

2022 年度 修士論文

$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$  崩壊を用いた  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  外挿による  
 $B$  中間子崩壊点再構成の研究

2023 年 2 月 9 日

奈良女子大学大学院人間文化総合科学研究科

博士前期課程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 21810033

黒田 奈津貴

## 概要

茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) では、7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子を衝突させる SuperKEKB 加速器と Belle II 測定器を用いた高度化した B ファクトリー実験が現在進行中である。Belle II 実験で目指す物理の一つに B 中間子崩壊による CP 非保存の精密測定があり、ペンギンダイアグラムと呼ばれるループを含む稀崩壊過程での B 中間子崩壊は CP 非保存の測定が、新物理に感度が高いと考えられている。 $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$ ,  $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$ ,  $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0 \gamma$ ,  $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$  などのように、CP 非保存の測定に適した B 中間子稀崩壊事象の中には、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  からビーム衝突点に向けて逆向きに外挿して B 中間子の崩壊点を再構成する必要があるモードがある。このようなモードにおける B 中間子の崩壊点分解能を見積もることは重要である。 $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊は、同一の B 中間子崩壊点を  $J/\psi$  の娘粒子によるものと  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  のビーム衝突点に向けて逆向き外挿によるものの二通りの方法で求めることができる。前者の手法は  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  が高い運動量を持つので、B 中間子の崩壊点の位置を高精度で決定することができる。本研究ではこの手法を本研究では Default 法と呼び、後者の  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  から逆向き外挿によって求める手法を OnlyKs 法と呼ぶ。この Default 法と OnlyKs 法それぞれで得た B 中間子崩壊点の位置の差  $\Delta z'$  分布の標準偏差が、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  による B 中間子崩壊点分解能となる。この手法は実験データでも適用可能である。検出器にヒットした娘粒子の情報を用いて B 中間子の崩壊点の位置を決定するので、分解能を見積もる際には  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の飛跡が崩壊点検出器を構成するシリコンセンサーにヒットを作っていることを要求した。Default 法では、位置分解能は約  $16 \mu\text{m}$  となった。対して OnlyKs 法では  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の飛行距離による分解能の違いがあり、 $34.0 \sim 146.5 \mu\text{m}$  となった。また、タグ側では  $65.9 \pm 0.4 \mu\text{m}$  となった。実験データの解析では  $\Delta z'$  分布から、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  から逆向き外挿による B 中間子崩壊点位置分解能を  $138 \pm 9(\text{stat}) \pm 1(\text{syst}) \mu\text{m}$  と得た。シミュレーションの期待値  $150.9 \pm 1.3 \mu\text{m}$  と比較すると、誤差の範囲で無矛盾であった。このことから実験データとシミュレーションサンプルでは、顕著な差異はないことがわかった。

# 目次

<b>第 1 章 序論</b>	6
1.1 標準理論	6
1.2 標準理論における $CP$ 非保存	6
1.3 本研究の目的	10
<b>第 2 章 Belle II 実験</b>	11
2.1 SuperKEKB 加速器	11
2.2 Belle II 測定器	14
2.2.1 崩壊点検出器 (VXD:Vertex Detector)	14
PXD:Pixel Detector	15
SVD:Silicon Vertex Detector	16
2.2.2 中央飛跡検出器 (CDC:Central Drift Chamber)	17
2.2.3 粒子識別検出器	19
TOP:Time of Propagation カウンター	19
ARICH:Aerogel RICH カウンター	20
2.2.4 電磁カロリメーター (ECL:Electromagnetic Calorimeter)	21
2.2.5 超伝導ソレノイド電磁石	22
2.2.6 $\mu$ 粒子・ $K_L^0$ 粒子検出器 (KLM: $K_L^0$ and Muon Detector)	22
2.2.7 データ収集 (DAQ) システム	23
<b>第 3 章 時間依存 <math>CP</math> 非保存と <math>B</math> 中間子崩壊点再構成</b>	25
3.1 ペンギンダイアグラムで生じる $B$ 中間子崩壊研究の意義	27
3.2 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ から IP への外挿を用いた $B$ 中間子崩壊点再構成の手順	27
3.3 荷電粒子の飛跡再構成	27
3.4 崩壊点再構成	28
<b>第 4 章 <math>B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)</math> 崩壊による <math>B</math> 中間子崩壊点分解能の評価</b>	29
4.1 $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$ 崩壊	29
4.2 モンテカルロシミュレーションによる事象生成	29
4.2.1 Geant4 による測定器シミュレーション	30
4.3 $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$ 崩壊の事象再構成	32
4.3.1 $K_S^0$ の選別条件	33
4.3.2 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ と $K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+$ の再構成	33
4.3.3 $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$ 候補の選別	34
4.4 MC シミュレーションによる崩壊点位置分解能の期待値	36
4.4.1 事象生成時と再構成した $B$ 中間子崩壊点の差	36
<b>第 5 章 バックグラウンドの見積もり</b>	40

第 6 章	Belle II 実験データでの $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$ 崩壊の事象再構成	42
6.1	$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$ の信号事象抽出	42
6.2	実験データにおける崩壊点分解能の評価	45
第 7 章	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ で求めた $B$ 中間子崩壊点分解能による最良の Layer4 の位置	47
7.1	$B$ vertex resolution の解釈	47
7.2	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ で求める $B$ 中間子崩壊点分解能が最良な Layer4 の位置の見積もり	47
第 8 章	まとめ	54
付録 A	モンテカルロシミュレーションデータにおける粒子の崩壊点分解能の評価	56
A.1	$B$ 中間子崩壊点分解能の評価	56
A.1.1	$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$ 崩壊の終状態粒子全てを TreeFit で扱う場合	56
A.1.2	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ からの外挿による $B$ 中間子崩壊点分解能	59
A.1.3	$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ と $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ による $B$ 中間子崩壊点の $z$ 座標の差 $\Delta z'$ 分布	61
A.1.4	タグ側の $B$ 中間子崩壊点分解能	63
A.2	$K_S^0$ 崩壊点分解能の評価	64
付録 B	実験データとシミュレーションサンプルでの分解能と検出器にヒットした位置の比較	66
B.1	フィット範囲を $\pm 0.1\text{cm}$ とした時の実験データとシミュレーションサンプルの分解能の評価	66
B.2	実験データとシミュレーションサンプルでの検出器にヒットした位置の比較	66

## 目次

1.1	標準理論での素粒子の種類 [1]	6
1.2	ユニタリティ三角形	9
1.3	小林・益川行列の各要素に対応するユニタリティ三角形のパラメーター [3]	9
2.1	SuperKEKB 加速器	11
2.2	ナノビームスキームの概念図	12
2.3	Belle II 測定器の概要図	14
2.4	VXD のシリコンピクセルセンサーおよびシリコンストリップセンサー配置の $xy$ 平面投影図。	15
2.5	VXD の Layer の配置。 $rz$ 平面内で描いたもの。縦横比は同一スケールではない。	15
2.6	DEPFET の構造を示す断面図	15
2.7	DEPFET	15
2.8	DSSD の構造 [10]	16
2.9	オリガミコンセプト [10]	16
2.10	Belle 実験の CDC(a) と Belle II 実験の CDC(b) でのワイヤー配置の比較	18
2.11	TOP カウンターの概要図	20
2.12	MCP-PMT	20
2.13	ARICH の識別原理。同じ運動量でも $\pi$ と $K$ ではチェレンコフ光の輻射角が異なり、HAPD 光検出器上で検出した光の描くリング像の半径が異なる。	21
2.14	Belle 実験と Belle II 実験 それぞれの ECL を読み出す方法	22
2.15	Belle II 実験でのデータ収集システムの全体図 [11]	24
2.16	PXD のデータ収集の模式図	24
3.1	$B$ 中間子から $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ への過程	27
4.1	$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$ 崩壊	29
4.2	データ取得からデータ解析、論文になるまでの流れ [30]	31
4.3	signalMC の $K_S^0$ mass 選別範囲	33
4.4	signalMC の $\mu^+ \mu^-$ の不変質量分布。縦赤線は $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 候補を識別する下限と上限。	34
4.5	signalMC の $K_S^0 \pi^+$ の不変質量分布。 $0.8 \text{ GeV}/c^2 < M_{K_S^0 \pi^+} < 1.0 \text{ GeV}/c^2$ を $K^{*+}$ 候補を選別する範囲とした。	34
4.6	signalMC の $M_{bc}$ 分布	35
4.7	signalMC の $\Delta E$ 分布	35
4.8	Default 法と OnlyKs 法	36
4.9	$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$ signalMC における Default 法での $z$ -residual 分布	37
4.10	$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$ signalMC における OnlyKs 法での $z$ 成分の $z$ -residual 分布	37
4.11	$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$ 崩壊では $B$ 中間子の真の崩壊点と同一地点で $J/\psi$ も $K^{*+}$ も崩壊する。	38
4.12	2 通りの手法で求めることができる $B$ 中間子崩壊点。「Vertex by $K_S^0$ 」と指し示された点が $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ から IP に向けて逆向きに外挿して求める $B$ 中間子の崩壊点で、「Vertex by $J/\psi$ 」と指し示された点が $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ から求める $B$ 中間子の崩壊点である。	38
4.13	OnlyKs 法と Default 法による $\Delta z'$ 分布	39

5.1	signalMC における $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04 \text{ GeV}$ の $M_{bc}$ 分布。期待される信号事象の分布も $5.28 \text{ GeV}/c^2$ のピークとして描きこまれている。 . . . . .	40
5.2	signalMC における $5.27\text{GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$ の範囲の $\Delta E$ 分布。期待される信号事象の分布も $0\text{GeV}$ のピークとして描きこまれている。 . . . . .	40
6.1	実験データの $\Delta E$ vs. $M_{bc}$ 分布 . . . . .	43
6.2	実験データの $M_{bc}$ 分布 ( $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04 \text{ GeV}$ )。フィット結果の線が描き込まれている。 . . . . .	43
6.3	実験データの $\Delta E$ 分布 ( $5.27\text{GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29\text{GeV}/c^2$ かつ $-0.1 \text{ GeV} < \Delta E < 0.1 \text{ GeV}$ )。フィット結果の線が描きこまれている。 . . . . .	44
6.4	実験データの背景事象の $\Delta z'$ 分布。本文中に記したフィット結果の線を描きこんでいる。 . . . . .	45
6.5	実験データの $\Delta z'$ 分布。本文中に記したフィット結果の線を描きこんでいる。 . . . . .	46
7.1	$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の外挿の分解能と $B$ 中間子と $K_S^0$ の分解能 . . . . .	47
7.2	Layer3 と Layer4 の距離 $X$ と $B$ 中間子分解能の関係 . . . . .	53
1.1	$z$ -residual 分布 (全ての $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ) . . . . .	56
1.2	$z$ -residual 分布 (first hit が PXD) . . . . .	57
1.3	$z$ -residual 分布 (first hit が Layer3) . . . . .	57
1.4	$z$ -residual 分布 (first hit が Layer4) . . . . .	57
1.5	$z$ -residual 分布 (first hit が Layer5) . . . . .	57
1.6	$z$ -residual 分布 (全ての $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ) . . . . .	59
1.7	OnlyKs 法での $z$ -residual 分布 (first hit が PXD) . . . . .	59
1.8	OnlyKs 法での $z$ -residual 分布 (first hit が Layer3) . . . . .	59
1.9	OnlyKs 法での $z$ -residual 分布 (first hit が Layer4) . . . . .	60
1.10	OnlyKs 法での $z$ -residual 分布 (first hit が Layer5) . . . . .	60
1.11	$\Delta z'$ 分布 (全ての $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ) . . . . .	61
1.12	$\Delta z'$ 分布 (first hit が PXD) . . . . .	61
1.13	$\Delta z'$ 分布 (first hit が Layer3) . . . . .	61
1.14	$\Delta z'$ 分布 (first hit が Layer4) . . . . .	62
1.15	$\Delta z'$ 分布 (first hit が Layer5) . . . . .	62
1.16	タグ側の $z$ -residual 分布 . . . . .	63
1.17	$K_S^0$ 崩壊点の $z$ -residual 分布 (全ての $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ) . . . . .	64
1.18	$K_S^0$ 崩壊点の $z$ -residual 分布 (first hit が PXD) . . . . .	64
1.19	$K_S^0$ 崩壊点の $z$ -residual 分布 (first hit が Layer3) . . . . .	64
1.20	$K_S^0$ 崩壊点の $z$ -residual 分布 (first hit が Layer4) . . . . .	65
1.21	$K_S^0$ 崩壊点の $z$ -residual 分布 (first hit が Layer5) . . . . .	65
2.1	実験データの $\Delta z'$ 分布 (フィット範囲: $\pm 0.1\text{cm}$ ) . . . . .	66
2.2	シミュレーションサンプルの $\Delta z'$ 分布 (フィット範囲: $\pm 0.1\text{cm}$ ) . . . . .	66

## 表目次

2.1	SuperKEKB の設計値 . . . . .	13
2.2	SVD を較正する Layer3 から 6 の諸元 . . . . .	17
2.3	CDC のワイヤーの内訳 . . . . .	17
2.4	Belle II 実験の CDC の主なパラメータ [11] . . . . .	18
2.5	Layer 群の構成 . . . . .	19
2.6	Belle II 実験における DAQ システムに要求される性能の一覧 [21] . . . . .	23
4.1	$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$ 崩壊の事象再構成での選別条件 . . . . .	32
6.1	崩壊過程と崩壊分岐比 . . . . .	42
6.2	実験データの $\Delta z'$ 分布を Double Gaussian でフィットした信号成分についての結果 . . . . .	46
7.1	① の $B^+$ (OnlyKs 法) の分解能 . . . . .	49
7.2	① の $K_S^0$ の分解能 . . . . .	50
7.3	② の $K_S^0$ の分解能 . . . . .	51
7.4	④ の $B^+$ (OnlyKs 法) の分解能 . . . . .	52
1.1	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ の first hit の位置別の $B$ 中間子崩壊点分解能 ( $CP$ 側 Default 法) . . . . .	57
1.2	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ の first hit の位置別の $B$ 中間子崩壊点分解能 ( $CP$ 側 OnlyKs 法) . . . . .	60
1.3	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ の first hit の位置別の $B$ 中間子崩壊点分解能 ( $\Delta z'$ 分布の広がり) . . . . .	62
1.4	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ の first hit の位置別の $K_S^0$ 崩壊点分解能 . . . . .	65
2.1	実験データの $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ の VXD ヒットの割合 . . . . .	66
2.2	シミュレーションサンプルの $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ の VXD ヒットの割合 . . . . .	67

# 第 1 章 序論

## 1.1 標準理論

素粒子標準理論とは、これまでの数十年で確立した描像で、自然界に存在する 4 つの力のうち重力以外の「強い相互作用」、「弱い相互作用」、「電磁相互作用」の 3 つの相互作用をゲージ対称性に基づいて記述する。図 1.1 に示すように物質を構成する粒子であるクォークとレプトンがそれぞれ 6 種ずつ、相互作用を媒介する粒子であるゲージボソンが 4 種、物質に質量を与えた起源とされるヒッグス粒子の計 17 種類の粒子を含む。

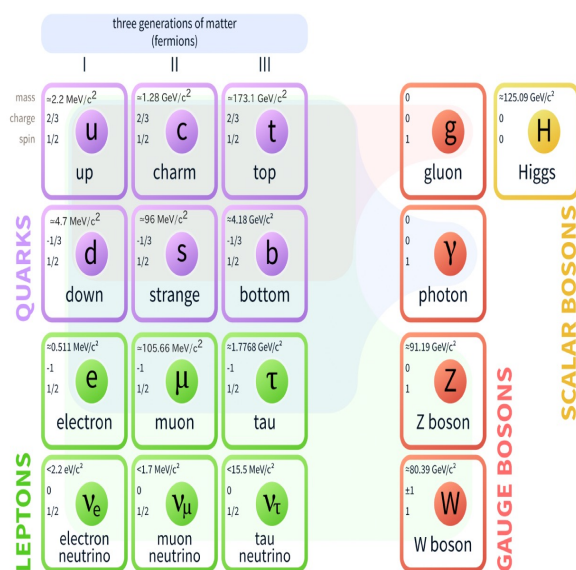


図 1.1: 標準理論での素粒子の種類 [1]

標準理論は、これまでに実験で確認された事実と矛盾しないが、依然として説明することができない問題は数多く存在する。その一つが、宇宙に存在すると考えられる物質やエネルギーのうち、標準理論で説明可能なものは 5% 程度しかないことである。それ以外の未解明な 95% は、現在までの天文観測によって、ダークマターと呼ばれる重力以外の相互作用がほとんど働かない物質と、宇宙を膨張させるダークエネルギーがそれぞれ約 27% と約 68% を占める。また、誕生直後の宇宙には同量生成したと考えられている粒子（物質）と反粒子（反物質）が、現在の宇宙では反粒子（反物質）が消滅し、粒子（物質）のみ存在する理由も説明できていない。この問題について、粒子・反粒子の間で物理法則が異なること、 $CP$  対称性の破れ、または  $CP$  非保存と呼ばれる現象を理解することは必須である。

## 1.2 標準理論における $CP$ 非保存

ビッグバン後の宇宙において物質のみが残る状況になる条件をサハロフの 3 条件と呼び、その 3 条件の一つが  $CP$  非保存である。ここで、 $C$  は粒子と反粒子を入れ替える荷電共役変換、 $P$  はパリティ変換を表し、 $CP$  変換とは荷電共役変換とパリティ変換を組み合わせた変換のことである。



電磁相互作用と強い相互作用では  $C$  対称性や  $P$  対称性が保存しているが、弱い相互作用では  $C$  対称性と  $P$  対称性はそれぞれ破れていて、 $CP$  対称性も破れる。

素粒子標準理論ではこれまでに確認された  $CP$  非保存は、クォークが弱い相互作用の荷電カレント相互作用で遷移する際に出現するものである。それを定式化したものが小林・益川理論 [2] であり、クォークが 3 世代以上存在すれば、クォークフレーバー遷移を表現するユニタリ行列に複素位相が残り、これが  $CP$  非保存をもたらす。弱い相互作用では電荷  $\frac{2}{3}$  のアップ系クォークと  $\frac{1}{3}$  のダウン系クォークが二重項を成し、弱い相互作用の固有状態が質量の固有状態の重ね合わせである。この状況を表す関係は、ユニタリ変換  $V_{KM}$  を用いて式 (1.1) のように書ける。

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

ここで  $V_{KM}$  を小林・益川行列と呼び、 $d, s, b$  がダウン系クォークの質量固有状態、 $d', s', b'$  が弱い相互作用の固有状態である。

$V_{KM}$  は  $3 \times 3$  の複素行列で、 $2(\text{実部} + \text{虚部}) \times 3 \times 3 = 18$  個の実数の独立変数を持つ。ここで、ユニタリ条件  $V_{KM}$

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

を課すと 1 になる関係式が 3 個、0 になる関係式が 6 個あり、9 個の制約を与える。残る自由度の数は  $18 - 9 = 9$  個であるが、クォークの波動関数の位相は自由に取ることができるため、

$$V_{KM} \rightarrow e^{i\delta_1} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\delta_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta_3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\delta_4} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta_5} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

として  $\delta_1 \sim \delta_5$  の 5 個の位相は物理的の意味のあるパラメータではない。よって 4 個の独立なパラメータが残る。この残った 4 個のパラメータのうち、3 個は 3 次元空間内の回転を表すオイラー角に対応し、残る 1 個が  $CP$  対称性を破る複素位相である。よって  $V_{KM}$  は式 (1.4) で表すことができる。

$$\begin{aligned} V_{KM} &= \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.4) \end{aligned}$$

ここで、

$$s_{ij} = \sin \theta_{ij} \quad (1.5)$$

$$c_{ij} = \cos \theta_{ij} \quad (1.6)$$

で、 $(i, j)$  は  $(i, j) = (1, 2), (2, 3), (1, 3)$  であり、1, 2, 3 はクォークの世代を表す整数である。 $V_{KM}$  は対角成分の値が 1 に近く、非対角成分が小さいことが実験的にわかっているため、 $\sin \theta_{12} = \lambda$  とおき、 $\lambda$  の項で展開した Wolfenstein 表示が広く使われている。Wolfenstein 表示では、4 つの実パラメーター  $A, \lambda, \rho, \eta$  を用いて  $V_{KM}$  を記述する。 $V_{KM}$  は  $s_{12}, s_{23}, s_{13}$  をそれぞれ式 (1.7)、式 (1.8)、式 (1.9) と定義すると、式 (1.10) のように表すことができる。

$$s_{12} = \lambda = \frac{|V_{us}|}{\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}} \quad (1.7)$$

$$s_{23} = A\lambda^2 = \lambda \left| \frac{V_{us}}{V_{us}} \right| + O(\lambda^4) \quad (1.8)$$

$$s_{13}e^{i\delta} = V_{ub}^* = A\lambda^3(\rho + i\eta) \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned} V_{KM} &= \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \\ &= \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\bar{\rho} - i\bar{\eta}) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.10)$$

$V_{KM}$  のユニタリ性から  $V_{KM}^\dagger$  の 3 行目と  $V_{KM}$  の 1 列目の内積=0 の恒等式を用いると、

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

3 つの項それぞれは複素平面上でベクトルであり、この 3 つの項の和が 0 になることは図 1.2 のような三角形を描くことを意味する。この三角形をユニタリティ三角形と呼ぶ。図 1.2 のユニタリティ三角形の 3 個の内角と辺の大きさはそれぞれ独立に測定できる。 $\phi_1$  などユニタリティ三角形の内角が 0 ではないなら、関連する過程に  $CP$  対称性の破れが現れ得るということである。ユニタリティ三角形を描く 6 つの条件式のうち、式 (1.11) は他の 5 つと異なり 3 辺の長さの  $\lambda$  の次数が全て 3 次であるため、3 つの内角がいずれも数十度程度になり、3 辺の長さと一緒に全てを測定して包括的な検証が可能である。

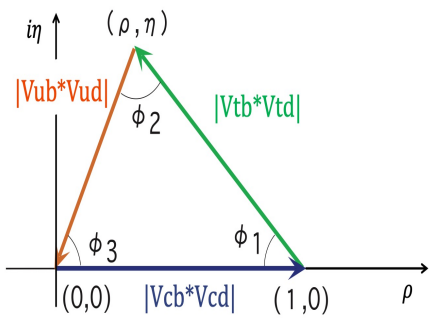


図 1.2: ユニタリティ三角形

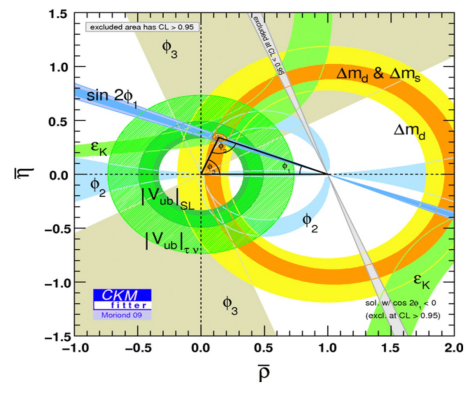


図 1.3: 小林・益川行列の各要素に対応するユニタリティ三角形のパラメーター [3]

これが  $B$  中間子を大量生成してその崩壊過程を測定する実験を行う動機である。2000 年代に BaBar 実験と Belle 実験が稼働して得た結果と陽子・(反)陽子衝突型加速器であるテバトロンおよび LHC 加速器を用いた実験による測定結果を合わせ、ユニタリ三角形の  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  で決まる頂点がどの範囲に制限されたかを図 1.3 に示す。

### 1.3 本研究の目的

小林・益川理論はオーダー 10% の精度でクォークの  $CP$  非保存を正しく記述するものとして確立した。しかし、それだけでは今日の宇宙に存在する物質の量を説明することはできない。このことにより小林・益川理論を超える新たな  $CP$  非保存の源が存在することは必然と考えられる。その探索には、1 ループの遷移で生じる  $B$  中間子崩壊の  $CP$  非保存を測定することが感度が高いと考えられる。このような  $B$  中間子崩壊事象の中には、数 cm 飛行してから起きる  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  からビーム衝突点に向けた逆向き外挿を行うことによる崩壊点の再構成を必要とするものがある。本研究では、比較的崩壊分岐比が高く、標準理論の寄与が支配的な  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}, K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+$  崩壊に着目して、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  からビーム衝突点に向けた逆向き外挿による  $B$  中間子崩壊点の位置分解能を評価した。

## 第2章 Belle II 実験

素粒子標準理論を超える新物理・新粒子の兆候を探索することは喫緊の課題であり、それには高輝度電子・陽電子衝突実験が重要な役割を果たす。このミッションのための電子・陽電子衝突型加速器 SuperKEKB 加速器と、そのビーム衝突点に設置された Belle II 測定器について記す。

### 2.1 SuperKEKB 加速器

SuperKEKB 加速器 (図 2.1) は周長が約 3km の、7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子を衝突させる電子・陽電子衝突型加速器である。重心系エネルギーは  $B$  中間子・反  $B$  中間子対生成を豊富に生み出す源となる  $\Upsilon(4S)$  共鳴のピークになる 10.58 GeV である。SuperKEKB 加速器はその前身の衝突型加速器である KEKB 加速器から大幅なビーム衝突性能の向上を目指してアップグレード工事を行ったものである。

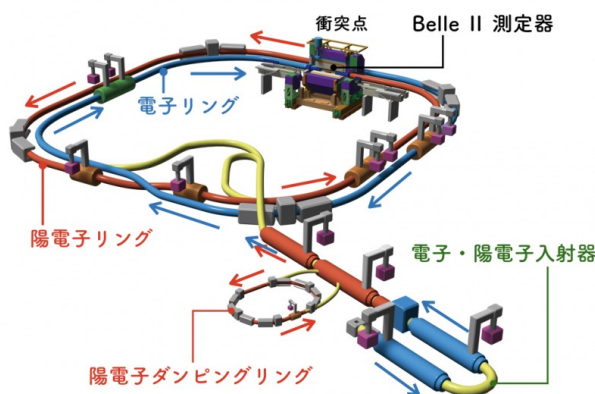


図 2.1: SuperKEKB 加速器

ビーム衝突性能を表す指標となる量がルミノシティである。式 (2.1) のように、単位時間当たりの事象生成数はルミノシティ  $\mathcal{L}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$  と反応断面積  $\sigma[\text{cm}^2]$  の積で表す。

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

SuperKEKB 加速器の設計ピークルミノシティは  $6 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  であり、これは KEKB 加速器の瞬間ルミノシティの最高値  $2.1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  の 30 倍にあたる。積分ルミノシティとは瞬間ルミノシティを時間積分したもので、実験データの統計量はこれに比例する。Belle II 実験では前身である Belle 実験と比べて 50 倍の積分ルミノシティを得ることを計画している。2022 年 5 月には世界のビーム衝突型加速器の最高記録である  $4.14 \times 10^{34}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$  のピークルミノシティに到達した。

衝突型加速器では、ルミノシティ  $\mathcal{L}$  は式 (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、添字の + と - はそれぞれ陽電子と電子を指し、  
 $\beta_{y\pm}^*$  : 衝突点垂直方向ベータ関数

- ・  $I_{\pm}$  : ビーム電流
- ・  $\xi_{y\pm}$  : 垂直方向ビーム・ビームパラメーター
- ・  $\gamma_{\pm}$  : ローレンツファクター

である。式 (2.2) より、ルミノシティを高くするには、以下3つの方法が挙げられる。

(1) 衝突点でのビームサイズ  $\beta_{y\pm}^*$  を小さく絞り込む。(2) ビーム電流  $I_{\pm}$  を増加させる。(3) 電子ビームと陽電子ビームが衝突する際のビーム同士の相互作用で決まるビーム・ビームパラメーター  $\xi_{y\pm}$  を大きくする。

SuperKEKB 加速器では、KEKB 加速器で使用された受電設備や加速器空洞といったインフラストラクチャーを再利用するため、ビーム電流やビーム・ビームパラメーターの増加は数倍程度の向上を果たす余裕しかない。そこでルミノシティ向上は主として (1) の  $\beta_y^*$  を小さく絞る手順に依存する。しかし、いたずらに  $\beta_{y\pm}^*$  を小さくしてもビーム交差領域のサイズが  $\beta_y^*$  よりも大きいと、焦点位置以外でビームのバンチが膨らむ「砂時計効果」によって、ルミノシティは有効に上がらない。そこで砂時計効果を避けつつ、 $\beta_y^*$  を小さくするため、ナノビームスキーム (図 2.2) を採用している。

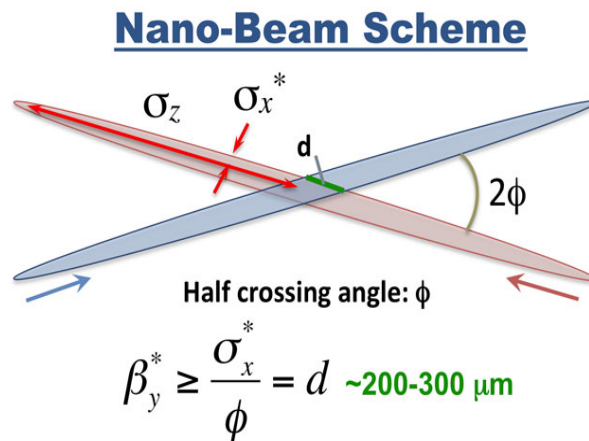


図 2.2: ナノビームスキームの概念図

電子ビームと陽電子ビームがそれぞれバンチになってリングを周回し、SuperKEKB 加速器のビーム衝突点でバンチが交差する模式図を図 2.2 に示す。衝突点での  $\beta_y^*$  を小さくしても、ビーム交差領域のサイズがそれを超えないよう、KEKB 加速器では 22mrad であったビーム交差角を 83mrad まで大きくして 200~300 $\mu\text{m}$  程度まで狭めることができる。この際に交差領域での鉛直方向のビームスポットの広がり最終的には 1 $\mu\text{m}$  を切る状態を目指すことから、このビーム交差方式をナノビームスキームと呼ぶ。表 2.1 に SuperKEKB 加速器の設計値を示す。

表 2.1: SuperKEKB の設計値

パラメーター	陽電子リング	電子リング
ビームエネルギー	4.0 GeV	7.007 GeV
ビーム電流 $I_{\pm}$	3.6 A	2.6 A
x 軸方向のベータ関数 $\beta_x^*$	32 mm	25 mm
y 軸方向のベータ関数 $\beta_y^*$	0.27 mm	0.30 mm
x 軸方向のビームサイズ ( $\sigma_x$ )	10.1 $\mu\text{m}$	10.7 $\mu\text{m}$
y 軸方向のビームサイズ ( $\sigma_y$ )	48 nm	62 nm
バンチの長さ ( $\sigma_z$ )	6.0 mm	5.0 mm
y 軸方向のビームパラメーター $\xi_y$	0.0868	0.081

## 2.2 Belle II 測定器

Belle II 測定器は、幅約 8m、高さ約 8m の大きさで、その重さは約 1,400 トンの素粒子測定器である。電子・陽電子衝突で終状態に生成される粒子の種類を識別し、エネルギー、運動量等の量を高精度で測定できるよう複数の検出器サブシステムで構成されている。これらの検出器はビームパイプ内の衝突点を取り囲むように設置されている。本章では、各々の検出器サブシステムについて述べる。

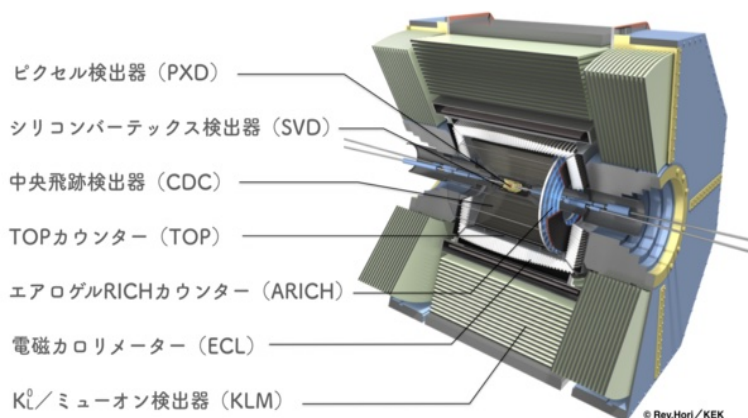


図 2.3: Belle II 測定器の概要図

Belle II 測定器の座標系は、実験室系で 83mrad で交わる電子ビームと陽電子ビームの二等分線を  $z$  軸方向とし、電子ビームの進む向きに近い側を  $+z$  とする。設計上のビーム衝突点を座標原点とし、鉛直向きに  $y$  軸をとる。すると、 $x$  軸は水平に SuperKEKB 加速器リング中心から Belle II 測定器の座標原点を通過してリング外側（地図上の北東）を向く。極座標の変数、 $z$  軸からの角度（極角） $\theta$  と  $z$  軸から距離  $r$  も、 $xy$  座標の定義に沿った値である。

### 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検出器である。荷電粒子の飛跡検出とらせん軌道のパラメーター決定による運動量測定は中央飛跡検出器 CDC で行い、再構成した飛跡をビーム衝突点へ向けて外挿し、精度の範囲でその近傍に見出したシリコン検出器のヒットを用いて、複数の飛跡が同一点で交わる仮定を導入したフィットにより  $B$  中間子の崩壊点を再構成する。Belle II 実験では半導体検出器である VXD と CDC（後述）によって、荷電粒子がシリコン板を通過するときに発する電気信号を取得し、その信号情報を基に、 $B$  中間子が崩壊して生成された粒子の飛跡を再構成し、その飛跡の交点を見つけることで崩壊点を測定している。VXD は内側 2 層のシリコンピクセルセンサーからなる PXD 部と 4 層のシリコンストリップセンサーを用いた合計 6 層の検出器で構成され、図 2.4 に示すように、ビーム軸から 15cm の距離までを占めている。これは先代の Belle 実験のシリコンセンサーの最も外側の層をビーム軸から 8.8cm の位置に配置していたことと比べて約 2 倍の拡大である。これにより VXD 内で  $K_S^0$  が崩壊して娘粒子の  $\pi^+$  および  $\pi^-$  がヒットを残し、本研究で議論する  $B$  中間子崩壊点再構成法の効率が向上している。以下に PXD と SVD のそれぞれについて詳しく記す。



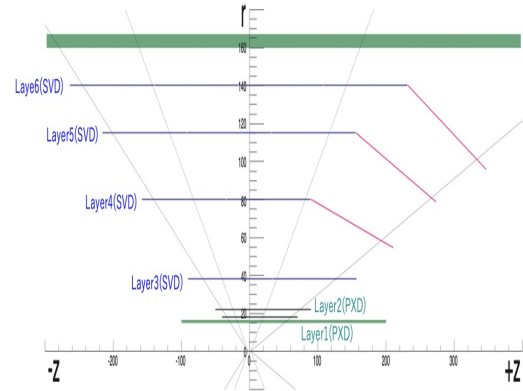
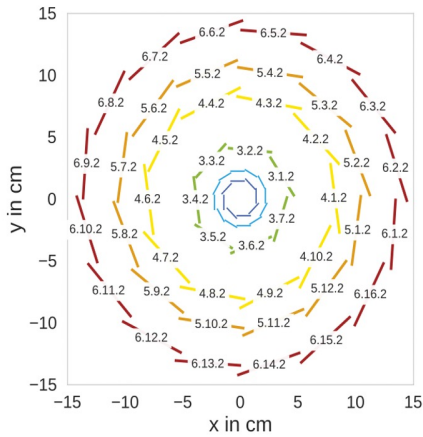


図 2.4: VXD のシリコンピクセルセンサーおよびシリコンストリップセンサー配置の  $xy$  平面投影図。

図 2.5: VXD の Layer の配置。  $rz$  平面内で描いたもの。縦横比は同一スケールではない。

### PXD

PXD は Belle II 実験で導入された半導体ピクセルセンサーを使用した検出機である。図 2.5 の Layer1 と Layer2 の部分が PXD に該当する。Layer1 はビーム軸から 14mm、Layer2 は 22mm の位置にある。

本研究で使用した 2022 年夏までのデータでは Layer1 は全てインストールされ、Layer2 は設計の  $\frac{1}{12}$  のみを装備した配置である。採用したピクセルセンサーは粒子の通過によって生じた電子を収集する p チャンネルに MOSFET (金属酸化膜半導体電界効果トランジスタ) が形成された構造を持つ DEPFET と呼ばれるものである。DEPFET は電力消費が低く、冷却に必要な機器の配置を低減することができる。また、センサーの厚みは  $50 \mu\text{m}$  と薄く、これは荷電粒子が通過する際の多重散乱を低減して  $B$  中間子崩壊点の位置分解能を高くする。

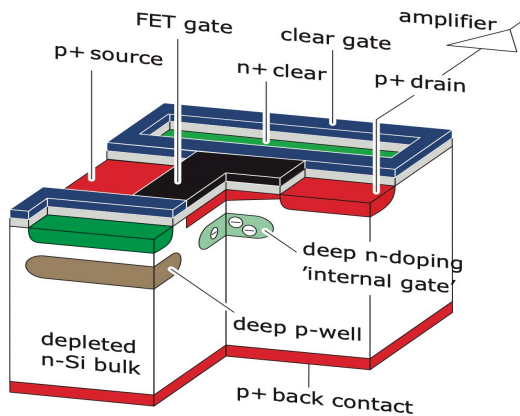


図 2.6: DEPFET の構造を示す断面図

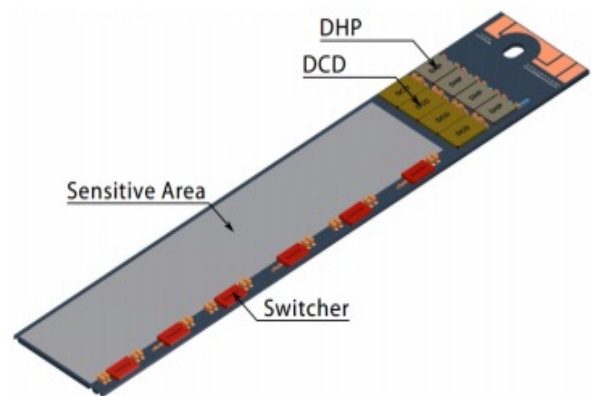


図 2.7: DEPFET

### SVD:Silicon Vertex Detector

ピクセル検出器はデータサイズが大きく、Belle II 測定器の VXD 全てを PXD で構成するのは現実的ではない。そこで Layer3 から Layer6 はシリコンストリップセンサーを用いた SVD 部とする。Belle II 実験の SVD は実験室系で  $17^\circ < \theta < 150^\circ$  の範囲で有感である。Belle II 実験の SVD では、表面と裏面でストリップが直交する配置となっている両面シリコンストリップセンサー (Double Sided Silicon Detector:DSSD)(図 2.8) を使用している。

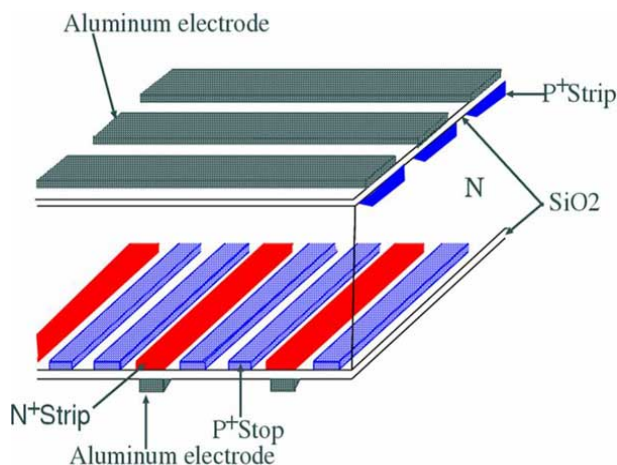


図 2.8: DSSD の構造 [10]

Belle II 実験の SVD のセンサーと読み出しチップを結ぶ接続部にはノイズを抑制するため、オリガミコンセプトと呼ばれる構造を採用した。オリガミコンセプトではシリコンセンサーの直上に読み出し集積回路 (IC チップ) を設置することによりセンサーから IC チップまでの信号経路を短縮し、読み取り速度の高速化とノイズの低減を図っている。表面のストリップは IC チップと接続されているが、裏面には IC チップを置くことができず、そのままでは電気信号を読み取ることができない。オリガミコンセプトでは裏面にあるフレックス基板を図 2.9 に示すように折り返すことにより、表面にある IC チップと裏面のストリップが接続することができるようになってきている。

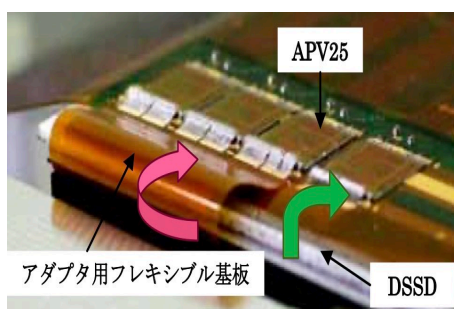


図 2.9: オリガミコンセプト [10]

表 2.2 に SVD を構成する Layer3 から Layer6 までの  $z$  軸からセンサーまでの距離 (半径) を示すととも、読み出し集積回路 (IC チップ) として APV25 を使用する。読み出し IC チップである APV25 の数を

RO チップの欄に表す。PXD と同様に最短距離はビーム衝突点を中心とした半径で表す。表 2.2 の RO チップは、読み出し IC チップである APV25 の数を表している。バックグラウンドを抑制するには、50 ns とほどの高速に読み出すチップが不可欠で、それを可能とするのが APV25 である。

表 2.2: SVD を較正する Layer3 から 6 の諸元

Layer	半径 (mm)	センサーの数	RO チップ
6	140	85	850
5	115	56	560
4	80	30	300
3	38	16	192

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

CDC は VXD の外側に配置された円筒型のガスを用いた飛跡検出器で、内径が約 32 cm、外径が約 226 cm、長さが約 260 cm ある。CDC は次の 3 点の役割がある。

- 荷電粒子を検出し、その飛跡が磁場中で曲がる向きにより電荷の正負を判別するとともに、曲率で荷電粒子の運動量を測定する。
- CDC 内は混合ガス（ヘリウムとエタンを 1:1 で混合したガス）で満たされており、ガス通過中のエネルギー損失  $dE/dx$  を測定し、運動量測定と合わせて荷電粒子の種類を識別する。これにより、後述する粒子識別検出器に到達しない低い運動量を持つ粒子でも種類の識別が可能である。
- 荷電粒子に対してトリガー信号を出す。

CDC は直径 30  $\mu\text{m}$  のタングステンワイヤーを陽極とし、直径 126  $\mu\text{m}$  のアルミニウム合金ワイヤーを接地した陰極とする。1 本の陽極ワイヤーを 8 本の陰極ワイヤーが囲み、約 1.8 cm $\times$ 1.8 cm のほぼ方形の扇型断面を持つセルを構成し、これが粒子検出の最小単位となる。これらの内訳は表 2.3 に示す通りである。

表 2.3: CDC のワイヤーの内訳

ワイヤーの素材	タングステン	アルミニウム
ワイヤーの本数	14336 本	42240 本

Belle II 実験の CDC の主なパラメータを表 2.4 に示し、比較のために Belle 実験の CDC についても併記した。CDC の内側に配置する VXD のサイズを大きくしたことに対応して内半径を拡大、バレル部の粒子識別がエアロジェルチェレンコフカウンター (ACC) から後述する TOP 検出器に変わって占める厚みが減少したことから外半径を拡大した結果、Layer 数は増した。低物質量のドリフトチェンバーに用いるガスとして適した  $\text{H}_e:\text{C}_2\text{H}_6$  混合ガスを使用し、それは Belle 実験と共通である。

表 2.4: Belle II 実験の CDC の主なパラメータ [11]

パラメーター	Belle II 実験	Belle 実験
外筒の内半径 (mm)	77	160
外筒の外半径 (mm)	880	1130
センスワイヤーの最内 Layer の半径 (mm)	88	168
センスワイヤーの最外 Layer の半径 (mm)	863	1111.4
Layer の数	50	56
センスワイヤーの数	8400	14336
使用ガスの種類	$H_e:C_2H_6 = 50:50$	$H_e:C_2H_6 = 50:50$
センスワイヤーの直径 ( $\mu m$ )	30	30

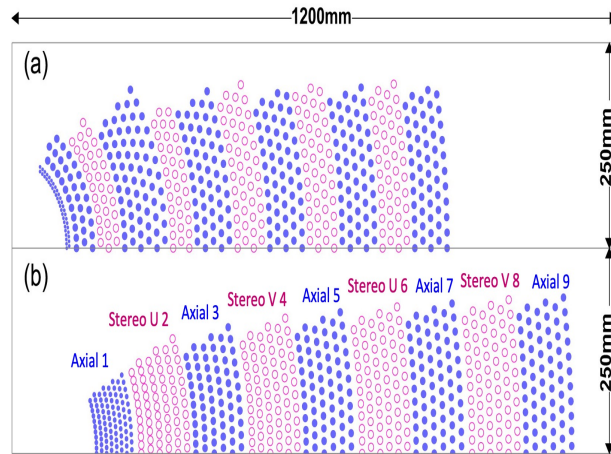


図 2.10: Belle 実験の CDC(a) と Belle II 実験の CDC(b) でのワイヤー配置の比較

図 2.10 に Belle 実験と Belle II 実験でのワイヤーの配置の比較を示す。図 2.10 の横軸は IP を通る  $z$  軸からの距離で、左側が IP がある方向、つまり CDC の内側にあたる。Belle II 実験の CDC では荷電粒子の飛跡を 3 次元で再構成するために、 $z$  軸と平行に同じ方向に張ったワイヤーが構成する Axial と呼ばれる Layer 群と  $z$  軸に  $60\text{mrad}$  の角度をつけて張った stereo と呼ばれるワイヤーが構成する Layer 群がある。その配置を図 2.10 に示す。

表 2.5: Layer 群の構成

Layer 群	Layer の数	1Layer 当たりのシグナルセルの数	半径 (mm)	Stereo angle (mrad)
Axial 1	8	160	168.0 - 238.0	0.
Stereo U 2	6	160	257.0 - 348.0	45.4 - 45.8
Axial 3	6	192	365.2 - 455.7	0.
Stereo V 4	6	224	476.9 - 566.9	-55.3 - -64.3 0.
Axial 5	6	256	584.1 - 674.1	0.
Stereo U 6	6	288	695.3 - 785.3	63.1 - 70.0 0.
Axial 7	6	320	802.5 - 892.5	0.
Stereo V 8	6	352	913.7 - 1003.7	-68.5 - -74
Axial 9	6	384	1020.9 - 1111.4	0.

### 2.2.3 粒子識別検出器

粒子識別装置にはバレル部は TOP(Time of Propagation カウンター) と、前方エンドキャップ部は ARICH(Aerogel RICH カウンター) の検出器を用いている。電子、陽子、 $\mu$  粒子、 $\pi$  中間子、 $K$  中間子などの荷電粒子を識別するためにチェレンコフ光を測定する。粒子識別 はフレーバータグと呼ばれる、 $B$  中間子か反  $B$  中間子の識別や  $\pi$  中間子と  $K$  中間子を分離した稀崩壊の測定に不可欠である。荷電粒子が物質内を通過する際の速さが屈折率  $n$  の媒質中で光の伝達する速さより速いとき、周囲の電磁場が荷電粒子よりも遅れて進み、衝撃波を生み出す。これによる発光をチェレンコフ光と呼ぶ。[14] チェレンコフ光は荷電粒子の進行方向に対して角度  $\theta_c$  で円錐状に放出され、 $n$  を屈折率、 $\beta$  を荷電粒子の速さとする、式 (2.3) で与えられる。

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

従って、角度  $\theta_c$  の測定により荷電粒子の速さ  $\beta$  がわかる。粒子識別を行う検出器に到達するまでに磁場中の飛跡検出により荷電粒子の運動量  $p$  を測定している、質量  $m$  を式 (2.4) で求めることができる。

$$m = \frac{p\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} \quad (2.4)$$

#### TOP:Time of Propagation カウンター

TOP カウンターは、バレル部 (円筒部分) の粒子識別装置である。記述の通り、荷電粒子の種類が異なると、質量の違いのため、同一の運動量の大きさでも、速さに違いが生じ、石英ガラス輻射体内でチェレンコフ光の放射角  $\theta_c$  の違いを生む。チェレンコフ光は表面を平滑に仕上げた輻射体内部を全反射をくり返して進み、端部の光検出器に達する。 $\theta_c$  の違いは、この伝搬時間の差になるため、これを高時間分解能の光検出器で測定する。その目的のため、MCP-PMT(Micro-Channel Plate Photomultiplier Tube) と呼ばれる MCP(Micro-Channel Plate) を用いた光電子増倍管を使用する。石英ガラス輻射体は厚さ 20mm、幅 45 cm、長さ 270cm で、前方に集光ミラー、後方にプリズムを介して MCP-PMT を並べて取りつけたものが 1 ユニットである。1 光子を検出する際の時間分解能は 40 ps 以下である。

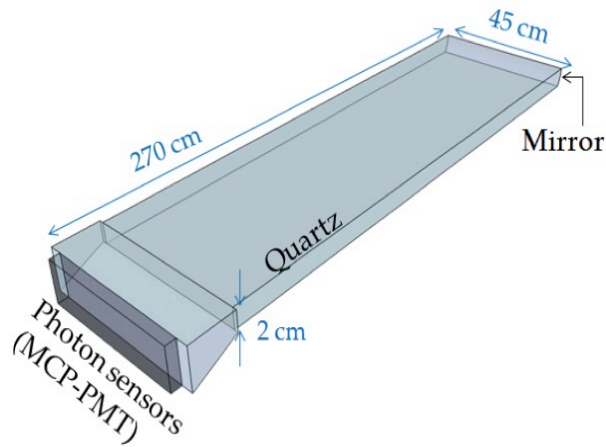


図 2.11: TOP カウンターの概要図



図 2.12: MCP-PMT

#### ARICH:Aerogel RICH カウンター

ARICH(Aerogel RICH カウンター) は TOP と同様に、チェレンコフ光を用いた前方エンドキャップ部の粒子識別装置である。ARICH 検出器の大きさは直径約 2m、厚さ約 25cm である。特に荷電  $K$  中間子と荷電  $\pi$  中間子を識別する。4GeV/c までの運動量領域で荷電  $K$  中間子と荷電  $\pi$  中間子を弁別する役割を担う。ARICH は輻射体であるシリカエアロゲルと、リング像を再構成できるようチェレンコフ光の到来位置を検出する機能を持つ HAPD(Hybrid Avalanche Photo Detector) と呼ばれる光検出器で構成される。図 2.13 に ARICH での荷電  $K$  中間子と荷電  $\pi$  中間子を識別する原理を示す。

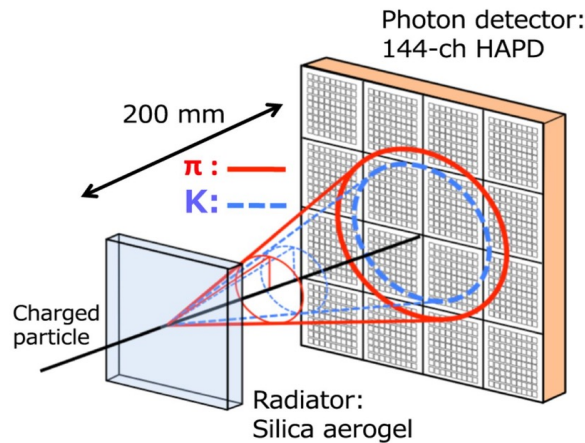


図 2.13: ARICH の識別原理。同じ運動量でも  $\pi$  と  $K$  ではチェレンコフ光の輻射角が異なり、HAPD 光検出器上で検出した光の描くリング像の半径が異なる。

荷電粒子がエアロゲルを通過する際にチェレンコフ光が生じ、その速さによりエアロゲルから約 200mm 先に設置された HAPD で検出するチェレンコフ光の到来位置が異なるため、リング像の半径の違いを生むことにより粒子の識別を行っている。

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

ECL は電磁シャワーを形成する、電子や光子のエネルギーを測定する検出器である。電磁カロリメーターに光子や電子、陽電子が入射すると、光子による電子-陽電子対生成と電子または陽電子が制動放射することにより、電磁シャワーが生じる。電磁シャワーを生じさせる物質として結晶シンチレーターを用いると、シャワー中の粒子が起こしたエネルギーに比例した量の光をシンチレーション光を発する。これを光検出器を用いて電気信号に変換すればエネルギーを測定できる。Belle II 測定器ではシンチレーター光を用い Belle 実験から継承したヨウ化セシウム (CsI(Tl)) 結晶シンチレーターと PIN フォトダイオード [18] を用いた  $B$  中間子崩壊点再構成の手順について説明する電磁カロリメーターを使用する。これを ECL と呼ぶ。 $B$  中間子の崩壊後に生成される粒子の 3 分の 1 は、 $\pi^0$  などのように 20 MeV ~ 4 GeV の広範囲のエネルギーで光子を出す中性粒子であるため、ECL は Belle II 検出器の重要な役割を担っている。ECL は内径 1.25 m、長さ 3 m のバレル部と、ビーム衝突点から  $z = 1.96$  m (前方) および  $z = -1.02$  m (後方) のエンドキャップで構成されている。 $17^\circ < \theta < 150^\circ$  の角度範囲に生じた粒子が形成する電磁シャワー全体を検出することができるよう、前後方のエンドキャップ部を含め CsI(Tl) 結晶カウンターが配置されている範囲は  $12^\circ < \theta < 157^\circ$  に及ぶ。[11] CsI(Tl) 結晶の大きさは断面は  $5.5 \times 5.5 \text{ cm}^2$  で長さは  $30 \text{ cm}^2$  であり、

- 前方エンドキャップ部 :1152 本
- バレル部 :6624 本
- 後方エンドキャップ部 :960 本

の計 8736 本で衝突点を囲むように配置されている。一本の質量は約 5kg であり、結晶の総重量は約  $5\text{kg} \times 8700 \text{本} = \text{約 } 44\text{t}$  である。また、ECL では、増加するビームバックグラウンドへの耐性を向上して性能を確保する必要がある。SuperKEKB 加速器の設計値ルミノシティが  $6 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  のとき、CsI(Tl) 結晶の

放射線被曝量は、

- 前方エンドキャップの内側で約 10 Gy/年
- その他のエンドキャップ部で約数 Gy/年
- バレル部で 約 0.5 Gy/年程度

と見積もられている。ECL に到達するバックグラウンド放射線は低エネルギーの光子が支配的で CsI(Tl) 結晶のシンチレーション発光の減衰時間が約  $1\mu\text{s}$  と長いためにパイルアップによる雑音レベルの上昇をもたらす。これは CsI(Tl) 結晶一本あたりのエネルギー損失に換算すると、エンドキャップ部で数 MeV、バレル部で 1~2 MeV 程度である。これはビームバックグラウンドのない状況では雑音レベルが 0.1MeV 程度であることと比較するとパイルアップによるノイズが 1 桁以上大きいということである。そこで、図 2.14 に示すように、

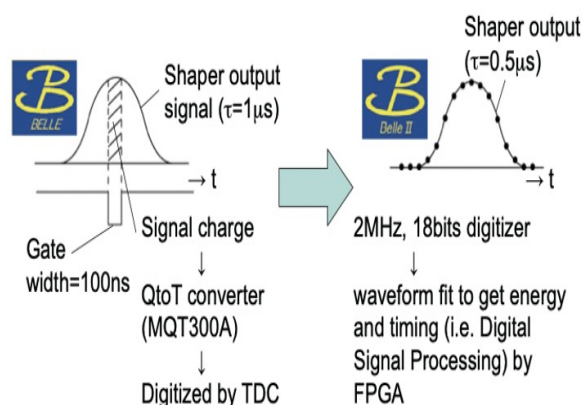


図 2.14: Belle 実験と Belle II 実験 それぞれの ECL を読み出す方法

Belle II 実験では 周波数 1.76 MHz で 18 bit の digitizer を用いて、波形データを取得し、それをフィットして検出エネルギーとタイミングを再構成する。これにより、タイミングの情報でバックグラウンドのヒットを 7 倍程度、パイルアップ雑音を 2 倍程度低減することを企図した読み出しエレクトロニクスとしている。

## 2.2.5 超伝導ソレノイド電磁石

ソレノイド型電磁石は Belle 実験から継承している。大きさは円筒の内径が 1.7 m、円筒の外径が 2.00 m、長さ 4.41 m の円筒形状である。ソレノイド型電磁石は ECL の外側に設置され、その内部に 1.5 T の強い磁場を作る。

## 2.2.6 $\mu$ 粒子・ $K_L^0$ 粒子検出器 (KLM: $K_L^0$ and Muon Detector)

超伝導ソレノイドの外側で磁力線を循環させて内部の磁場の均一度を上げるためのフラックスリターンと呼ばれる鉄の構造を設ける。 $K_L^0$  粒子や  $\mu$  粒子の識別のためフラックスリターンを厚さ 4.7cm の鉄板を 14 層用いた構成にして、鉄板と鉄板の間に設けた空隙に、エンドキャップ部ではプラスチックシンチレーター、バレル部は内側 3 層はプラスチックシンチレーター、他は Belle 実験から継承した高抵抗平板検出器 RPC を挿入



して構成したものを KLM と呼ぶ。透過率の高い粒子である  $K_L^0$  粒子や貫通力が高い  $\mu$  粒子を検出する役割を果たす。

$\mu$  粒子は、荷電レプトンで、強い相互作用をしないため、フラックスリターンの鉄を何層にも渡って貫く。 $K^0$  と  $\bar{K}^0$  の間には混合があり、 $10^{-3}$  程度の  $CP$  非保存効果を見捨てる、 $CP = +1$  の  $K_S^0$  または  $CP = -1$  の  $K_L^0$  として観測される。 $K_S^0$  は数 cm 飛行の後に崩壊するのに対し、 $K_L^0$  は自然に崩壊するまで数百 m 飛行する。 $K_L^0$  は中性の粒子であるため、飛跡を残さず、強い相互作用を起こして KLM 中に信号を出したプラスチックシンチレーターまたは RPC のクラスターとして検出する。

### 2.2.7 データ収集 (DAQ) システム

Belle II 実験では、SuperKEKB 加速器がもたらす高いルミノシティ環境下でのデータ収集に対応する必要がある。それに伴いトリガーの高性能化および検出器のデータ収集能力の向上が必要である。Belle II 実験でのデータ収集システムに要求される性能は表 2.6 の通りである。

表 2.6: Belle II 実験における DAQ システムに要求される性能の一覧 [21]

最大トリガーレート	30kHz
最大イベントサイズ	1MB
最大 Level 1 データフロー	30GB/sec
A ピクセルデータサイズリダクション	1/10
高次レートリダクション	1/3 ~ 1/6
最大データ記録レート	1.8GB/sec

検出器で収集したデータを全て 1 台のコンピューターで読み出すことは不可能である。そのため、図 2.15 に示すように検出器サブシステムごとにデータを読み出し、同一事象のデータをイベントビルダーで合わせて Raw データのイベントレコードとする。これをハイレベルトリガー (HLT) と呼ばれる並列処理するオンラインコンピューターファームに送って、事象再構成を行って物理過程起源の事象の純度を上げたデータサンプルをオフラインコンピューターに蓄積する。

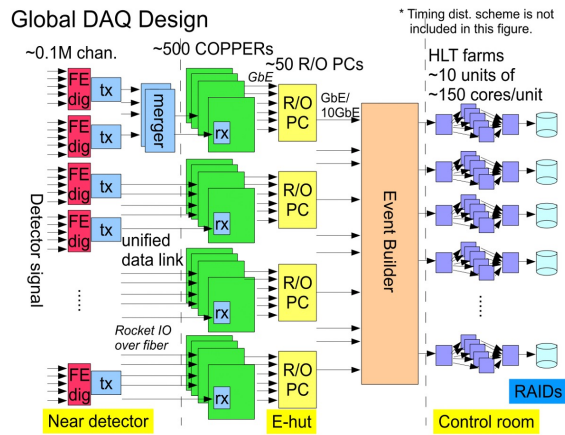


図 2.15: Belle II 実験でのデータ収集システムの全体図 [11]

データ収集システムの構成要素のうち、PXD 以外の検出器サブシステムでは、各々のフロントエンド回路から Belle2Link と呼ばれる高速光データ転送システム [21] を介して COPPER と呼ばれる読み出しモジュールで受信する部分を共通化して開発と保守を合理化している。COPPER システムは先代の Belle 実験の後期でいくつかの検出器サブシステムで稼働させる取り組みが行われ、Belle II 実験での導入を円滑化した。PXD データ全てを読み出すと現実的ではなく、COPPER の使用では対応が困難であると考えられた。そこで HLT システムで再構成した荷電粒子の飛跡を PXDLayer に向けて逆向きに外挿し、その近傍の Region of Interest (ROI) と呼ばれる領域に見出した PXD ピクセルのみ収集する方式を採用した。

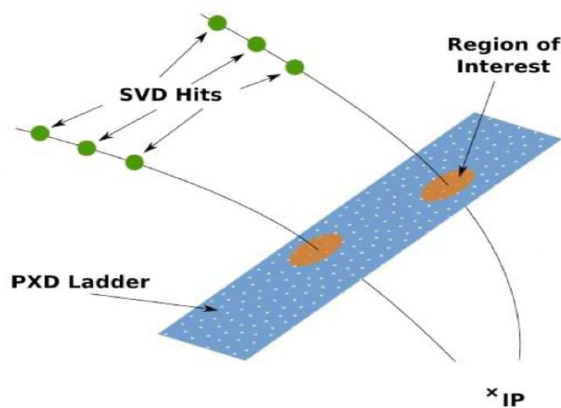


図 2.16: PXD のデータ収集の模式図

### 第 3 章 時間依存 CP 非保存と B 中間子崩壊点再構成

$\Upsilon(4S)$  からの  $B^0\bar{B}^0$  対生成事象では、 $B^0$  または  $\bar{B}^0$  のいずれかが CP 固有状態に崩壊する場合、他方が崩壊してからの時間分布に差が生じる。これを時間依存 CP 非保存 (time-dependent CP violation) と呼ぶ。SuperKEKB 加速器と Belle II 測定器の環境では 7GeV と 4GeV の非対称エネルギー電子・陽電子衝突によって質量 10.58 GeV の  $\Upsilon(4S)$  が生成、その崩壊から B 中間子対が生じる。中性 B 中間子対の一方が CP 固有状態へ崩壊し、他方の B 中間子をタグ側と呼び、 $f_{\text{tag}}$  と呼ばれる  $B^0$  か  $\bar{B}^0$  を識別することができる終状態に崩壊したとする。一方が  $f_{\text{CP}}$  へ崩壊した時刻を  $t_{\text{CP}}$ 、他方が  $f_{\text{tag}}$  へ崩壊した時刻を  $t_{\text{tag}}$  として、両者の崩壊時間差  $\Delta t$  を

$$\Delta t \equiv t_{\text{CP}} - t_{\text{tag}} \quad (3.1)$$

と定義する。CP 固有状態に崩壊する B 中間子の確率密度関数 (Probability Density Function: PDF)  $\mathcal{P}(\Delta t)$  は、 $B_{\text{tag}}$  のフレーバー識別の符号  $q$ ,  $B^0$  の寿命  $\tau$  ( $\sim 1.519\text{ps}$ ), 中性 B 中間子の二つの質量固有状態の質量差  $\Delta m$ , B 中間子の崩壊と  $B^0\bar{B}^0$  混合が干渉することによって生じる間接的 CP 非保存パラメーター  $S$ , 直接的 CP 非保存パラメーター  $A$  を用いて式 (3.2) と表すことができる。ここで、 $B_{\text{tag}}$  のフレーバー識別の符号  $q$  の定義は、 $B^0 \rightarrow f_{\text{tag}}$  の時  $q = 1$ ,  $\bar{B}^0 \rightarrow f_{\text{tag}}$  の時  $q = -1$  である。中性 B 中間子の時間発展の確率密度は次式で与えられる。[22]

$$\mathcal{P}(\Delta t) = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau}}{4\tau} \{1 + q \cdot [S \sin(\Delta m \Delta t) + A \cos(\Delta m \Delta t)]\} \quad (3.2)$$

これにより CP 固有状態に崩壊する B 中間子の CP 非対称度 ( $S$  と  $A$ ) の時間発展は式 (3.3) で表すことができる。[22]

$$\begin{aligned} A(\Delta t) &\equiv \frac{\Gamma[\bar{B}(\Delta t) \rightarrow f_{\text{CP}}] - \Gamma[B(\Delta t) \rightarrow f_{\text{CP}}]}{\Gamma[\bar{B}(\Delta t) \rightarrow f_{\text{CP}}] + \Gamma[B(\Delta t) \rightarrow f_{\text{CP}}]} \\ &= S \sin(\Delta m \Delta t) + A \cos(\Delta m \Delta t) \end{aligned} \quad (3.3)$$

ここで、 $\Gamma[\bar{B}(\Delta t) \rightarrow f_{\text{CP}}]$  は  $\Delta t = 0$  の時点で  $\bar{B}^0$  であったものが時刻  $\Delta t$  で  $f_{\text{CP}}$  に崩壊するレートであり、 $\Gamma[B(\Delta t) \rightarrow f_{\text{CP}}]$  は  $\Delta t = 0$  の時点で  $B^0$  であった場合のそれを指す。CP 非保存角の一つ  $\phi_1$  は  $V_{td}$  と  $V_{cb}$  の位相差に対応するので、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  のように複素位相を含まない  $b \rightarrow c\bar{c}s$  遷移による崩壊モードの時間依存 CP 非保存を測定することにより決定することができる。 $J/\psi K_S^0$  は CP=-1 の終状態であることから、標準理論、すなわち小林・益川理論の期待値は  $A = 0$ ,  $S = \sin 2\phi_1$  である。また、 $B^0 \rightarrow \pi\pi$ ,  $\rho\pi$ ,  $\rho\rho$  といった  $b \rightarrow u\bar{u}d$  遷移で生じる崩壊モードの時間依存 CP 非保存を測定することにより、 $V_{td}$  と  $V_{cb}$  の位相差にあたる  $\phi_2$  を決定することができる。B 中間子の寿命が約 1.5 ps と短寿命であるため、B 中間子の B と  $\bar{B}$  の崩壊時間差  $\Delta t$  を直接測定することは難しく、B 中間子の崩壊点位置の差から  $\Delta t$  を求める。そのためには B 中間子の娘粒子の飛跡を高精度で再構成する必要がある。

$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  で生じる  $B$  中間子系で時間依存  $CP$  非保存を測定する手順は以下の 6 段階を経る。

1.  $\bar{B}^0$  の  $CP$  固有状態への崩壊、 $\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}$  を再構成する。
2. 同一事象中で  $\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP}$  の娘粒子以外の娘粒子をタグ側の  $B$  中間子  $B^0 \rightarrow f_{tag}$  とする。
3.  $f_{CP}$  と  $f_{tag}$  の両者の崩壊点を再構成して 2 つの  $B$  中間子の崩壊点間の  $z$  方向の距離  $\Delta z$  を得る。
4.  $\Upsilon(4S)$  に対し、 $B^0$  と  $\bar{B}^0$  はほぼ静止しているため、SuperKEKB 加速器の  $\Upsilon(4S)$  のローレンツブースト積  $\beta\gamma = 0.28$  を用いて  $\Delta t = \Delta z/c\beta\gamma$  を得る。
5.  $f_{tag}$  の娘粒子の種類と電荷からフレーバー識別の符号  $q$  とフレーバータグの質を表す指標である  $r$  を得る。
6.  $q, r$  と  $\Delta t$  分解能を考慮した確率密度関数 (PDF) を用いた  $\Delta t$  分布への最尤度法フィットにより  $\mathcal{S}$  と  $\mathcal{A}$  を抽出する。

本研究は、3. の  $B$  中間子崩壊点を再構成する際  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  からビーム衝突点に向け逆向き外挿による場合に、その位置分解能を較正する手法を検討する目的で行った。

以下にその物理的動機と再構成の手順について説明する。

### 3.1 ペンギンダイアグラムで生じる $B$ 中間子崩壊研究の意義

小林・益川理論以外の  $CP$  非保存の源を探索することは喫緊の課題である。そこで Belle II 実験では、ループが介在したペンギンダイアグラムにより生じる  $B$  中間子崩壊過程における  $CP$  非保存測定が重要である。ループ部分には不確定性原理により新粒子が寄与することができる。ため、測定した  $CP$  非保存が標準理論の期待値とは差異があった場合は小林・益川理論とは異なる  $CP$  非保存の源を示唆する。ペンギンダイアグラムで生じる崩壊モードには  $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$ ,  $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$ ,  $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0 \gamma$ ,  $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$  など、 $B$  中間子の崩壊点から直接出る荷電粒子がないため、その位置を決定する際に数 cm 飛行する  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  からビーム衝突点 (Interaction Point, 以下 IP) に向けて逆向きに外挿する手法を必要とするものが多くある。

### 3.2 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ から IP への外挿を用いた $B$ 中間子崩壊点再構成の手順

ここでは  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  から IP に向けて逆向きに外挿することにより  $B$  中間子崩壊点を再構成する手順について述べる。

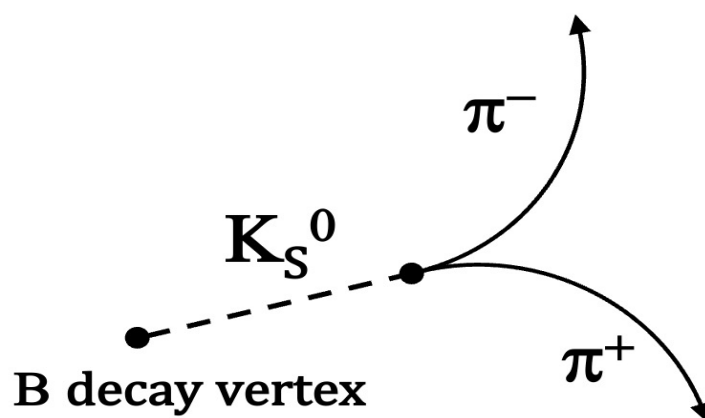


図 3.1:  $B$  中間子から  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  への過程

Belle II 測定器の崩壊点検出器 VXD は最内層のシリコンピクセル検出器 PXD とその外側に配置したシリコンストリップセンサーを用いた SVD からなる IP の平均的な位置と広がりハドロン生成  $10^4$  事象 $\sim 10^5$  事象ごとに各々の事象中で見つかった荷電粒子の飛跡の発生点座標の平均値を求めることによってモニターし、データベースに記録されている。

$K_S^0$  の崩壊点から、運動量ベクトルを IP に向け逆向きに外挿して親の  $B$  中間子崩壊点を再構成するには、 $K_S^0$  が VXD の内部で崩壊して娘粒子の  $\pi^+$  および  $\pi^-$  が VXD にヒットを作る必要がある。本節では、荷電粒子の飛跡再構成と、それに基づいた粒子崩壊点再構成について述べる。

### 3.3 荷電粒子の飛跡再構成

電子・陽電子衝突によって粒子生成が発生すると、Belle II 測定器内ではソレノイド磁場により荷電粒子はローレンツ力を受け、その飛跡はらせん軌道 (helix) を描く。CDC のセンスワイヤーヒットで連なっているパターンをなす群を見出すことが飛跡の認識である。1 本の飛跡を構成すると認識された CDC ヒット情

報を用いて、らせん軌道を規定する5つのヘリックスパラメーターなる変数を、最小二乗法の適用によって求め、同一事象内で発見し得る全ての飛跡に対してこれをくり返す。こうして CDC で見出した飛跡を VXD に外挿し、その近傍に見出した PXD や SVD のヒットを含めて最小二乗法フィットをもう一度行う、CDC と VXD のコンバインドフィットにより、最終的なヘリックスパラメーターを得る。この際にヘリックスパラメーターの誤差も見積り、誤差行列として保存する。Belle II 実験で採用しているヘリックスパラメーターは、設計上の理想的な IP である座標原点に、らせん軌道の飛跡が最も接近した点である PoCA (Point of Closest Approach) として以下の5つを定義する。

- $d_0$  :  $xy$  平面内の座標原点から PoCA までの距離の最小値。らせんを  $xy$  平面内に投影した円の外側と内側のいずれに座標原点があるかにより正負の符号をつける。
- $z_0$  : PoCA の  $z$  座標
- $\phi_0$  :  $xy$  平面内の PoCA の方位角
- $\omega$  : 曲率半径の逆数。粒子の電荷により正負の符号をつける
- $\tan \lambda$  :  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  として、 $rz$  平面内の傾き

### 3.4 崩壊点再構成

一般に、粒子の状態を記述する運動学的変数は、位置  $(x, y, z)$ 、運動量とエネルギーからなる4元運動量  $(P_x, P_y, P_z, E)$  の7つである。不安定だが長寿命である  $K_S^0$  や  $\Lambda$  のような粒子では、これに飛行距離  $L$  を加えて8変数で扱うこともある。終状態に現れて検出器に信号を残した複数の娘粒子から親の不安定粒子を再構成する場合は、適切な束縛条件を課した最小二乗法の適用により、崩壊点を再構成したり、エネルギーおよび運動量の分解能を向上させることができる。これをコンストレイントフィットと呼ぶ。不安定粒子の崩壊で生じた複数の娘粒子に対しては、同一点から生成した、つまり  $(x, y, z)$  が同一であるという束縛条件を課してコンストレイントフィットすることにより崩壊点を求めることができる。これをパーテックスコンストレイントフィットと呼ぶ。 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  のように、幅が狭い不安定粒子の崩壊過程では、娘粒子の4元運動量の和から得られる不変質量が親粒子の質量と一致する条件を課してコンストレイントフィットすると親粒子の運動量分解能を向上させることができる。これをマスコンストレイントフィットと呼ぶ。パーテックスコンストレイントとマスコンストレイントの条件を同時に課するとき、マスパーテックスコンストレイントフィットと言う。 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  については、互いに電荷が異符号の飛跡の組についてパーテックスコンストレイントフィットを行い、得た崩壊点で定義した運動量で計算した不変質量が  $K_S^0$  と無矛盾なものについてデータオブジェクトが作られる。それ以外の粒子と  $K_S^0$  を組み合わせて親の不安定粒子を再構成した候補があるとき、それにコンストレイントフィットを適用して Belle II 実験では TreeFit[25] を開発し、本研究でもそれを使用した。親の  $B$  中間子を、崩壊チェーンを指定して再構成する場合、指定した崩壊チェーンの中間状態も含めてコンストレイントフィットする機能が TreeFit の特色である。

## 第4章 $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$ 崩壊による $B$ 中間子崩壊点分解能の評価

$B$  中間子の稀崩壊における時間依存  $CP$  非保存測定には記述した通り数 cm 飛行する  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  からビーム衝突点に向けて逆向きに外挿することによる  $B$  中間子崩壊点の再構成が重要である。この手法による  $B$  中間子崩壊点分解能を  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊を利用して評価した。

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

崩壊モード  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  の特徴は次の5点である。

1.  $B$  中間子が2つのベクトル中間子に崩壊する  $B \rightarrow VV$  モードである。
2. カビボ抑制のないツリーダイアグラムで生じる。
3.  $1.43 \times 10^{-3}$  と比較的崩壊分岐比が高く、新物理の混入がない。
4.  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  以外の娘粒子 track は全て  $B$  中間子崩壊点から直接出る。
5.  $J/\psi$  は生成後直ちに崩壊し、娘粒子の  $\mu^+$  および  $\mu^-$  の運動量が高いので崩壊点の位置分解能が高く、これを基準として  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  から IP に向けた逆向き外挿により得た  $B$  中間子崩壊点の位置分解能を評価することに適している。

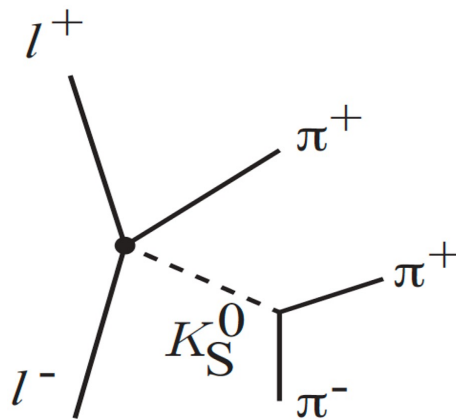


図 4.1:  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊

### 4.2 モンテカルロシミュレーションによる事象生成

素粒子の生成や崩壊は確率過程であり、実験データと比較可能な期待値を知るには対応するモデルに基づいた擬似データサンプルを必要とする。そこでモンテカルロシミュレーション (Monte Carlo: MC) と呼ばれる乱数を利用して、実データと同様の形式の事象データを生成する手法のシミュレーションを行う。 $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  とそれに続く  $B$  中間子の崩壊過程の事象生成をするプログラムとして EvtGen[27] プログラムが広く使用されている。これを用いて  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊過程の事象生成を行った。EvtGen での崩壊アルゴ

リズムは以下である。[27]

- 崩壊過程を記述した decay dec file に沿って粒子が崩壊する。
- 娘粒子が全て安定粒子となる終状態まで崩壊チェーンを続ける。
- 崩壊チェーン終了後に各粒子の質量が決定する。
- 終状態の粒子の各々の運動量が決定する。

$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊は、 $B \rightarrow VV$  崩壊であるため、3つの振幅の重ね合わせである。PDG[26]では Transversity 基底で測定値を示しており、 $A_{\parallel}, A_{\perp}, A_0$  の3つの崩壊振幅による表記である。一方、EvtGen プログラムでは2つの横偏極  $H_+$  と  $H_-$ 、縦偏極  $H_0$  による定義である。これらは以下の関係式で互いに変換される。

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

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

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

EvtGen プログラムでは  $B \rightarrow VV$  モードを取り扱うため、SVV\_HELAMP なるモデルを装備しているので、上記の式で PDG 値を  $H_+, H_-, H_0$  に変換して decay dec ファイルで与えて事象生成した。

#### 4.2.1 Geant4 による測定器シミュレーション

実験データと比較して適切な解釈を行うためには、EvtGen プログラムなどで適切な事象生成ソフトウェアが生成した4元運動量を持つ粒子が検出器に信号を作り、それをデジタル化・記録したのから粒子の4元運動量を再構成するまでの一連のプロセスをシミュレーションで再現する必要がある。Belle II 実験では、物質中を粒子が通過する様子をシミュレーションするための toolkit である Geant4[28] によって、Belle II 測定器内の物質と起こした相互作用から検出器の有感部分におけるエネルギー損失を求め、読み出し電子回路の特性を加味して実験の生データ (図 4.2 中の rawData.root) と同じ形式のデータオブジェクトを出力する。これを適切な測定器較正定数を使用した再構成プログラムにより処理して、粒子の生成点と4元運動量を得たものが mdst 形式のデータで、以降の物理解析はここからスタートする。



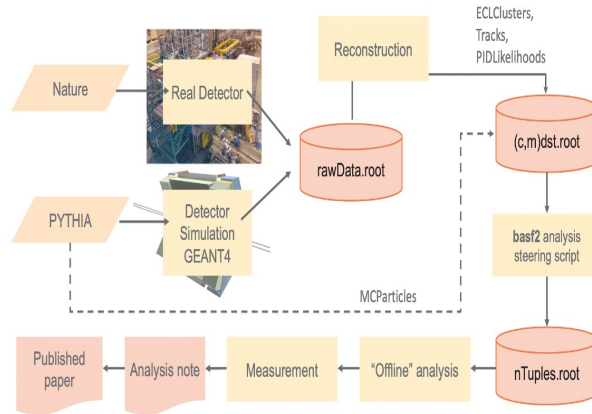


図 4.2: データ取得からデータ解析、論文になるまでの流れ [30]

$B\bar{B}$  対生成事象で片側が  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊で、反対側が一般的な Generic decay する事象およびその荷電共役状態のみ含むシミュレーションデータを signalMC と呼び、200 万事象を用意した。また、バックグラウンドの見積りのため、 $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$  および  $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-$  で 2 つの  $B$  中間子がともに一般的な Generic decay する、それぞれ Mixed および Charged と称するモンテカルロシミュレーションサンプル、コンティニウムと称する  $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$  シミュレーションサンプルを使用した。

### 4.3 $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$ 崩壊の事象再構成

表 4.1 は  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊事象再構成における粒子の選別条件をまとめる。

表 4.1:  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊の事象再構成での選別条件

粒子	選別条件
$\mu$	Likelihood Ratio > 0.1 $ dr  < 1 \text{ cm}$ $ dz  < 5 \text{ cm}$
$\pi$	$K^{*+} \rightarrow \pi^+$ のみ Likelihood Ratio > 0.05 $ dr  < 1 \text{ cm}$ $ dz  < 5 \text{ cm}$
$J/\psi (\rightarrow \mu^+ \mu^-)$	$3.05 \text{ GeV}/c^2 < M_{\mu^+ \mu^-} < 3.15 \text{ GeV}/c^2$
$K_S^0$	$0.491 \text{ GeV}/c^2 < M_{\pi^+ \pi^-} < 0.504 \text{ GeV}/c^2$
$K^{*+}$	$0.8 \text{ GeV}/c^2 < M_{K_S^0 \pi^+} < 1.0 \text{ GeV}/c^2$
$B^+$	$-0.3 \text{ GeV} < \Delta E < 0.3 \text{ GeV}$ $5.20 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.30 \text{ GeV}/c^2$

前章に記述した手順で再構成された荷電粒子の飛跡について、その種類を識別するには、関係する検出器サブシステムの情報から Likelihood Ratio を計算して指標とする。Likelihood は粒子の種類を仮定したとき、入手可能な量の確率密度の積である。SVD と CDC では、運動量とエネルギー損失  $dE/dx$  の関係、TOP、ARICH では検出したチェレンコフ光で主として  $K/\pi$  の分離、ECL ではエネルギーと運動量の比  $e/p$  により主として電子識別、KLM では貫通した層の数により主として  $\mu$  粒子の識別をそれぞれ行う。検出器に信号を作り、識別することができる粒子の種類は  $e, \mu, \pi, K, p, d$  の 6 種類である。 $i, j$  を 6 種類の荷電粒子を表す 1 から 6 までの整数、粒子識別に使用する物理量の添字を  $k$  で表すと  $j$  にあたる種類の粒子を仮定した場合の Likelihood  $\mathcal{L}_j$  の確率密度の積で定義されることから

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

と表すことができる。従って、 $j$  にあたる種類の粒子 Likelihood Ratio は

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

と得られる。

$K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+$  の  $\pi^+$  には、緩い  $\pi$  の識別条件を課した。 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の娘粒子は不変質量と  $K_S^0$  崩壊点が見出される要求が既に課されているため、 $\pi$  の識別条件を追加する必要はなかった。 $dr$  と  $dz$  については、衝突点から生じている飛跡を選ぶ条件として Belle II 実験で標準的に用いている条件である。

#### 4.3.1 $K_S^0$ の選別条件

$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  では mdst 形式のデータを生成する際の処理で作成されるデータオブジェクトから、適切な  $K_S^0$  の候補として適した範囲を決めた。 $K_S^0$  の質量分布を Gaussian と定数を合わせた関数でフィットし、ピーク値  $\pm 3\sigma$  の範囲を  $K_S^0$  の選別範囲とする。

式 (4.6) で表された、Gaussian に定数  $y_0$  を足し合わせた関数をフィットに使用した。

$$\mathcal{P}(x) = y_0 + N_1 \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) \quad (4.6)$$

$K_S^0$  の質量分布を式 (4.6) でフィットした結果、 $K_S^0$  の質量分布のピークは  $0.498 \text{ GeV}/c^2$  で、 $\sigma = 0.002$  であった。よって、 $K_S^0$  の選別条件であるピーク値  $\pm 3\sigma$  の範囲は、 $0.491 \text{ GeV}/c^2 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.504 \text{ GeV}/c^2$  である。

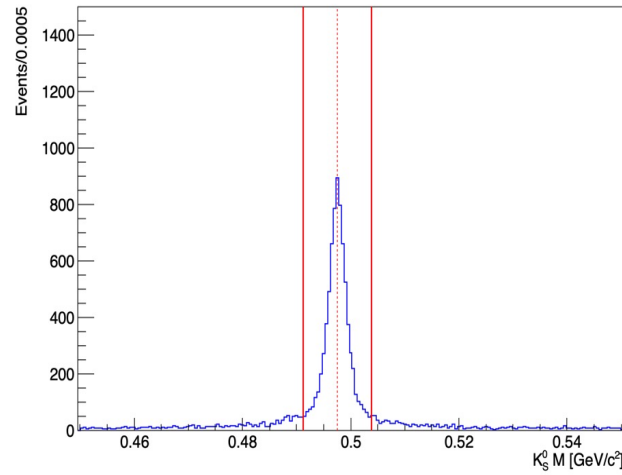


図 4.3: signalMC の  $K_S^0$  mass 選別範囲

#### 4.3.2 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ と $K^{*+} \rightarrow K_S^0\pi^+$ の再構成

$J/\psi$  は質量  $3.096 \text{ GeV}/c^2$  のチャームクォークと反チャームクォークからなる中間子である。その主な崩壊分岐比は  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  モードが 5.971% で、 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  モードが 5.961% である。[34] 本研究では制動放射の影響を受けない  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  崩壊のみ対象とした。

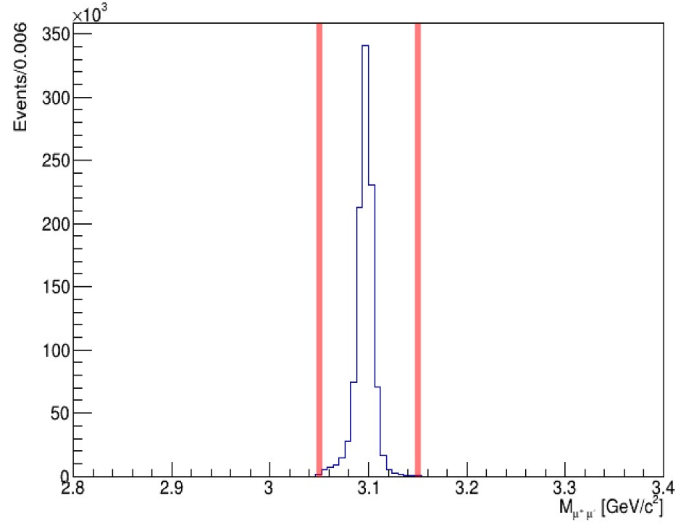


図 4.4: signalMC の  $\mu^+\mu^-$  の不変質量分布。縦赤線は  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  候補を識別する下限と上限。

図 4.4 に示すように、 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  候補は  $3.05\text{GeV}/c^2 < M_{\mu^+\mu^-} < 3.15\text{GeV}/c^2$  の範囲に入るものを選別した。 $K^{*+} \rightarrow K_S^0\pi^+$  の再構成の選別条件についても考える。 $K^{*+}$  は質量  $892\text{MeV}/c^2$  のベクトル中間子である。崩壊分岐比は  $K^{*+} \rightarrow K^0\pi^+$  モードへ 66.6% である。 $K^0$  は  $K_L^0$  と  $K_S^0$  で観測される割合は 50:50 である。図 4.5 に示すように、 $0.8\text{GeV}/c^2 < M_{K_S^0\pi^+} < 1.0\text{GeV}/c^2$  範囲に入るものを  $K^{*+}$  候補とした。

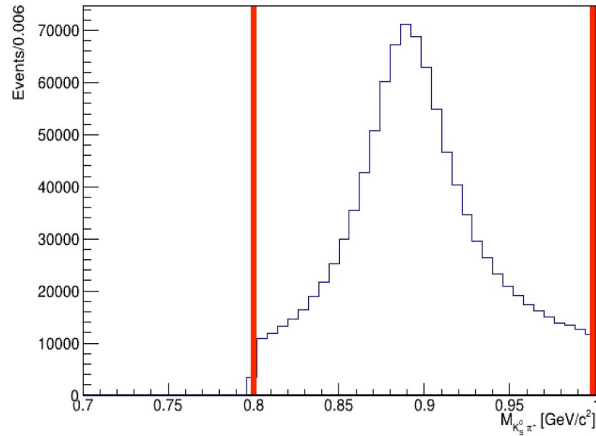


図 4.5: signalMC の  $K_S^0\pi^+$  の不変質量分布。 $0.8\text{GeV}/c^2 < M_{K_S^0\pi^+} < 1.0\text{GeV}/c^2$  を  $K^{*+}$  候補を選別する範囲とした。

#### 4.3.3 $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0\pi^+)$ 候補の選別

$\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$  過程は二体反応なので  $\Upsilon(4S)$  静止系、すなわち重心系ではエネルギーを等分して互いに反対側に運動する。次の式 (4.8) と式 (4.7) で表される物理量  $\Delta E$  と Beam Constraint Mass  $M_{bc}$  は  $B$  中間子を再構成することができるか確認する指標となる物理量である。

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

$E_B$  は再構成して求めた  $B$  中間子のエネルギー、 $E_{\text{beam}}$  は重心系での  $B$  中間子のビームエネルギー、 $E_B$  と  $E_{\text{beam}}$  のエネルギー差  $\Delta E$  である。

$$M_{bc} \equiv \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - p_B^2} \quad (4.8)$$

ここで、 $p_B$  は重心系での  $B$  中間子の運動量である。重心エネルギー 10.58GeV の  $B$  中間子対を生成する Belle II 実験では、 $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  過程は二体崩壊で、それぞれでの  $B$  中間子のエネルギーは二等分される。また、 $B$  中間子対の各運動量は同じで、反対向きである。従って信号は  $M_{bc}$  は  $B$  中間子の質量である 5.28  $\text{GeV}/c^2$  のピーク、 $\Delta E$  はゼロにピークする分布として現れる。 $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  の signalMC サンプルの  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  分布をそれぞれ図 4.6 と図 4.7 に示す。

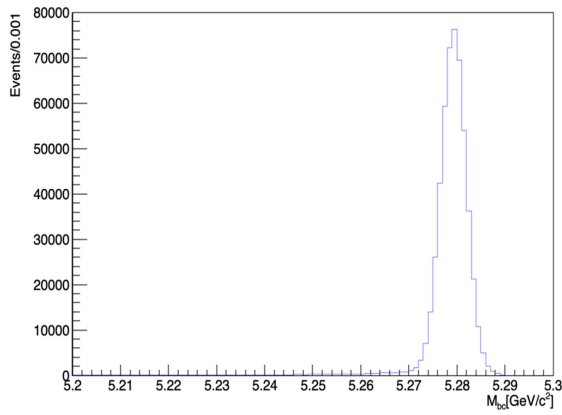


図 4.6: signalMC の  $M_{bc}$  分布

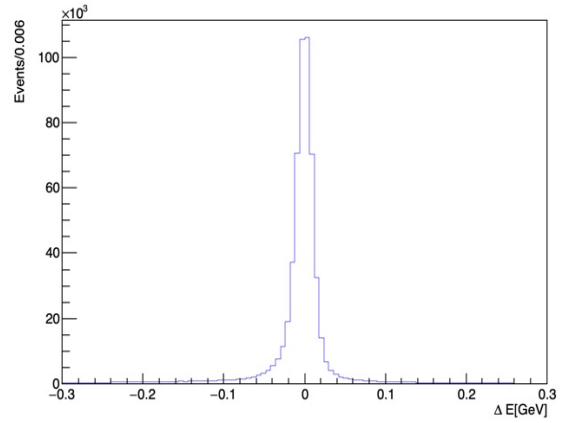


図 4.7: signalMC の  $\Delta E$  分布

#### 4.4 MC シミュレーションによる崩壊点位置分解能の期待値

$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow \pi^+ K_S^0 (\rightarrow \pi^+ \pi^-))$  崩壊における崩壊点位置分解能の期待値を、 $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  を含め全ての娘粒子の飛跡を用いる Default 法と  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  のみで決定する OnlyKs 法の 2 つの手法で見積もった結果について述べる。

第 3 章で説明した荷電粒子の飛跡を表現するヘリックスパラメーターのうち、 $B$  中間子崩壊点の座標を決定するパラメーターは  $d_0$  と  $z_0$  である。よって TreeFitter を使用して崩壊点再構成する際に、特定の粒子について誤差行列の  $d_0$  と  $z_0$  の成分を拡大すると、崩壊点をコンストレイントフィットで求める際に重みを減らして  $B$  中間子の崩壊点の決定に寄与しないようにできる [36][37]。そこで、 $J/\psi$  の娘粒子である  $\mu^+ \mu^-$  と  $K^{*+}$  の娘粒子である  $\pi^+$  の  $d_0$  と  $z_0$  の誤差を 1000 倍拡大して  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  のみに依存する崩壊点再構成を本論文では以後 OnlyKs と呼ぶ。

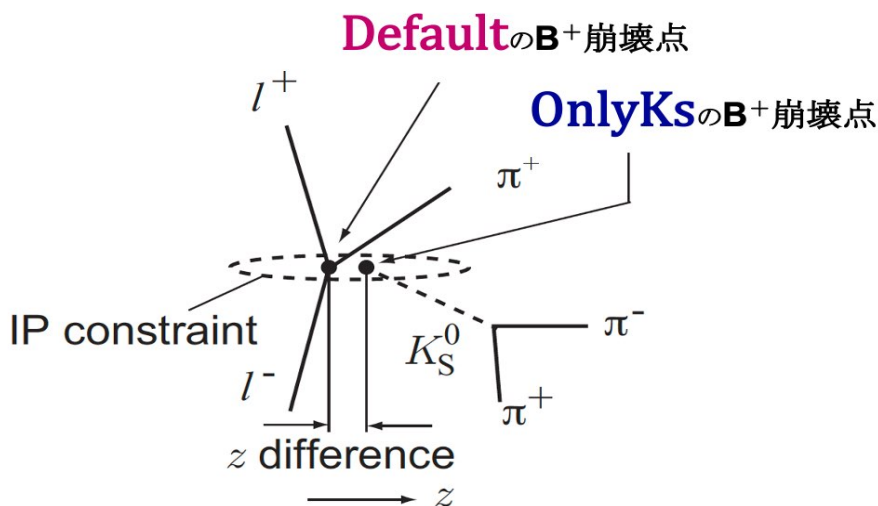


図 4.8: Default 法と OnlyKs 法

##### 4.4.1 事象生成時と再構成した $B$ 中間子崩壊点の差

MC シミュレーションサンプルでは、飛跡から再構成した崩壊点の位置情報と、事象生成時の崩壊点の両方が記録されている。この差の  $z$  成分を  $z$ -residual と呼び、その分布の標準偏差は崩壊点分解能を表す。表 4.1 の選別条件に加えて、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の娘粒子の電荷が PXD にヒットを持つことを要求し、さらに同一事象内に  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  の選別条件を満たす  $B$  中間子候補が複数見出された場合は、Default のコンストレイントフィットでフィットの良い、すなわち  $\chi^2$  から計算する probability の値が最も高いものを選んだ。さらに、崩壊点が妥当な精度で再構成されている条件を課す意図で OnlyKs では  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の娘粒子の電荷が PXD にヒットを持つ場合と SVD にヒットを持つ場合で  $B$  中間子崩壊点の  $z$  座標の不定性  $\sigma_z$  がそれぞれ 0.02cm と 0.05cm より小さいこと、フィットの  $\chi^2$  が 10 より小さいことを要求した。また、Default では  $\chi^2 < 40$  を要求した。

一般に重心系エネルギーを  $\Upsilon(4S)$  に設定した  $e^+e^-$  衝突から生成する  $B\bar{B}$  対を用いて  $B$  中間子系の時間依存  $CP$  非保存を測定する場合、 $B$  中間子の崩壊点をコンストレイントフィットを用いて再構成したとき、その見積もり誤差が大きな場合は、見積もり誤差の分布が信号とバックグラウンドで異なり、これが信号または

バックグラウンドである割合 (signal/background fraction) を誤って見積もる効果となって結果をバイアスする可能性があることが指摘されており、提唱者の名前をとって Punzi 効果 [38] と呼ばれている。これを避けるため、Belle 実験および Belle II 実験では、再構成した  $B$  中間子崩壊点の  $z$  方向の位置の誤差が  $500 \mu\text{m}$  よりも大きい場合にはその事象を棄却している。これに準じて、 $\Delta z'$  分布や  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  から IP に逆向き外挿して  $B$  中間子崩壊点を得たときの  $z$ -residual 分布をフィットするときには、 $\pm 500 \mu\text{m}$  の範囲にある事象を用いた。

事象生成時の粒子と再構成に用いたものの対応が正しい組み合わせであるものの  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊の Default 法での  $z$ -residual 分布を図 4.9 に示す。

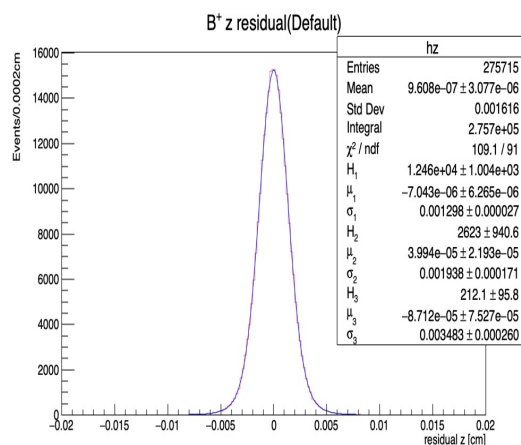


図 4.9:  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$  signalMC における Default 法での  $z$ -residual 分布

また、図 4.10 は OnlyKs 法での  $z$ -residual 分布である。

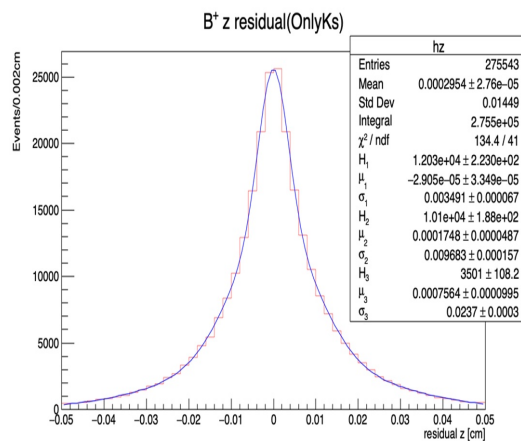


図 4.10:  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$  signalMC における OnlyKs 法での  $z$  成分の  $z$ -residual 分布

図 4.9 と図 4.10 に示す  $z$ -residual 分布を 3 つの 3 つの正規分布を重ね合わせた Triple Gaussian でフィットした。Triple Gaussian は式 (4.9) で表す。

$$\mathcal{P}(x) = N_1 \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) + N_2 \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right) + N_3 \frac{1}{\sigma_3 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_3)^2}{2\sigma_3^2}\right) \quad (4.9)$$

ここで、 $N_1, N_2, N_3$  は3つの Gaussian のそれぞれの事象数である。分解能は3つの Gaussian の標準偏差  $\sigma$  を加重平均して求める。3つの Gaussian の各々の割合をそれぞれ  $f_1, f_2, f_3$  を、 $N_1, N_2, N_3$  を用いて式 (4.10) のように表す。

$$f_1 = \frac{N_1}{N_1 + N_2 + N_3} \quad (4.10)$$

$$f_2 = \frac{N_2}{N_1 + N_2 + N_3} \quad (4.11)$$

$$f_3 = \frac{N_3}{N_1 + N_2 + N_3} \quad (4.12)$$

分布の標準偏差は式 (4.13) に示す加重平均した  $\sigma_{\text{weighted}}$  で与えられる。

$$\sigma_{\text{weighted}} = \sqrt{f_1 \times \sigma_1^2 + f_2 \times \sigma_2^2 + f_3 \times \sigma_3^2} \quad (4.13)$$

その結果、Default 法では  $15.9 \pm 0.5 \mu\text{m}$ 、OnlyKs 法では  $157.7 \pm 1.5 \mu\text{m}$  となった。Default 法では  $B$  中間子崩壊点と同一の点から  $J/\psi$  崩壊で出る高運動量の  $\mu$  粒子対が高い精度で  $B$  中間子崩壊点再構成を可能にするのに比べて、OnlyKs 法では  $K_S^0$  崩壊点からの外挿により誤差の拡大があるのと  $K_S^0$  から生じる  $\pi$  中間子の運動量が  $J/\psi$  から生じる  $\mu$  粒子より低いいため、検出器通過中の多重散乱の影響も大きい。

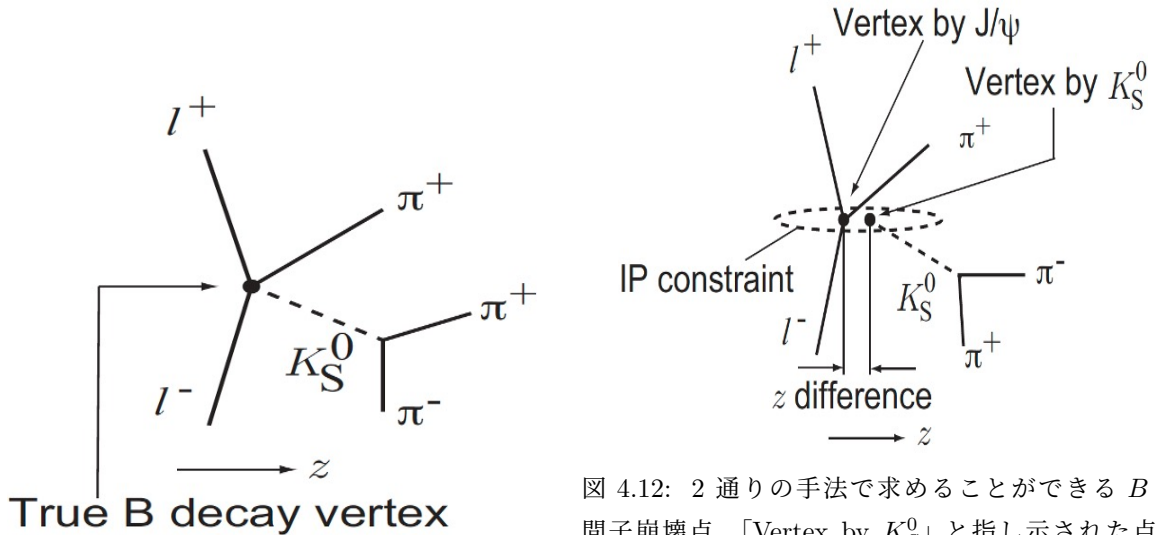


図 4.11:  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊では  $B$  中間子崩壊点と同一の点から  $J/\psi$  も  $K^{*+}$  も崩壊する。図 4.12: 2 通りの手法で求めることができる  $B$  中間子崩壊点。「Vertex by  $K_S^0$ 」と指し示された点が  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  から IP に向けて逆向きに外挿して求める  $B$  中間子の崩壊点で、「Vertex by  $J/\psi$ 」と指し示された点が  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  から求める  $B$  中間子の崩壊点である。

図 4.11 のように、Default 法と OnlyKs 法それぞれで求めた  $B$  中間子崩壊点は、本来は  $J/\psi$  と  $K^{*+}$  の崩壊が同一点で起きるため、Default 法と OnlyKs 法で得た位置の差は  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  から IP に向け外挿する分



解能が支配的である。この Default 法と Onlyks 法で求めた崩壊点の  $z$  座標の差を以後  $\Delta z'$  と呼ぶ。 $\Delta z'$  は同一事象中に再構成された主として  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  により決定された崩壊点を基準にするので、MC シミュレーションの事象生時の崩壊点の情報に依らずに  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  による  $B$  中間子崩壊点の位置分解能を評価でき、従って実験データの解析に容易に拡張できる。図 4.13 は MC シミュレーションにおける  $\Delta z'$  分布である。

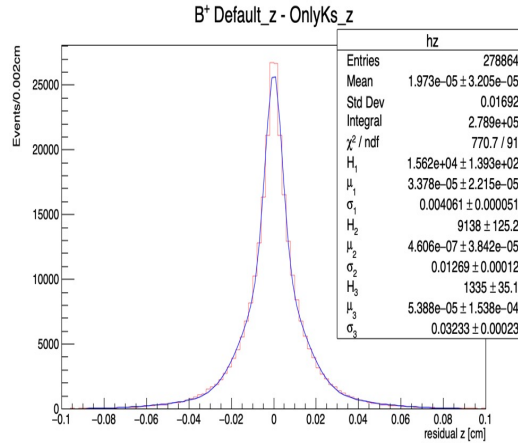


図 4.13: OnlyKs 法と Default 法による  $\Delta z'$  分布

図 4.13 に示す  $\Delta z'$  分布を Triple Gaussian でフィットし、崩壊点位置分解能を求めた結果、 $150.9 \pm 1.3 \mu\text{m}$  となり、OnlyKs 法の分解能を概ね再現することが確かめられた。

## 第5章 バックグラウンドの見積もり

予想されるバックグラウンドについて理解するため、4.4.1 で述べたように  $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$ ,  $B^+B^-$  およびコンティニウムの MC シミュレーションデータを解析した。4.4.1 で説明した条件に加え、衝突点から発した飛跡のランダムな組み合わせによるバックグラウンドを低減するため、衝突点から発した飛跡の  $K_S^0$  の飛行距離が 1cm 以上を要求した。崩壊点の位置分解能は  $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  かつ  $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04 \text{ GeV}$  の範囲を信号領域として、そこに見出した事象を使用し、この領域の外側、かつ  $|\Delta E| < 0.3 \text{ GeV}$ 、 $5.2 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc}$  の範囲の事象はバックグラウンドの見積りに使用する。

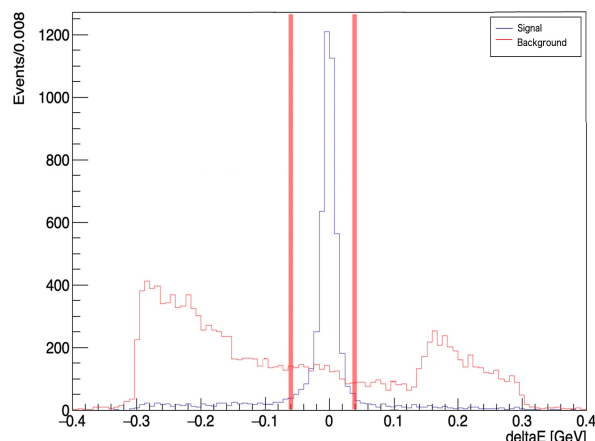
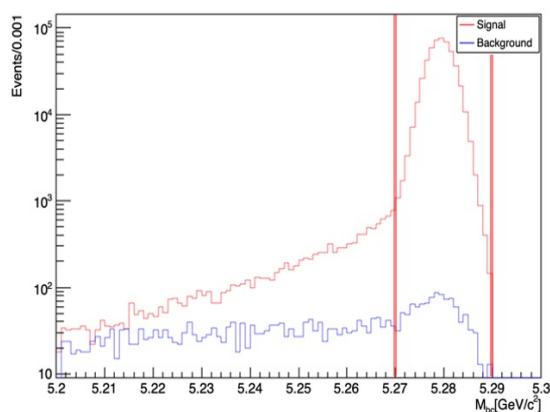


図 5.1: signalMC における  $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04 \text{ GeV}$  の  $M_{bc}$  分布。期待される信号事象の分布も  $5.28 \text{ GeV}/c^2$  の範囲の  $\Delta E$  分布。期待される信号事象の  $\text{GeV}/c^2$  のピークとして描きこまれている。

図 5.2: signalMC における  $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}$  の  $\Delta E$  分布。期待される信号事象の  $\text{GeV}$  のピークとして描きこまれている。

予想される信号雑音比を示すため、 $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04$  の信号 + バックグラウンドの  $M_{bc}$  分布を図 5.1 に、バックグラウンドの  $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  の範囲のバックグラウンドの  $\Delta E$  分布を図 5.2 に示す。バックグラウンドの  $\Delta E$  分布は  $+150 \text{ MeV}$  以上および  $-150 \text{ MeV}$  以下の領域に事象の集中が見られる。 $B \rightarrow J/\psi K_S^0$  モードのバックグラウンドは  $\pi$  を一つ加えるため  $+150 \text{ MeV}$  以上の領域に、 $B \rightarrow J/\psi K_S^0 \pi\pi$  モードのバックグラウンドは  $\pi$  を一つ無視するため、その欠損により  $\Delta E = -150 \text{ MeV}$  以下の領域に分布する。

全事象のうち信号事象が占める割合の期待値は、信号領域に入る信号事象数 4334 事象に対して背景事象が 510 事象であったことから

$$\frac{N_{\text{Signal}}}{N_{\text{Signal}+\text{Background}}} = \frac{4334}{(4334 + 510)} \quad (5.1)$$

$$\approx 89\%$$

である。従って、バックグラウンドの混入は 11% 程度と少ない。

また、 $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}(\rightarrow \pi^+ K_S^0)$  事象の再構成効率は、200 万事象の生成に対して  $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04 \text{ GeV}$  かつ  $5.27 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29 \text{ GeV}/c^2$  の範囲に 319331 事象を得た。よって、再構成効率  $\epsilon$  は、

$$\epsilon = \frac{\text{信号事象数 } N_{\text{Signal}}}{\text{再構成に使用した signalMC の事象数 } N} = \frac{319331}{2000000} \quad (5.2)$$
$$\approx 16\%$$

である。

## 第 6 章 Belle II 実験データでの $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$ 崩壊の事象再構成

Belle II 実験が 2022 年 6 月までの運転で収集したデータのうち  $138\text{fb}^{-1}$  相当を解析した。

信号事象数の期待値  $N_{\text{signal}}$  を、電子・陽電子衝突によって生成した  $\Upsilon(4S)$  の生成断面積  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S))$  と崩壊分岐比  $Br$ 、再構成効率  $\epsilon$  を用いて式 (6.1) で求めると

$$\begin{aligned}
 N_{\text{signal}} = & \int Ldt \times \sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)) \times (Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-) \times 2) \\
 & \times Br(B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}) \times Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) \times Br(K^{*+} \rightarrow K^0\pi^+) \\
 & \times Br(K^0 \rightarrow K_S^0) \times Br(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \times \epsilon
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

ここに現れる崩壊分岐比の値を表 6.1 にまとめる。

表 6.1: 崩壊過程と崩壊分岐比

崩壊過程	崩壊分岐比
$\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$	0.514
$B \rightarrow J/\psi K^{*+}$	$1.43 \times 10^{-3}$
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.06
$K^{*+} \rightarrow K^0\pi^+$	0.666
$K^0 \rightarrow K_S^0$	0.5
$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	0.692

ここで、再構成効率  $\epsilon$  は式 (5.2) より約 16% である。表 6.1 の分岐比と、 $\Upsilon(4S)$  の生成断面積  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S))$  である  $1.05\text{nb}$  を用いて式 (6.1) より、 $\int Ldt = 138\text{fb}^{-1}$  相当の実験データを使用した時の信号事象数の期待値を計算すると、

$$\begin{aligned}
 N_{\text{signal}} = & \int Ldt \times \sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)) \times (Br(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-) \times 2) \\
 & \times Br(B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}) \times Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) \times Br(K^{*+} \rightarrow K^0\pi^+) \\
 & \times Br(K^0 \rightarrow K_S^0) \times Br(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \times \epsilon \\
 = & 138\text{fb}^{-1} \times 1.05\text{nb} \times (0.514 \times 2) \times 1.43 \times 10^{-3} \times 0.06 \times 0.666 \times 0.5 \times 0.692 \times 0.16 \\
 = & 468
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

より、約 468 事象である。

### 6.1 $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$ の信号事象抽出

図 6.1 に示すように、 $M_{bc} = 5.28\text{GeV}/c^2$  付近かつ  $\Delta E = 0$  付近に明瞭なピークが認められる。これが  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊の信号である。

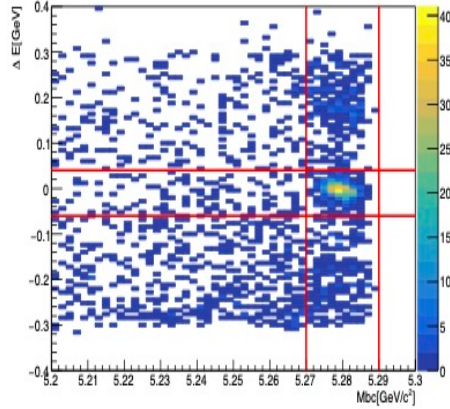


図 6.1: 実験データの  $\Delta E$  vs.  $M_{bc}$  分布

$M_{bc}$  分布については信号成分は Gaussian、背景事象成分は位相空間の大きさに沿った分布をするので、それを表す ARGUS 関数を合わせた関数で、extended unbinned maximum likelihood fit を行って信号事象数を抽出した。Gaussian と ARGUS 関数は式 (6.3) と式 (6.4) に示す。

$$f_{\text{Gaussian}}(M_{bc}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\sqrt{(M_{bc} - \mu)^2}}{2\sigma^2}\right) \quad (6.3)$$

$$f_{\text{Argus}}(M_{bc}) = M_{bc} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{M_{bc}}{E_{\text{beam}}}\right)^2} \cdot \exp\left[c \cdot \left(1 - \left(\frac{M_{bc}}{E_{\text{beam}}}\right)^2\right)\right] \quad (6.4)$$

ここで、ARGUS 関数の運動学的限界を表す  $E_{\text{beam}}$  は重心系でのビームエネルギー、すなわち重心系エネルギーの半分であり、 $E_{\text{beam}} = 5.29 \text{ GeV}$  とした。信号事象成分を表す Gaussian のパラメーターである  $\sigma$  (標準偏差) と  $\mu$  (平均値)、背景事象成分の ARGUS 関数の shape パラメーターはフィットで求めることとした。フィット結果と合わせた  $M_{bc}$  分布を図 6.2 に示す。

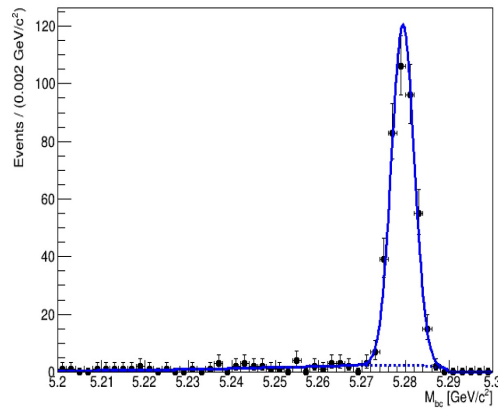


図 6.2: 実験データの  $M_{bc}$  分布 ( $-0.06 \text{ GeV} < \Delta E < 0.04 \text{ GeV}$ )。フィット結果の線が描き込まれている。

その結果、 $M_{bc}$  分布は

- 信号事象数: $376 \pm 20$  事象
- 背景事象数: $62 \pm 9$  事象

を得た。次にクロスチェックのため、 $\Delta E$  分布のフィットを行った。 $5.27\text{GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29\text{GeV}/c^2$  の範囲に見出した事象サンプルに対し、信号成分 + 背景事象成分の確率密度関数でフィットするため、 $-0.1\text{ GeV} < \Delta E < 0.1\text{ GeV}$  の範囲の事象を用いた。 $\Delta E$  分布の信号成分はわずかに低い側に尾を引いた分布をすることを考慮し、式 (6.5) に示す Crystal Ball 関数と呼ばれる関数で表した。

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \left(\alpha < \frac{x - \bar{x}}{\sigma} \text{の時}\right) \\ \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \cdot \left(\frac{n}{\alpha} - \frac{x - \bar{x}}{\sigma}\right)^{-n} & \left(\alpha \geq \frac{x - \bar{x}}{\sigma} \text{の時}\right) \end{cases} \quad (6.5)$$

背景事象成分を指数関数で表した。

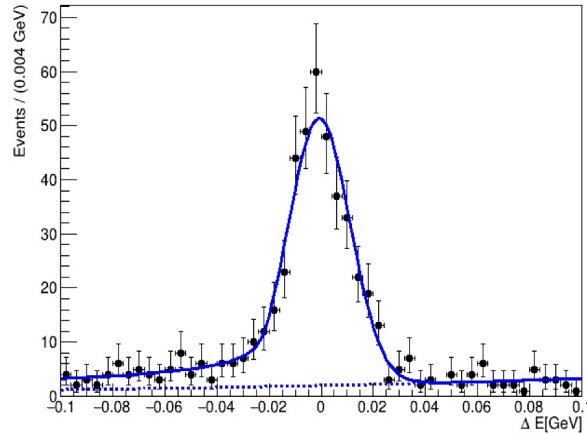


図 6.3: 実験データの  $\Delta E$  分布 ( $5.27\text{GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.29\text{GeV}/c^2$  かつ  $-0.1\text{ GeV} < \Delta E < 0.1\text{ GeV}$ )。フィット結果の線が描きこまれている。

信号事象数は  $422 \pm 23$  事象、背景事象数は  $103 \pm 16$  事象を得た。これは信号事象数は  $M_{bc}$  分布をフィットした結果と  $2\sigma$  程度の差で一致している。崩壊分岐比と  $\Upsilon(4S)$  の生成断面積と再構成効率を用いて求めた期待値は約 468 事象であり、観測した信号事象数は約 10% 少ないが、粒子識別及び  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の検出効率のデータとシミュレーションの差を調べる別の研究による結果を考慮すると、有意な減少ではない。

## 6.2 実験データにおける崩壊点分解能の評価

既述したように  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊では、主として  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  による Default 法と  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  で求める OnlyKs 法の2つで求めた  $B$  中間子崩壊点の差の  $z$  成分  $\Delta z'$  の分布が後者の位置分解能の評価を与える。前節で得た  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  の信号及び背景事象の事象数により、信号または背景事象である割合、 $f_{\text{sig}}$  及び  $f_{\text{BG}}$  が求めたので、その知見を用いて  $\Delta z'$  分布を評価するフィットを行う。信号の  $\Delta z'$  分布は4章で既述した MC シミュレーションでは3つの正規分布を重ね合わせた Triple Gaussian を用いたが、実験データでは信号事象数 376 事象の統計を考慮し、2つの正規分布の重ね合わせである Double Gaussian で表現することにした。背景事象成分は  $5.2 \text{ GeV}/c^2 < M_{bc} < 5.27 \text{ GeV}/c^2$  の範囲であるサイドバンド領域の  $\Delta z'$  分布で決定する。

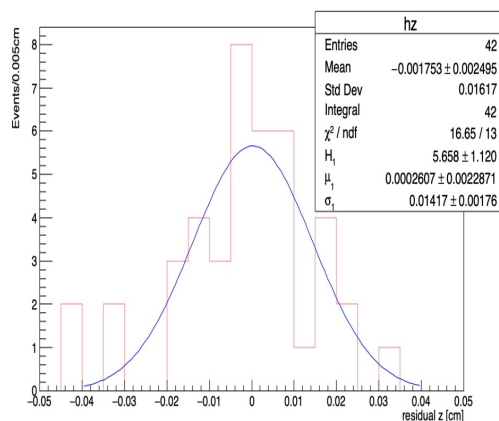


図 6.4: 実験データの背景事象の  $\Delta z'$  分布。本文中に記したフィット結果の線を描きこんでいる。

図 6.4 に示すように背景事象は正規分布でフィットし、平均値  $\mu$  はゼロと一致、標準偏差  $\sigma = 142 \pm 18 \mu\text{m}$  を得た。サイドバンド領域内の背景事象数は 42 事象であることから領域内の背景事象数は  $20 \pm 9$  事象である。信号領域内の事象サンプルに対して  $\Delta z'$  分布をフィットした結果を図 6.5 に示す。信号事象成分を表す Double Gaussian の  $\sigma$  の値を加重平均することにより、 $\Delta z'$  分布の標準偏差を  $138 \pm 9 \mu\text{m}$  と得た。

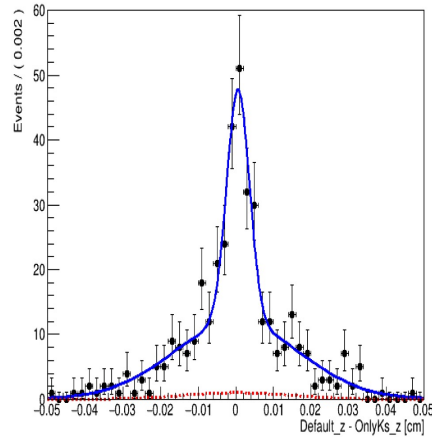


図 6.5: 実験データの  $\Delta z'$  分布。本文中に記したフィット結果の線を描きこんでいる。

表 6.2: 実験データの  $\Delta z'$  分布を Double Gaussian でフィットした信号成分についての結果

パラメーター	フィット結果
fraction	$0.37 \pm 0.05$
$\mu_1$	$6 \pm 4 \mu m$
$\sigma_1$	$30 \pm 5 \mu m$
$\mu_2$	$1 \pm 12 \mu m$
$\sigma_2$	$172 \pm 11 \mu m$

サイドバンド領域の事象サンプルで決定したバックグラウンドの事象数、 $\Delta z'$  分布の平均値と標準偏差をフィットが返した不安定性の範囲で変化させて定量的に影響を確かめて系統誤差とした。その結果、系統誤差を  $\pm 1 \mu m$  と得た。以上より、 $\Delta z'$  分布から  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  からの逆向き外挿による  $B$  中間子崩壊点の位置分解能を実験データでは  $138 \pm 9(\text{stat}) \pm 1(\text{syst}) \mu m$  と得た。4章で述べた MC シミュレーションの  $\Delta z'$  分布の標準偏差は  $150.9 \pm 1.3 \mu m$  であり、誤差の範囲で一致している。



## 第7章 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ で求めた $B$ 中間子崩壊点分解能による最良の Layer4 の位置

Belle II 実験では、PXD を DEPFET よりも読み出しレートの上限が高いものに交換するとともに、SVD に使用するシリコンストリップセンサーのピッチを最適化するアップグレード計画がある。それに際して、OnlyKs 法での  $B$  中間子崩壊点分解能と  $K_S^0$  崩壊点分解能を評価した結果を使用して、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  で求める  $B$  中間子崩壊点分解能を最良とする Layer4 の位置を検討した。

### 7.1 $B$ vertex resolution の解釈

$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の運動量ベクトルを  $K_S^0$  崩壊点から IP に向けて逆向きに外挿して  $B$  中間子崩壊点を求める際に位置分解能を制限する項目について図 7.1 に示した。

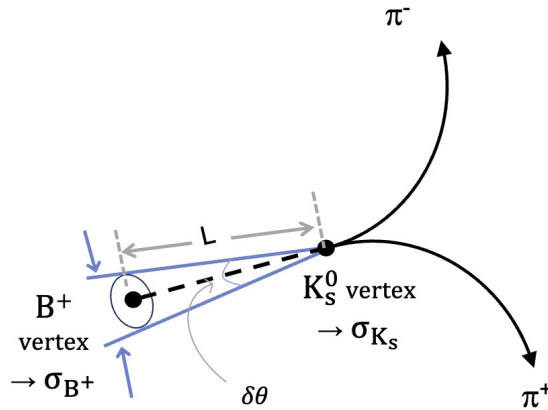


図 7.1:  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の外挿の分解能と  $B$  中間子と  $K_S^0$  の分解能

$B^+$  の崩壊点位置分解能を  $\sigma_{B^+}$ ,  $K_S^0$  の崩壊点位置分解能を  $\sigma_{K_S^0}$ , 外挿の効果  $\sigma_{\text{ext}}$  とする。ここで、 $L$  は外挿の距離、 $\delta\theta$  を  $K_S^0$  運動量ベクトルの方向の精度とする。外挿の距離を  $L$  として、外挿の効果は

$$\sigma_{\text{ext}} = L\delta\theta \quad (7.1)$$

となる。これに  $K_S^0$  の崩壊点位置分解能  $\sigma_{K_S^0}$  が加わるため、

$$\sigma_{B^+} \doteq \sqrt{\sigma_{K_S^0}^2 + \sigma_{\text{ext}}^2} \quad (7.2)$$

が成立することが期待される。

### 7.2 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ で求める $B$ 中間子崩壊点分解能が最良な Layer4 の位置の見積もり

VXD はその構造を設計する上で、事実上 Layer4 のみが  $z$  軸からの距離を変更可能だと考えられる。そこで、 $\sigma_{K_S^0}$  と  $\sigma_{\text{ext}} = L\delta\theta$  の寄与の和が最小を示す Layer4 の位置が存在するのではないかと考え、シミュレー

シオンデータを用いて調査した。Layer3 は  $z$  軸から 38mm の位置にあり、現在の Layer4 は  $z$  軸から 80mm の位置なので、Layer3-Layer4 間隔は現状で 42mm である。 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の崩壊点位置分解能は  $K_S^0$  崩壊点から最寄りの SVDLayer までの距離に強く依存する。そこで、Layer4 を移動した先が Layer3 から  $X$ mm としたとき、現在の Layer4 の直前  $X$ mm の範囲で  $K_S^0$  が崩壊したシミュレーション事象サンプルで  $\sigma_{K_S^0}$  を求め、IP への外挿効果  $\sigma_{\text{ext}} = L\delta\theta$  を quadrature に加えて  $\sigma_{B^+}$  を見積もった。 $X$  を 2mm 間隔で  $X = 7\text{mm} \sim 41\text{mm}$  の範囲で動かした。

具体的には、図??の ② の事象で  $\sigma_{K_S^0}$  を見積もり、外挿の効果  $\sigma_{\text{ext}}$  を ① の事象で見積もって、 $K_S^0$  の崩壊点の  $z$  軸からの距離でスケールして ③ の事象で新 Layer4 の場合の  $B^+$  の崩壊点分解能  $\sigma_{B^+}$  を得る。新 Layer4 の位置より遠方まで  $K_S^0$  が飛んで Layer5 に最初のヒットを作る場合については、Layer5 に最初にヒットする事象 ④ を  $B^+$  の事象数で加重平均する。

Layer3 と新 Layer4 の距離  $X = 7\text{mm} \sim 41\text{mm}$  の場合での ① の  $B$  中間子崩壊点分解能、 $K_S^0$  崩壊点分解能、② の  $B$  中間子崩壊点分解能、④ の  $B$  中間子崩壊点分解能を見積もった結果がそれぞれ表 7.1、表 7.2、表 7.3、表 7.4 である。

表 7.1: ① の  $B^+$ (OnlyKs 法) の分解能

Layer3 と新 Layer4 の距離 $X[\text{mm}]$	① の $B^+$ の分解能 $[\mu\text{m}]$
7	$234 \pm 8$
9	$231 \pm 7$
11	$231 \pm 7$
13	$231 \pm 7$
15	$230 \pm 5$
17	$230 \pm 6$
19	$229 \pm 5$
21	$228 \pm 3$
23	$228 \pm 5$
25	$228 \pm 5$
27	$227 \pm 5$
29	$226 \pm 5$
31	$226 \pm 5$
33	$225 \pm 5$
35	$225 \pm 5$
37	$224 \pm 5$
39	$224 \pm 5$
41	$223 \pm 5$

表 7.2: ① の  $K_S^0$  の分解能

Layer3 と新 Layer4 の距離 $X$ [mm]	① の $K_S^0$ の分解能 [ $\mu\text{m}$ ]	$B^+$ の事象数
7	$207 \pm 6$	18866
9	$201 \pm 5$	26702
11	$199 \pm 5$	34182
13	$195 \pm 4$	41327
15	$191 \pm 4$	48258
17	$189 \pm 3$	54727
19	$183 \pm 3$	60961
21	$179 \pm 3$	66804
23	$175 \pm 3$	72405
25	$172 \pm 2$	77591
27	$169 \pm 2$	82446
29	$166 \pm 2$	87153
31	$163 \pm 2$	91537
33	$159.7 \pm 1.9$	95525
35	$156.8 \pm 1.8$	99455
37	$154.3 \pm 1.7$	102993
39	$152.0 \pm 1.6$	106235
41	$150.2 \pm 1.5$	109064

表 7.3: ② の  $K_S^0$  の分解能

Layer3 と新 Layer4 の距離 $X$ [mm]	② の $K_S^0$ の分解能 [ $\mu\text{m}$ ]
7	$77 \pm 3$
9	$76 \pm 3$
11	$77 \pm 2$
13	$79 \pm 2$
15	$83.7 \pm 1.8$
17	$83.4 \pm 1.9$
19	$91.4 \pm 1.7$
21	$96.1 \pm 1.7$
23	$100.5 \pm 1.6$
25	$105.6 \pm 1.4$
27	$112.5 \pm 1.6$
29	$118.0 \pm 1.5$
31	$124.1 \pm 1.6$
33	$130.3 \pm 1.5$
35	$135.4 \pm 1.4$
37	$140.7 \pm 1.4$
39	$144.5 \pm 1.5$
41	$146.9 \pm 1.4$

表 7.4: ④ の  $B^+$  (OnlyKs 法) の分解能

Layer3 と新 Layer4 の距離 $X$ [mm]	④ の分解能 [ $\mu\text{m}$ ]	$B^+$ の事象数
7	$250 \pm 12$	115226
9	$250 \pm 12$	107390
11	$250 \pm 12$	99910
13	$250 \pm 12$	92765
15	$250 \pm 12$	85834
17	$250 \pm 12$	79365
19	$250 \pm 12$	73131
21	$250 \pm 12$	67288
23	$250 \pm 12$	61687
25	$250 \pm 12$	56501
27	$250 \pm 12$	51646
29	$250 \pm 12$	46939
31	$250 \pm 12$	42555
33	$250 \pm 12$	38567
35	$250 \pm 12$	34637
37	$250 \pm 12$	31099
39	$250 \pm 12$	27857
41	$250 \pm 12$	25028

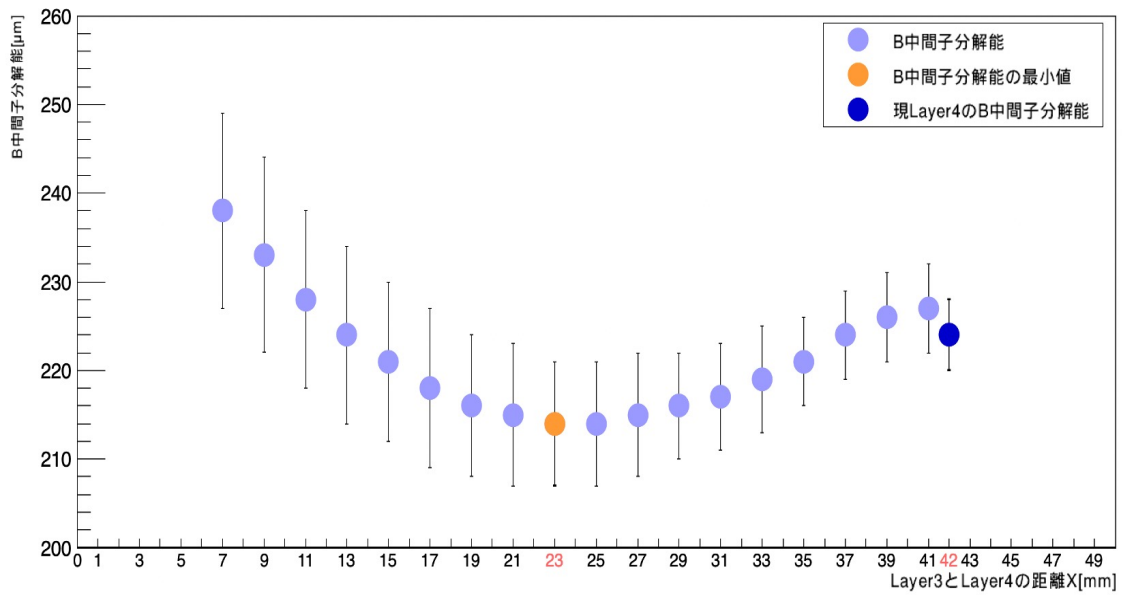


図 7.2: Layer3 と Layer4 の距離  $X$  と  $B$  中間子分解能の関係

この結果、図 7.2 に示すように、Layer4 の位置を Layer3 から約 23mm 上、つまり現在の位置から約 19mm 内側に移動したところが最良の位置である。

## 第 8 章 まとめ

ペンギンダイアグラムと呼ばれるループを含む稀崩壊過程での  $B$  中間子崩壊における  $CP$  非保存の測定は新物理に感度が高い重要な研究である。この研究の対象にする  $B$  中間子崩壊モードの中には、 $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$ ,  $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$ ,  $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0 \gamma$ ,  $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$  などのように、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  からビーム衝突点に向けて逆向きに外挿して  $B$  中間子の崩壊点を再構成することが必要な崩壊モードがある。本研究では、 $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊モードを用いてその位置分解能を評価した。 $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊は、同一の  $B$  中間子崩壊点を  $J/\psi$  の娘粒子によるものと  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の IP に向けて逆向き外挿によるものの二通りの方法で求めることができる。 $J/\psi$  は  $B$  中間子の崩壊点で崩壊する上に、娘粒子の  $\mu$  粒子が高い運動量を持つので外挿する必要がない。そのため、 $B$  中間子の崩壊点の位置を高精度で決定することができる。この手法を本研究では Default 法と定義した。対して、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の IP に向けて逆向き外挿によって求める手法を本研究では OnlyKs 法と定義した。この Default 法と OnlyKs 法それぞれで得た  $B$  中間子崩壊点の位置の差  $\Delta z'$  分布の標準偏差が、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の IP に向けた逆向き外挿による  $B$  中間子崩壊点分解能を表す。シミュレーションの事象生成時の崩壊点情報に依存しないため実験データでも適用可能である。シミュレーションサンプルでは真の崩壊点がわかっているため、 $CP$  側での Default 法と OnlyKs 法それぞれで求めた  $B$  中間子崩壊点の分解能を評価した。Default 法では、 $B$  中間子の崩壊点位置分解能は約  $16 \mu\text{m}$  となった。対して  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の寄与が大きい OnlyKs 法では  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の VXD ヒットの位置による分解能の違いがあり、 $34.0 \sim 146.5 \mu\text{m}$  となった。また、タグ側では  $65.9 \pm 0.4 \mu\text{m}$  であった。

実験データの解析では  $M_{bc}$  分布をフィットすることにより信号事象と背景事象の事象数を求めた。その結果、信号事象数  $376 \pm 20$  事象、背景事象数  $62 \pm 9$  事象で、そのうち信号領域内の背景事象数は  $20 \pm 9$  事象となった。 $\Delta z'$  分布から  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  からの逆向き外挿による  $B$  中間子崩壊点の位置分解能を  $138 \pm 9(\text{stat}) \pm 1(\text{syst}) \mu\text{m}$  と得た。シミュレーションでは  $150.9 \pm 1.3 \mu\text{m}$  であり、実験データとシミュレーションサンプルでは、顕著な差はないことがわかった。また、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  が PXD または SVD に 1 回以上ヒットした 386 事象のうち、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  が PXD にヒットした割合と SVD にヒットした割合を調べた結果、シミュレーションサンプルでとの差は見られないことがわかった。このように Belle II 実験の高統計データ蓄積へ向けて  $B$  中間子崩壊点再構成を較正する手法を見出した。



## 謝辞

謝辞を書くにあたりまして、お世話になりました皆様にお礼を申し上げます。はじめに、研究室の宮林謙吉先生、下村真弥先生、蜂谷崇先生、林井久樹先生に感謝申し上げます。特に指導教員の宮林先生には、研究だけでなく多くのことで大変お世話になりました。質問に度々伺い、多くのことをご教授いただきました。また、研究の進捗や発表スライド、修士論文など何度も見ていただきました。研究に行き詰まった際には指針を与えていただき、誤った方向に進みそうになったときにはご指摘いただきました。困ったときには親身に相談に乗っていただき、サポートしていただきました。いつも温かく導いていただき、誠にありがとうございました。下村先生、蜂谷先生、林井先生にはよく研究内容を見ていただきました。その中で発表方法や研究内容に関してご指摘いただいたことにより、改善点や誤りに気付くことができ、より理解を深めることができました。ご指導いただき、ありがとうございました。また、Belle II Japan の TCPV グループの皆様感謝申し上げます。特に住澤一高さんには大変お世話になりました。研究の進捗を見ていただき、研究の進め方に悩んだときやわからないことがあるときにはいつもアドバイスをいただき、面白いアイデアもご提案いただきました。また、石川明正さん、植松祐真さん、後田裕さん、佐藤瑤さん、谷川輝さん、原康二さん、Hanwook Baeさん、遊佐洋右さんには再構成の手法や解析方法、ソフトウェアに関することなど本研究を行う上で欠かすことのできない数多くのアドバイスをいただきました。おかげさまで、ここまで研究を進めることができました。研究室では、先輩である楠戸さんには、よく話を聞いていただき、研究に関するアドバイスも沢山いただきました。また、KEK への出張やワークショップなどで一緒にでき嬉しかったです。同期の高濱さん、並本さんとはよく色々な話をし、3年間一緒に過ごした時間はとても楽しかったです。後輩の皆さんとは日頃話す中で、皆さんの元気さに励まされました。

最後に、これまで支えていただいた皆様に感謝申し上げますとともに、謝辞とさせていただきます。数多くのことを学び、楽しい研究室生活を送ることができました。本当にありがとうございました。

## 付録 A モンテカルロシミュレーションデータにおける粒子の崩壊点分解能の評価

$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  (およびその荷電共役の状態を含む) の Signal MC サンプルを用いて、この過程で崩壊した  $B$  中間子と同一事象でもう一方のタグ側  $B$  中間子、および  $K_S^0$  の崩壊点分解能を見積もった。

### A.1 $B$ 中間子崩壊点分解能の評価

200 万事象の Signal MC を用いて、以下のように崩壊点検出器に  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  が VXD にヒットしたパターンに応じて場合分けした。

1.  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  全事象
2.  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の  $\pi^+$  と  $\pi^-$  の first hit が共に PXD(Layer1 または Layer2)
3.  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の  $\pi^+$  と  $\pi^-$  の first hit が共に Layer3
4.  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の  $\pi^+$  と  $\pi^-$  の first hit が共に Layer4
5.  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の  $\pi^+$  と  $\pi^-$  の first hit が共に Layer5

#### A.1.1 $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$ 崩壊の終状態粒子全てを TreeFit で扱う場合

$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$  全ての  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  候補について、 $B$  中間子の事象再構成時の崩壊点と再構成した崩壊点の  $z$  座標の差、 $z$ -residual 分布を図 1.1 に示す。

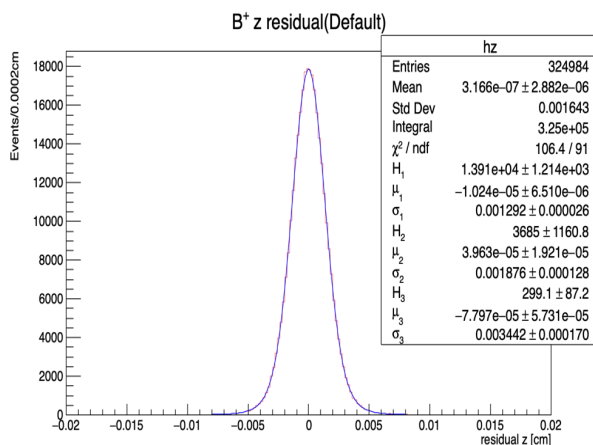


図 1.1:  $z$ -residual 分布 (全ての  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ )

また、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  が最初にどの崩壊点検出器の層にヒットしたかで場合分けしたものを図 1.2 ~ 図 1.5 に示す。

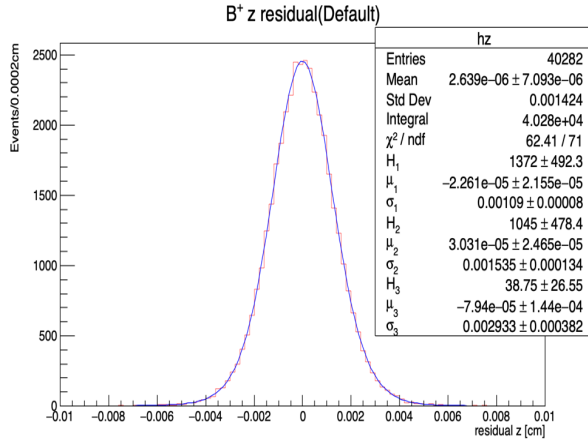


図 1.2:  $z$ -residual 分布 (first hit が PXD)

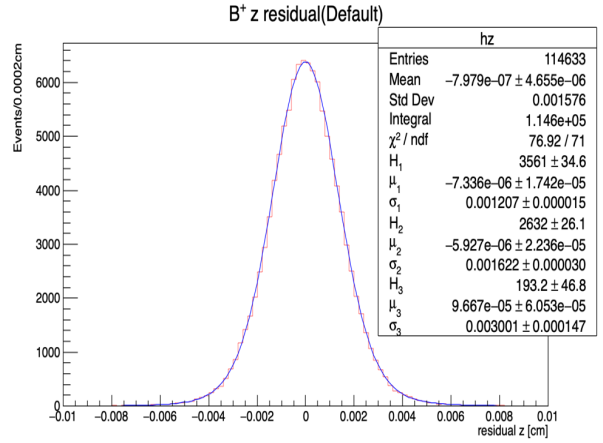


図 1.3:  $z$ -residual 分布 (first hit が Layer3)

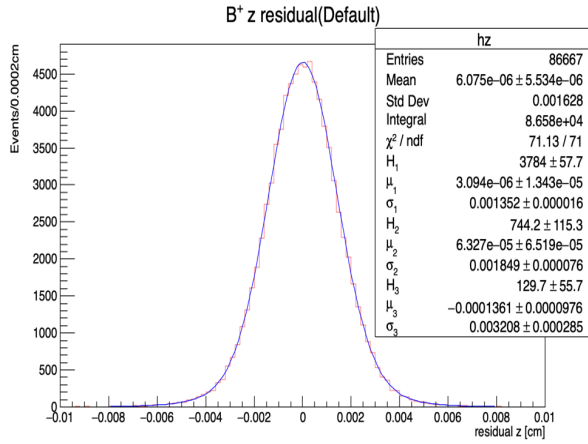


図 1.4:  $z$ -residual 分布 (first hit が Layer4)

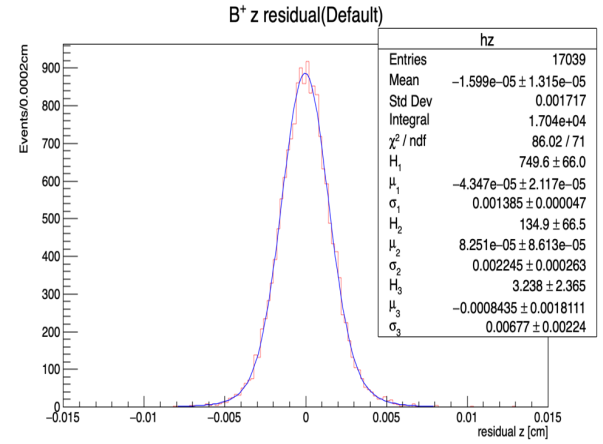


図 1.5:  $z$ -residual 分布 (first hit が Layer5)

これらをそれぞれ Triple Gaussian(式 (4.9)) でフィットし、式 (4.10) と式 (4.13) より崩壊点位置分解能を求めた結果を表 1.1 に示す。

表 1.1:  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の first hit の位置別の  $B$  中間子崩壊点分解能 ( $CP$  側 Default 法)

$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の first hit した Layer	$B$ 中間子崩壊点分解能 [ $\mu\text{m}$ ]
条件なし	$16.0 \pm 0.5$
PXD(Layer1+Layer2)	$14.3 \pm 0.8$
Layer3	$15.7 \pm 0.2$
Layer4	$16.3 \pm 0.4$
Layer5	$17.8 \pm 1.3$

$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  よりも  $B$  中間子崩壊点を決定する精度が高い  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  が支配的な寄与をするため、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  崩壊が起きた位置に依存しないことがわかる。

### A.1.2 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ からの外挿による $B$ 中間子崩壊点分解能

$J/\psi$  の娘粒子である  $\mu$  粒子と、 $K^{*+}$  の娘粒子である  $\pi^+$  の飛跡について、 $dz$  の誤差の位置を 1000 倍に大きくしてコンストレイントフィットにより  $B$  中間子の崩壊点を求める際、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  からの外挿を支配的にした場合の  $B$  中間子崩壊点分解能について前小節と同様に記す。

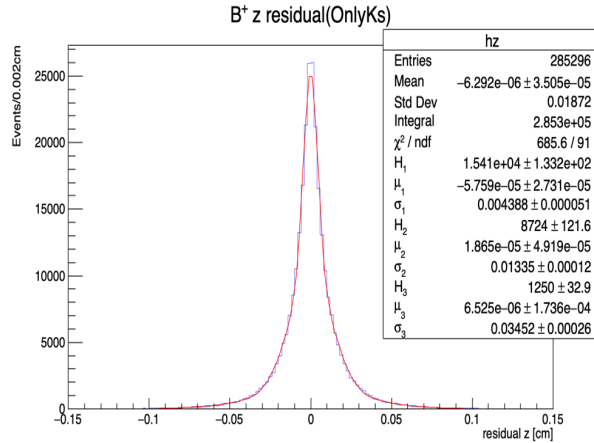


図 1.6:  $z$ -residual 分布 (全ての  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ )

次に、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  がどの崩壊点検出器中のどの層に最初にヒットしたかに応じて場合分けして調べた。

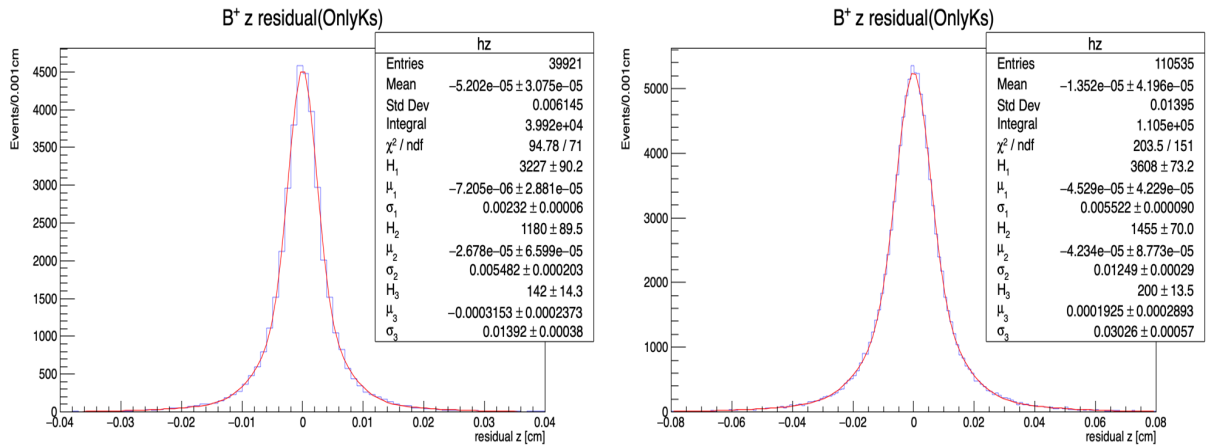


図 1.7: OnlyKs 法での  $z$ -residual 分布 (first hit が PXD)      図 1.8: OnlyKs 法での  $z$ -residual 分布 (first hit が Layer3)

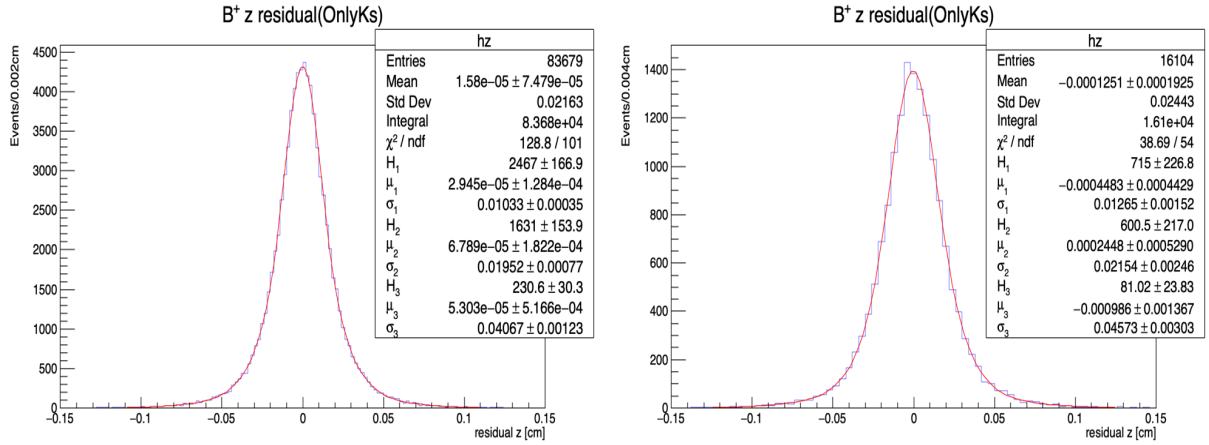


図 1.9: OnlyKs 法での  $z$ -residual 分布 (first hit が Layer4)      図 1.10: OnlyKs 法での  $z$ -residual 分布 (first hit が Layer5)

図 1.6 図 1.10 に示す分布を Triple Gaussian(式 (4.9)) でフィットし、式 (4.10) と式 (4.13) より崩壊点位置分解能を求めた結果を表 1.2 に示す。

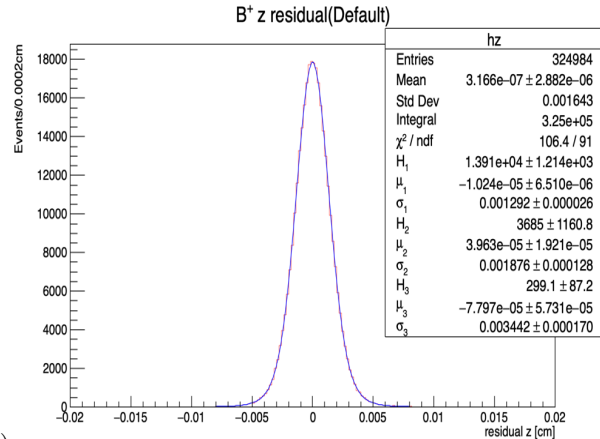
表 1.2:  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の first hit の位置別の  $B$  中間子崩壊点分解能 ( $CP$  側 OnlyKs 法)

$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の first hit した Layer	$B$ 中間子崩壊点分解能 [ $\mu\text{m}$ ]
条件なし	$179.7 \pm 1.1$
PXD(Layer1+Layer2)	$62.2 \pm 1.3$
Layer3	$142.4 \pm 2.0$
Layer4	$213 \pm 5$
Layer5	$243 \pm 14$

$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  崩壊が起きるまでの飛行距離が伸びて長い外挿が必要になると、それに応じて  $B$  中間子崩壊点の位置分解が悪化することが避けられないことがわかった。

### A.1.3 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ と $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ による $B$ 中間子崩壊点の $z$ 座標の差 $\Delta z'$ 分布

同一事象中で  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  と  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  からの外挿による2つの手法で得た  $B$  中間子崩壊点の  $z$  座標の差  $\Delta z'$  分布の広がり位置分解能とする見積もりの結果を記す。



$z$ -residual 分布 (全ての  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ )

図 1.11:  $\Delta z'$  分布 (全ての  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ )

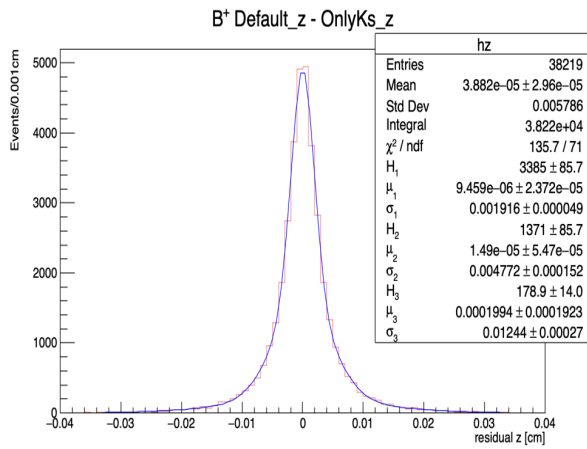


図 1.12:  $\Delta z'$  分布 (first hit が PXD)

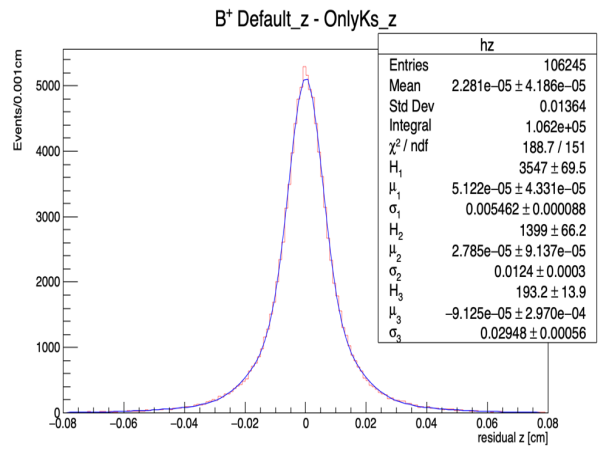


図 1.13:  $\Delta z'$  分布 (first hit が Layer3)

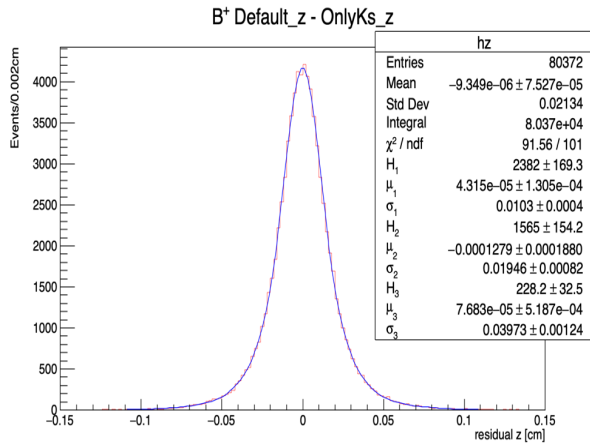


図 1.14:  $\Delta z'$  分布 (first hit が Layer4)

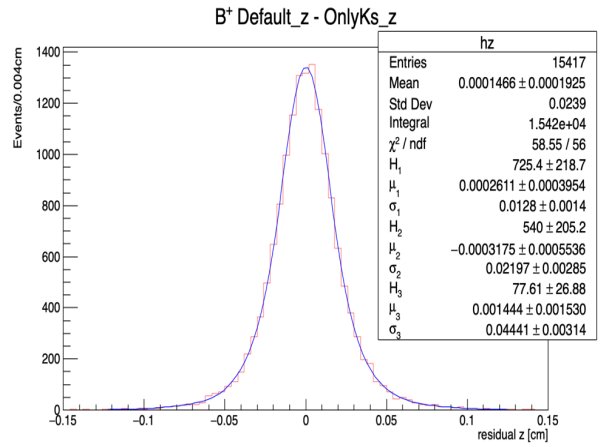


図 1.15:  $\Delta z'$  分布 (first hit が Layer5)

図 1.11～図 1.15 に示した分布を Triple Gaussian(式 (4.9)) でフィットして得た結果を表 1.3 に示す。

表 1.3:  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の first hit の位置別の  $B$  中間子崩壊点分解能 ( $\Delta z'$  分布の広がり)

$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の first hit した Layer	$B$ 中間子崩壊点分解能 [ $\mu\text{m}$ ]
条件なし	$173.5 \pm 1.0$
PXD(Layer1+Layer2)	$58.2 \pm 1.0$
Layer3	$138.8 \pm 1.9$
Layer4	$211 \pm 5$
Layer5	$239 \pm 15$



#### A.1.4 タグ側の $B$ 中間子崩壊点分解能

$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+} (\rightarrow K_S^0 \pi^+)$  崩壊に伴う側の  $B$  中間子をタグ側  $B$  中間子と呼び、その  $z$ -residual 分布から、崩壊点の位置分解能を見積もった。

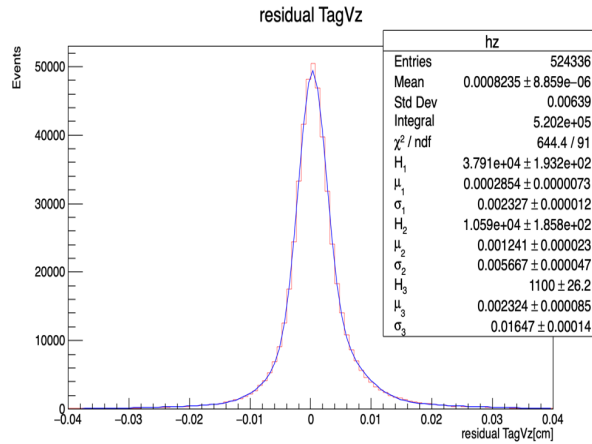


図 1.16: タグ側の  $z$ -residual 分布

Triple Gaussian (式 (4.9)) でフィットした結果、崩壊点分解能は  $66.0 \pm 0.4 \mu\text{m}$  となった。これは、 $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  が主に寄与して決まる崩壊点よりも位置分解能は悪い。タグ側  $B$  中間子の再構成に使用される飛跡の本数が事象ごとに変化すること、運動量が低い傾向にあること、チャームハドロンが  $\sim 400\text{fs}$  程度の寿命を持ち、崩壊するまでに走る効果があることが原因だと考えられる。

## A.2 $K_S^0$ 崩壊点分解能の評価

$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  崩壊の事象生成時の崩壊点と  $\pi^+$  と  $\pi^-$  の飛跡から再構成した  $K_S^0$  崩壊点の  $z$  座標の差,  $z$ -residual 分布を示す。

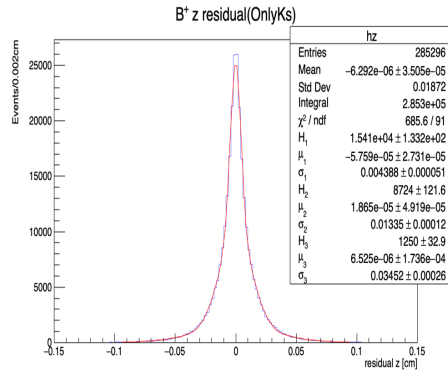


図 1.17:  $K_S^0$  崩壊点の  $z$ -residual 分布 (全ての  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ )

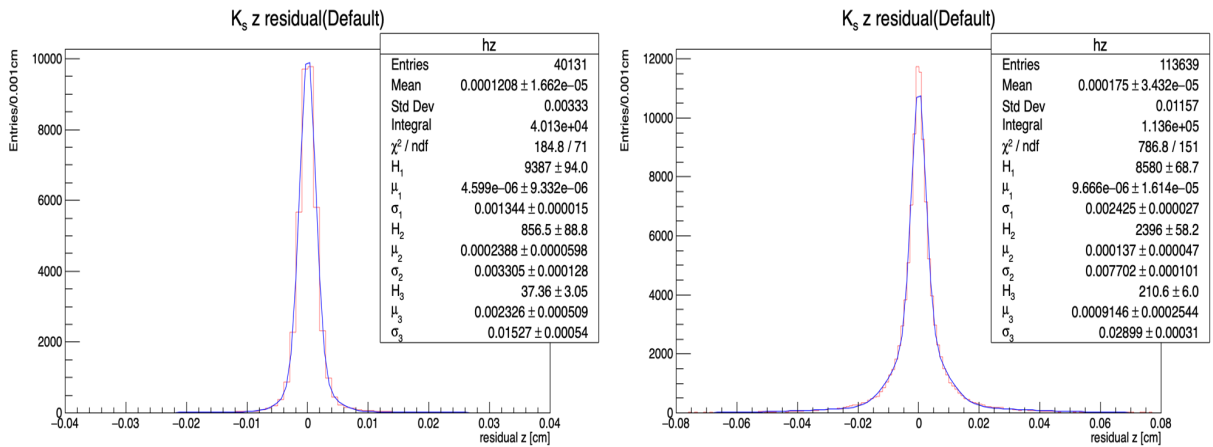


図 1.18:  $K_S^0$  崩壊点の  $z$ -residual 分布 (first hit が PXD)  
 図 1.19:  $K_S^0$  崩壊点の  $z$ -residual 分布 (first hit が Layer3)

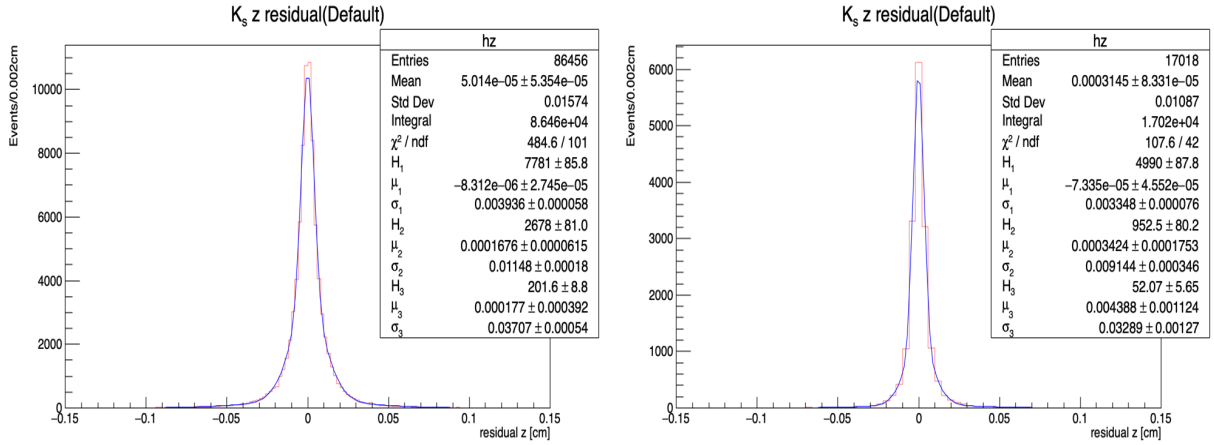


図 1.20:  $K_S^0$  崩壊点の  $z$ -residual 分布 (first hit が Layer4)      図 1.21:  $K_S^0$  崩壊点の  $z$ -residual 分布 (first hit が Layer5)

図 1.17～図 1.21 に示した分布を Triple Gaussian(式 (4.9)) でフィットした結果から算出した  $K_S^0$  崩壊点の位置分解能を表 1.4 に示す。

表 1.4:  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の first hit の位置別の  $K_S^0$  崩壊点分解能

$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ の first hit した Layer	$K_S^0$ 崩壊点分解能 [ $\mu\text{m}$ ]
条件なし	$139.3 \pm 0.7$
PXD(Layer1+Layer2)	$31.8 \pm 0.8$
Layer3	$112.7 \pm 1.0$
Layer4	$140 \pm 1.6$
Layer5	$93.8 \pm 3.0$

## 付録 B 実験データとシミュレーションサンプルでの分解能と検出器にヒットした位置の比較

### B.1 フィット範囲を $\pm 0.1\text{cm}$ とした時の実験データとシミュレーションサンプルの分解能の評価

実験データとシミュレーションサンプルを  $\pm 0.1\text{cm}$  の範囲の  $\Delta z'$  分布から  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  からの逆向き外挿による  $B$  中間子崩壊点の位置分解能を評価した。

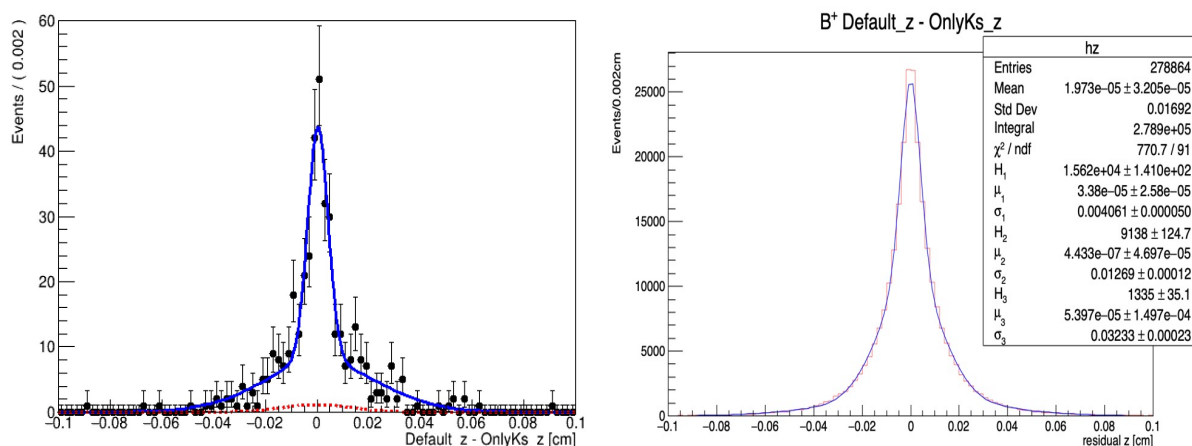


図 2.1: 実験データの  $\Delta z'$  分布 (フィット範囲 :  $\pm 0.1\text{cm}$ ) 図 2.2: シミュレーションサンプルの  $\Delta z'$  分布 (フィット範囲 :  $\pm 0.1\text{cm}$ )

$\pm 0.1\text{cm}$  の範囲でフィットした結果、 $\Delta z'$  分布の標準偏差を実験データでは  $172 \pm 11\mu\text{m}$ 、シミュレーションサンプルでは  $170.58 \pm 0.97\mu\text{m}$  を得た。

### B.2 実験データとシミュレーションサンプルでの検出器にヒットした位置の比較

$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  が PXD または SVD に 1 回以上ヒットした 386 事象のうち、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  が PXD にヒットした割合と SVD にヒットした割合を調べた。その結果、実験データとシミュレーションサンプルでそれぞれ表 2.1 と表 2.2 となった。この結果から、実験データとシミュレーションサンプルでは  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の VXD ヒットの割合に顕著な差は見られないことがわかった。

表 2.1: 実験データの  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の VXD ヒットの割合

	$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ がともに PXD にヒット	$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ がともに SVD にヒット
事象数	57 事象	313 事象
割合	14.8%	81.1%

表 2.2: シミュレーションサンプルの  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  の VXD ヒットの割合

	$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ がともに PXD にヒット	$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ がともに SVD にヒット
事象数	40085 事象	218909 事象
割合	14.5%	80.2%

## 参考文献

- [1] 中尾幹彦, "B ファクトリーで探る標準模型を越える物理"  
<https://indico.cern.ch/event/872673/contributions/3751783/attachments/1988394/3314135/nakao-lecture1.pdf>
- [2] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49,652 (1973).
- [3] "News@KEK フレーバー物理学の新しい挑戦 ～ ルミノシティ増強がもたらす研究テーマ ～"  
<https://www2.kek.jp/ja/newskek/2010/marapr/BelleII.html>
- [4] "ニュートリノ振動における CP 対称性の破れの探索とその意義"  
<https://www.jps.or.jp/books/gakkaishi/2017/10/72-10trends.pdf>
- [5] 宮林 謙吉、榎本 嘉範、菊池 光男, "SuperKEKB 加速器と Belle II 測定器による高輝度電子・陽電子衝突実験".
- [6] 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>
- [7] "ナノビームで目指す世界の頂点"  
<https://www2.kek.jp/ja/newskek/2010/marapr/SuperKEKB.html>
- [8] "Belle II Luminosity"  
<https://confluence.desy.de/display/BI/Belle+II+Luminosity>
- [9] "【Belle II 実験】フェーズ III 用の崩壊点位置検出器 (VXD) の準備が本格化～東京大 Kavli IPMU のクリーンルームで SVD 第 4 層の最後のラダー製作が終了～"  
<https://www2.kek.jp/ipns/ja/post/2018/05/svd-ipmu/>
- [10] 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ス第 35 巻 97 ページ (2016 年).  
<http://www.jahep.org/hepnews/2016/16-2-2-BelleIISVD.pdf>
- [11] Z. Doležal and S. Uno *et al.* (Belle II Collaboration), "Belle II Technical Design Report"  
<https://docs.belle2.org/record/329/files/BELLE2-REPORT-2016-001.pdf>
- [12] "CDC Belle II Experiment"  
<https://belle2.jp/ja/cdc/>
- [13] 谷口七重, "Belle II CDC", 高エネルギーニュース第 32 巻 241 ページ (2013 年).  
[http://www.jahep.org/hepnews/2013/13-4-3-BelleII\\_CDC.pdf](http://www.jahep.org/hepnews/2013/13-4-3-BelleII_CDC.pdf)
- [14] "チェレンコフ放射"  
<https://www.ritsumeai.ac.jp/~morim/cherenkov.html>
- [15] "素粒子宇宙研究所 第 7 回:TOP カウンター (Belle II 実験) (2014 年 6 月)"  
<https://www.kmi.nagoya-u.ac.jp/blog/2014/04/22/spotlight07>
- [16] 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ス第 35 巻 155 ページ (2016 年).  
<http://www.jahep.org/hepnews/2016/16-3-4-TOP.pdf>
- [17] 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ス第 38 巻 58 ページ (2019 年).  
<http://www.jahep.org/hepnews/2019/19-2-2-arich.pdf>

- [18] 電磁カロリメーター  
<https://belle2pb.kek.jp/Detector/ECL/>
- [19] 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ス第 33 巻 108 ページ (2014 年).  
<http://www.jahep.org/hepnews/2014/14-2-6-BelleIIECL.pdf>
- [20] 住澤一高, "Belle II KLM", 高エネルギーニュース第 33 巻 27 ページ (2014 年).  
<http://www.jahep.org/hepnews/2014/14-1-4-BelleIIKLM.pdf>
- [21] "Belle II 実験のデータ収集システム"  
<http://www.jahep.org/hepnews/2014/14-3-2-BelleIIDAQ.pdf>
- [22] Ashton B. Carter and A. I. Sanda, "CP violation in B-meson decays", Phys. Rev. D **23**.
- [23] 樋口岳雄、住澤一高、堺井義秀, "CP 対称性の破れの測定 ( $\phi_1, \phi_2$ )", 高エネルギーニュース第 30 巻 52 ページ (2011 年).  
<http://www.jahep.org/hepnews/2011/119CP-05Fweb.pdf>
- [24] "Belle II で目指す物理"  
<https://belle2pb.kek.jp/Physic/>
- [25] Nils Lennart Braun "Global Decay Chain Vertex Fitting at B-Factories", Nucl.Instrum.Meth.A **976** (2020) 164269  
<https://arxiv.org/pdf/1901.11198.pdf>
- [26] "Particle Data Group"  
<https://pdg.lbl.gov>
- [27] D. J. Lange, "The EvtGen particle decay simulation package" Nucl. Instrum. Meth. A **462**, 152 (2001).
- [28] S. Agostinelli *et al.* (GEANT4 Collaboration), "GEANT4: A Simulation toolkit," Nucl. Instrum. Meth. A **506**, 250 (2003).
- [29] J. Allison *et al.*, "Geant4 developments and applications," IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 270 (2006).
- [30] Yo Sato, "Introduction to the analysis package."  
[https://indico.belle2.org/event/1307/sessions/379/attachments/3069/5607/IntroductionToTheAnalysisPackage\\_yosato\\_revised.pdf](https://indico.belle2.org/event/1307/sessions/379/attachments/3069/5607/IntroductionToTheAnalysisPackage_yosato_revised.pdf)
- [31] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog.Theor.Exp.Phys. **2022**, 083C01 (2022)  
<https://pdg.lbl.gov/2022/listings/rpp2022-list-muon.pdf>
- [32] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog.Theor.Exp.Phys. **2022**, 083C01 (2022)  
<https://pdg.lbl.gov/2022/listings/rpp2022-list-pi-plus-minus.pdf>
- [33] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), " Prog.Theor.Exp.Phys. **2022**, 083C01 (2022)  $K_0^S$ "  
<https://pdg.lbl.gov/2022/listings/rpp2022-list-K-zero-S.pdf>
- [34] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), " Prog.Theor.Exp.Phys. **2022**, 083C01 (2022)  $J/\psi$ "  
<https://pdg.lbl.gov/2022/listings/rpp2022-list-J-psi-1S.pdf>
- [35] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), " Prog.Theor.Exp.Phys. **2022**, 083C01 (2022)  $K^*(892)$ "  
<https://pdg.lbl.gov/2022/listings/rpp2022-list-K-star-892.pdf>
- [36] H. Tanigawa, "Normalization of helix parameter uncertainties"  
[https://docs.belle2.org/record/2595/files/BELLE2-NOTE-PH-2021-038\\_v2.pdf](https://docs.belle2.org/record/2595/files/BELLE2-NOTE-PH-2021-038_v2.pdf)
- [37] 谷川輝, "Measurement of time-dependent CP asymmetry in  $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$  decays at the Belle II

- experiment (Belle II 実験における  $B^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0 K_S^0$  崩壊過程の時間依存  $CP$  非対称度の測定)”  
<https://docs.belle2.org/record/3149/files/BELLE2-PThesis-2022-006.pdf>
- [38] Giovanni Punzi, “Comments in likelihood fits with variable resolution”, presented at PHYSTAT2003 conference  
<https://arxiv.org/abs/physics/0401045>
- [39] 加納美佳, “SuperKEKB 加速器第二期試験運転における Belle II 実験電磁カロリメータでの放射線量測定”  
[https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old\\_HP/thesis/master/2018kano/kanomika\\_mthesis.pdf](https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/2018kano/kanomika_mthesis.pdf)
- [40] 横山紗依, “SuperKEKB 電子・陽電子衝突型 加速器の第 1 期試験運転における ビームバックグラウンド測定”  
[https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old\\_HP/thesis/master/2016yokoyama/yokoyama\\_presen.pdf](https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/2016yokoyama/yokoyama_presen.pdf)
- [41] 新井智穂, “Belle II 実験電磁カロリメーター用 PIN-PD バイアス電源 モニターシステムの構築”  
[https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old\\_HP/thesis/master/2015arai/arai\\_thesis.pdf](https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/2015arai/arai_thesis.pdf)
- [42] 藤井美保, “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”  
[https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old\\_HP/thesis/master/2019fujii/master\\_thesis\\_fujii.pdf](https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/2019fujii/master_thesis_fujii.pdf)
- [43] 楠戸愛美, “Belle II 実験における  $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)$  モードを用いたフレーバー誤認率と  $\Delta t$  分解能の評価”  
[https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old\\_HP/thesis/master/2019fujii/master\\_thesis\\_fujii.pdf](https://webhepl.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/2019fujii/master_thesis_fujii.pdf)