。それゆえ、多重散乱の影響が大きくなるからである。

そのため、図 4.14 に示した J/ψ と K^{*0} の崩壊点の z 座標の差 (平均値 $109.1 \pm 4.0 \mu\text{m}$) を生む要因として

は、 K と π の寄与が支配的であるということがわかった。

ここで J/ψ と K^{*0} の崩壊点の z 座標の差に、 μ^+ と μ^- で B 中間子の崩壊点を再構成した際の分解能 $\sigma_{\mu^+\mu^-}$ と K^\pm と π^\mp で B 中間子の崩壊点を再構成した際の分解能 $\sigma_{K\pi}$ が独立に寄与するとみなし、二乗和をとると

$$\sqrt{\sigma_{\mu^+\mu^-}^2 + \sigma_{K\pi}^2} = 99.6 \text{ } \mu\text{m} \quad (4.13)$$

となる。分布をフィットして得られた値 $\sigma = 109.1 \pm 4.0 \text{ } \mu\text{m}$ はこの二乗和の値よりやや大きく、 μ^+ と μ^- で得る崩壊点の誤差と、 K^\pm と π^\mp で得る崩壊点の誤差間に相関があるためであると考えられる。

4.3.3 まとめ

CP 側やタグ側の崩壊点位置分解能は、ジェネレーターから得られる真の崩壊点の位置を使って求めているので、データのみでは求めることができない。一方、 J/ψ と K^{*0} の崩壊点の差の分布はデータのみで求めることができるので、その分布をモンテカルロシミュレーションの結果と比較することにより、モンテカルロシミュレーションで得られる崩壊点分解能 (図 4.14) の信頼性をデータで確認することができ、崩壊点位置分解能の較正に有効である。

表 4.2 に崩壊点位置分解能を評価したまとめを示す。

表 4.2: 崩壊点位置分解能

	位置分解能 [μm]
$\mu^+\mu^-$ で B^0 の崩壊点を再構成	33.7 ± 1.1
タグ側の B^0 の崩壊点を再構成	95.2 ± 2.3
$K^+\pi^-$ (または $K^-\pi^+$) で B^0 の崩壊点を再構成	93.7 ± 2.4
J/ψ 崩壊点と K^{*0} 崩壊点の z 座標の差	109.1 ± 4.0

4.4 ビームバックグラウンドとジオメトリの違いによる崩壊点位置分解能の変化

SuperKEKB 加速器のルミノシティ向上とともにビームバックグラウンドが増加した場合、PXD が 1 層か 2 層かというジオメトリの違いによる崩壊点位置分解能の変化について調べるために、以下の設定で各々 100 万事象の信号事象シミュレーションデータを解析した。

1. フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)

- ビームバックグラウンドなしの信号事象 (BG×0)
- 想定されたビームバックグラウンドの信号事象 (BG×1)
- 想定されたビームバックグラウンドの 2 倍の信号事象 (BG×2)
- 想定されたビームバックグラウンドの 5 倍の信号事象 (BG×5)

2. 早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)

- ビームバックグラウンドなしの信号事象 (BG×0)
- 想定されたビームバックグラウンドの信号事象 (BG×1)
- 想定されたビームバックグラウンドの 2 倍の信号事象 (BG×2)
- 想定されたビームバックグラウンドの 5 倍の信号事象 (BG×5)
- 実際にランダムトリガーで測定されたビームバックグラウンドの信号事象

フェーズ 3 で想定したルミノシティは $8.0 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ で、早期フェーズ 3 のそれは $1.06 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ である。崩壊点位置分解能は 4.3 と同様の手順で z -residual 分布により評価した。

図 4.17～図 4.25 に μ^+ と μ^- で崩壊点を再構成した際の z -residual 分布を示す。

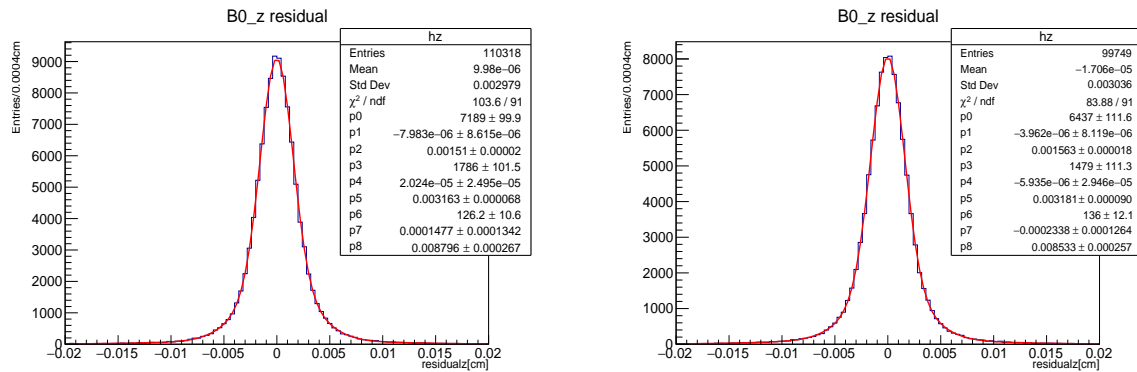


図 4.17: フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG×0 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)
 図 4.18: フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG×1 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)

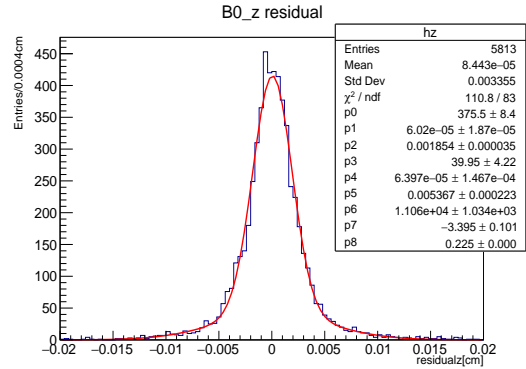
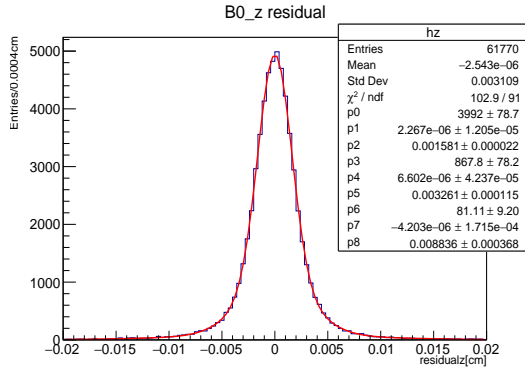


図 4.19: フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG×2 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)

図 4.20: フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG×5 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)

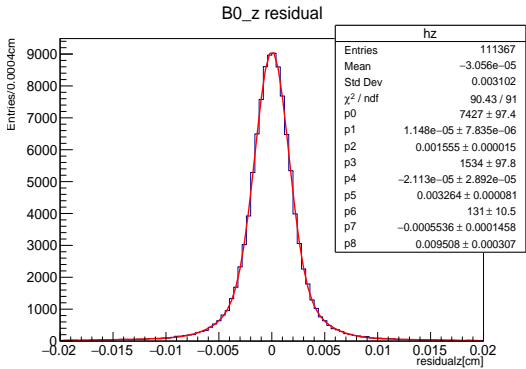
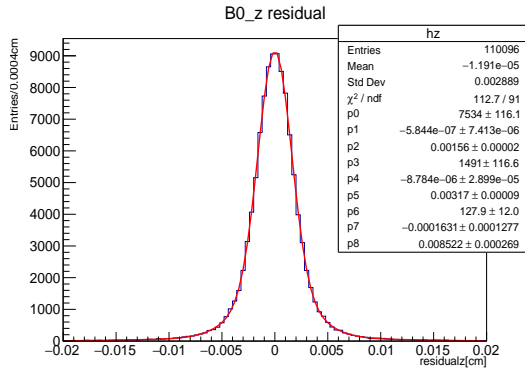


図 4.21: 早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG×0 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)

図 4.22: 早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG×1 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)

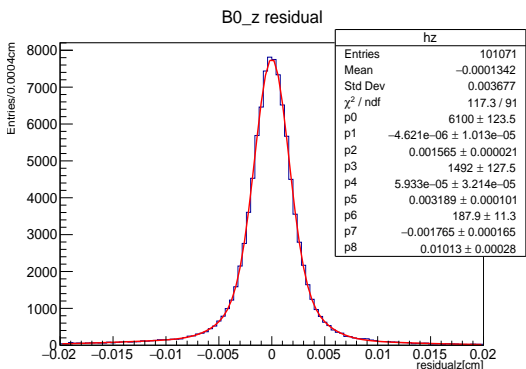
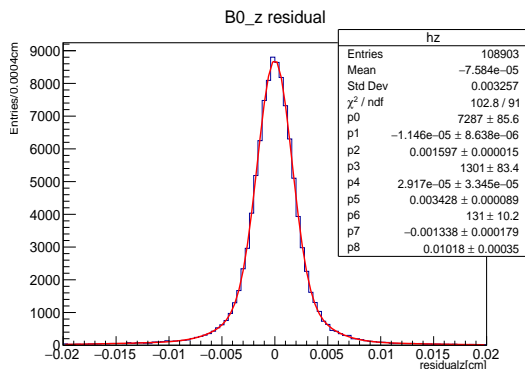


図 4.23: 早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG×2 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)

図 4.24: 早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG×5 における z -residual 分布 ($\mu\mu$)

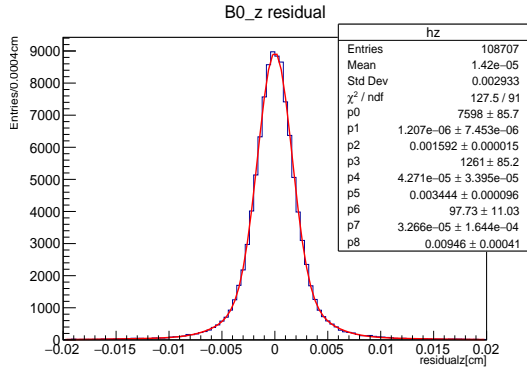


図 4.25: 早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、実験で得られた BG における z -residual 分布 ($\mu\mu$)

図 4.26~図 4.34 に K^+ と π^- (または K^- と π^+) で崩壊点を再構成した際の z -residual 分布を示す。

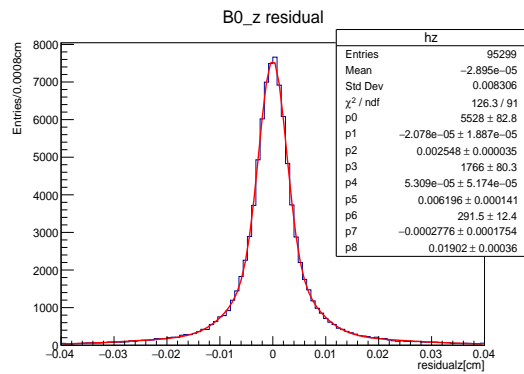
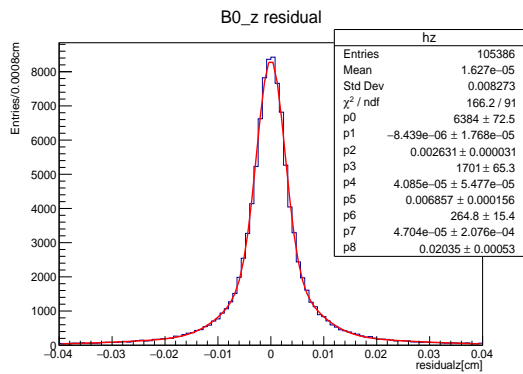


図 4.26: フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG×0 における z -residual 分布 ($K\pi$)

図 4.27: フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG×1 における z -residual 分布 ($K\pi$)

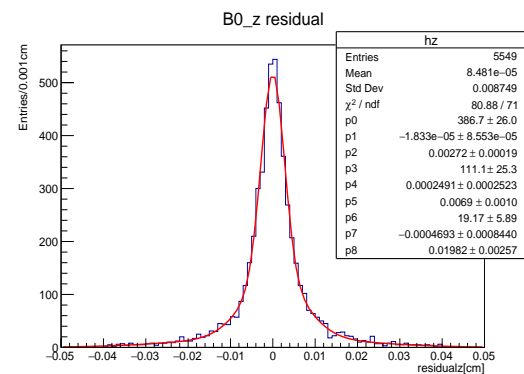
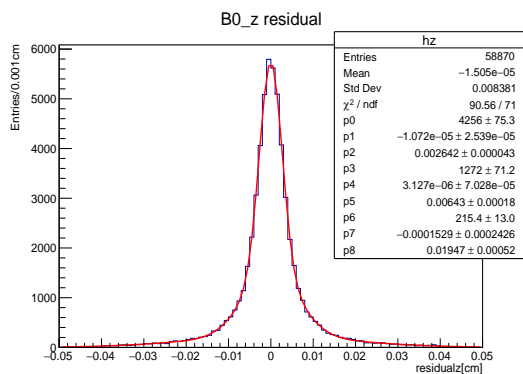


図 4.28: フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG×2 における z -residual 分布 ($K\pi$)

図 4.29: フェーズ 3 のジオメトリ (PXD2 層)、BG×5 における z -residual 分布 ($K\pi$)

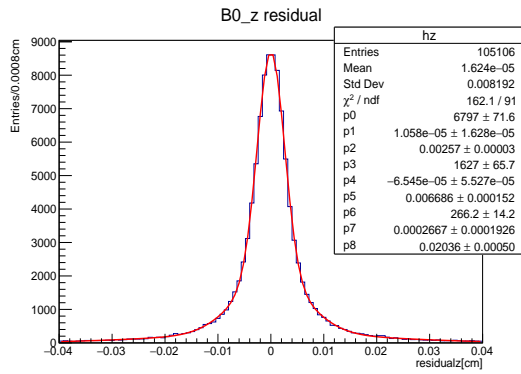
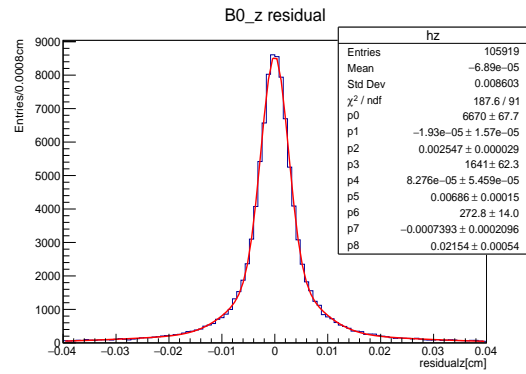


図 4.30: 早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG×0 における z -residual 分布 ($K\pi$)



BG×1 における z -residual 分布 ($K\pi$)

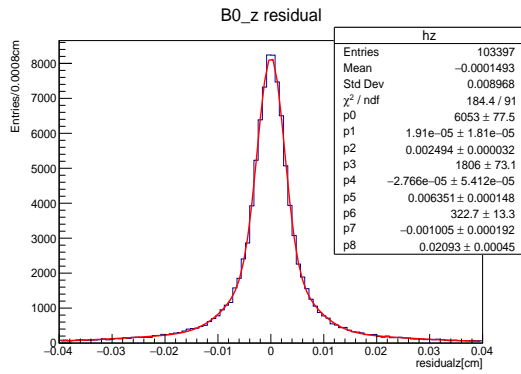
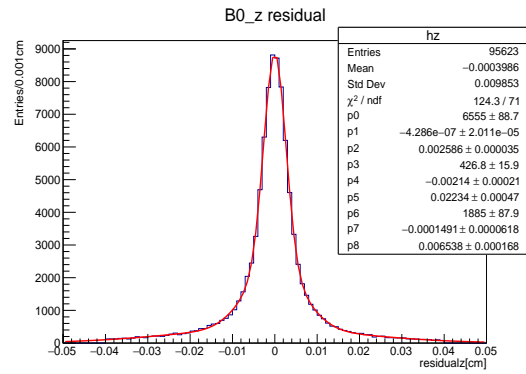


図 4.32: 早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、BG×2 における z -residual 分布 ($K\pi$)



BG×5 における z -residual 分布 ($K\pi$)

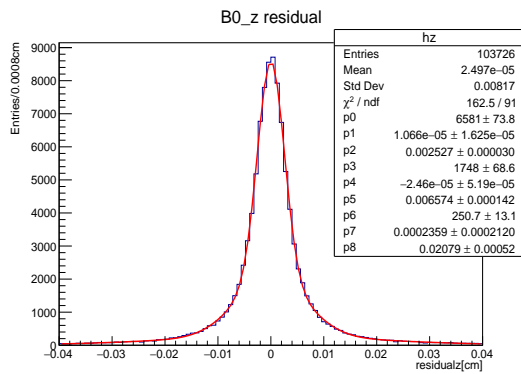


図 4.34: 早期フェーズ 3 のジオメトリ (PXD1 層)、実験で得られた BG における z -residual 分布 ($K\pi$)

μ^+ と μ^- で崩壊点を再構成した場合の z -residual 分布の標準偏差と信号領域内の事象数、 K^+ と π^- (または K^- と π^+)で崩壊点を再構成した場合の z -residual 分布の標準偏差と信号領域内の事象数のまとめを表 4.3、表 4.4 に示す。

表 4.3: μ^+ と μ^- で崩壊点を再構成した場合の z -residual 分布の標準偏差と信号領域内の事象数まとめ
* $\mathcal{L} = 8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\dagger\mathcal{L} = 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

	位置分解能 [μm]	信号領域内の事象数
Phase3 BG \times 0	30.8 ± 0.8	111278
Phase3 BG \times 1*	31.4 ± 0.9	100726
Phase3 BG \times 2	32.1 ± 1.2	62393
Phase3 BG \times 5	30.7 ± 1.4	5867
Early Phase3 BG \times 0	29.7 ± 0.8	110989
Early Phase3 BG \times 1 \dagger	33.0 ± 0.9	112693
Early Phase3 BG \times 2	35.5 ± 1.1	110747
Early Phase3 BG \times 5	40.6 ± 1.1	103660
Early Phase3 random trigger BG	30.8 ± 1.1	109657

表 4.4: K^+ と π^- (または K^- と π^+)で崩壊点を再構成した場合の z -residual 分布の標準偏差と信号領域内の事象数まとめ

* $\mathcal{L} = 8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, $\dagger\mathcal{L} = 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

	位置分解能 [μm]	信号領域内の事象数
Phase3 BG \times 0	92.5 ± 2.3	110572
Phase3 BG \times 1*	90.8 ± 1.8	100057
Phase3 BG \times 2	92.2 ± 2.4	61994
Phase3 BG \times 5	93.8 ± 10.8	5858
Early Phase3 BG \times 0	91.8 ± 2.2	110371
Early Phase3 BG \times 1 \dagger	99.3 ± 2.4	112070
Early Phase3 BG \times 2	102.7 ± 2.1	110199
Early Phase3 BG \times 5	118.0 ± 2.5	103337
Early Phase3 random trigger BG	92.5 ± 2.2	109033

μ^+ と μ^- で崩壊点を再構成した場合の z -residual 分布の標準偏差まとめプロットを図 4.35(フェーズ 3)、図 4.36(早期フェーズ 3) に、 K^+ と π^- (または K^- と π^-)で崩壊点を再構成した時の z -residual 分布の標準偏差まとめプロットを図 4.37(Phase 3)、図 4.38 に示す。

また、 μ^+ と μ^- で崩壊点を再構成した時の再構成効率のまとめプロットを図 4.39(フェーズ 3)、図 4.40(早期フェーズ 3) に示す。

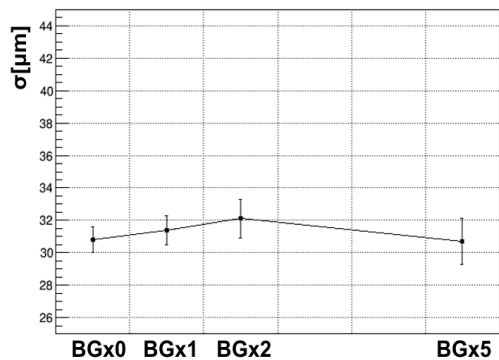


図 4.35: フェーズ 3(PXD2 層)における位置分解能のまとめプロット ($\mu\mu$)

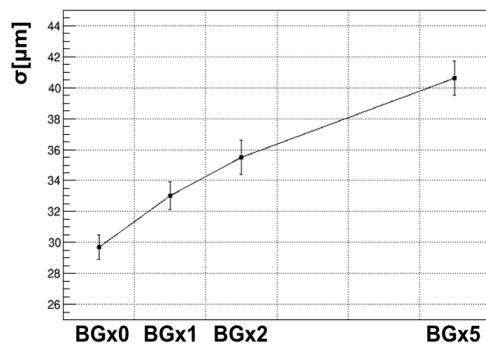


図 4.36: 早期フェーズ 3(PXD1 層)における位置分解能のまとめプロット ($\mu\mu$)

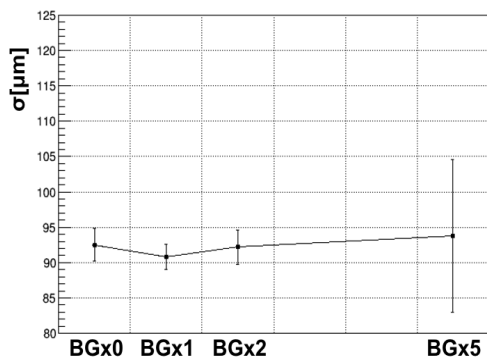


図 4.37: フェーズ 3(PXD2 層)における位置分解能のまとめプロット ($K\pi$)

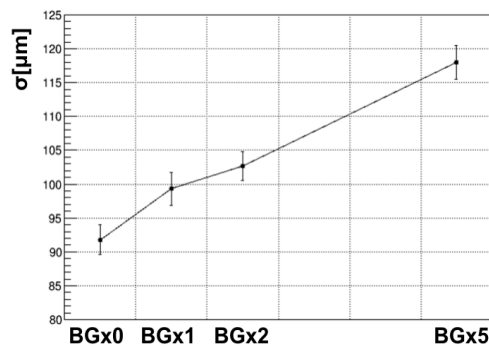


図 4.38: 早期フェーズ 3(PXD1 層)における位置分解能のまとめプロット ($K\pi$)

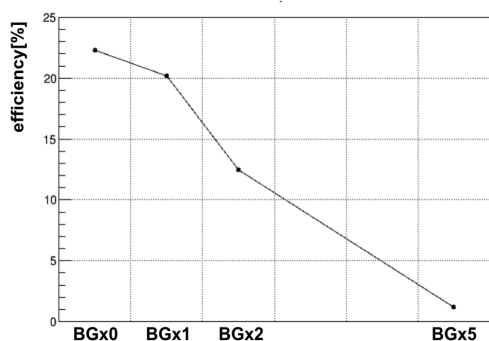


図 4.39: フェーズ 3(PXD2 層)における再構成効率のまとめプロット ($\mu\mu$)

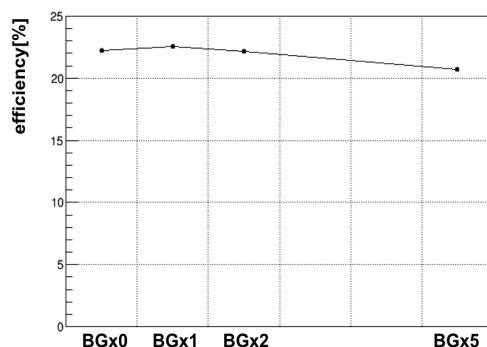


図 4.40: 早期フェーズ 3(PXD1 層)における再構成効率のまとめプロット ($\mu\mu$)

図 4.35、図 4.36 より、 μ^+ と μ^- で崩壊点を再構成した場合、PXD が 2 層あるフェーズ 3 の場合は、PXD が 1 層の早期フェーズ 3 の場合と比べて、ビームバックグラウンドの量が増えた場合の崩壊点位置分解能の悪

化の程度が小さいことがわかった。これは、PXD が 2 層になることで、粒子の通過位置をより精密に測定することができ、そのため崩壊点を決定する精度も上がるためである。また、図 4.39、図 4.40 より、 K^+ と π^- (または K^- と π^+)で崩壊点を再構成した場合も μ^+ と μ^- で崩壊点を再構成した場合と同じ傾向が見られることがわかった。

一方再構成効率は、図 4.39、図 4.40 より、想定されているビームバックグラウンド (フェーズ 3、BG×1) を超えると急激に低下するということが確認された。これは、ビームバックグラウンドの増加のために、CDCでのトラッキングが難しくなるからである。

第5章 Belle II 実験データにおける $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ 崩壊の事象再構成

Belle II 実験は 2019 年 3 月から 6 月の運転で積分ルミノシティ 6.01 fb^{-1} のデータを収集した。このうち較正と粒子再構成処理が完了した積分ルミノシティ 2.62 fb^{-1} のデータを用いた。

5.1 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ と $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$ の再構成

実データでの $\mu^+\mu^-$ と e^+e^- と $K^+\pi^-$ (または $K^-\pi^+$) の不変質量分布を図 5.1、図 5.2、図 5.3 に示す。

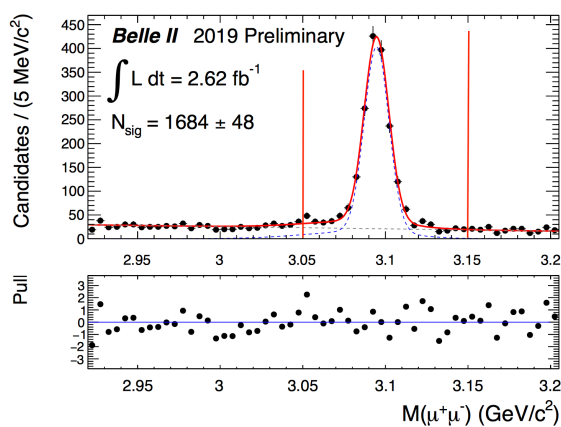


図 5.1: $\mu^+\mu^-$ の不変質量分布 (データ)[19]

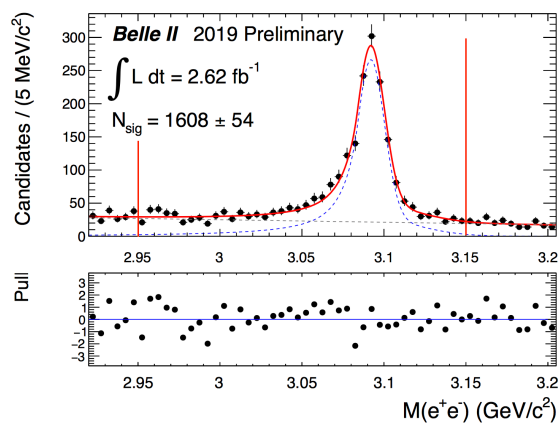


図 5.2: e^+e^- の不変質量分布 (データ)[19]

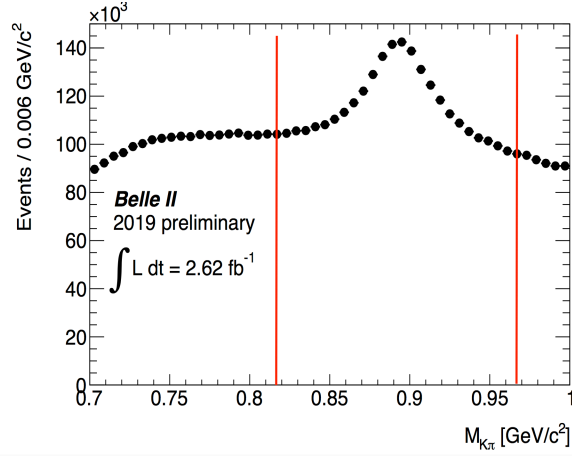


図 5.3: $K^+\pi^-$ (または $K^-\pi^+$) の不変質量分布 (データ)

モンテカルロシミュレーションと同様に、設定した不変質量の条件の範囲内に $\mu^+\mu^-$ 、 e^+e^- の不変質量分布で $3.1 \text{ GeV}/c^2$ 、 $K^+\pi^-$ (または $K^-\pi^+$) の不変質量分布で $0.9 \text{ GeV}/c^2$ 付近にピークがあり、 J/ψ および K^{*0} の生成を確認した。

5.2 M_{bc} と ΔE による B 中間子候補の再構成

$\mu^+\mu^-$ モードの ΔE 分布、 M_{bc} と ΔE の 2 次元分布、 M_{bc} 分布を図 5.4、図 5.5、図 5.6 に、 e^+e^- モードの ΔE 分布、 M_{bc} と ΔE の 2 次元分布、 M_{bc} 分布を図 5.7、図 5.8、図 5.9 に示す。

M_{bc} 分布は信号事象を Gaussian、背景事象を Argus で、extended unbinned maximum likelihood fit を行なった。Argus は位相空間に従うバックグラウンド分布である。Gaussian と Argus の式を式 (5.1) と式 (5.2) に示す。

$$f_{\text{Gaussian}}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\sqrt{(x-\mu)^2}}{2\sigma^2}\right) \quad (5.1)$$

$$f_{\text{Argus}}(x) = x \cdot \left[1 - \left(\frac{x}{m_0}\right)^2\right]^p \cdot \exp\left[c \cdot \left(1 - \left(\frac{x}{m_0}\right)^2\right)\right] \quad (5.2)$$

フィットの際、Gaussian では σ (sigma) と μ (mean) を固定せず、Argus では m_0 は 5.29、 c は Belle 実験で $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 崩壊を解析した先行研究 [3] を参考に -50 を使用した。Gaussian の sigma と mean を固定した場合の信号事象数の変化については、5.3 で述べる。

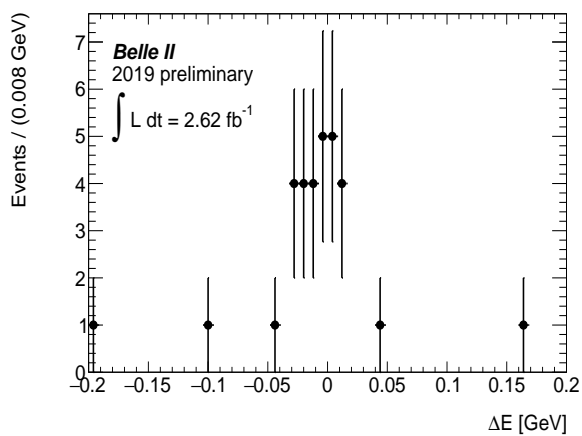


図 5.4: $\mu^+\mu^-$ モードでの ΔE 分布 ($5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$)(データ)

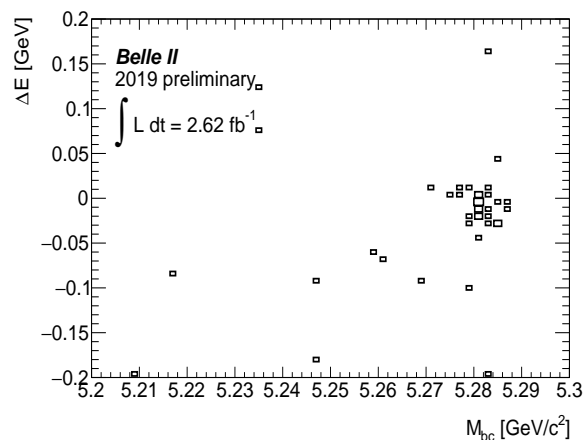


図 5.5: $\mu^+\mu^-$ モードでの M_{bc} vs ΔE 分布 (データ)

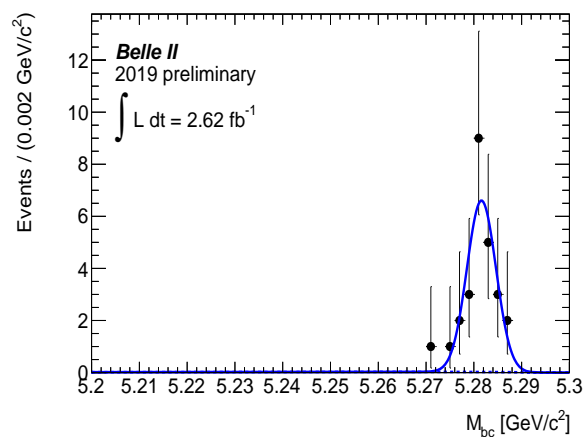


図 5.6: $\mu^+\mu^-$ モードでの M_{bc} 分布 ($-0.03 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$)(データ)

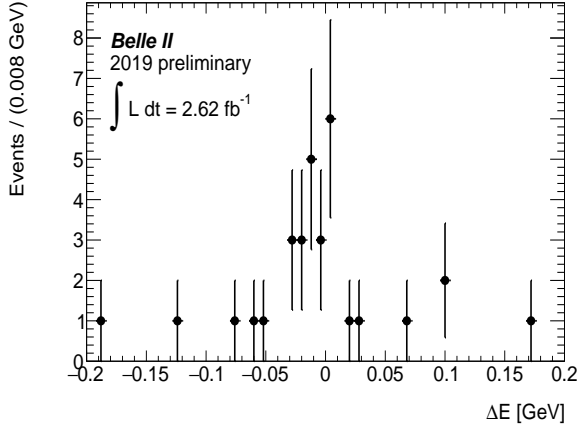


図 5.7: e^+e^- モードでの ΔE 分布 ($5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$)(データ)

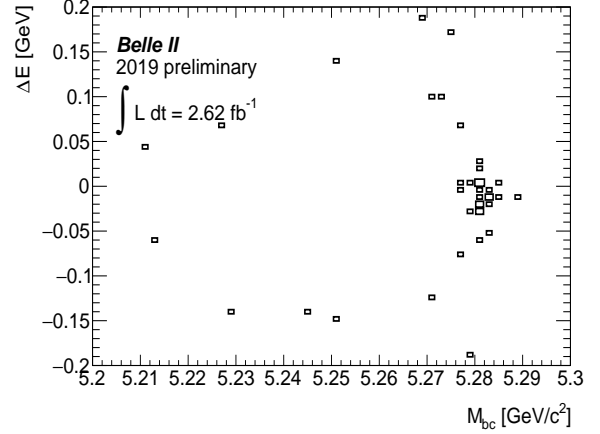


図 5.8: e^+e^- モードでの M_{bc} vs ΔE 分布 (データ)

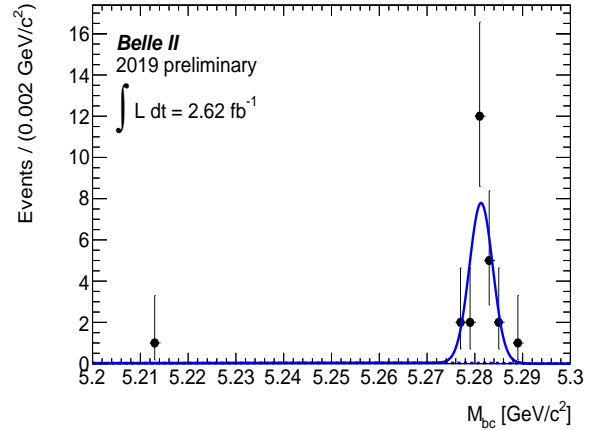


図 5.9: e^+e^- モードでの M_{bc} 分布 ($-0.07 \text{ GeV} < \Delta E < 0.03 \text{ GeV}$)(データ)

M_{bc} 分布をフィットすることにより、 $\mu^+\mu^-$ モードでは信号事象数 25.1 ± 5.2 事象、背景事象数 0.9 ± 1.7 事象を得た。これはモンテカルロシミュレーションによる信号事象の期待値 32 事象と無矛盾であった。 e^+e^- モードでは信号事象数 23.7 ± 4.9 事象、背景事象数 1.3 ± 1.3 事象を得た。これも同様に信号事象の期待値 29 事象と無矛盾であった。期待値の計算を式 (5.3) に示す。

$$N_{\text{sig}} = N_{B^0} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}) \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow l^+l^-) \mathcal{B}(K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-) \epsilon \quad (5.3)$$

l は e または μ を表す。

ここで使用したデータは 2.62 fb^{-1} で、 $\Upsilon(4S)$ の反応断面積は $\sigma_{4S} = 1.1 \text{ nb}$ 、 $\Upsilon(4S)$ が中性 B 中間子対に崩壊する割合は $f_{B^0\bar{B}^0} = 0.486$ なので、 N_{B^0} は 2.80×10^6 と計算される。 B 中間子は対で生成されていて、荷電

共役な状態を含むので、 N_{B^0} の計算にはその分の 2 倍が考慮されている。 $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}) = 1.27 \times 10^{-3}$ 、 $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = 5.961\%$ 、 $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow e^+e^-) = 5.971\%$ 、 $\mathcal{B}(K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-) = 0.667$ と 4.2 で計算された再構成効率 ϵ を用いて式 (5.3) を計算し、期待値を求めた。

$\mu^+\mu^-$ モードと e^+e^- モードを合わせた ΔE 分布、 M_{bc} と ΔE の 2 次元分布、 M_{bc} 分布を図 5.10、図 5.11、図 5.12 に示す。

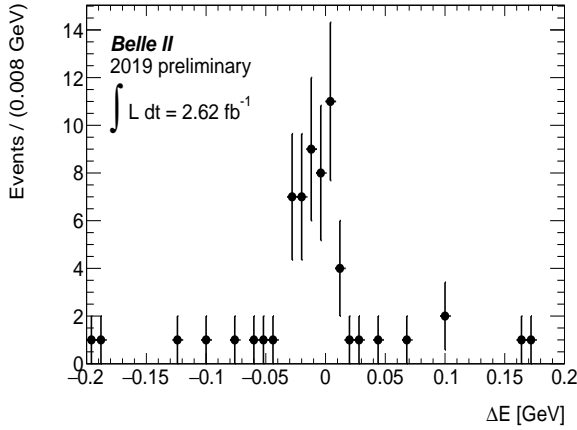


図 5.10: ΔE 分布 (データ)

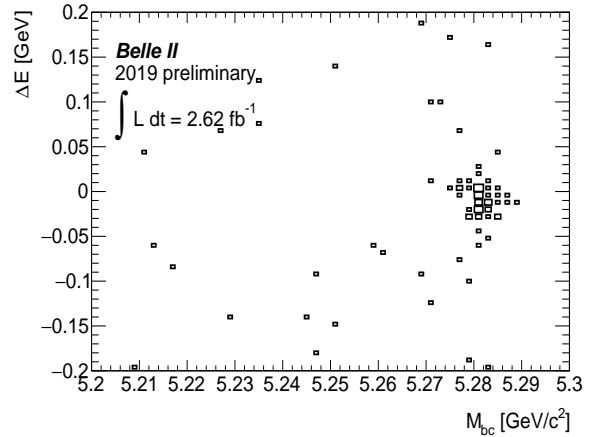


図 5.11: M_{bc} vs ΔE 分布 (データ)

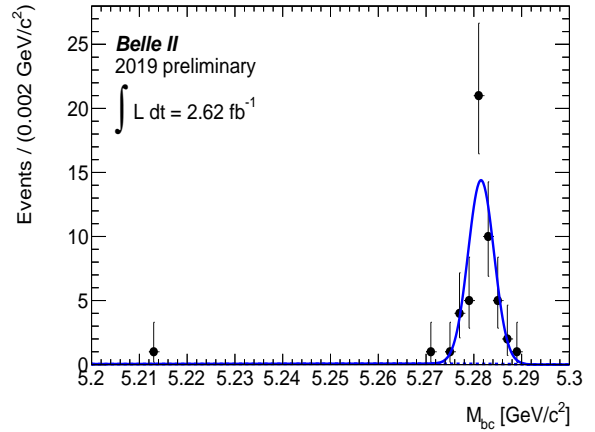


図 5.12: M_{bc} 分布 (データ)

M_{bc} 分布をフィットすることにより、信号事象数 48.6 ± 7.0 事象、背景事象数 2.4 ± 1.7 事象を得た。これはモンテカルロシミュレーションによる信号事象の期待値 61 事象と無矛盾であった。

5.3 Gaussian の sigma と mean の変化による事象数の系統誤差の見積もり

5.2 では、信号事象を表す Gaussian の σ (sigma) と μ (mean) を固定せずにフィットを行なったが、モンテカルロシミュレーションから得られた値で固定した場合との比較も行なった。

$\mu^+\mu^-$ モードでの mean と sigma を固定した M_{bc} 分布、mean は固定し sigma は固定しない M_{bc} 分布、5.2 で示した mean も sigma も固定しない M_{bc} 分布を図 5.13、図 5.14、図 5.15 に示す。

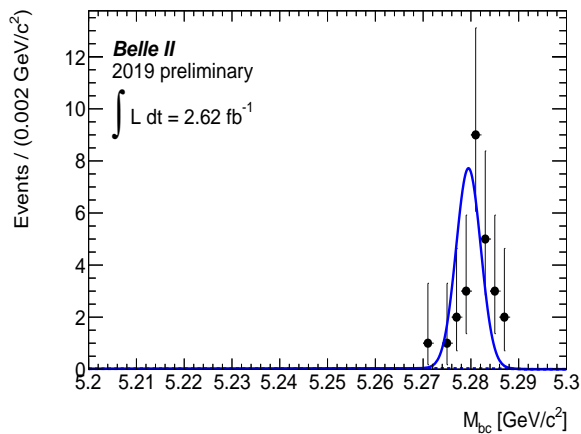


図 5.13: $\mu^+\mu^-$ モードでの M_{bc} 分布 (mean と sigma は固定)

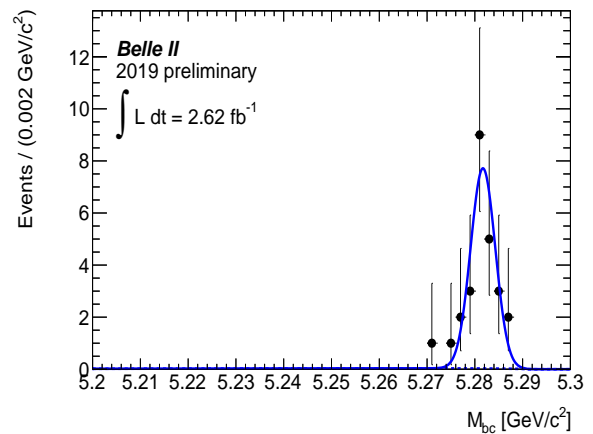


図 5.14: $\mu^+\mu^-$ モードでの M_{bc} 分布 (mean は固定、sigma は固定しない)

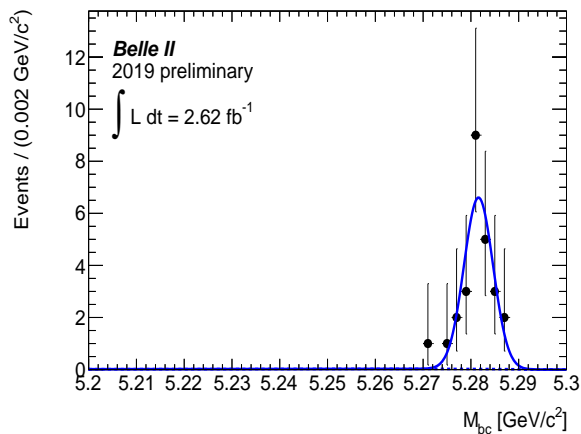


図 5.15: $\mu^+\mu^-$ モードでの M_{bc} 分布

e^+e^- モードでの mean と sigma を固定した M_{bc} 分布、mean は固定し sigma は固定しない M_{bc} 分布、5.2 で示した mean も sigma も固定しない M_{bc} 分布を図 5.16、図 5.17、図 5.18 に示す。

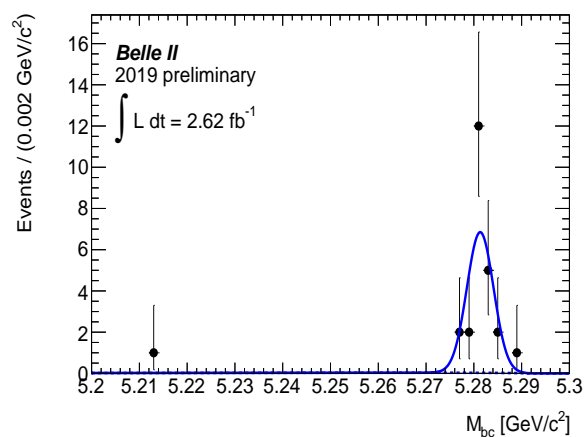
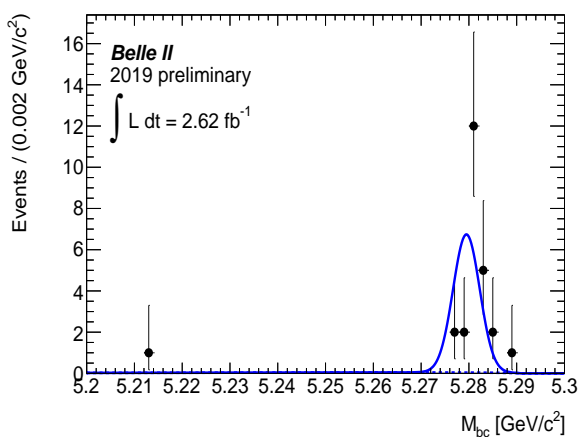


図 5.16: e^+e^- モードでの M_{bc} 分布 (mean と sigma は固定) 図 5.17: e^+e^- モードでの M_{bc} 分布 (mean は固定、sigma は固定しない)

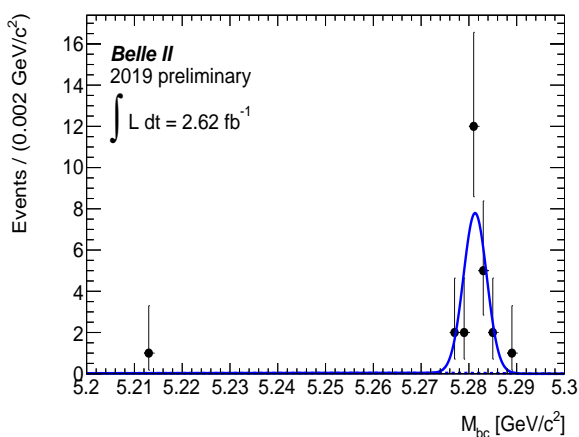


図 5.18: e^+e^- モードでの M_{bc} 分布

Gaussian の mean と sigma を変化させた際のフィット結果のまとめを表 5.1 に示す。

表 5.1: Gaussian の mean と sigma を変化させた際のフィット結果のまとめ

	Mean (GeV/ c^2)	σ (MeV/ c^2)	N_{sig} (events)
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	5.27949 (fixed)	2.57162 (fixed)	24.8 ± 5.1
	5.28169 ± 0.00053	2.57162 (fixed)	24.7 ± 5.0
	5.28159 ± 0.00080	3.03 ± 0.98	$25.1 \pm 5.2^*$
$J/\psi \rightarrow e^+e^-$	5.27948 (fixed)	2.78245 (fixed)	23.4 ± 5.4
	5.28133 ± 0.00058	2.78245 (fixed)	23.8 ± 5.4
	5.28130 ± 0.00052	2.43 ± 0.41	$23.7 \pm 4.9^*$

* は 5.2 で示した値であることを表している。

$\mu^+\mu^-$ モードでは、mean 値はモンテカルロシミュレーションの値で固定したものと float してフィットして得られた値とで、 $2.2 \text{ MeV}/c^2$ シフトしている。 e^+e^- モードでは、 $1.9 \text{ MeV}/c^2$ シフトしている。このシフトの大きさはそれぞれ 4σ と 3σ に対応している。mean 値のシフトが見られる一方、 N_{sig} の値への影響は少ない。また、 $\mu^+\mu^-$ モードと e^+e^- モードを合わせた M_{bc} 分布をフィットすると、mean は $5.28150 \pm 0.00040 \text{ GeV}/c^2$ 、sigma は $2.71 \pm 0.30 \text{ MeV}/c^2$ と得られ、表 5.1 と無矛盾である。

以上の知見から、実験データ中に見出した信号事象数の抽出に Gaussian の mean と sigma の不定性が与える影響は十分小さいという結論に達した。

第6章 まとめと今後

本研究では、モンテカルロシミュレーションと積分ルミノシティ 2.62 fb^{-1} のデータを用いて $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ 崩壊の事象再構成を行い、モンテカルロシミュレーションを用いて崩壊点位置分解能の評価を行なった。

モンテカルロシミュレーションを用いた事象再構成では、再構成効率が $B^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ モードで 22.26%、 $B^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow e^+e^-)K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ モードで 20.36% という値が得られた。

早期フェーズ3のビームバックグラウンドありのモンテカルロシミュレーションを用いた崩壊点位置分解能の評価では、 CP 側で $33.7 \pm 1.1 \mu\text{m}$ 、タグ側で $95.2 \pm 2.3 \mu\text{m}$ という値を得た。また、 J/ψ と K^{*0} の崩壊点の z 座標の差の分布の標準偏差は、 $109.1 \pm 4.0 \mu\text{m}$ であった。実データの統計が増えると、モンテカルロシミュレーションで得られる崩壊点位置分解能の信頼性をデータで確認することができ、崩壊点位置分解能の較正を行うことが可能である。また、2層目の PXD がインストールされるとビームバックグラウンドが増えた際にも崩壊点位置分解能の悪化の程度は小さいことがわかった。しかしビームバックグラウンドが増えると CDC で飛跡発見が困難になり、再構成効率は悪化することがわかった。

実データによる事象再構成では、 $B^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ モードで信号事象数 25.1 ± 5.2 事象、背景事象数 0.9 ± 1.7 事象、 $B^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow e^+e^-)K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ モードで信号事象数 23.7 ± 4.9 事象、背景事象数 1.3 ± 1.3 事象を得た。また2つのモードを合わせると、信号事象数 48.6 ± 7.0 事象、背景事象数 2.4 ± 1.7 事象であった。これらの結果は、モンテカルロシミュレーションを用いて求めた期待値と無矛盾であった。

今後統計が増えた際には、崩壊点位置分解能の較正を行い、フレーバー誤認率を測定することで、 CP 対称性の破れを測定するために必要な値の較正を行う上で、 $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$ 過程が有用な情報を与えることがわかった。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にお世話になりました。まず、研究室の林井久樹先生、宮林謙吉先生、下村真弥先生、蜂谷崇先生に感謝申し上げます。特に指導教官の宮林先生には、前から興味があった内容の研究テーマを提案していただきました。そして研究に関することを詳しく教えて下さったり、発表のスライドや英語の添削もしていただきました。B2GMでの発表や、ストラスブール出張の機会を与えていただいたことにも大変感謝しております。林井先生は、いつも学生の部屋に顔を出して、皆の進捗を見守って下さりました。学会前には有意義なコメントをたくさんしていただきました。下村先生は、いつも私が発表するときは真剣に聞いて下さり、グループの方とはまた違った見方からアドバイスや質問をしていただきました。蜂谷先生は、ミーティングの時にたくさん質問や有意義なコメントを下さいました。おかげでより研究について考えることができました。

また、新潟大学の遊佐洋右さん、名古屋大学の Alessandro Gaz さん、Belle II Japan ICPV グループ、Belle II TDCPV グループの皆様にご感謝申し上げます。研究を始めたばかりで何もわからない頃から、たくさんコメントをしていただき、どのように研究を進めたらいいかをアドバイスして下さいました。グループの皆様の協力があったからこそ、研究を進めることができました。

研究室の同期の釜野さん、鈴木さん、藪内さん、港さんには3年間お世話になりました。研究室の皆のおかげで楽しい研究室生活を送ることができました。また B2JS の皆様とも、一緒に勉強したり、話したりすることで研究のモチベーションを保つことができました。ありがとうございます。

最後に、本研究に関わっていただいた皆様、ここまで様々な面でサポートしてくれた家族に感謝の意を表し、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), "Improved measurement of CP -violation parameters $\sin 2\phi_1$ and $|\lambda|$, B meson lifetimes, and $B^0\bar{B}^0$ mixing parameter Δm_d " Phys. Rev. D **71**, 072003 (2005).
<https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.71.072003>
- [2] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), "Measurements of branching fractions and decay amplitudes in $B \rightarrow J/\psi K^*$ decays" Phys. Lett. B **538**, 1-2 (2002).
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026930201969X>
- [3] I. Adachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 171802(2012).
- [4] Z. Doležal and S. Uno *et al.* (Belle II Collaboration), "Belle II Technical Design Report"
<https://arxiv.org/pdf/1011.0352.pdf>
- [5] E. Kou *et al.* (Belle II Collaboration), "The Belle II Physics Book"
<https://arxiv.org/pdf/1808.10567.pdf>
- [6] D. J. Lange, "The EvtGen particle decay simulation package" Nucl. Instrum. Meth. A **462**, 152 (2001).
- [7] S. Agostinelli *et al.* (GEANT4 Collaboration), "GEANT4: A Simulation toolkit," Nucl. Instrum. Meth. A **506**, 250 (2003).
- [8] J. Allison *et al.*, "Geant4 developments and applications," IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
- [9] W. Waltenberger, IEEE Trans.Nucl.Sci. **58** (2011) 434-444
- [10] 樋口岳雄、住澤一高、堺井義秀, "CP 対称性の破れの測定 (ϕ_1, ϕ_2)", 高エネルギーニューズ第 30 巻 52 ページ (2011 年).
<http://www.jahep.org/hepnews/2011/119CP-05Fweb.pdf>
- [11] Belle II
<http://belle2pb.kek.jp>
- [12] 赤井 和憲、小磯 晴代, "SuperKEKB 加速器", 加速器 15 巻 213 ページ (2018 年).
<https://www.pasj.jp/kaishi/cgi-bin/kasokuki.cgi?articles%2F15%2Fp213-220.pdf>
- [13] 森井友子、樋口岳雄, "Belle II シリコン崩壊点検出器 (SVD)", 高エネルギーニューズ第 35 巻 97 ページ (2016 年).
<http://www.jahep.org/hepnews/2016/16-2-2-BelleIISVD.pdf>
- [14] 谷口七重, "Belle II CDC", 高エネルギーニューズ第 32 巻 241 ページ (2013 年).
http://www.jahep.org/hepnews/2013/13-4-3-BelleII_CDC.pdf
- [15] 鈴木一仁、居波賢二、松岡広大, "Belle II 実験 TOP カウンターのインストール完了報告", 高エネルギーニューズ第 35 巻 155 ページ (2016 年).
<http://www.jahep.org/hepnews/2016/16-3-4-TOP.pdf>
- [16] 西田昌平, "Belle II Aerogel RICH 検出器の建設と運転", 高エネルギーニューズ第 38 巻 58 ページ (2019 年).
<http://www.jahep.org/hepnews/2019/19-2-2-arich.pdf>
- [17] 宮林謙吉, "Belle II 電磁カロリメーター (ECL)", 高エネルギーニューズ第 33 巻 108 ページ (2014 年).
<http://www.jahep.org/hepnews/2014/14-2-6-BelleIIECL.pdf>
- [18] 住澤一高, "Belle II KLM", 高エネルギーニューズ第 33 巻 27 ページ (2014 年).

<http://www.jahep.org/hepnews/2014/14-1-4-BelleIIKLM.pdf>

[19] D. Ferlewicz, M. Milesi, P. Urquijo, "Approved plots for $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ in Proc9"

<https://docs.belle2.org/record/1588/files/BELLE2-NOTE-PL-2019-018.pdf>