

修士学位論文

Belle II実験Phase IIランにおける
ARICH検出器のアライメント
および $B \rightarrow K^*\gamma$ 崩壊の探索

指導教授 角野秀一教授

首都大学東京大学院 理工学研究科
博士前期課程2年 高エネルギー実験研究室

17879321 爲近彩智

2019/1/10

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) で稼働し始めた SuperKEKB 加速器を用いて 7GeV に加速した電子と 4GeV に加速した陽電子の衝突により B 中間子対を大量に生成し、崩壊過程を Belle II 検出器を用いて詳細に調べるルミノシティフロンティア実験である。 B 中間子の崩壊過程に含まれるごく稀な事象を精密に調べることで、標準模型を超える新しい物理を探索することを目的としている。

先行研究である Belle 実験では B 中間子と反 B 中間子の CP 対称性の破れを発見し、2008 年の小林・益川両氏のノーベル物理学賞受賞に貢献した。2010 年 6 月に SuperKEKB 加速器への加速器のアップグレードと Belle II 実験に向けた測定器の研究開発が始まった。SuperKEKB 加速器は衝突点におけるビームサイズを $\frac{1}{20}$ に絞り込み、蓄積ビーム電流を 2 倍に高めることでビーム衝突性能を KEKB 加速器の 40 倍に増やすことを目指す。加速器の改造にともない、測定器もより高いビーム強度に対応するため一新した。Belle 実験で蓄積されたデータの 50 倍のデータを収集・解析することにより、 B 中間子やタウレプトンなどの標準模型では説明できない極めて稀な崩壊事象や対称性の破れを実験的証拠として積み上げ、宇宙初期の極めて高いエネルギーで成り立つ新しい物理法則を探索する。2018 年 4 月から 7 月までに Belle II 実験ではコミッションングの第二段階 (Phase II) として初のビーム衝突によるデータ収集を行った。

Belle II 検出器は複数の検出器から構成される。そのうちの一つである Aerogel Ring Imaging Cherenkov 検出器 (ARICH) は、荷電 K 中間子と荷電 π 中間子の粒子識別を担う。ARICH はシリカエアロゲル輻射体と光検出器 Hybrid Avalanche Photo-Detector (HAPD) からなり、荷電粒子がシリカエアロゲルを通過する際に放射するチェレンコフ光をリングイメージとして HAPD で観測する。このチェレンコフ光のリングイメージの半径の違いから粒子質量を求めることで、粒子識別を行う。

ARICH 検出器が期待通りの粒子識別性能を発揮するためにアライメントを行う必要がある。本研究では、ARICH 検出器の設置位置のずれを測定および補正するため、モンテカルロシミュレーションにおいて飛跡検出器に対する ARICH 検出器のずれを模擬し、アライメント手法を開発した。また実際の衝突のデータを用いて本研究で開発した手法により ARICH 検出器のアライメントを行った。その結果、約 1mm の並進および約 0.1° の回転があることを特定した。さらにアライメントを行うことでチェレンコフ角分布の幅が約 7% 向上した。これは K/π 分離能力の約 7% の向上に対応する。

Belle II 実験の物理モードの一つである $B \rightarrow K^* \gamma$ はクォークレベルでは $b \rightarrow s \gamma$ 過程で表される。この崩壊過程はフレーバーを変える中性カレント過程であり、ループを介してのみ発生する。このようなループを介した崩壊過程においては、質量の大きな仮想粒子の寄与が大きく新物理に敏感である。

本研究では、Belle II 実験における $B \rightarrow K^* \gamma$ 事象の再発見を目指して、 $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ 、 $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ 、 $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ の3つの崩壊モードの解析を行った。モンテカルロシミュレーションを用いて事象選択条件の最適化、及び事象数の見積もりを行った。その事象選択条件を用いて、Belle II 実験の初のビーム衝突データの解析を行った。その結果、 $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ で4つの信号事象候補、 $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ で1つの信号事象候補を観測し、崩壊分岐比をそれぞれ $BF(B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma) = (2.3 \pm 2.2 \pm 0.3) \times 10^{-5}$ 、 $BF(B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma) = (4.1 \pm 6.7 \pm 2.0) \times 10^{-5}$ と見積もった。この値は、これまでのBファクトリー実験による世界平均と矛盾がない値である。

目次

第 1 章 序論	11
1.1 B ファクトリーの物理	12
1.1.1 標準模型	12
1.1.2 CP 対称性の破れ	12
1.1.3 B 中間子の物理	14
1.2 Belle 実験から Belle II 実験へ	15
1.3 本研究の目的	16
第 2 章 Belle II 実験	18
2.1 SuperKEKB 加速器	18
2.2 Belle II 測定器	20
2.3 Belle II 実験で期待される新物理	24
2.4 Belle II 実験のコミッショニング	26
第 3 章 ARICH 検出器	27
3.1 ARICH 検出器の原理	27
3.1.1 チェレンコフ光の発生原理	27
3.1.2 ARICH 検出器の識別原理	28
3.2 ARICH 検出器の構造	30
3.2.1 シリカエアロゲル輻射体	30
3.2.2 光検出器 HAPD	31
3.3 ARICH 検出器への要求性能	32
第 4 章 ARICH 検出器のアライメント手法の開発	33
4.1 アライメントの概要	33
4.2 ARICH のミスアライメントのシミュレーション	35
4.2.1 μ 粒子を用いた ARICH のずれのシミュレーション	38
4.2.2 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ イベントを用いた ARICH 並進方向へのずれのシミュレーション	40
4.2.3 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ イベントを用いた ARICH 回転方向へのずれのシミュレーション	43
4.3 ARICH のアライメントのずれを求める手法	46

第 5 章	ARICH 検出器のアライメント結果	48
5.1	使用した実データ	48
5.2	実データへのアライメントフィット結果	50
5.3	アライメント結果の妥当性の検証	54
第 6 章	B 中間子の放射崩壊 $B \rightarrow K^*\gamma$	56
6.1	$K^*\gamma$ の物理	56
6.2	過去の測定 (最初の発見と Belle, Babar の測定)	57
6.3	過去の測定で得られた崩壊分岐比	58
第 7 章	$B \rightarrow K^*\gamma$ 事象選別条件	59
7.1	光子選別	62
7.2	FastBDT を用いた $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 背景事象の抑制	70
7.3	Best Candidate Selection	77
7.4	K 中間子候補に対する K/π 粒子識別	77
7.4.1	D^{*+} 崩壊の K 中間子を用いた粒子識別性能の見積り	77
7.4.2	粒子識別に用いる検出器の検討	78
7.4.3	粒子識別パラメータのカット値の決定	79
7.5	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の選別条件	84
7.5.1	K_S^0 選別における $\cos d\phi$ 選別条件の最適化	85
7.5.2	Likelihood	86
7.5.3	BestCandidateSelection	88
第 8 章	$B \rightarrow K^*\gamma$ モンテカルロシミュレーションを用いた見積り	89
8.1	信号事象候補と信号再構成効率	89
8.2	信号数の見積りのための M_{bc} 、 ΔE 形状の決定	94
第 9 章	$B \rightarrow K^*\gamma$ の実データ解析	100
9.1	観測された事象数	100
9.2	M_{bc} および ΔE のフィッティング結果	102
9.3	崩壊分岐比	106
9.4	系統誤差の見積り	107
9.4.1	K/π PID の系統誤差の見積り	107
9.4.2	γ の選別の系統誤差の見積り	107
9.4.3	K_S^0 の選別の系統誤差の見積り	108
9.4.4	BDT、LR を用いた $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 事象抑制における系統誤差の見積り	108
9.4.5	M_{bc} フィットパラメータの不定性による系統誤差の見積り	109
9.4.6	系統誤差のまとめ	110

9.4.7 系統誤差を考慮した崩壊分岐比	110
9.5 今後の展望	110
第 10 章 結論	112

目 次

1.1	高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 提供 KEK	11
1.2	標準模型 [1]	12
1.3	ユニタリー三角形	13
1.4	崩壊過程の例	14
1.5	$B^0 - \bar{B}^0$ 混合 [7]	15
1.6	ルミノシティ	16
2.1	superKEKB 加速器	18
2.2	ナノビーム大角度交差衝突方式の概要図	19
2.3	Belle II 測定器	20
2.4	PVD、SVD の配置図	21
2.5	粒子の運動量とエネルギー損失の関係	22
2.6	TOP モジュール	23
2.7	TOP 原理図	23
2.8	ECL の 1 モジュールの概要図	24
2.9	$B \rightarrow \tau \nu$	25
2.10	タウ τ のレプトン・フレーバーを破った崩壊	26
3.1	チェレンコフ光の発生原理	28
3.2	ARICH の識別原理	29
3.3	K/π のチェレンコフ角の分布	29
3.4	シリカエアロゲル	30
3.5	(左) 単層方式、(右) デュアルレイヤー方式 ($n_1 < n_2$)	30
3.6	光検出器 HAPD	31
3.7	光検出器 HAPD の原理	32
3.8	APD の増幅原理	32
3.9	$B \rightarrow \pi\pi$ 崩壊のシミュレーションの荷電 π 中間子の運動量と角度分布	32
4.1	(左)ARICH が正しい位置にあるとき、(右)ARICH がずれたとき	33
4.2	アライメントに用いる変数の定義	34
4.3	ARICH が正しい位置にあるときの $n \cos \theta_c$ と ϕ_{ch} の関係	35

4.4	ARICH の座標系	36
4.5	36 分割の小領域に分けた ARICH	37
4.6	(上)ARICH の x 軸、y 軸、z 軸並進方向へのずれ、(下)ARICH の x 軸、y 軸、z 軸中心回転方向へのずれ	38
4.7	x 軸方向並進移動のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}	39
4.8	y 軸方向並進移動のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}	39
4.9	x 軸方向並進移動のずれと \cos 関数の振幅の関係	40
4.10	x 軸方向並進移動 5mm のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}	41
4.11	y 軸方向並進移動 5mm のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}	42
4.12	z 軸方向並進移動 5mm のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}	43
4.13	x 軸中心回転移動 1.0° のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}	44
4.14	y 軸中心回転移動 1.0° のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}	45
4.15	z 軸中心回転移動 0.5° のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}	46
5.1	Prod5 のデータ $n \cos \theta_c$	48
5.2	Prod5 のデータ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}	49
5.3	36 分割した Prod5 のデータ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}	50
5.4	36 分割した Prod5 のデータにアライメントフィットした結果 $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}	51
5.5	Phase II で測定した ARICH 検出器のずれ	52
5.6	$n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch} (上) アライメント結果適用前、(下) アライメント結果適用後	53
5.7	アライメント前 θ_c	54
5.8	アライメント後 θ_c	54
5.9	シミュレーションで再現した ARICH 検出器のずれ	55
6.1	標準模型過程と新物理過程	57
7.1	E_9/E_{21} :(赤) 光子、(青) 光子以外の粒子	63
7.2	21 個の分布関数、引用 Wikipedia	64
7.3	IP から見たエネルギー損失の 2 次元分布のイメージ図	64
7.4	ZernikeMVA:(赤) 光子、(青) 光子以外の粒子	65
7.5	π^0 の質量分布	66
7.6	ZernikeMVA を変えた際の Significance	67
7.7	クラスター二次モーメント:(赤) 光子、(青) 光子以外の粒子	68
7.8	$q\bar{q}$ と $B\bar{B}$ のイベント形状	70
7.9	$\Upsilon(4S)$ のスピンの方向	73
7.10	$\cos \theta_B$ 赤:B 中間子、青: $q\bar{q}$	74
7.11	信号の BDT トレーニング結果	75
7.12	$q\bar{q}$ の BDT トレーニング結果	75

7.13	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の Figure of merit 計算結果	76
7.14	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の Figure of merit 計算結果	76
7.15	D^{*+} の質量と D^0 の質量の差	80
7.16	(左上)MC の K の識別効率、(右上) 実データの K の識別効率、(左下)MC の π の Fake rate、(右下) 実データの π の Fake rate	82
7.17	K/π PID カット後の significance	83
7.18	K/π PID カット後の significance、0~0.01	84
7.19	K_S^0 の質量分布	85
7.20	$\cos d\phi$ の Significance	86
7.21	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の Figure of merit 計算結果	87
8.1	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の M_{bc}	89
8.2	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の ΔE	89
8.3	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の M_{bc} vs ΔE	90
8.4	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の M_{bc}	91
8.5	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の ΔE	91
8.6	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の M_{bc} vs ΔE	91
8.7	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の M_{bc}	92
8.8	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の ΔE	92
8.9	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の M_{bc} vs ΔE	93
8.10	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ signalMC の M_{bc} フィット結果	95
8.11	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ signalMC の ΔE フィット結果	95
8.12	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ の M_{bc} フィット結果	95
8.13	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ の ΔE フィット結果	95
8.14	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ signalMC の M_{bc} フィット結果	96
8.15	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ signalMC の ΔE フィット結果	96
8.16	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ の M_{bc} フィット結果	97
8.17	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ の ΔE フィット結果	97
8.18	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ signalMC の M_{bc} フィット結果	98
8.19	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ signalMC の ΔE フィット結果	98
8.20	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ の M_{bc} フィット結果	98
8.21	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ の ΔE フィット結果	98
9.1	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の M_{bc} vs ΔE	100
9.2	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の M_{bc} vs ΔE	101
9.3	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の M_{bc} vs ΔE	102
9.4	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の M_{bc}	103
9.5	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の ΔE	104

9.6	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の M_{bc}	105
9.7	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の ΔE	106
9.8	BDT>0.66 のときの $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の M_{bc} vs ΔE	109
9.9	積算ルミノシティの Significance 赤: $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ 、青: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ 、緑: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$	111

表 目 次

2.1	KEKB と superKEKB の比較	19
5.1	ARICH のずれ (アライメントフィットの結果)	51
5.2	入力したアライメントフィットの結果	54
5.3	MC シミュレーションのアライメントフィットの結果	54
7.1	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の選別条件	60
7.2	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の選別条件	61
7.3	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_s^0\pi^+\gamma$ の選別条件	62
7.4	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の選別条件	66
7.5	CleoCones の場合分け	75
7.6	$D^{*+} \rightarrow D^0\pi_{soft}^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi_{soft}^+$ の選別条件	78
7.7	K/π ID>0.001 の K 中間子を選んだときの K 中間子の efficiency	79
7.8	K/π ID>0.001 の K 中間子を選んだときの π 中間子の fake rate	79
8.1	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の MC による期待数	90
8.2	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の MC による期待数	92
8.3	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_s^0\pi^+\gamma$ の MC による期待数	93
8.4	$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ のフィットパラメータ	96
8.5	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ のフィットパラメータ	97
8.6	$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ のフィットパラメータ	99
9.1	信号事象領域の $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ のイベント番号とラン番号	101
9.2	信号事象領域の $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ のイベント番号とラン番号	102
9.3	系統誤差	110

第1章 序論

1999年から2010年まで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1.1)で Belle 実験が行われた。Belle 実験では非対称なエネルギーをもった電子と陽電子を KEKB 加速器で衝突させて大量の B 中間子反 B 中間子対を生成し、その崩壊過程を Belle 測定器を用いて観測し、 B 中間子系における CP 対称性の破れの探索を行った実験である。この Belle 実験では B 中間子系における CP 対称性の破れを初めて観測し小林・益川模型を証明した。またいくつかの新物理の兆候も観測された。

2010年6月から superKEKB 加速器へのアップグレードと Belle II 実験に向けた測定器の研究開発が始まった。Belle II 実験では Belle 実験の 50 倍のデータを収集及び解析することにより、新物理の発見を目指す。2018年4月下旬から7月までこの Belle II 測定器を用いたデータ収集が行われた。この章では B 中間子及び Belle 実験について述べる。



図 1.1: 高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 提供 KEK

1.1 Bファクトリーの物理

1.1.1 標準模型

標準模型は、小林益川機構の証明やヒッグス機構の証明により、今日において確立された素粒子の標準理論である。図 1.2 に標準模型を構成する素粒子を示す。標準模型の素粒子には物質を構成するクォーク (u, d, c, s, t, b) とレプトン (e^- 、電子ニュートリノ、 μ 、ミューニュートリノ、 τ 、タウニュートリノ) がある。また強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用の3種の相互作用を媒介する粒子と質量を与えるヒッグス粒子がある。

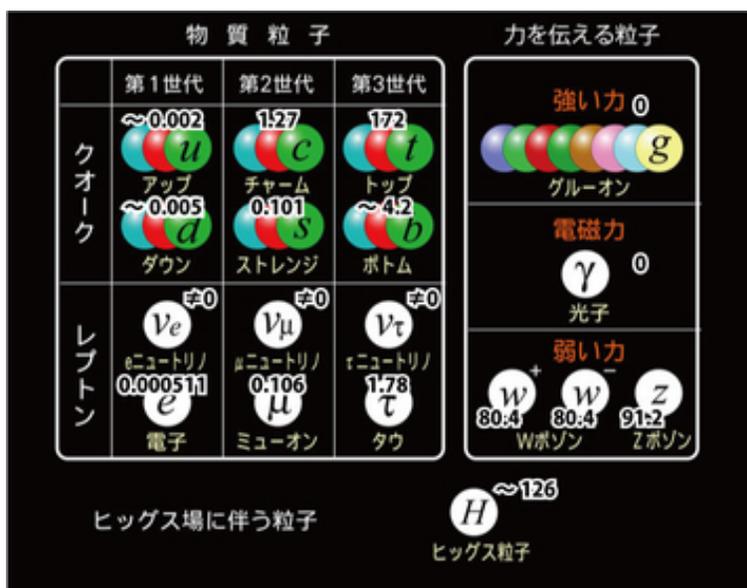


図 1.2: 標準模型 [1]

1.1.2 CP 対称性の破れ

C は荷電共役変換、P は鏡像変換を表す。CP 対称性の破れは物質優勢の宇宙を説明するのに必要な3つ条件のうちの一つである。

CP 対称性の破れは J.W.Cronin、V.L.Fitch らによって 1964 年にストレンジクォークを含む中性 K 中間子から世界で初めて観測された [2]。1973 年に小林・益川は第3世代を仮定し、W ボソンと相互作用する CP 固有状態 (d', s', b') と質量とフレーバーの確定した質量固有状態との変換行列であるカビボ・小林・益川行列 (CKM 行列、クォーク混合行列)(式 1.1) に複素位相が含まれていれば CP 対称性の破れがあると示した [3]。第3世代は第1, 2世代との混合が小さいため理論では B 中間

子系において大きな CP 非対称が現れると予測されていた [4]。B 中間子の CP 対称性の破れを発見したのが Belle 実験、BaBar 実験である。

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

ここで CKM 行列は 3 つの混合角 $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ と CP を破る複素位相 δ_{13} を用いて (式 1.2) と表すことができる。ただし $c_{ij} = \cos \theta_{ij}, s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ とする。

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -s_{22}c_{12} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

また $\lambda = \sin \theta_{12}$, $A\lambda^2 = \sin \theta_{23}$, $A\lambda^3(\rho - i\eta) = \sin \theta_{13}e^{-i\delta_{13}}$ と置くと式 1.3 が近似的に成り立つ [5]。

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

標準模型は 3 世代クォークの混合であるため CKM 行列はユニタリー行列である。その条件の一つとして式 1.4 が成り立ち、これは $\rho - \eta$ の複素平面において図 1.3 で示す閉じた三角形で表わせる。

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

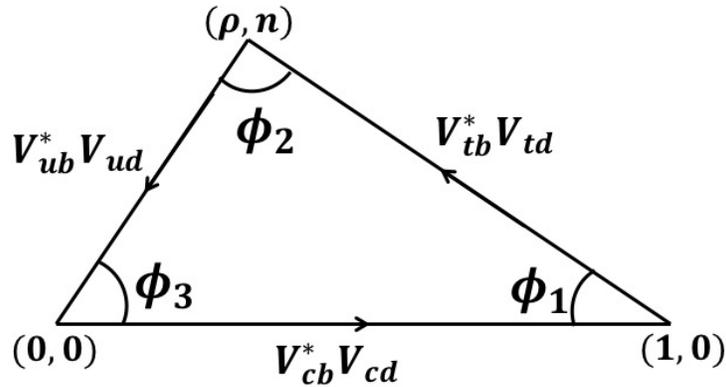


図 1.3: ユニタリー三角形

ユニタリー三角形の角度 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 が 0 でなく、3 つの角の和が 180 度であれば 3 世代のクォーク混合により CP 対称性が破れていると言える。Belle 実験ではじめに発見された CP 対称性の破れは $\phi_1 \neq 0$ であった [6]。

1.1.3 B 中間子の物理

Belle 実験及び Belle II 実験では衝突した非対称エネルギーを持った電子と陽電子が質量 $10.58\text{GeV}/c^2$ の $\Upsilon(4S)$ 共鳴状態を生成する。これらのほとんど全てが B 中間子対に崩壊することをを用いている。図 1.4 に崩壊の一例を示す。

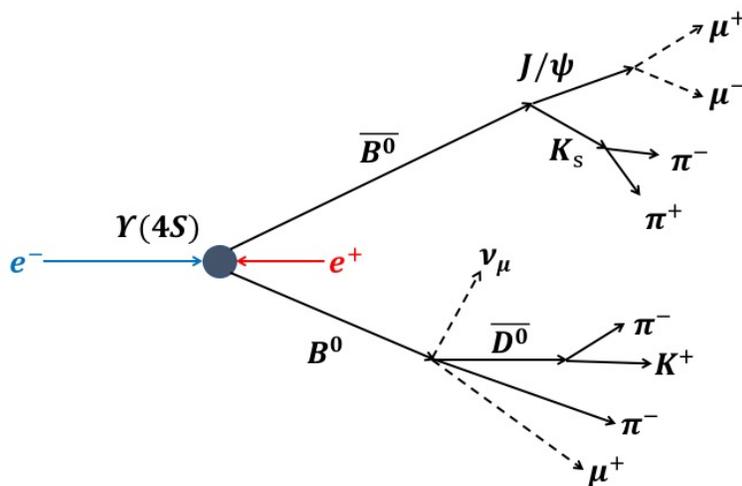


図 1.4: 崩壊過程の例

B^0 及び \overline{B}^0 は理論的にお互いへの遷移が許されている。この遷移は図 1.5 で示されるボックスダイアグラムを通して起こる。しかしながら、2 つの B 中間子が同時に $B^0 B^0$ または $\overline{B}^0 \overline{B}^0$ になることは、角運動量の保存や同種粒子の統計性から禁止されている。そのため、例えば図 1.4 において一つの B 中間子が $B^0 \rightarrow \overline{D}^0 \pi^-$ に崩壊した時、その時刻においてもう片側の B 中間子は \overline{B}^0 であることが特定できる。

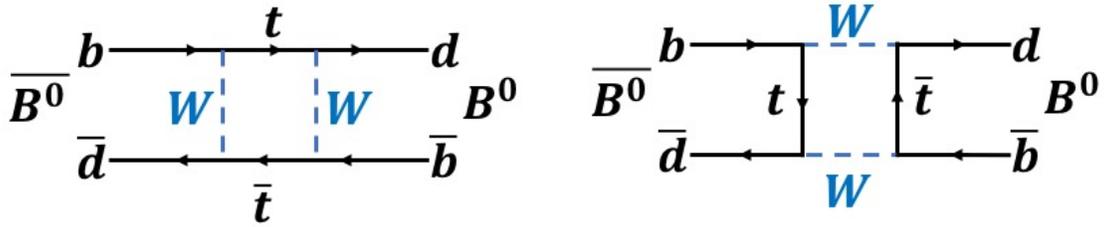


図 1.5: $B^0 - \bar{B}^0$ 混合 [7]

同じ終状態 f_{CP} に対して、ある時刻 (もう片側の B 中間子が崩壊した時刻) に B^0 、 \bar{B}^0 どちらかの状態であったかを特定し、その時刻と崩壊時刻を比較することで時間に依存した CP 対称性を調べることができる。(式 1.5)

$$A_{cp}(\Delta t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(\Delta t) \rightarrow f_{cp}) - \Gamma(B^0(\Delta t) \rightarrow f_{cp})}{\Gamma(\bar{B}^0(\Delta t) \rightarrow f_{cp}) + \Gamma(B^0(\Delta t) \rightarrow f_{cp})} \quad (1.5)$$

1.2 Belle 実験から Belle II 実験へ

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) に建設された KEKB 加速器を用いて 8GeV に加速した電子と 3.5GeV に加速した陽電子を衝突させ、大量の B 中間子対を生成し、その崩壊過程を Belle 測定器で詳細に調べた実験である。衝突後の B 中間子はローレンツ因子 $\beta\gamma = \frac{p}{m} = \frac{8-3.5}{10.58} = 0.425$ 、寿命約 1.5ps で、崩壊までに $\beta\gamma c\tau = 0.425 \times 300\mu\text{m}/\text{ps} \times 1.5\text{ps} \simeq 200\mu\text{m}$ 程度飛行し、実験で観測可能なオーダーの崩壊点位置の差となる。 B 中間子と反 B 中間子の CP 対称性の破れを発見し、2008 年の小林・益川両氏のノーベル物理学賞受賞に貢献した。

Belle 実験では 2001 年に加速器の性能を表すルミノシティという値で世界最高値を記録している。また 2003 年には設計ルミノシティを超え 2009 年には設計ルミノシティ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ の 2 倍のルミノシティ $2.11 \times 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を記録した (図 1.6)。この実験による積分ルミノシティは約 1ab^{-1} であった。

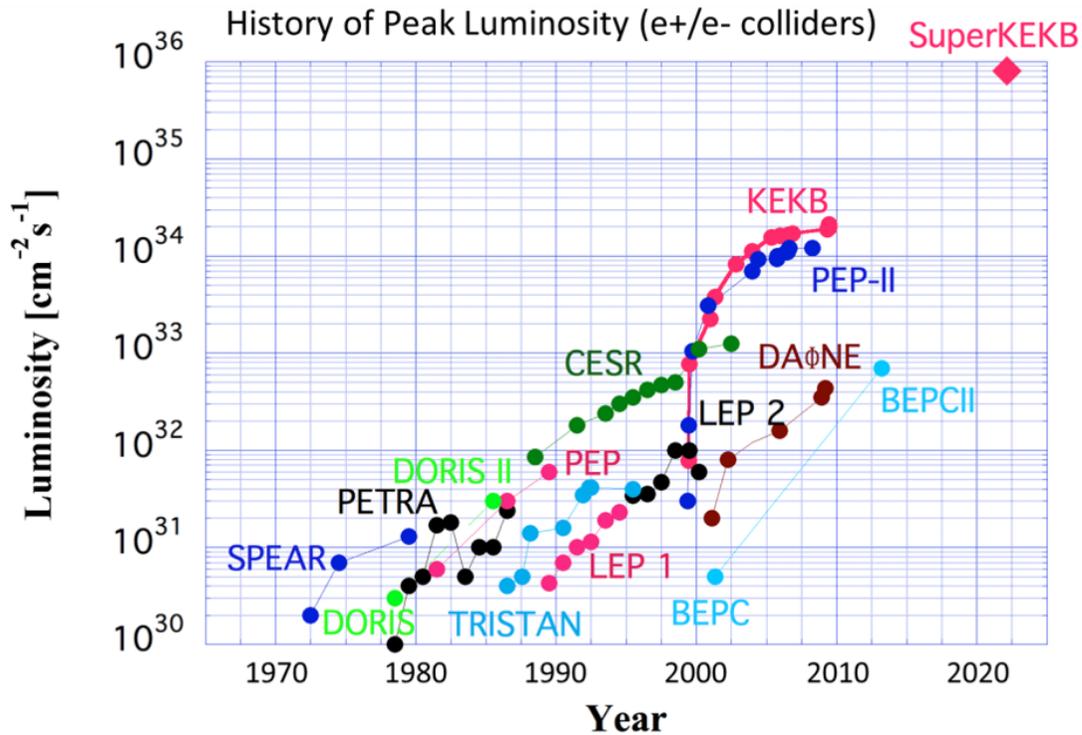


図 1.6: ルミノシティ

標準模型を超える新物理の存在の確実な証拠となるためには統計精度が足りていないが、Belle 実験では B^0 と B^\pm で CP 非対称性の大きさや $b \rightarrow s$ 遷移で CP 非対称性に新物理の兆候が見つかった [8]。また物質優勢の宇宙は小林・益川理論による非対称性だけでは説明することができず、それ以外の CP 非対称を探る必要がある。Belle II 実験では Belle 実験の 50 倍のデータを収集及び解析することにより、新物理の発見を目指す。

1.3 本研究の目的

B 中間子の稀崩壊は標準模型においてその崩壊が抑制されている。そのため相対的に新しい物理過程が、その崩壊に現れる可能性が高く、新しい物理の探索に適している。標準模型で抑制された B 中間子の稀崩壊事象を背景事象から精度良く分離するためには、その崩壊生成物である荷電 K 中間子と荷電 π 中間子を精度良く識別することが非常に重要である。Belle II 測定器のエンドキャップ部に設置されている Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter (ARICH 検出器) は Belle II 実験において、荷電 K 中間子と荷電 π 中間子の識別を担っている [9]。

ARICH 検出器はチェレンコフ光の測定位置情報と飛跡情報により粒子識別を行うため、飛跡検出器に対する ARICH 検出器の設置位置の精度にその性能が大きく依存する。ARICH 検出器が期待通りの粒子識別性能を発揮する目的でアライメントを行った。

また検出器や解析ツールが、Belle II 実験の物理解析において最適化されていることを実証する目的と物理モード $B \rightarrow K^* \gamma$ 再発見を目的として、2018 年 4 月から 7 月までに Belle 測定器で収集された初期データを用いて $B \rightarrow K^* \gamma$ の探索を行った。

第2章 Belle II実験

Belle II 実験の主な狙いは B 中間子や τ レプトンの崩壊を通して標準模型を超える新物理を探索することである。Belle 実験で蓄積されたデータの 50 倍に相当する $50ab^{-1}$ のデータを収集・解析することにより、粒子・反粒子の対称性の破れや宇宙初期に起こった極めてまれな事象を再現し、新しい物理法則を探索し、宇宙から反物質が消えた謎に迫まる。

2.1 SuperKEKB 加速器

SuperKEKB 加速器 (図 2.1) は Belle 実験で用いた KEKB 加速器から、衝突点におけるビームサイズを $\frac{1}{20}$ に絞り込み、蓄積ビーム電流を KEKB 加速器の約 2 倍の陽電子ビーム 3.6A、電子ビーム 2.6A に高めることでビーム衝突性能を KEKB 加速器の 40 倍に増やした周長約 3km の大型加速器である。

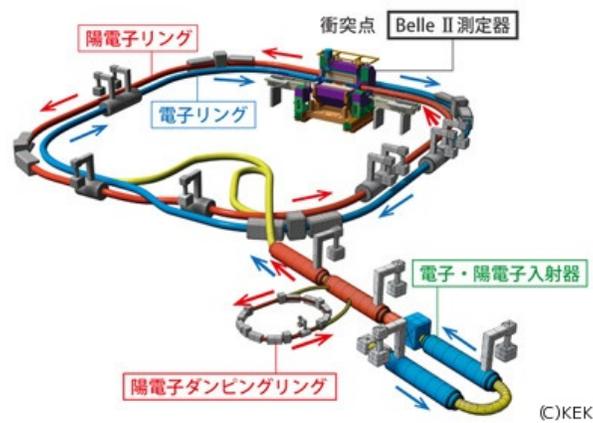


図 2.1: superKEKB 加速器

ビームサイズを極端に絞る副作用として、正面衝突や小角度交差衝突方式において生じる砂時計効果という衝突部分の両側でビームが膨らむ現象が問題になる。この影響を減らすため、世界で初めてナノビーム大角度交差衝突方式 (図 2.2) を採用しており、加速した電子と陽電子のバンチを約 5 度の角度で衝突させる。バンチの大きさは進行方向 6mm、水平方向 $10\mu\text{m}$ 、垂直方向 50~60nm の長く

細く薄いバンチである。各バンチの中には電子、陽電子が約 600~900 億個あり、リングの中には約 1500~2500 個のバンチがある。

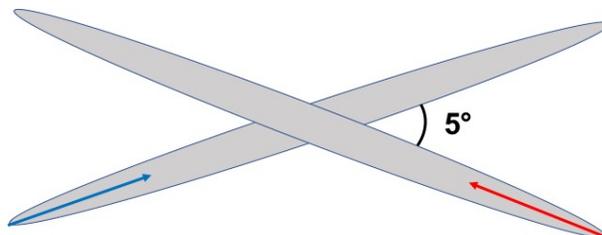


図 2.2: ナノビーム大角度交差衝突方式の概要図

KEKB に比べてビームサイズを小さくしたことによりビームサイズとビームのエネルギーの 3 乗に反比例して増えるタウシェック効果の影響を特に陽電子について考慮する必要がある。そこで superKEKB 加速器では陽電子のエネルギーを 4GeV、電子のエネルギーを 7GeV に変更することで $\Upsilon(4S)$ の重心系エネルギーを 10.58GeV に保つ。

表 2.1 に KEKB 加速器と superKEKB 加速器の各パラメータの比較を示す。

表 2.1: KEKB と superKEKB の比較

パラメータ	KEKB 加速器	superKEKB 加速器
エネルギー [GeV/c](LER/HER)	3.5/8.0	4.0/7.0
$\xi_{y\pm}$	0.129/0.090	0.090/0.088
$\beta_{y\pm}^*$ [mm]	5.9/5.9	0.27/0.30
$I_{e\pm}$ [A]	1.64/1.19	3.60/2.62
\mathcal{L} [$10^{34}\text{cm}^2\text{s}^{-1}$]	2.11	80

ここで LER と HER はそれぞれ陽電子を加速させる low-energy-ring、電子を加速させる high-energy-ring のことである。 $\xi_{y\pm}$ はビームビームパラメータというビーム同士が互いに及ぼし合う力の大きさを示す無次元量である。 $\beta_{y\pm}^*$ [mm] は y 方向衝突点の β 関数である。この値は衝突点におけるビームサイズを決める絞り込みの大きさに対応する量である。 $I_{e\pm}$ はビーム電流である。添字の \pm は+が陽電子、-が電子を表している。 \mathcal{L} [$10^{34}\text{cm}^2\text{s}^{-1}$] は加速器の性能を表すルミノシティと呼ばれる値である。ある単位時間に注目する素粒子反応がおきる回数を $R[\text{s}^{-1}]$ とするとルミノシティ $\mathcal{L}[\text{cm}^2\text{s}^{-1}]$ は反応断面積 $\sigma[\text{cm}^2]$ を用いて (式 2.1) で表される。

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

またルミノシティは衝突型加速器では式 2.2 と表すことができる。

$$\mathcal{L}[\text{cm}^2\text{s}^{-1}] \propto \frac{I_{e\pm}[\text{A}]\xi_{y\pm}}{\beta_{y\pm}^*[\text{mm}]} \quad (2.2)$$

式 2.2 からビーム電流 $I_{e\pm}[\text{A}]$ を大きくし、ビームの衝突点での焦点深度 $\beta_{y\pm}^*[\text{mm}]$ を小さく絞ることがルミノシティ $\mathcal{L}[\text{cm}^2\text{s}^{-1}]$ を大きくするのに有効であると分かる。

2.2 Belle II 測定器

Belle II 測定器は B 中間子および τ レプトンの崩壊生成物を効率的かつ正確に検出するように設計された 4π 検出器である。Belle II 測定器 (図 2.3) は 6 つの検出器から構成されている。それぞれの検出器について以下で述べる。

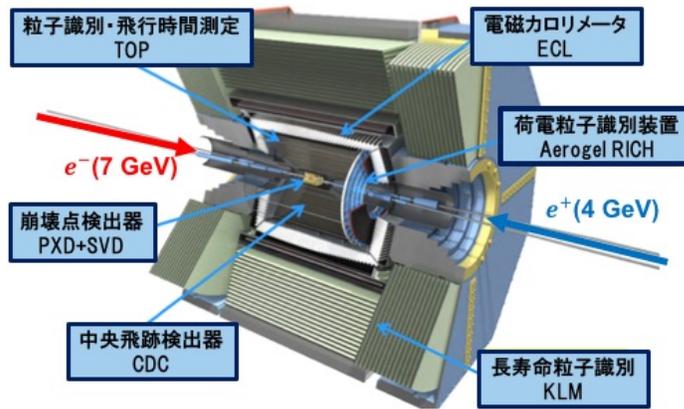


図 2.3: Belle II 測定器

PXD, SVD

PXD (Pixel Detector) と SVD (Silicon Vertex Detector) は共に、Belle II 測定器の中央部で B 中間子の崩壊点の観測を行う検出器である。内側から 2 層の PXD と 4 層の SVD の合計 6 層でビームパイプを覆うように、ビーム衝突点から最も近い位置に図 2.4 のように設置されている。 B^0 中間子と \bar{B}^0 中間子の崩壊によって生じる荷電粒子がこれらの層を通り抜ける際、SVD で使用されるシリコンセンサーの検出器 DSSD (Double-Sided Silicon Detector) によって通過地点の位置情報が観測される。 B 中間子の崩壊後にできる荷電粒子の飛跡を数十 μm の精度で検出し崩壊点を再構成する。

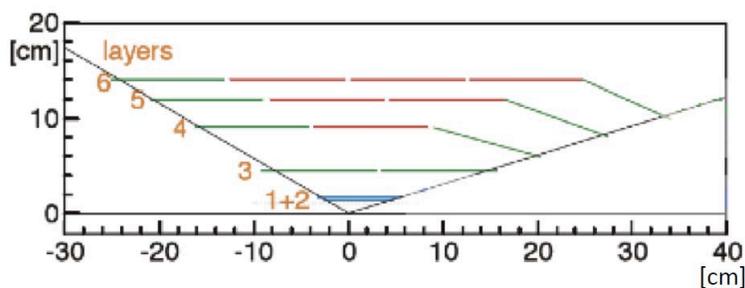


図 2.4: PVD、SVD の配置図

SVD は衝突点からの最外層の半径が 88.0mm、最長 662mm で Belle 実験で用いた SVD より大型化した。これにより Belle 実験で使用された SVD に比べて位置分解能が約 20% 向上した。有効検出角は Belle 実験では $23^\circ < \theta < 139^\circ$ から Belle II 実験では $17^\circ < \theta < 150^\circ$ と拡張された。[10]

PXD はピクセル化された半導体検出器 DEPFET (DEpleted P-channel Field Effect Transistor) で構成されている。

CDC

CDC (Central Drift Chamber) は崩壊点の位置情報、トラック情報と荷電粒子の運動量情報の観測を行う中央飛跡検出器である。またトリガー信号を出す、エネルギー損失から低い運動量領域での粒子識別を行うといった役割を担っている。図 2.5 は電子 e^- 、陽子 p 、荷電 K/π 中間子の運動量と CDC 内でエネルギー損失 dE/dx の関係を示している。図 2.5 より運動量領域 $1\text{GeV}/c$ 以下において p 、 K 、 π の識別が可能である。

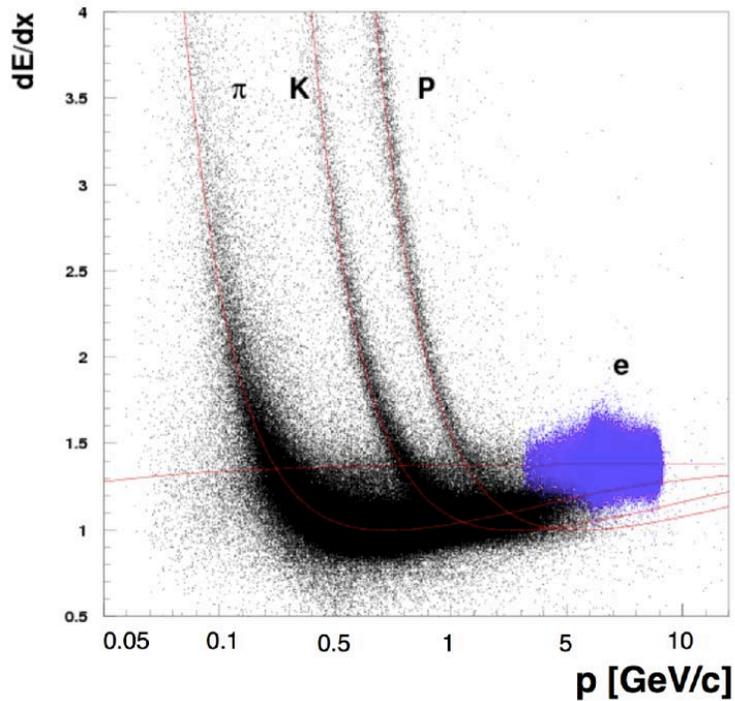


図 2.5: 粒子の運動量とエネルギー損失の関係

CDC は内側の半径が 16cm、外側の半径が 113cm の筒状の構造をしており、内部にはヘリウムとエタンの混合ガスが充填されており、荷電粒子が通る際にイオン化されて電子が生成される。また CDC 内部には高電圧が印加された信号読み出し用の直径 $30\mu\text{m}$ の金メッキタンングステン・センスワイヤー 14336 本と電場形成用の直径 $126\mu\text{m}$ のアルミニウム合金・フィールドワイヤー 42240 本、全部で 56576 本のワイヤーが円筒の中心軸方向に張られる。

TOP

TOP(Time Of Propagation) は Belle II 測定器のバレル部で荷電 K 中間子と荷電 π 中間子の識別を担う検出器である。石英板と光検出器 MCP-PMT(Micro-Channel Plate Photo-multipleir tube)、そして高速読み出しエレクトロニクスから成るモジュール (図 2.6)16 台で構成される。

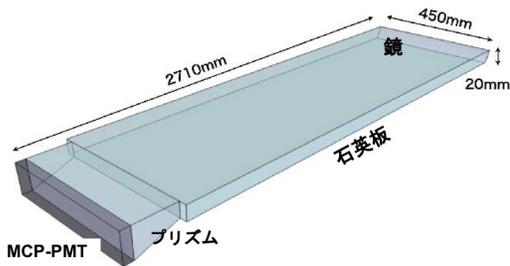


図 2.6: TOP モジュール

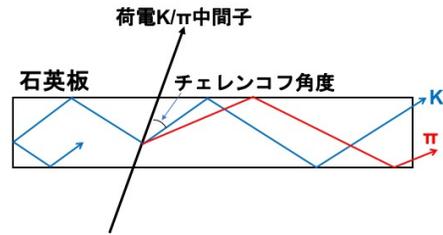


図 2.7: TOP 原理図

荷電 K 中間子もしくは荷電 π 中間子が石英板を通る際にチェレンコフ光を発生する。チェレンコフ光子発生から検出器までの伝播時間と検出器で観測された位置の情報から逆算して、粒子の飛行時間 (Time Of Flight) を求め、粒子の種類による飛行時間の違いから粒子を識別する。また ARICH 同様、チェレンコフリングの半径差を用いた粒子識別も行う。このため高い精度で粒子の識別を行うことができる。TOP は $3 \text{ GeV}/c$ 以下の運動量で 97 % の K/π 識別効率を目標にしている。

ARICH

ARICH (Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter) は前方エンドキャップ部で荷電 K 中間子と荷電 π 中間子の識別を 4σ の精度で行う。チェレンコフ光を利用した検出器でシリカエアロゲル輻射体と 420 台の光検出器 HAPD (Hybrid Avalanche Photo Detector) から構成される。

ARICH 検出器については第 3 章で詳細に記述する。

ECL

電磁カロリメータ (Electromagnetic Calorimeter, ECL) は、バレル部とエンドキャップ部において γ や e^\pm のエネルギー測定を行う検出器である。結晶シンチレータに数十 MeV 以上のエネルギーを持った γ や e^\pm が入射するとき γ からの e^+e^- 対生成と e^\pm からの制動放射による電磁シャワーを形成し、ほぼ全てのエネルギーをシンチレータ内で失い、シンチレーション光の光量が e^\pm や γ のエネルギーに比例する。このシンチレーション光を光検出器で測定する。

ECL の 1 つのモジュールは図 2.8 のようになっている。このモジュールがバレル部に 6624 個、エンドキャップ部に 960 個設置されている。

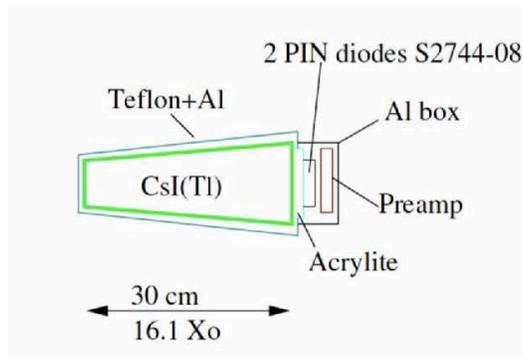


図 2.8: ECL の 1 モジュールの概要図

KLM

KLM は Belle II 測定器のエンドキャップ部とバレル部の最外層に設置されてる長寿命粒子 μ 粒子、 K_L^0 中間子の識別装置である。ガスチェンバー Resistive Plate Chambers(RPC) を、ソレノイド磁場が外部に漏れることを防ぐために設置された十数枚の鉄板の各々の間に設置している。KLM 検出器に粒子が到達した際、 μ 粒子は物質中では電離相互作用による電離損失をするのみであり散乱されずそのまま通過していくが、荷電粒子は強い相互作用により多重散乱する。この差から μ 粒子の同定が可能である。 K_L^0 中間子は鉄内でハドロンシャワーを起こすため検出可能となる。

2.3 Belle II 実験で期待される新物理

Belle 実験では CP 対称性の破れを観測し、小林・益川理論を証明した。またいくつかの新物理への兆候が見られた。Belle II 実験では Belle 実験の 50 倍の統計量からより精密な測定を行うことで新物理を探索する。 B 中間子の稀崩壊の精密測定についてはペンギンダイアグラム $B \rightarrow K^* \gamma$ について後述する。

右巻き相互作用の探索

クォークレベルで $b \rightarrow s \gamma$ 、 $b \rightarrow d \gamma$ などの光子 γ を放出する \bar{B} 中間子崩壊は、 W ボソンに結合する s クォークや d クォークが左巻きであるため、その反対方向に放出される光子のヘリシティも角運動量の保存により左巻きである。標準模型では W ボソンに結合するフェルミオンが左巻きであるため、右巻き光子の放出が強く制限されており、 γ のヘリシティの状態によって b クォークのフレーバーが原理的に特定できるため $b \rightarrow s \gamma$ や $b \rightarrow d \gamma$ は CP 固有状態にはなれない。しかしながら新物理では光子が右巻きの崩壊も存在すると考えられており、1.1.3 節で述べたような CP の破れが可能に

なり得る [11]。Belle II 実験での精密な測定することにより標準模型では抑制されている CP 対称性の破れを探索する。

荷電ヒッグス粒子の探索

B 中間子の稀な崩壊である $B \rightarrow \tau\nu$ は図 2.9 のような W ボソンを介して起きる。しかし新物理では W ボソンの代わりに荷電ヒッグスを介しての崩壊が起こると予想されており、崩壊分岐比を測定し標準模型で予測される値との比較から探索を行う。

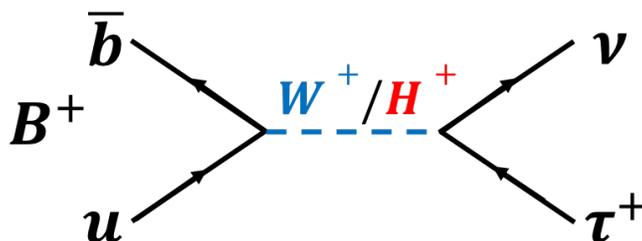


図 2.9: $B \rightarrow \tau\nu$

タウ τ のレプトン・フレーバーを破った崩壊の探索

図 2.10 に示すようなタウ τ が異なる世代のレプトンである μ に遷移するような稀な崩壊の探索を行う。近年、実験的に明らかになったニュートリノの質量の差が大変小さいために強く抑制されている Lepton Flavor Violation(レプトン・フレーバーを破った崩壊)は、超対称性理論などの新しい物理法則では起こりうるため観測できれば新物理の証拠となる。

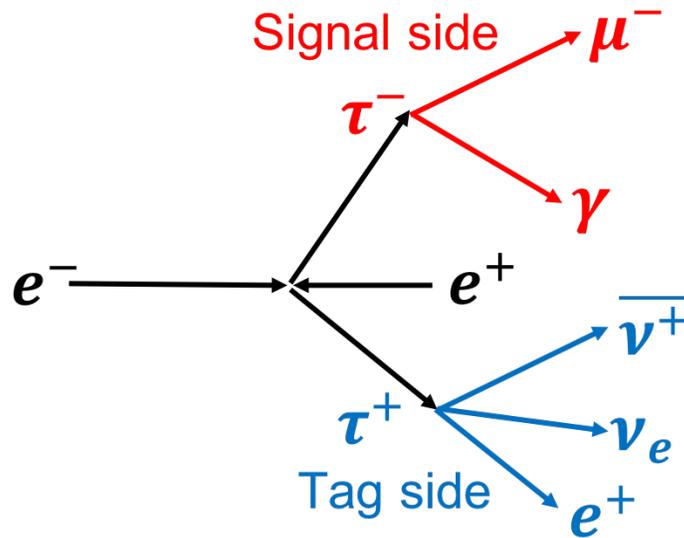


図 2.10: タウのレプトン・フレーバーを破った崩壊

2.4 Belle II 実験のコミッショニング

Belle II 実験の立ち上げにおける SuperKEKB 加速器の試運転時期は 3 回の期間、Phase I、Phase II、Phase III に分けられている。現在は Phase II が終了し Phase III に向けての準備が進んでいる。本章では Phase II から Phase III にかけての期間を中心に各期間について述べる。

Phase I は 2016 年 2 月から 2016 年 6 月までの期間である。Phase I では Belle II 検出器と最終収束磁石 (QCS) をインストールせず、小型検出器 BEAST II を用いてビーム衝突なしでビームの周回のみを行いビームバックグラウンドの調査を行った期間である。ビームバックグラウンドの調査は Phase II でも継続して調査されている。

Phase II は 2018 年 2 月から 2018 年 7 月までの期間である。Phase II では崩壊点検出器の一部を除く Belle II 測定器をインストールし、初のビーム衝突を 4 月 26 日に観測し、その後ビーム衝突実験を 7 月 17 日まで行った。この期間で約 $0.5 fb^{-1}$ の積分ルミノシティを収集した。この収集データを用いて Belle II 測定器や解析ツールの基本性能の確認を行っている。本研究でもこの期間のデータを用いて ARICH 検出器のアライメント及び、 $B \rightarrow K^* \gamma$ の再構成を行った。

Phase III は 2019 年 2 月から行われる予定である。上記した 6 つ全ての検出器をインストールした完全な Belle II 測定器を用いて Belle II 実験の本格的な物理データ収集を行う予定である。

第3章 ARICH 検出器

Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter (ARICH 検出器) は、Belle II 測定器のビーム軸から垂直方向に $17^\circ \sim 35^\circ$ のエンドキャップ部に搭載される荷電 K 中間子と荷電 π 中間子の識別を担う装置である。新物理が期待される B 中間子の稀崩壊事象を背景事象から精度良く分離するためには、その崩壊生成物である荷電 K/π 中間子を精度良く識別することが非常に重要である。

Belle 実験では Aerogel Cherenkov Counter (ACC)、Time Of Flight (TOF)、Central Drift Chamber (CDC) を用いて荷電 K/π 中間子の粒子識別を行い、 3σ の精度での分別を達成した。しかし $2\text{GeV}/c$ 以上の高運動量粒子の識別能力が低いことと Belle II 実験ではビーム軸方向の幅 280mm という空間制約上 TOF をエンドキャップ部に設置できないことが問題点であった。そこで Belle II 実験では新型検出器として ARICH 検出器を導入した。

3.1 ARICH 検出器の原理

3.1.1 チェレンコフ光の発生原理

屈折率 n の誘電体中を、荷電粒子がその誘電体中の光速 $\frac{c}{n}$ よりも速い速度 v で通過する際に電磁場の波が干渉し放出される光をチェレンコフ光という。荷電粒子の運動方向に対してチェレンコフ光が放出されるとき角度をチェレンコフ角度 θ_c と呼び式 3.1 で表す。

$$\cos \theta_c = \frac{\frac{c}{n} \Delta t}{v \Delta t} = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

図 3.1 にチェレンコフ光発生 の原理図を示す。

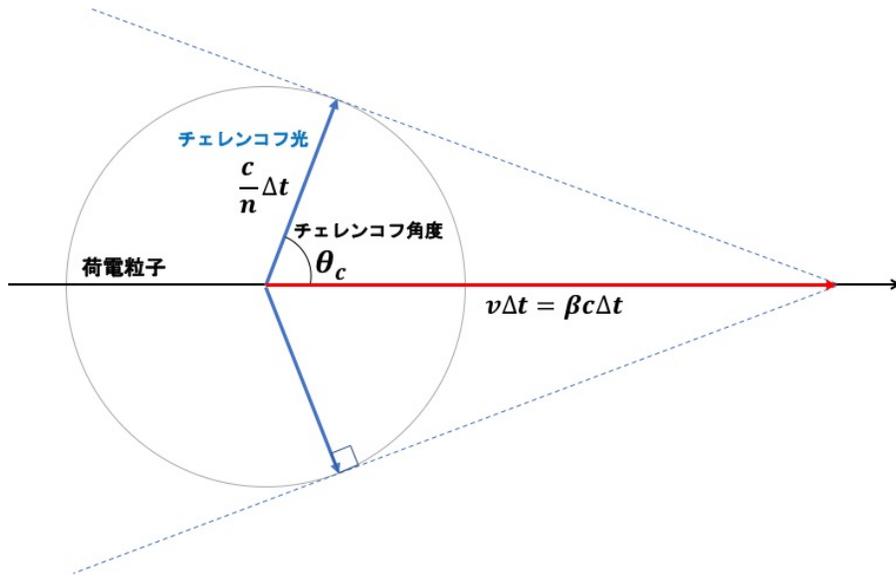


図 3.1: チェレンコフ光の発生原理

3.1.2 ARICH 検出器の識別原理

荷電 K/π 中間子がシリカエアロゲルを通過する際、チェレンコフ光を円錐状に放出する。このチェレンコフ光を光検出器 Hybrid Avalanche Photo-Detector(HAPD) を用いてリングイメージとして観測し、放射角を測定する。式 3.2 を用いて粒子を仮定した時に予測される放射角を計算し、観測した放射角と比較をすることで粒子識別を行う。このとき n はシリカエアロゲル輻射体の屈折率、 p と m はそれぞれ粒子の運動量と質量を示す。図 3.2 に識別原理の概念図を示す。

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n} \frac{\sqrt{p^2 + m^2}}{p} \quad (3.2)$$

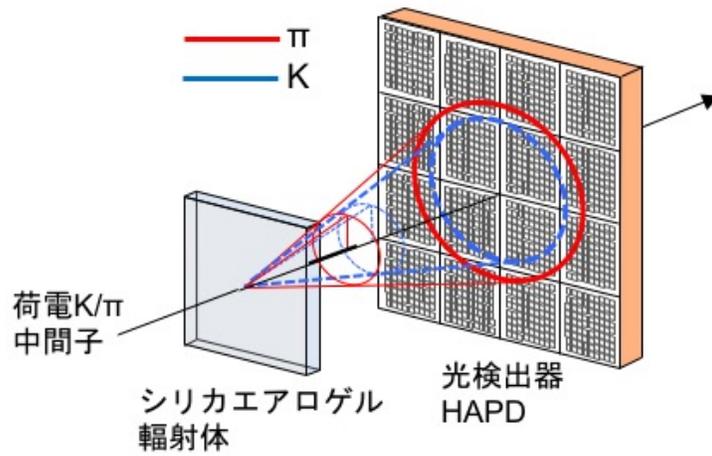


図 3.2: ARICH の識別原理

運動量 $3.5\text{GeV}/c$ 、屈折率 1.05 における放射角は荷電 K 中間子が 277mrad 、荷電 π 中間子が 307mrad であり、HAPD 面におけるリング半径にすると荷電 K 中間子が 48mm 、荷電 π 中間子が 54mm であるため 6mm のリング半径差に相当する。(図 3.3)

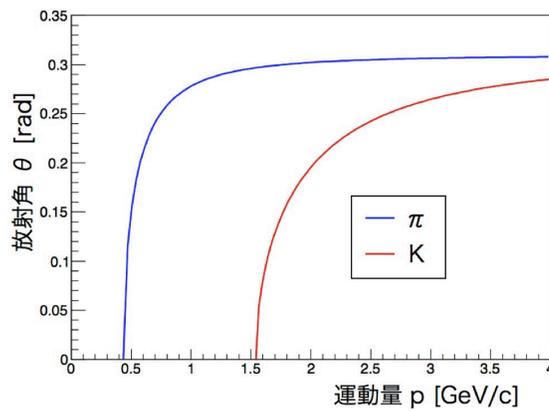


図 3.3: K/ π のチェレンコフ角の分布

3.2 ARICH 検出器の構造

ARICH 検出器は外径 1.1m、内径 0.4m のドーナツ型で厚さ 4cm のシリカエアロゲル輻射体と厚さ 3cm の光検出器 HAPD の 2 層からなり、両者を 16cm 間隔で配置している。光検出器の後ろには厚さ 5cm の読み出しのための電子回路が設置されている。また外周の側面にはチェレンコフ光を反射させて HAPD で観測するため鏡が取り付けられている。

3.2.1 シリカエアロゲル輻射体

二酸化ケイ素主体の固体が微細な気泡を多量・均一に含んだもので、ARICH 検出器で使用するエアロゲルは減衰長 60mm と高い透明度を持つ。図 3.4 に示すように ARICH 検出器では 17cm × 17cm の大きさのものを使用している。運動量 0.5GeV/c 以上の領域において荷電 π 中間子がチェレンコフ光を発生させるには屈折率 $n > \frac{\sqrt{(0.5)^2 + (0.14)^2}}{0.5} \simeq 1.04$ が必要である。

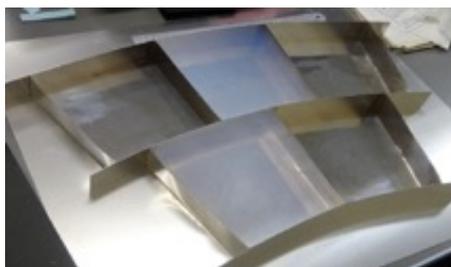


図 3.4: シリカエアロゲル

シリカエアロゲルは発生光子数を減らさずに発光位置の不定性によるチェレンコフ角度の不定性を抑制するため、デュアルレイヤー方式(図 3.5)を採用し、それぞれ厚さ 2cm で屈折率 $n_1 = 1.045$ と $n_2 = 1.055$ の 2 枚のシリカエアロゲルを用いている。

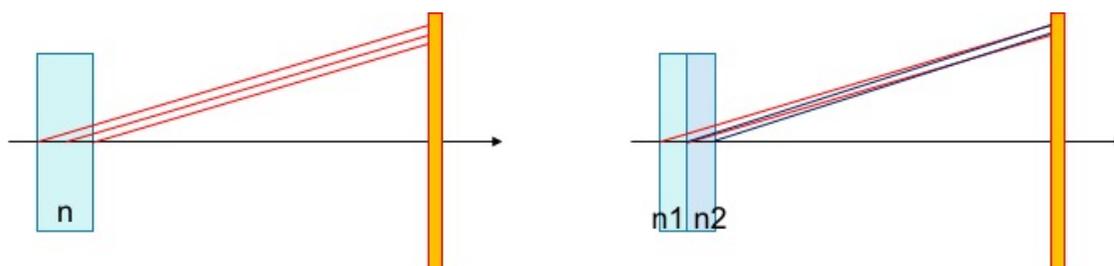


図 3.5: (左) 単層方式、(右) デュアルレイヤー方式 ($n_1 < n_2$)

3.2.2 光検出器 HAPD

図 3.6 は ARICH 検出器で使われている 1 光子を検出できる光検出器 HAPD である。大きさは $73\text{mm} \times 73\text{mm}$ 。ピクセルサイズは $4.9\text{mm} \times 4.9\text{mm}$ で、この位置分解能で光子の入射位置を測定する。1つの HAPD あたりのチャンネル数は 144 である。1.5T の高磁場中で動作が可能であり、運転期間である 10 年の間放射線に耐えることができるよう設計されている。

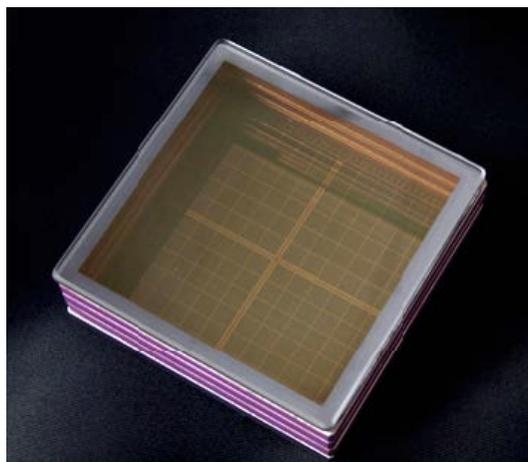


図 3.6: 光検出器 HAPD

HAPD の動作原理を図 3.7 に示す。まずチェレンコフ光が光電面に入射し、電子が放出される。この電子を約 -8kV の電圧をかけて Avalanche Photo Detector (APD) に衝突させる。APD に約 330V の逆 Bias 電圧をかけて空乏層を作り、加速された電子は空乏層内で電子正孔対を約 1700 対生成する。この電子と正孔がそれぞれ電極へとドリフトする際に空乏層内の格子原子や不純物と衝突することで、電子を約 40 倍に Avalanche 増幅させる (図 3.8)。 -8kV による電子打ち込み増幅は 1700 倍であるから全体では 68000 倍に増幅される。

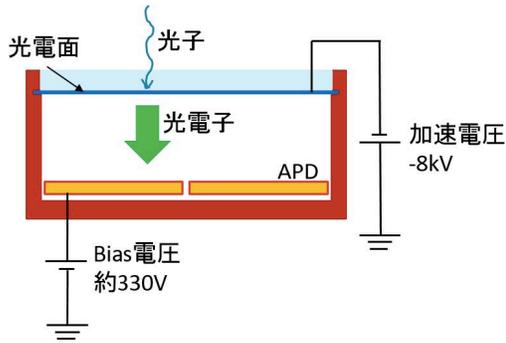


図 3.7: 光検出器 HAPD の原理

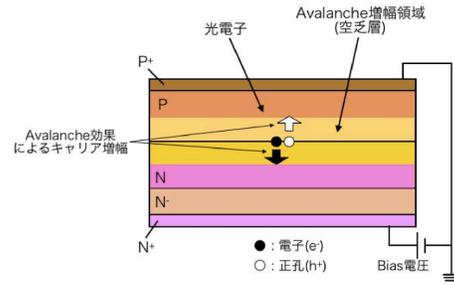


図 3.8: APD の増幅原理

3.3 ARICH 検出器への要求性能

エンドキャップ部に飛来する荷電 K/π 中間子は一般的には運動量が低いものが多いが、新物理探索などに使う B の稀崩壊 $B \rightarrow \pi\pi$ などのモードは図 3.9 に示すように $3.5 \text{ GeV}/c$ 付近の運動量を持つ。ARICH 検出器は $0.5 \sim 3.5 \text{ GeV}/c$ の運動量領域で 4σ の精度で識別が可能である [12]。

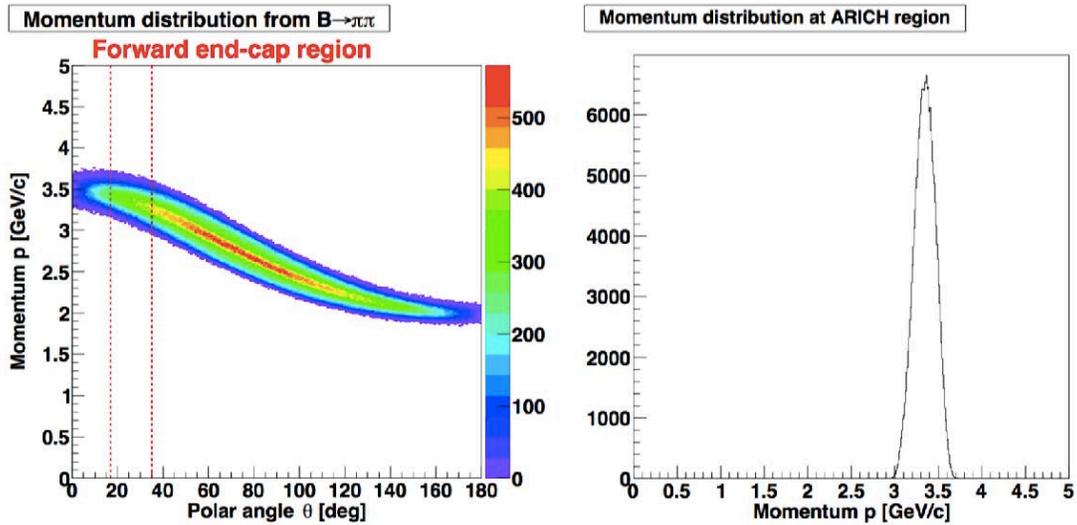


図 3.9: $B \rightarrow \pi\pi$ 崩壊のシミュレーションの荷電 π 中間子の運動量と角度分布

第4章 ARICH 検出器のアライメント手法の開発

4.1 アライメントの概要

本研究は ARICH 検出器を Belle II 測定器内に設置した後に ARICH 検出器の性能を最大限引き出す目的で行う。ARICH の位置を確認しずれていたら補正する機能をソフトウェアに組み込む。

ARICH 検出器はチェレンコフ光の位置情報と飛跡情報により粒子識別を行うため、飛跡検出器に対する ARICH 検出器の設置位置の精度にその性能が大きく依存する。図 4.1 に示すように、ARICH 検出器が正しい位置にあるときチェレンコフ角度がリング上の位置に依らず識別は可能である。しかし ARICH 検出器がずれたときチェレンコフ角度がリング上の位置で異なり識別能力が低下する。

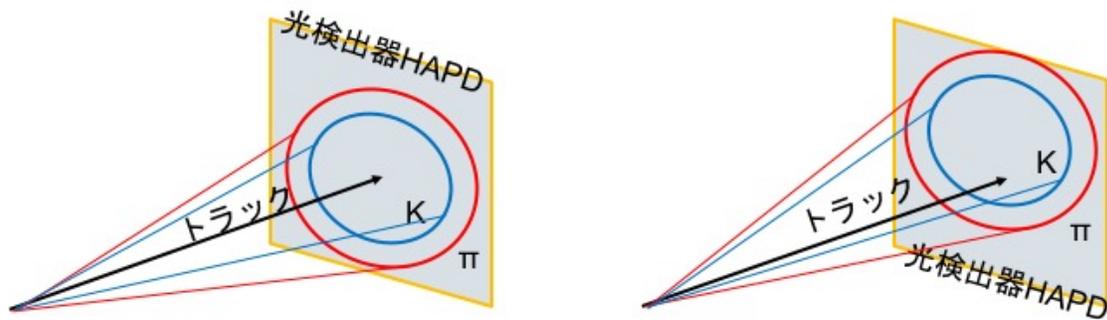


図 4.1: (左)ARICH が正しい位置にあるとき、(右)ARICH がずれたとき

ARICH 検出器が期待通りの粒子識別性能を発揮するために、電子陽電子ビーム衝突による $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象を用いてアライメントを行う。ARICH の設置位置のずれを測定および補正するため、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象のモンテカルロシミュレーションを用いてチェレンコフ角度の分布を調べアライメント手法の開発を行った。シミュレーションでは、飛跡検出器に対するずれを ARICH 検出器に加えたジオメトリを作成し ARICH の位置が飛跡検出器に対して相対的にずれたときのチェレンコフ角度分布に与える影響を調べた。

変数の定義

図 4.2 のようにチェレンコフ角度を θ_c 、チェレンコフ光のトラック中心から見た方位角を ϕ_{ch} と定義する。ARICH 検出器が正しい位置にあるとき θ_c は ϕ_{ch} に依らない。しかし ARICH 検出器がずれていると θ_c は ϕ_{ch} に依存する。

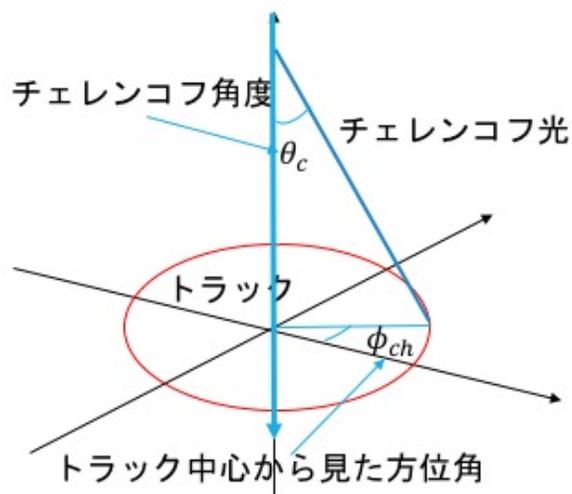


図 4.2: アライメントに用いる変数の定義

本研究では 2 枚のエアロゲルには屈折率の違いがあることを考慮するため θ_c の代わりに $n \cos \theta_c$ を用い、 $n \cos \theta_c$ と ϕ_{ch} の関係を \cos 関数でフィッティングした。ここで n は 2 つのエアロゲル層からの光子の放出確率を重みとした加重平均の値である。 $(n \cos \theta_c)^{-1}$ は粒子の速度に対応しており、屈折率に依らない値である。

図 4.3 はシミュレーションでチェレンコフ角度の ϕ_{ch} 依存関係を調べた図である。この図に示すように ARICH 検出器が正しい位置にあるとき $n \cos \theta_c$ は ϕ_{ch} に依存しない。

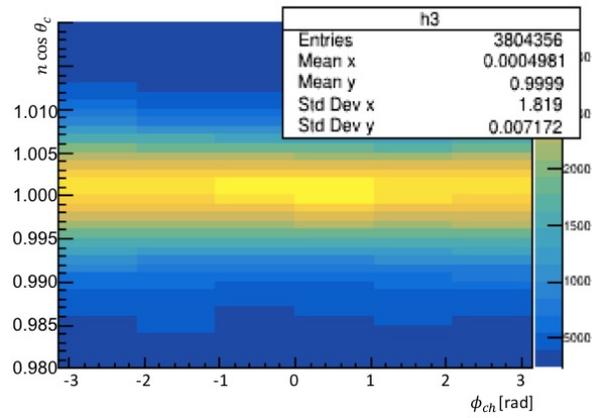


図 4.3: ARICH が正しい位置にあるときの $n \cos \theta_c$ と ϕ_{ch} の関係

4.2 ARICH のミスアライメントのシミュレーション

この章では上述した飛跡検出器に対するずれを ARICH 検出器に加えたジオメトリーでのモンテカルロシミュレーションの結果を述べる。ARICH 検出器の軸の定義を図 4.4 に示す。

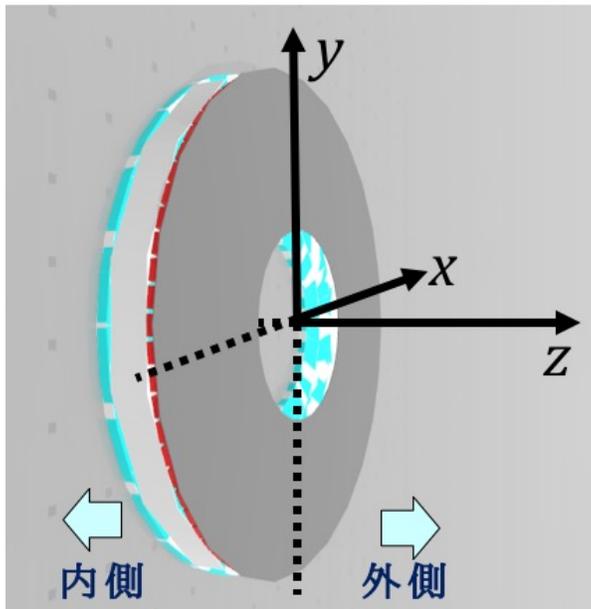


図 4.4: ARICH の座標系

本研究では $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象を用いたアライメントが予定されていたため μ 粒子を用いてシミュレーションを行った。しかし Phase II ではトリガー条件より $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象の取得が困難であったため、その後 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ の e^- を用いてシミュレーションを行い、Phase II ではこれをアライメントに用いた。

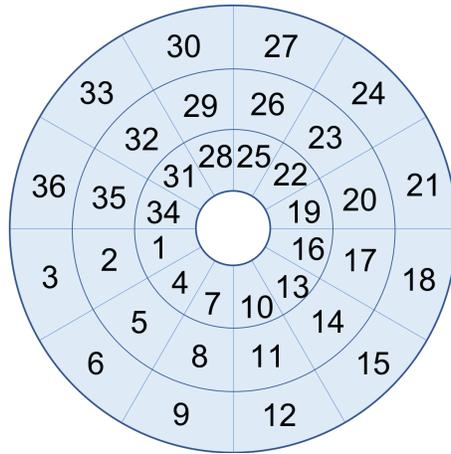


図 4.5: 36 分割の小領域に分けた ARICH

本研究では図 4.5 に示すように ARICH を 36 個の領域に分割してずれの結果の確認を行った。図 4.6 に ARICH の 6 パラメータへのずれの方向と大きさを示す。これは ARICH 検出器が回転した場合や複数のずれが混合した際に ARICH の各部分によってずれ方に違いが出るためである。ARICH が x 軸、 y 軸に沿って並進移動するときはチェレンコフリングに対するトラックの飛跡点がそれぞれ右側、上側に方向にずれる。 z 軸に沿って並進移動するときは衝突点から離れる向きにずれる。ARICH が x 軸を中心に回転するとき ARICH の上下部分が大きな影響を受け、 y 軸中心に回転するときには ARICH の左側と右側が大きな影響を受ける。ARICH が z 軸中心に回転するとは ARICH が反時計回りに回ることを示す。

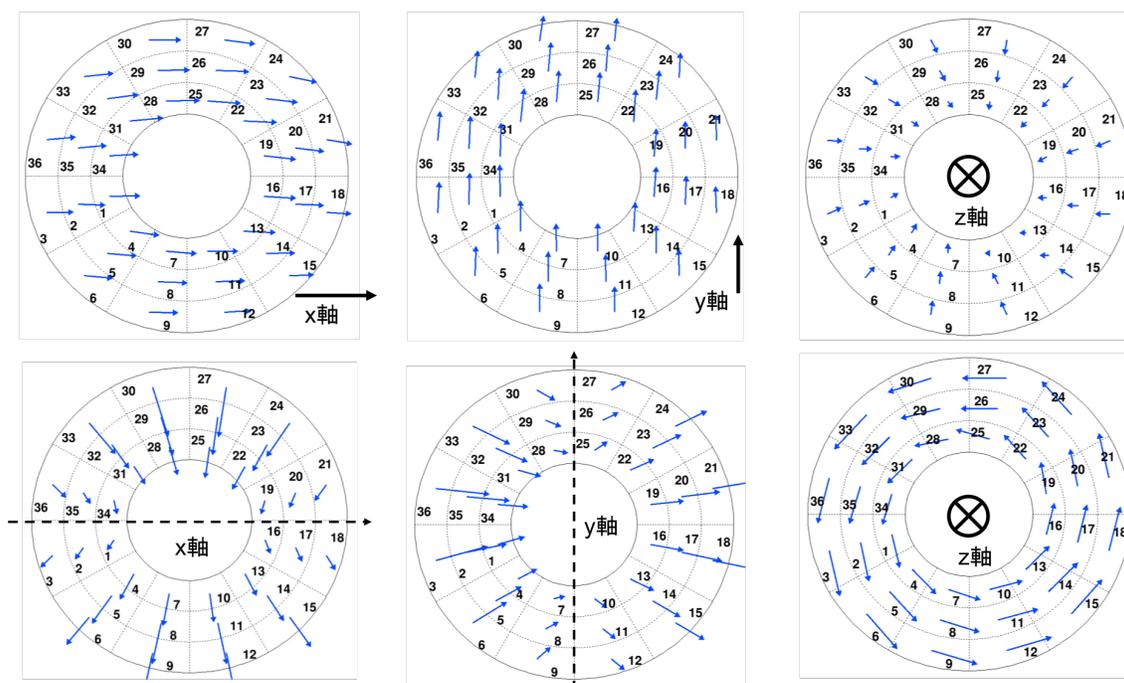


図 4.6: (上)ARICH の x 軸、y 軸、z 軸並進方向へのずれ、(下)ARICH の x 軸、y 軸、z 軸中心回転方向へのずれ

4.2.1 μ 粒子を用いた ARICH のずれのシミュレーション

x 軸並進方向と y 軸並進方向にずれた場合のチェレンコフ角度の ϕ_{ch} 依存性について、100,000 イベントの $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ を MC シミュレーションで生成して検証した。その結果、 $n \cos \theta_c$ は分割した 36 領域で同じで図 4.7、図 4.8 に示すような振幅と位相をもった \cos 関数で表される。

Belle II 実験のモンテカルロシミュレーションにおいて、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象の生成には KKMC イベントジェネレータ [13] または PHOKHARA イベントジェネレータ [14] を使用することが出来る。ここでは、KKMC イベントジェネレータを用いてシミュレーションを行った。KKMC イベントジェネレータは短距離のハードな電磁相互作用および弱い相互作用を良く記述し、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ だけでなく、 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ や軽いクォーク対への $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 事象の生成にも使われている。PHOKHARA イベントジェネレータは、電磁相互作用の高次 (NLO) の補正を含めた計算を行い、例えば $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ 事象などをより精度よく再現する。

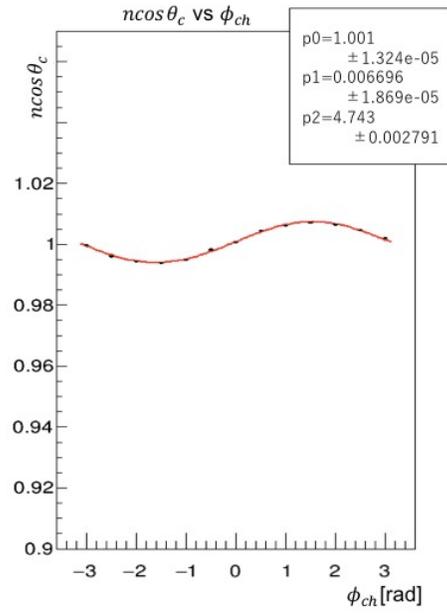
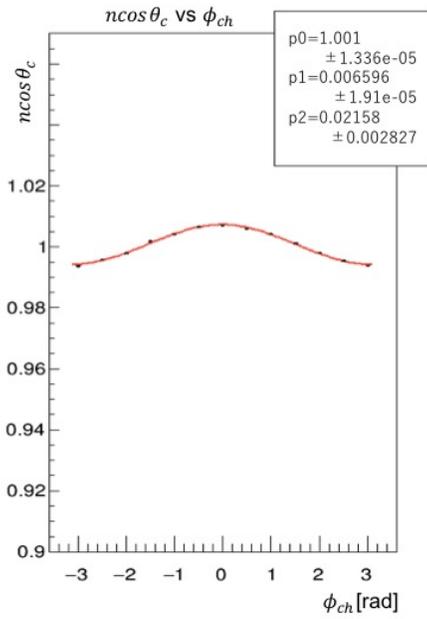


図 4.7: x 軸方向並進移動のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}

図 4.8: y 軸方向並進移動のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}

図 4.7 は 5mm ずつ ARICH を移動させたときのグラフであるが、これを 4mm、3mm と変更していくと振幅が図 4.9 のように線形の関係を持って小さくなっていく。ずれが y 軸並進のときの振幅とずれの大きさの関係についても同じ規則性を持つ。

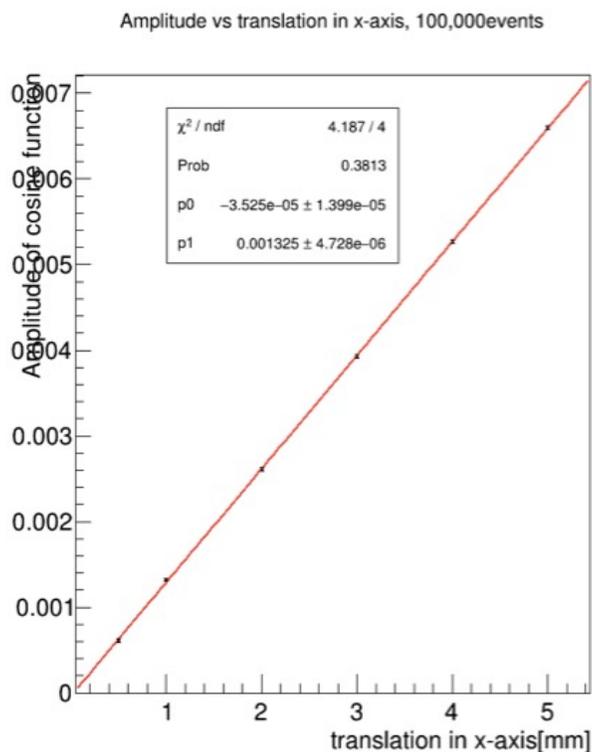


図 4.9: x 軸方向並進移動のずれと cos 関数の振幅の関係

4.2.2 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ イベントを用いた ARICH 並進方向へのずれのシミュレーション

次章では Belle II 実験 Phase II における $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ の e^- を選んで解析に用いている。その実験環境および解析手法と同様のモンテカルロシミュレーションを行い、Belle II 実験 Phase II において ARICH 検出器の位置が、正しい設置位置からずれたときの応答を定量的に調べた。

図 4.5 のように ARICH を 36 個の小さな領域に分けた際の $n \cos \theta_c$ と ϕ_{ch} の関係を関数 $n \cos \theta_c = a + b \cos(\phi_{ch} + c)$ でフィッティングした際の結果を示す。

図 4.10 は ARICH を x 軸並進方向に 5mm ずらしたときの $n \cos \theta_c$ と ϕ_{ch} の関係性を示したグラフである。振幅は約 0.006 で 36 個のグラフはおおよそ同じ形をしている。

図 4.11 は ARICH を y 軸並進方向に 5mm ずらしたときの $n \cos \theta_c$ と ϕ_{ch} の関係性を示したグラフである。振幅は約 0.006 で位相は x 軸並進方向にずれたときと比べて $\frac{\pi}{2}$ ずれており、36 個のグラフはおおよそ同じ形をしている。

図 4.12 は ARICH を z 軸並進方向に 5mm ずらしたときの $n \cos \theta_c$ と ϕ_{ch} の関係性を示したグラフである。36 個の領域で異なる振幅と位相を持つ。ARICH の内側では振幅が小さく外側になるにつれて大きくなる傾向がある。

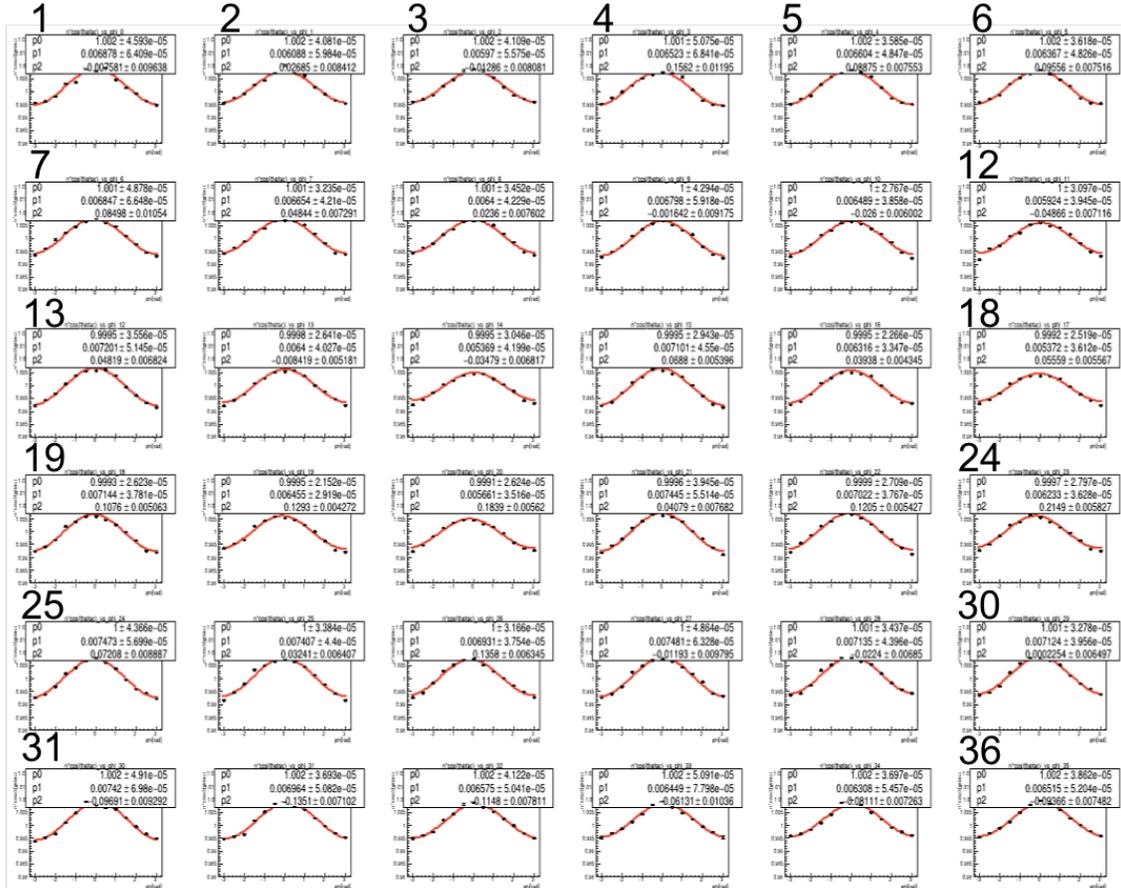


図 4.10: x 軸方向並進移動 5mm のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}

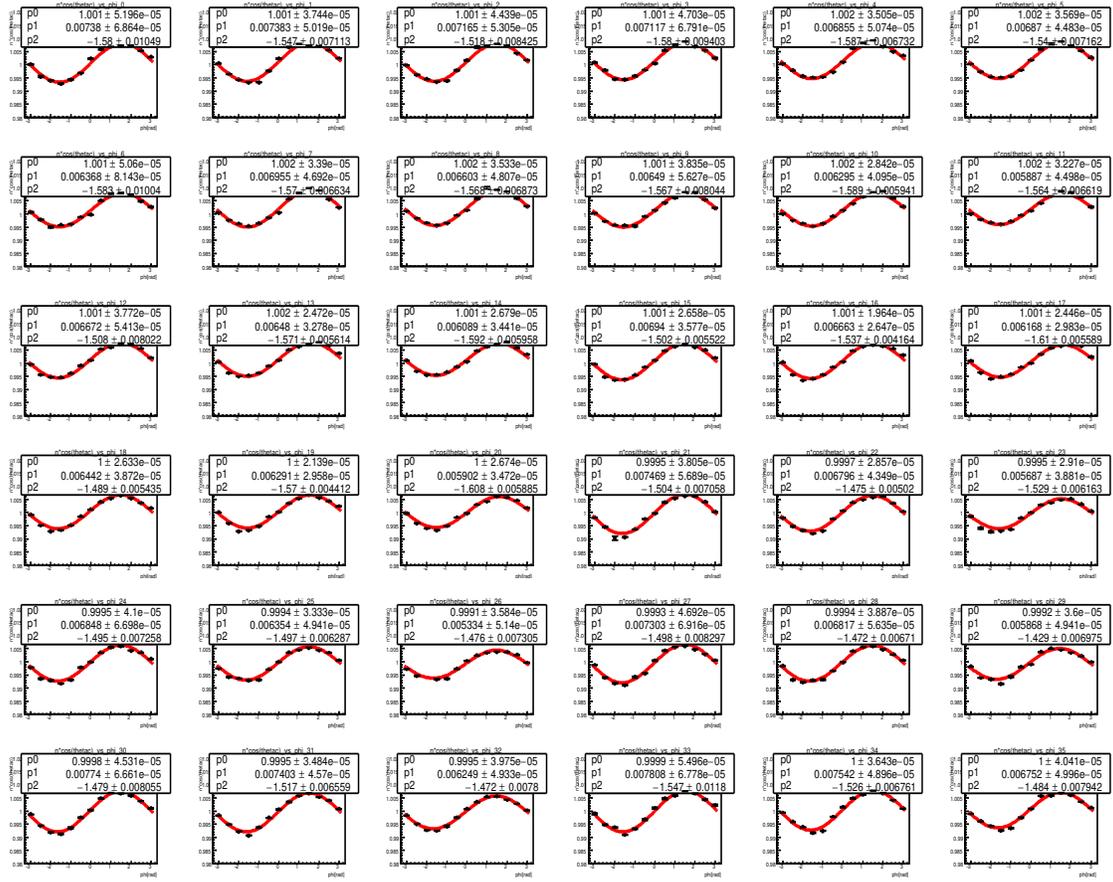


図 4.11: y 軸方向並進移動 5mm のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}

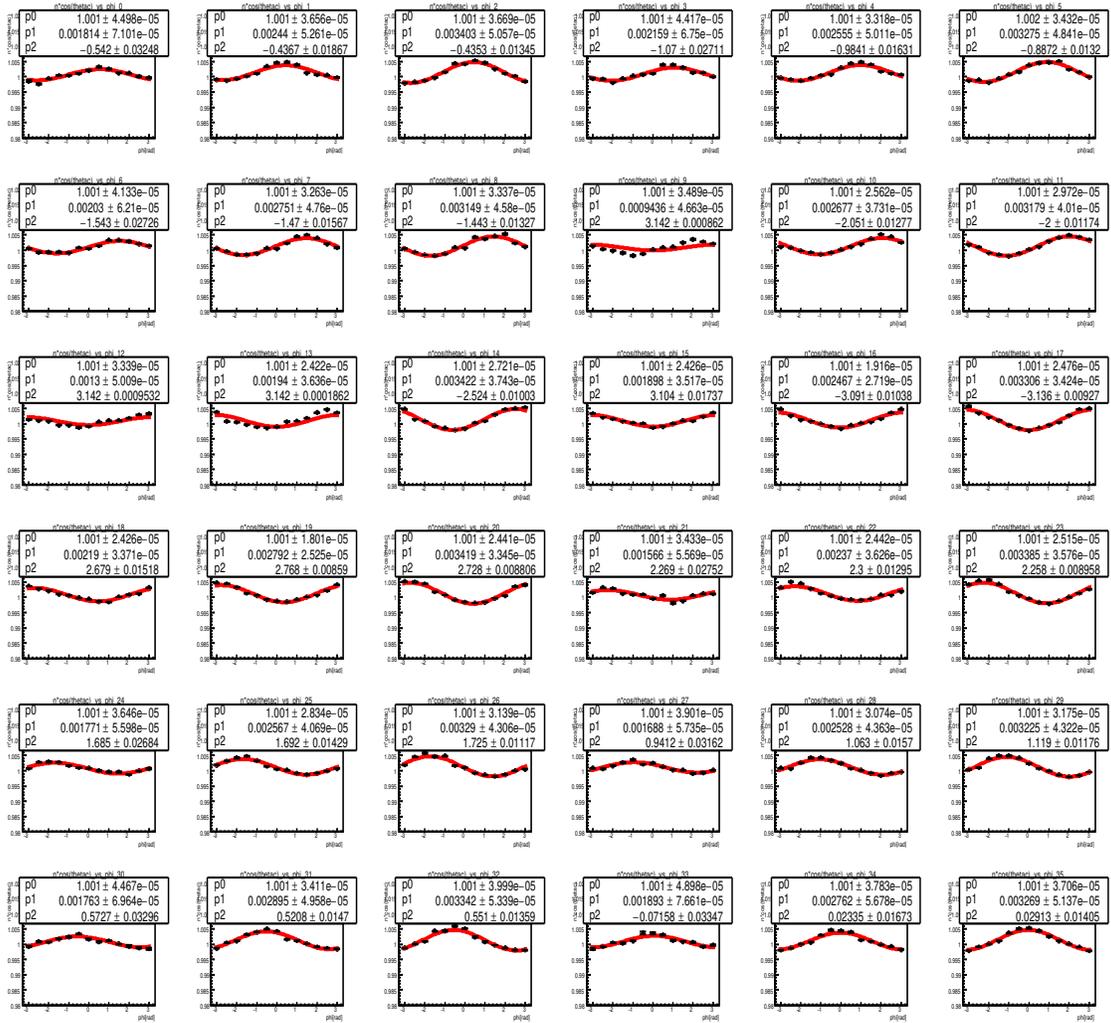


図 4.12: z 軸方向並進移動 5mm のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}

4.2.3 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ イベントを用いた ARICH 回転方向へのずれのシミュレーション

図 4.13 は ARICH を x 軸中心に 1.0° 回転させたときの $n \cos \theta_c$ と ϕ_{ch} の関係性を示したグラフである。36 個の領域で異なる振幅を持つ。

図 4.14 は ARICH を y 軸中心に 1.0° 回転させたときの $n \cos \theta_c$ と ϕ_{ch} の関係性を示したグラフである。36 個の領域で異なる振幅を持ち、 x 軸中心に回転移動させたときと比べて位相が $\frac{\pi}{2}$ ずれる。

図 4.15 は ARICH を z 軸中心に 0.5° 回転させたときの $n \cos \theta_c$ と ϕ_{ch} の関係性を示したグラフである。36 個の領域で異なる位相を持つ。

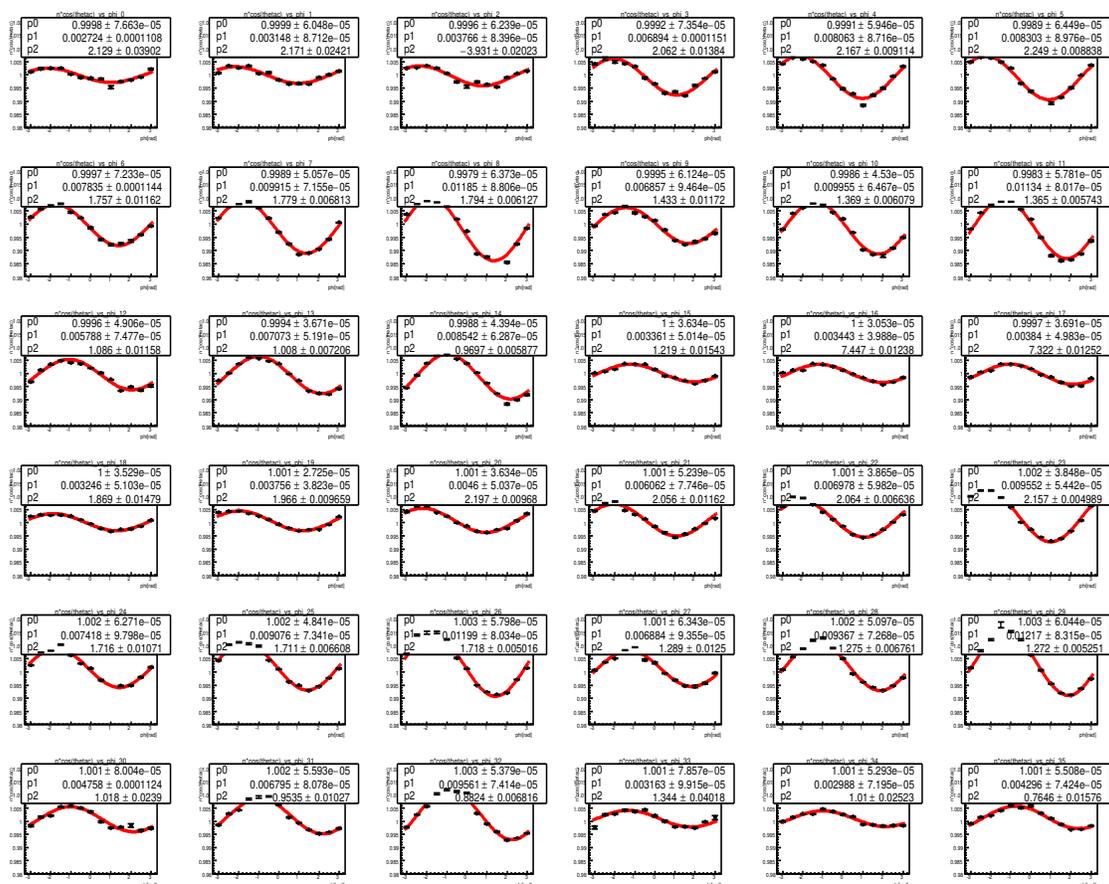


図 4.13: x 軸中心回転移動 1.0° のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}

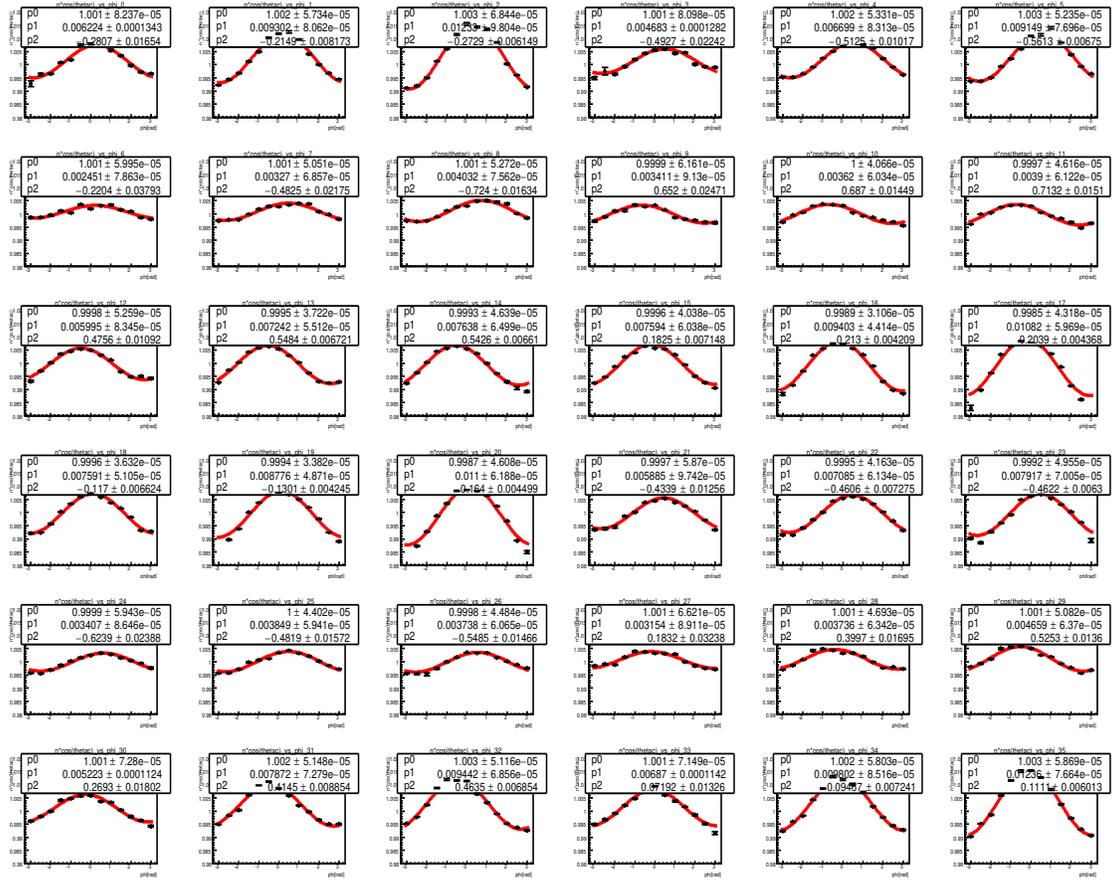


図 4.14: y 軸中心回転移動 1.0° のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}

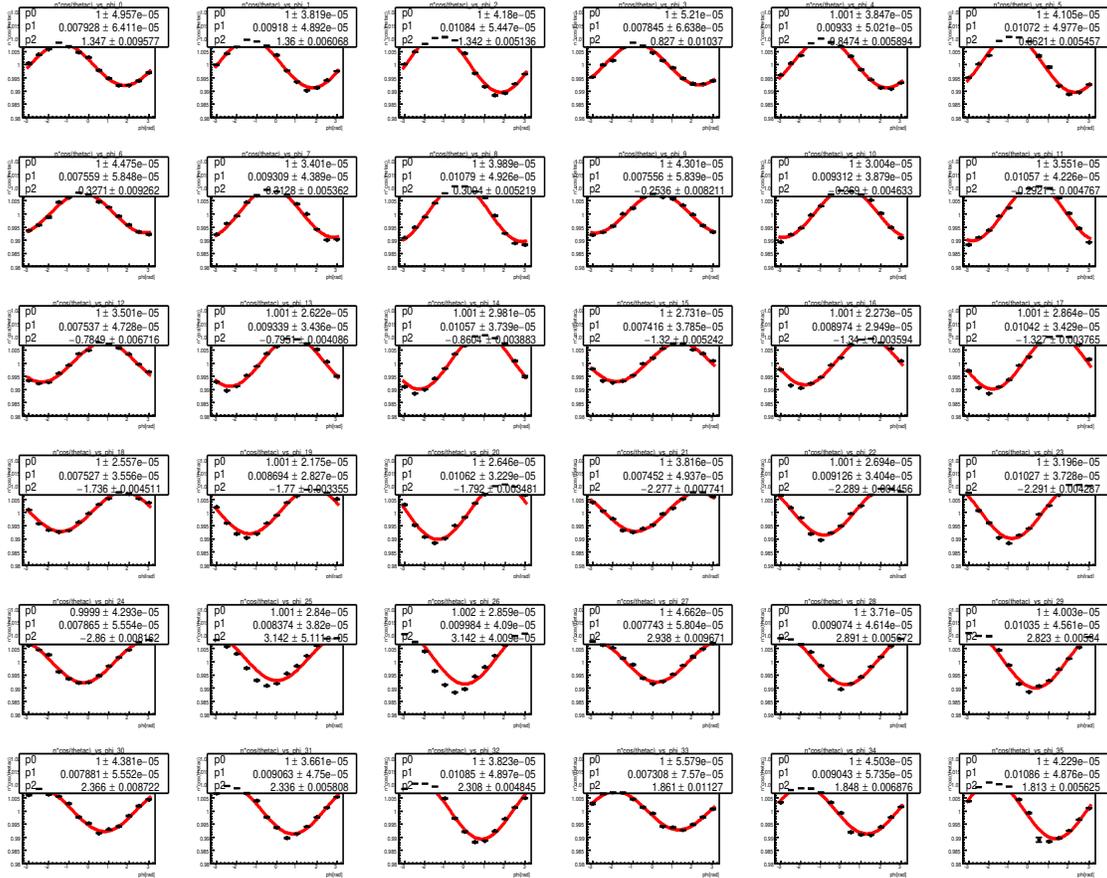


図 4.15: z 軸中心回転移動 0.5° のずれ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}

4.3 ARICH のアライメントのずれを求める手法

以下ではチェレンコフ光検出位置のフィットによりアライメントのずれを求める手法を述べる。

1. 先述した $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ のシミュレーション結果である x 軸方向、 y 軸方向、 z 軸方向それぞれの 5mm 並進移動と x 軸中心、 y 軸中心それぞれに 1.0° の回転移動、 z 軸中心 0.5° の回転移動の 6 つそれぞれを 36 分割して \cos 関数でフィットしたときのオフセット、振幅、位相をアライメントフィットのためのサンプルとして用意する。
2. フィッティングを行う実データも 36 分割した $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch} のグラフそれぞれから 13 点の値を用意する。この 13 点とは $-\pi \sim \pi$ の範囲で ϕ_{ch} を 13 分割し、13 領域の $n \cos \theta_c$ に対してそれぞれガウス関数と一次関数でフィットしたときのガウス関数の中心値 (Mean) である。

3. ARICH の x 軸、y 軸、z 軸方向への並進移動の大きさ [mm] と x 軸、y 軸、z 軸中心の回転移動の大きさ [degree] とオフセットの 7 つをフリーパラメータに設定する。
4. 式 4.1 の χ^2 が最小になるように 7 つのフリーパラメータを Minuit を用いてフィットする。このとき 36 領域間で位相と振幅は相対的に固定されている。

$$\chi^2 = \sum \frac{(x - a)^2}{x_{err}^2} \quad (4.1)$$

ここで x は実データの 36×13 個の点、 x_{err} はそれらのエラーを表している。 a は規格化した 6 種類のずれに対応するシミュレーションデータをそれぞれフィットパラメータの倍率をかけて足し上げ、さらにオフセットパラメータを足したものである。

第5章 ARICH 検出器のアライメント結果

5.1 使用した実データ

本研究では Belle II 実験初期のデータ (Phase II) の Prod5 と呼ばれるデータを用いてアライメントを行った。図 5.1 は Prod5 の Bhabha の電子、4,238,953 イベントの $n \cos \theta_c$ である。このとき ARICH 検出器の sector2,3 が作動していない期間があった。Prod5 でプリセクションされた Bhabha データにさらに電荷が負、 $E/p > 0.9$ 、 $E_9/E_{21} > 0.95$ 、再構成された運動量 $4\text{GeV}/c$ 以上の選別を行った。ここで E は粒子のエネルギー、 p は運動量である。 E_9/E_{21} は最も大きいエネルギーを検出した CsI 結晶を中心に 9 個の結晶で観測されたエネルギーと、四隅を除く周りをいれた 21 個の結晶で観測されたエネルギーの比率である。 E/p 、 E_9/E_{21} が小さいものは飛跡検出器通過後すなわち ARICH 検出器付近で電磁シャワーを発生させている可能性があるためカット条件を加えた。

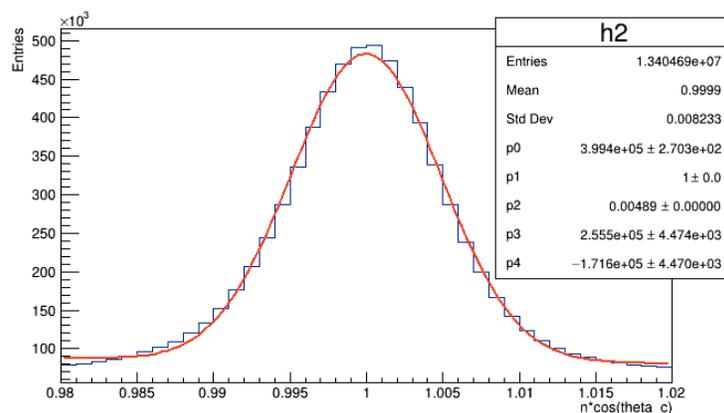


図 5.1: Prod5 のデータ $n \cos \theta_c$

図 5.2 の左は $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch} の 2D ヒストグラム、右は ϕ_{ch} を 13 領域に分割し、各領域で $n \cos \theta_c$ にガウス関数でフィットしたときの Mean をプロットし \cos 関数でフィッティングしたものである。図 5.2 は図 4.3 と比べて有意な ϕ_{ch} 依存性を持っている。このことから ARICH 検出器は本来の位置とずれていることが分かる。

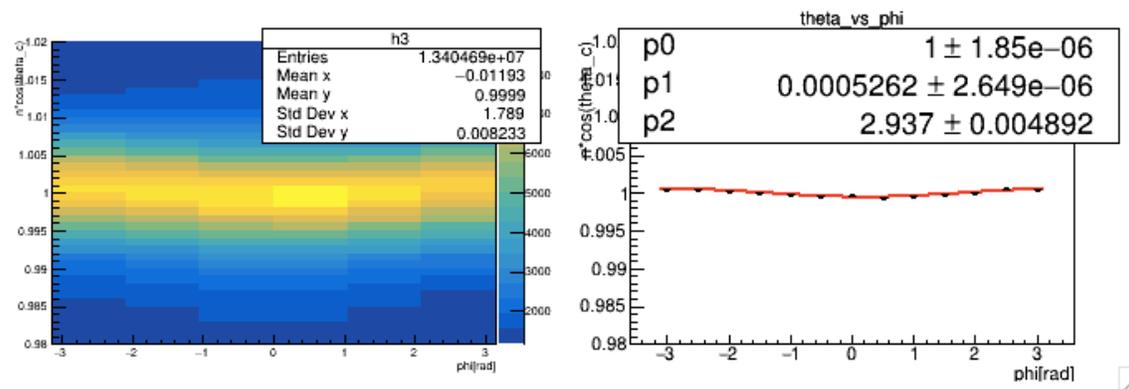


図 5.2: Prod5 のデータ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}

図 5.2 の実データを 36 分割したものが図 5.3 である。ARICH の内側部分ではイベント数が少ないことが分かる。

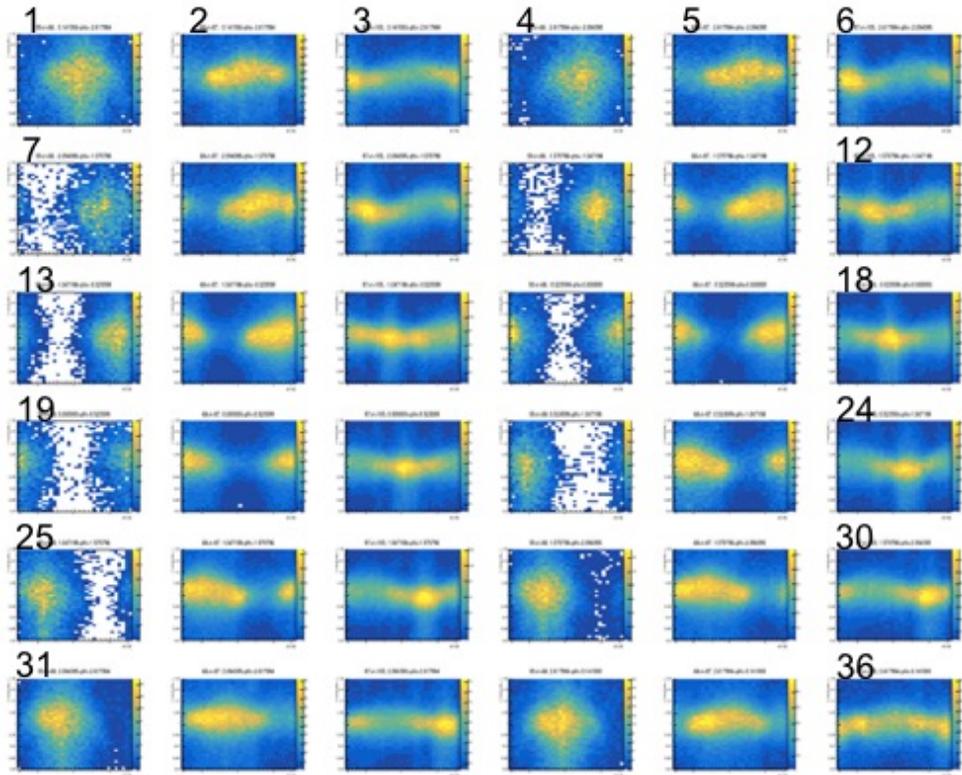


図 5.3: 36 分割した Prod5 のデータ $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}

5.2 実データへのアライメントフィット結果

上記の手法を用いてアライメントフィットをした実データが図 5.4 である。エラーバーが 0.003 以上、イベント数が 100 以下、 $n \cos \theta_c$ にフィットしたガウス関数の sigma が 0.01 以上の点は除いた。

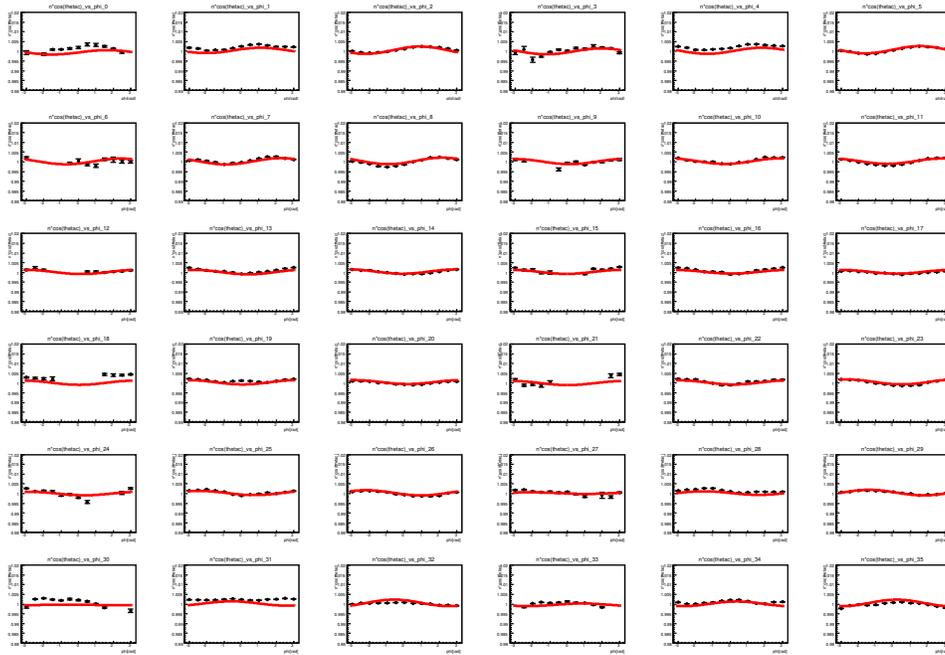


図 5.4: 36 分割した Prod5 のデータにアライメントフィットした結果 $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch}

このフィッティングにより ARICH のずれは表 5.1 と計算された。

表 5.1: ARICH のずれ (アライメントフィットの結果)

	並進移動 [mm]	回転移動 [°]
x 軸	-0.816 ± 0.007	0.0537 ± 0.0010
y 軸	0.354 ± 0.006	0.1034 ± 0.0010
z 軸	1.790 ± 0.009	-0.0130 ± 0.0002

構造体の機械的な設置精度から起こりうるずれの最大値は並進方向 2mm、回転方向 0.09° である。表 5.1 のずれには構造体以外からのずれも含まれている可能性があるが、結果はおおよそ構造体から予測されるずれの範囲内である。

得られた並進方向および回転方向のずれを、36 分割した ARICH 検出器上で矢印で図示したものが図 5.5 である。

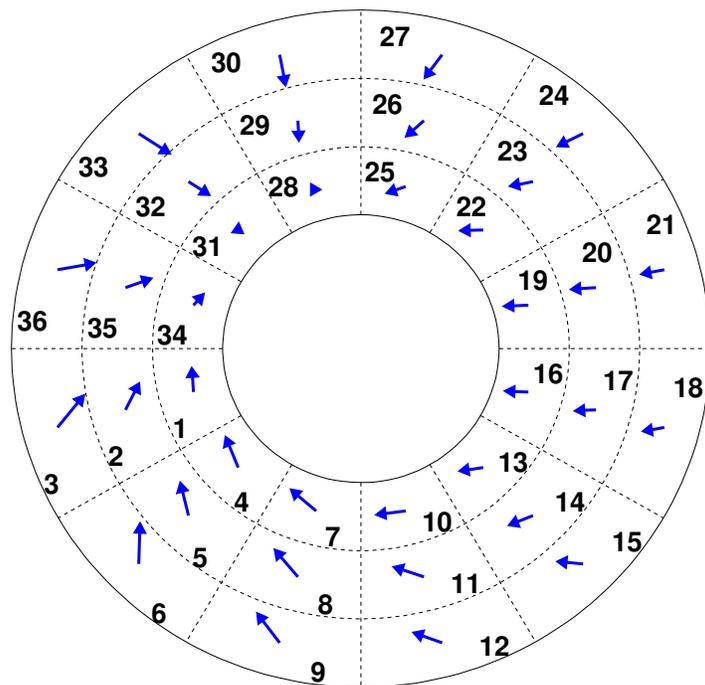


図 5.5: Phase II で測定した ARICH 検出器のずれ

表 5.1 の結果を Bhabha の実データに適用したところ図 5.6 に示すように $n \cos \theta_c = [p0] + [p1] \cos(\phi_{ch} + [p2])$ でフィットしたところ、 ϕ_{ch} 依存の \cos 関数の振幅は 0.00053 から 0.00016 に改善した。

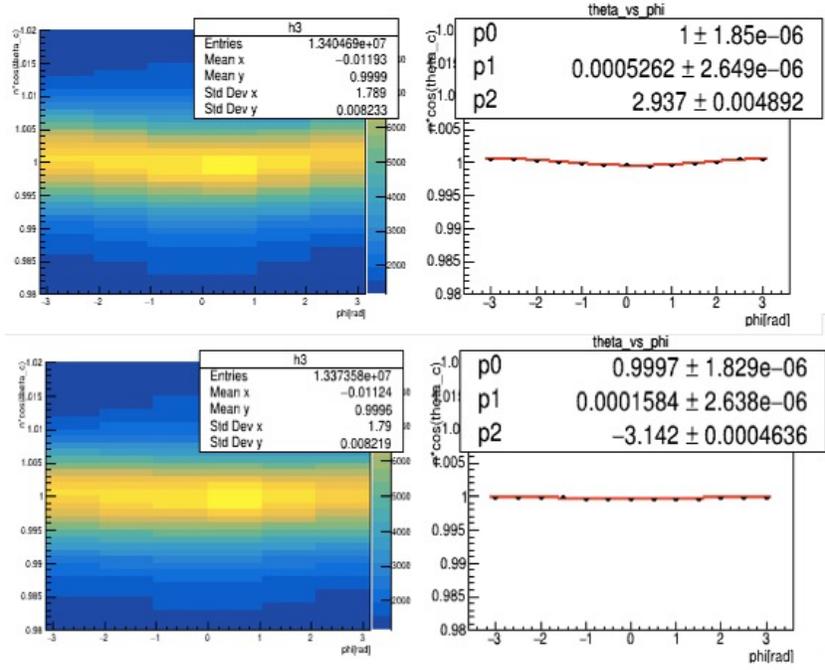


図 5.6: $n \cos \theta_c$ vs ϕ_{ch} (上) アライメント結果適用前、(下) アライメント結果適用後

アライメント前とアライメント後のチェレンコフ角度 θ_c の分布はそれぞれ図 5.7 と図 5.8 に示すようになった。これにガウス関数と 3 次関数でフィットしたときのガウス関数の $\sigma(p2)$ は 0.0164rad から 0.0153rad となり、約 7% 改善した。

K/π の分離能力 S は K と π のチェレンコフ角の違い $\Delta\theta_c$ 、光子数 N_{pe} 、チェレンコフ角の角度分解能 σ_θ を用いて式 5.1 と表される。よってチェレンコフ角 θ_c の分解能 σ_θ の 7% の改善は K/π の分離能力 S の 7% の向上に対応する。

$$S = \frac{\Delta\theta_c}{\sigma_\theta} \sqrt{N_{pe}} \quad (5.1)$$

このアライメント結果は、Belle II 実験で正式に採用されており、現在の最新のリプロセスされた Phase II データに適用されている。

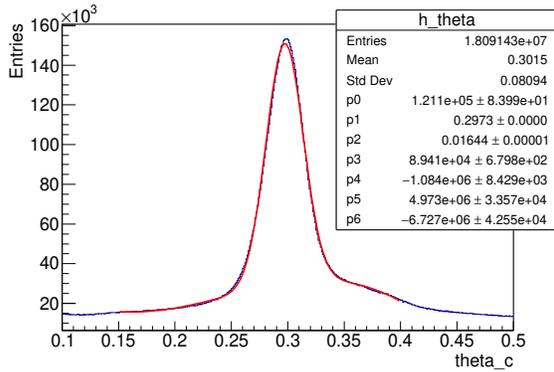


図 5.7: アライメント前 θ_c

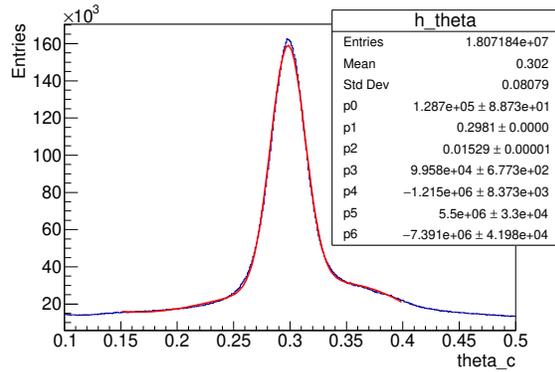


図 5.8: アライメント後 θ_c

5.3 アライメント結果の妥当性の検証

表 5.2 に示すアライメント結果の値を入力として、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ を 200,000 イベントを生成して MC シミュレーションを行ない、アライメント結果の妥当性を検証した。

表 5.2: 入力したアライメントフィットの結果

	並進移動 [mm]	回転移動 [°]
x 軸	-0.82	0.054
y 軸	0.35	0.103
z 軸	1.79	-0.013

その MC シミュレーションにアライメントフィットを行ったところ表 5.3 の結果が得られた。これは ARICH 検出器が図 5.9 のようにずれていることを表す。またこの結果は入力値を並進移動で約 0.1mm、回転移動で約 0.01° の精度で再現できていると言える。

表 5.3: MC シミュレーションのアライメントフィットの結果

	並進移動 [mm]	回転移動 [°]
x 軸	-0.711 ± 0.009	0.0649 ± 0.0015
y 軸	0.414 ± 0.008	0.0880 ± 0.0016
z 軸	1.879 ± 0.013	-0.0223 ± 0.0004

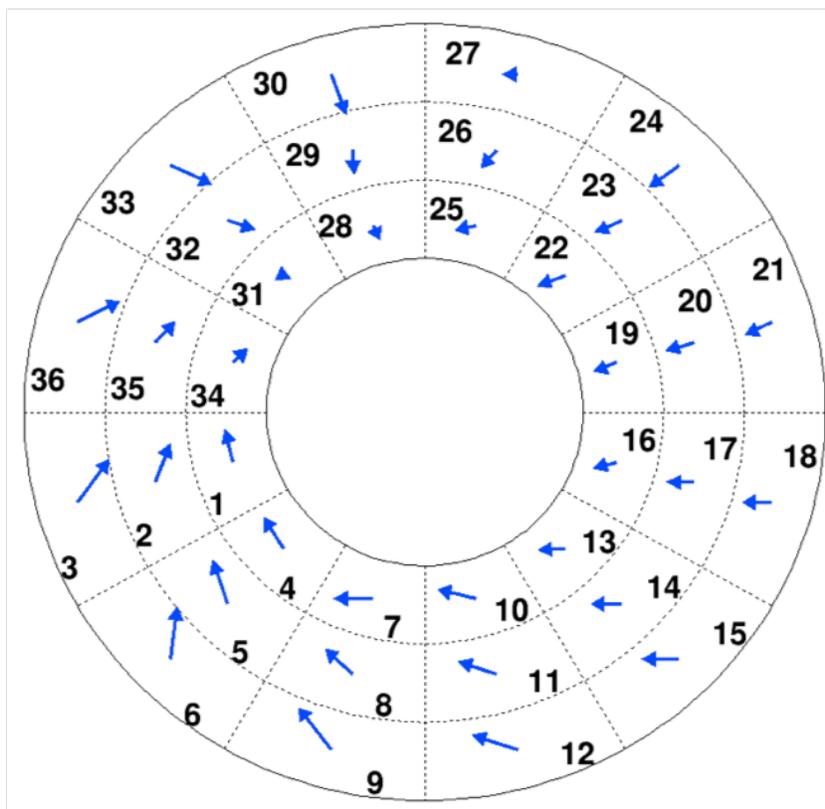


図 5.9: シミュレーションで再現した ARICH 検出器のずれ

第6章 B 中間子の放射崩壊 $B \rightarrow K^* \gamma$

SuperKEKB 加速器では 7GeV の電子と 4GeV の陽電子の衝突により質量 $10.58\text{GeV}/c^2$ の $\Upsilon(4S)$ を生成する。 $\Upsilon(4S)$ は b クォークと \bar{b} クォークからなる中間子であり、その約 48.6% が $B^0 \bar{B}^0$ に、約 51.4% が $B^+ B^-$ に崩壊する共鳴状態であり、これらの B 中間子の崩壊過程について様々な物理解析が行われる。

$B \rightarrow K^* \gamma$ 崩壊はループを介してのみ発生する B 中間子の稀崩壊事象である。この崩壊は質量の大きな仮想粒子の寄与が大きく新物理に敏感である。本章では $B \rightarrow K^* \gamma$ 崩壊の概要を述べる。

6.1 $K^* \gamma$ の物理

本研究の対象である $B \rightarrow K^* \gamma$ 崩壊はクォークレベルでは $b \rightarrow s \gamma$ という崩壊であるが、この崩壊過程は FCNC (Flavor Changing Neutral Current) 過程と呼ばれるフレーバーを変える中性カレント過程であり、ツリーレベルの $b \rightarrow s \gamma$ は標準模型では禁止されている。そのため、この過程は最低次で 1 ループダイアグラム (そのダイアグラムの形状からペンギンダイアグラムと呼ばれる) を通して起こる。このようなループを介した崩壊過程においては、質量の大きな仮想粒子の寄与が大きく効く。例えば $b \rightarrow s \gamma$ 遷移のループの中では、 u 、 c 、 t の 3 つの仮想クォークのうち、 t クォークの寄与が最も大きく働く。

標準模型では $B \rightarrow K^* \gamma$ は図 6.1 の左図で表されるループを介した崩壊過程のみであるため CP 対称性は保存される。しかしながら図 6.1 の右図で表される荷電ヒッグス粒子などの電荷を持つ新粒子による崩壊過程が加わると崩壊分岐比や CP 非対称度、アイソスピン非対称度に標準模型とのずれが生じる [15]。FCNC 過程は、 $B \rightarrow K \pi$ などハドロンのみへ崩壊にも含まれるが、同じ終状態を持つツリーレベルの $b \rightarrow u$ 遷移の寄与があり、標準模型における上記の量 (崩壊分岐比、CP 非対称度など) の見積りが難しい。また $b \rightarrow d \gamma$ 崩壊においては、 u クォークを含むループ過程における長距離の強い相互作用の効果が無視できず、かつそのような効果を理論計算により定量的に見積もることが難しい。 $b \rightarrow s \gamma$ 崩壊ではこれらのような過程の寄与が少なく、よりクリーンな FCNC 過程である。FCNC 過程のループの中に標準模型を超える新物理の寄与がある場合、崩壊分岐比、CP 非対称度、アイソスピン非対称度へのアノマリーが顕著になりやすく新物理への感度が高い過程であると言える。

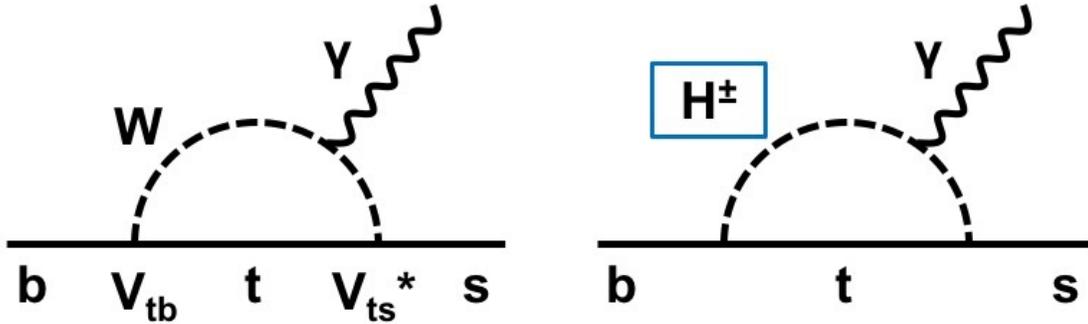


図 6.1: 標準模型過程と新物理過程

$B \rightarrow K^*\gamma$ と $B \rightarrow \rho\gamma$ や $B \rightarrow \omega\gamma$ で求めた $|\frac{V_{td}}{V_{ts}}|$ と、 $B_d^0\overline{B}_d^0$ 振動および $B_s^0\overline{B}_s^0$ 振動で得られる $|\frac{V_{td}}{V_{ts}}|$ (CDF 実験で 0.34% の精度で求められた [16]) の不一致がみられた場合、また他の混合角や CP 位相の測定結果との不一致がみられた場合には $B \rightarrow K^*\gamma$ 、または $B \rightarrow \rho\gamma$ 、 $B \rightarrow \omega\gamma$ において新物理が関与している可能性がある。

また標準模型を超える新物理が存在し、新物理に伴う新粒子が充分重く LHC 実験で発見できないとき、新粒子が b クォークや s クォークにわずかに結合するならば $b \rightarrow s$ 遷移において新物理の寄与が観測される可能性がある。

本研究では新しい物理の発見を目指し、 $b \rightarrow s\gamma$ の過程の一つである $B \rightarrow K^*\gamma \rightarrow K\pi\gamma$ 崩壊に注目する。 $B \rightarrow K^*\gamma$ 過程は $b \rightarrow s\gamma$ の崩壊分岐比の 10% 程度を占める重要な崩壊モードであり、かつ荷電 K/π 中間子が高い運動量を持つため高運動領域での粒子識別が重要なモードとなり ARICH が大きく貢献する。

6.2 過去の測定 (最初の発見と Belle, Babar の測定)

$B \rightarrow K^*\gamma$ 過程は 1993 年に CLEO 実験の $1.4fb^{-1}$ で初めて $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ が発見された [17]。

Belle 実験や Babar 実験では B 中間子の崩壊の測定により小林・益川模型の証明をした。特に Belle II 実験の前身である Belle 実験では新物理の兆候がいくつか観測されているが多くの崩壊で統計誤差に埋もれ新物理には至らなかった。

Belle 実験では全データ ($711fb^{-1}$) を用いた $B \rightarrow K^*(892)\gamma$ の解析では全ての測定で標準理論と誤差の範囲内で一致した。しかし世界で初めてアイソスピン非対称度を 3.1σ の精度で観測し、 ΔA_{cp} の観測にも成功した [15]。

Belle 実験においては $b \rightarrow s\gamma$ と相補的な FCNC 過程の $b \rightarrow sl^+l^-$ において新しい物理の兆候がみられている。 $b \rightarrow s\gamma$ 過程を詳細に調べることは、 $b \rightarrow sl^+l^-$ 過程において新しい物理が発見された際の新物理のモデルの特定に対しても重要である。

6.3 過去の測定で得られた崩壊分岐比

現在実験では CLEO 実験、Belle 実験、Babar 実験の測定から $B \rightarrow X_s \gamma$ の崩壊分岐比の世界平均は $(3.43 \pm 0.21 \pm 0.07) \times 10^{-4}$ である [18]。ここで最初の誤差は統計誤差、次の誤差は系統誤差を表している。この崩壊分岐比の理論予測値は $(3.36 \pm 0.23) \times 10^{-4}$ であるから標準理論と誤差の範囲内で一致している [17]。

各崩壊分岐比を式 6.1(PDG2018 参照) に示す。

$$\begin{aligned} BF(B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma) &= (4.18 \pm 0.25) \times 10^{-5} \\ BF(B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma) &= (3.92 \pm 0.22) \times 10^{-5} \end{aligned} \tag{6.1}$$

第7章 $B \rightarrow K^* \gamma$ 事象選別条件

$B \rightarrow K^* \gamma$ のモンテカルロシミュレーションを行い、選別条件の最適化、信号事象数の見積もりを行った。

本研究のモンテカルロシミュレーションでは信号事象は $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$ は $4.4 \times 10^3 \text{fb}^{-1}$ 、 $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma$ は $5.6 \times 10^3 \text{fb}^{-1}$ の積分ルミノシティに対応する量のシミュレーションデータ量を用いた。背景事象には $e^+ e^- \rightarrow B \bar{B}$ の3倍の生成断面積をもつ $e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}$ ($q = u, d, s, \text{ or } c$) 事象および $B \bar{B}$ 崩壊による背景事象があり、どちらも 50fb^{-1} に対応する量のシミュレーションデータを用いた。

本研究は太田恭平氏の研究 [17] を引き継いだものであるため、選別条件の大半は先行研究の値を用いた。 $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ 、 $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ 、 $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K_S^0 \pi^+ \gamma$ を再構成する際の選別条件をそれぞれ表 7.1、表 7.2、表 7.3 に示す。選別条件に用いた変数については後述する。ここで再構成に用いた運動学的変数 M_{bc} は式 7.1 で表される Beam Constrained Mass と呼ばれる値で、 ΔE は式 7.2 で表される Energy Difference と呼ばれる値である。 E_{CMS} は $e^+ e^-$ ビームの重心系エネルギー (=10.58 GeV)、 \vec{p}_{CMS}^B は重心系における B 中間子の運動量ベクトル、 E_{CMS}^B は重心系における B 中間子のエネルギーである。

$$M_{bc} = \sqrt{\left(\frac{1}{2} E_{CMS}\right)^2 - |\vec{p}_{CMS}^B|^2} \quad (7.1)$$

$$\Delta E = E_{CMS}^B - \frac{1}{2} E_{CMS} \quad (7.2)$$

表 7.1: $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の選別条件

粒子	選別条件
光子 γ	$1.8\text{GeV} < E^*$ (重心系エネルギー) $< 3.0\text{GeV}$ $33^\circ < \theta_\gamma < 128^\circ$ (バレル部の ECL のみ) $E_9/E_{21} > 0.90$ ZernikeMVA > 0.66 クラスター二次モーメント $< 2.5\text{GeV}/c$ π^0 Probability < 0.87 η Probability < 0.97
K^+	$dr < 0.2\text{cm}$ $ dz < 1.4\text{cm}$ p_t (横運動量) $> 0.2\text{GeV}/c$
π^-	$dr < 0.2\text{cm}$ $dz < 1.4\text{cm}$ $p_t > 0.2\text{GeV}/c$
K^{*0}	$0.79 < M_{K\pi} < 0.99\text{GeV}/c^2$
B^0	$5.20 < M_{bc} < 5.29\text{GeV}/c^2$ $-0.5 < \Delta E < 0.5\text{GeV}$

表 7.2: $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ の選別条件

粒子	選別条件
光子 γ	$1.8\text{GeV} < E^* (\text{重心系エネルギー}) < 3.0\text{GeV}$ $33^\circ < \theta_\gamma < 128^\circ (\text{バレル部の ECL のみ})$ $E_9/E_{21} > 0.90$ $\text{ZernikeMVA} > 0.66$ クラスタ二次モーメント $< 2.5\text{GeV}/c$ π^0 Probability < 0.87 η Probability < 0.97
K^+	$dr < 0.2\text{cm}$ $ dz < 1.4\text{cm}$ $p_t (\text{横運動量}) > 0.2\text{GeV}/c$
π^0	$E_\gamma > 0.07\text{GeV}$ $ m_{\pi^0}^{PDG} - m_{\gamma\gamma} < 0.01\text{GeV}/c^2$ $\cos \theta_{\gamma\gamma} > 0.5$
K^{*+}	$0.79 < M_{K\pi} < 0.99\text{GeV}/c^2$
B^+	$5.20 < M_{bc} < 5.29\text{GeV}/c^2$ $-0.5 < \Delta E < 0.5\text{GeV}$

表 7.3: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の選別条件

粒子	選別条件
光子 γ	$1.8\text{GeV} < E^* (\text{重心系エネルギー}) < 3.0\text{GeV}$ $33^\circ < \theta_\gamma < 128^\circ$ (バレル部の ECL のみ) $E_9/E_{21} > 0.90$ $\text{ZernikeMVA} > 0.66$ クラスタ二次モーメント $< 2.5\text{GeV}/c$ π^0 Probability < 0.87 η Probability < 0.97
K_S^0	$0.35 < M < 0.65\text{GeV}/c^2$ $ V0\Delta z0 < 10\text{cm}$ $ V0\Delta d0 < 1\text{cm}$ $fl(\text{飛行距離}) > 0.6p$
π^+	$dr < 0.2\text{cm}$ $dz < 1.4\text{cm}$ $p_t > 0.2\text{GeV}/c$
K^{*+}	$0.79 < M_{K\pi} < 0.99\text{GeV}/c^2$
B^+	$5.20 < M_{bc} < 5.29\text{GeV}/c^2$ $-0.5 < \Delta E < 0.5\text{GeV}$

ここで dr は IP からトラックまでのビーム軸に垂直方向の距離、 $|dz|$ はビーム軸方向の距離である。 E_γ 、 $\theta_{\gamma\gamma}$ はそれぞれ π^0 の娘粒子 2γ のエネルギーと飛跡の間の角度である。 $|m_{\pi^0}^{PDG} - m_{\gamma\gamma}|$ は π^0 の mass constrained fit 後の 2γ の不変質量と π^0 の質量との差である。

再構成を行ったあと $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ と $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の崩壊モードには PID カットとして K/π Probability > 0.0014 の選別条件を加えている。また $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 背景事象の抑制として $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の再構成では BDT > 0.825 の選別条件を加え、 $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の再構成では BDT > 0.86 の選別条件を加えている。また $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の再構成では Likelihood Ratio > 0.54 の選別条件を加えている。これらについては後に詳しく述べる。

信号事象領域は $5.27 < M_{bc} < 5.29\text{GeV}/c^2$ 、 $-0.2 < \Delta E < 0.08\text{GeV}$ とし、信号事象領域外を $5.20 < M_{bc} < 5.29\text{GeV}/c^2$ 、 $5.20 < M_{bc} < 5.29\text{GeV}/c^2$ から信号事象領域を除いた領域とした。

7.1 光子選別

$b \rightarrow s\gamma$ は二体崩壊であるから光子は比較的高いエネルギーを持つ。ECL エンドキャップ部にはシンクロトロン放射などによる背景事象が多いため、バレル部で観測された候補のみを使用する。

ECL からの情報を用いてシャワー形状によって光子と他の粒子との選別を行う。 E_9/E_{21} は最も大きいエネルギーを検出した CsI 結晶を中心に 9 個の結晶で観測されたエネルギーと、四隅を除く周りをいれた 21 個の結晶で観測されたエネルギーの比率であり、光子はシャープであることから 1 に近いほど光子らしいといえる。 $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ 崩壊の MC サンプルでの E_9/E_{21} を図 7.1 に示す。本研究では $E_9/E_{21} > 0.9$ の緩いカットをかけた。

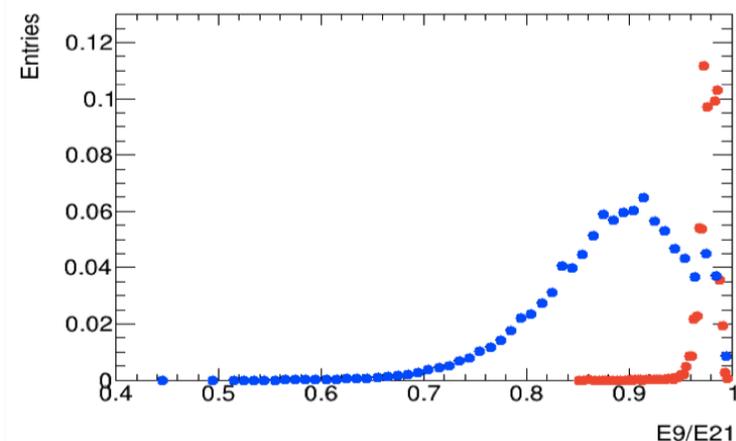


図 7.1: E_9/E_{21} :(赤) 光子、(青) 光子以外の粒子

ZernikeMVA は電磁シャワーとハドロンシャワーを分離するための変数である。電磁シャワーは幅が狭く中心から等方的に分布しているのに対し、ハドロンシャワーは形が非対称で多くの CsI 結晶にエネルギーを落とす。このエネルギーを落とす分布の違いから両者を分離する。Zernike polynomial (式 7.3) という半径 1 の単位円内での 2 次元分布関数がある。図 7.2 に 21 個の分布関数の図を示す。

$$\begin{aligned} \text{Zernike polynomial} &= R_{nm}(\rho)e^{-im\alpha} \\ R_{nm}(\rho) &= \sum_{s=0}^{\frac{n-|m|}{2}} (-1)^s \frac{(n-s)!}{s! \left(\frac{n+|m|}{2} - s\right)! \left(\frac{n-|m|}{2} - s\right)!} \rho^{n-2s} \end{aligned} \quad (7.3)$$

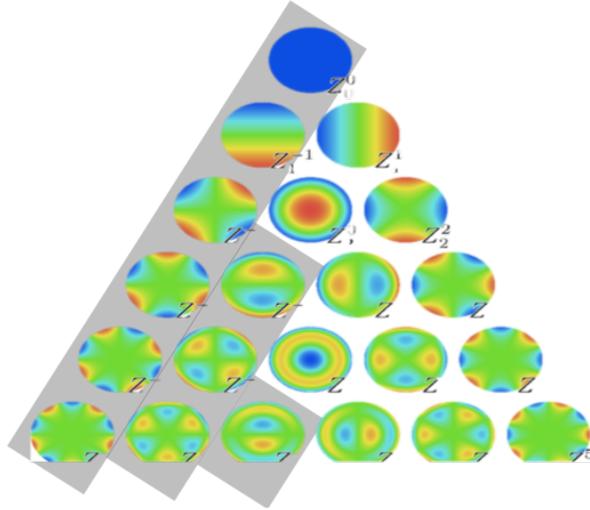


図 7.2: 21 個の分布関数、引用 Wikipedia

図 7.3 に示すようにあるクラスターに対して、原点から ECL クリスタルを結ぶ直線に対して垂直な平面にエネルギー損失の分布を射影する。このエネルギー損失を規格化したものと図 7.2 の積を半径 1 の単位円内で積分したものが式 7.4 で表される Zernike moments である。積分により方位角依存性はなくなり 21 個のうち独立なものは 11 個となる。図 7.2 のグレーに塗られていない 11 個 $|Z_{11}|, |Z_{20}|, |Z_{22}|, |Z_{31}|, |Z_{33}|, |Z_{40}|, |Z_{42}|, |Z_{44}|, |Z_{51}|, |Z_{53}|, |Z_{55}|$ が独立なものとして残る。

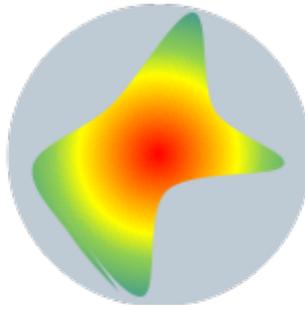


図 7.3: IP から見たエネルギー損失の 2 次元分布のイメージ図

$$|Z_{nm}| = \frac{n+1}{\pi} \frac{1}{\sum_i \omega_i E_i} |\sum_i R_{nm}(\rho_i) e^{-im\alpha_i} \omega_i E_i| \quad (7.4)$$

ここで i は電磁シャワーに含まれる結晶のインデックス、 E_i は i 番目の結晶に落としたエネルギー、

ρ_i はシャワーに対して垂直な平面における i 番目の結晶の距離、 α_i はシャワーに対して垂直な平面における i 番目の結晶の角度、 ω_i は全エネルギーに対する E_i の割合である。独立な 11 個のモーメントをまとめて 1 つのパラメータにしたものが MVA output であり、1 に近いほど光子らしいといえる。 $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ 崩壊の MC サンプルでの ZernikeMVA を図 7.4 に示す。

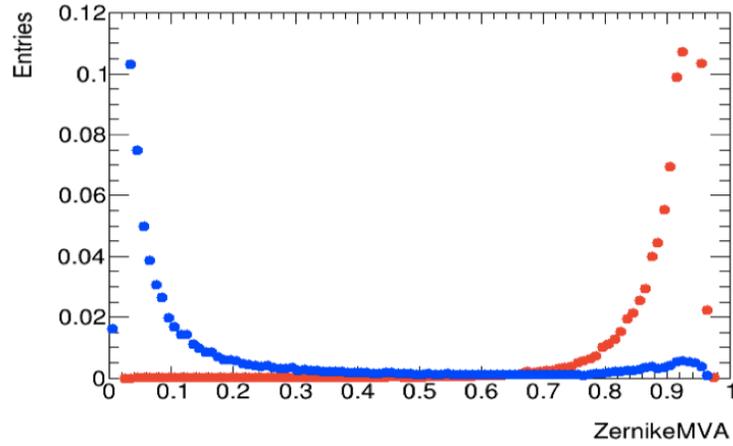


図 7.4: ZernikeMVA:(赤) 光子、(青) 光子以外の粒子

本研究では $E_9/E_{21} > 0.9$ とクラスター二次モーメント < 2.5 のカットをかけた状態で ZernikeMVA の選別条件を最適化した。比較用のサンプルには $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ を用いた。この π^0 の質量分布を図 7.5 に示す。これを表 7.4 の条件で再構成し、低運動量の γ をタグして高運動量の γ の数を π^0 の質量分布のフィットで求め、MC と実データを比較した。ZernikeMVA のカット値を変えて Significance を計算したものを図 7.6 に示す。これより Significance の最も大きい $ZernikeMVA > 0.66$ を選別条件とした。

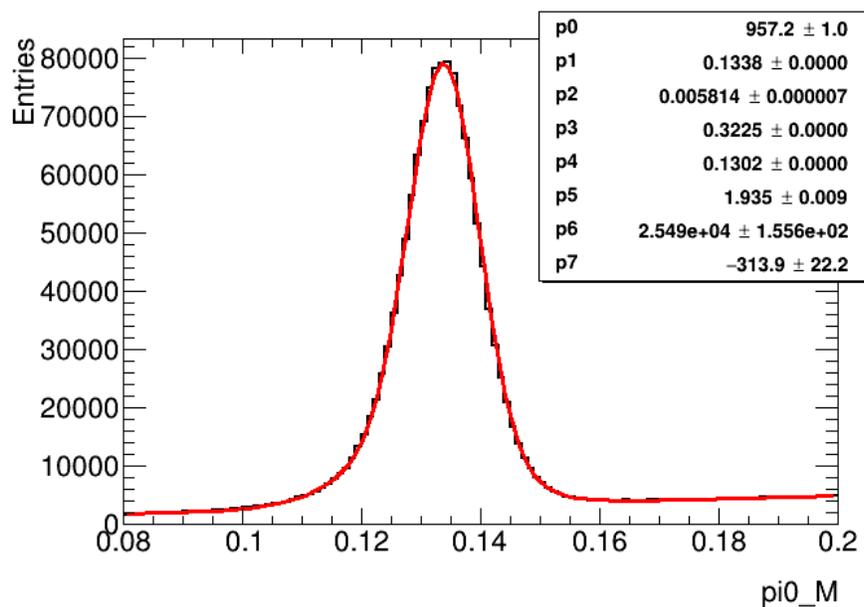


図 7.5: π^0 の質量分布

表 7.4: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の選別条件

粒子	選別条件
高運動量 γ	$1.8 < E_{CMS} < 3\text{GeV}$
低運動量 γ	$E_{CMS} < 1.7\text{GeV}$ ECL のバレル部のみ使用 $E < 0.07\text{GeV}$ $E_9/E_{21} > 0.94$ $ZernikeMVA > 0.52$ クラスタ二次モーメント $< 1.6\text{GeV}/c$
π^0	$0.08 < M < 0.2\text{GeV}/c^2$

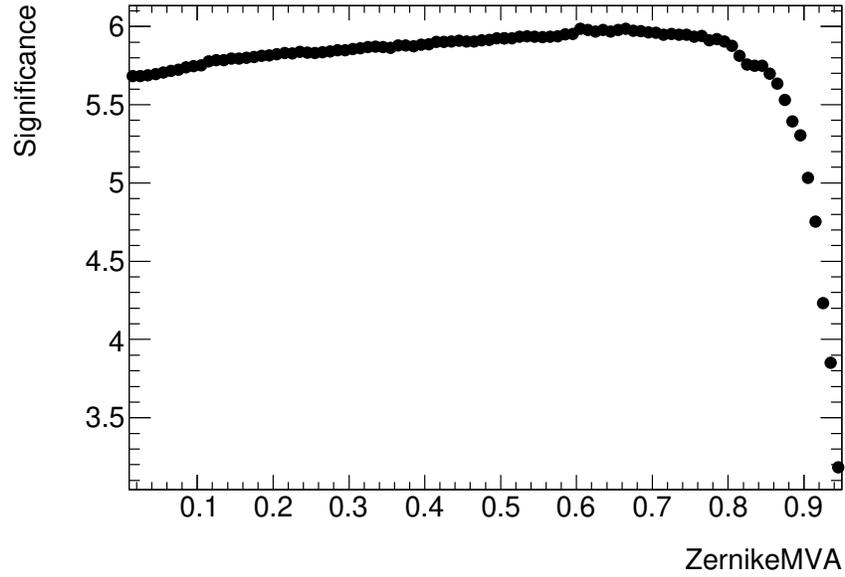


図 7.6: ZernikeMVA を変えた際の Significance

クラスター二次モーメントは式 7.5 で定義される。光子の電磁シャワーはシャープであることから比較的小さな値を取る。 $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ 崩壊の MC サンプルでのクラスター二次モーメントを図 7.7 に示す。

$$\text{Second Moment} = \frac{\sum_i \omega_i E_i \rho_i^2}{\sum_i \omega_i E_i} \quad (7.5)$$

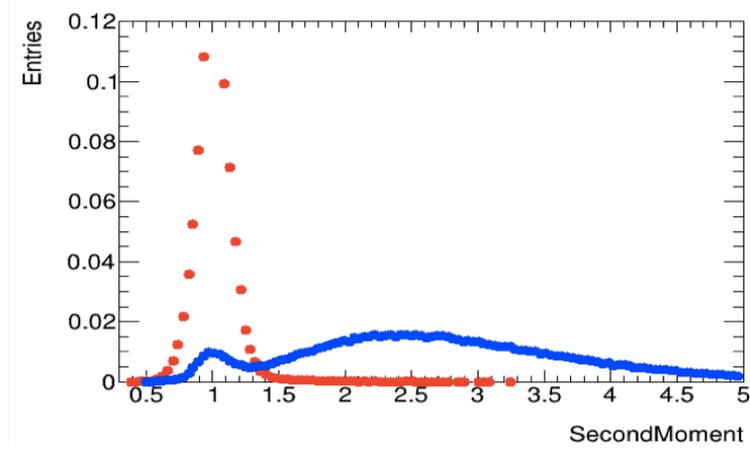


図 7.7: クラスタ二次モーメント:(赤) 光子、(青) 光子以外の粒子

π^0 や η 中間子はそれぞれ約 99%、約 39% が 2γ へ崩壊する。この $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 、 $\eta \rightarrow 2\gamma$ 由来の高エネルギー光子を信号の光子と取り違えることがある。この背景事象を減らすために π^0/η veto を適用した。高運動量 γ を事象中の他の γ と組み合わせた不変質量を π^0/η と比較し、 π^0/η の可能性が高いものを除いた。

しかしながら ECL 検出器における γ の再構成のエネルギーの下限値は 50MeV 程度であり、 γ 線の一本のエネルギーが $E_\gamma < 50\text{MeV}$ と低く検出されないために π^0/η veto を適用できず、 M_{bc} や ΔE の値が信号領域内となり、 $K^*\gamma$ と誤認識してしまうような背景事象が B 中間子崩壊の中に存在する。 $B^0 \rightarrow K^{*0}\eta$ 、 $B^0 \rightarrow K^{*0}\pi^0$ 、 $B^+ \rightarrow K^{*+}\eta$ 、および $B^+ \rightarrow K^{*+}\pi^0$ が主な背景事象として考えられる [19]。例として、以下に示すように $B^0 \rightarrow K^{*0}\eta$ 崩壊の $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ の γ のエネルギーが 50MeV 未満になる割合を見積もる。ここで M は各中間子の質量、 E はエネルギーを表している。

- η の重心系エネルギー

$$E_\eta^* \simeq \frac{M_B^2 + (M_\eta^2 - M_{K^*}^2)}{2M_B} \simeq 2593\text{MeV} \quad (7.6)$$

- η の実験室系での最大エネルギー

$$E_\eta = \gamma E_\eta^* + \gamma\beta \sqrt{E_\eta^{*2} - M_\eta^2} \simeq 3416\text{MeV} \quad (7.7)$$

ここで $\gamma = \frac{E_{CMS}}{M_{CMS}} = \frac{7+4}{10.58} = 1.040$ 、 $\gamma\beta = \frac{p_{CMS}}{M_{CMS}} = \frac{7-4}{10.58} = 0.2836$ とした。

- γ のエネルギー

η と γ の間の角度を θ とすると γ のエネルギーは式 7.8 で表される。

$$E_\gamma = \gamma \frac{M_\eta}{2} + \gamma\beta \frac{M_\eta}{2} \cos \theta$$

$$\text{ここで } \gamma = \frac{E_\eta}{M_\eta}, \gamma\beta = \frac{p_\eta}{M_\eta} = \frac{\sqrt{E_\eta^2 - M_\eta^2}}{M_\eta} \text{ とすると,} \quad (7.8)$$

$$E_\gamma = \frac{1}{2}(E_\eta + \sqrt{E_\eta^2 - M_\eta^2} \cos \theta)$$

ここで η はスピン 0 のため分布は $\cos \theta$ に対して一様になる。式 7.9 より γ のエネルギーの最大値、最小値をそれぞれ求める。

$$E_{max} = \frac{1}{2}(E_\eta + \sqrt{E_\eta^2 - M_\eta^2}) \simeq 3394 \text{MeV}$$

$$E_{min} = \frac{1}{2}(E_\eta - \sqrt{E_\eta^2 - M_\eta^2}) \sim 22 \text{MeV} \quad (7.9)$$

これより E_γ は 22MeV から 3394MeV まで一様に分布するため $E < 50 \text{MeV}$ となるのは 1 つの γ に対して約 0.83% であり、 $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ に対して約 1.66% である。なお、 η が最大のエネルギー $E_\eta = 3416 \text{MeV}$ をもつときを仮定しており、実際には 1.66% よりも若干小さい割合をもつ。例えば、 η が最小のエネルギー $E_\eta = 1978 \text{MeV}$ をもつときを仮定すると γ のエネルギーの最大値、最小値はそれぞれ $E_{max} = 1939 \text{MeV}$ 、 $E_{min} = 39 \text{MeV}$ となり $E < 50 \text{MeV}$ となるのは約 1.16% である。

これを用いて $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ の γ のエネルギーが 50MeV 未満になる崩壊分岐比を式 7.10 より求める。崩壊分岐比は PDG2018 の値を用いた。

$$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}\eta) \times BF(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \times 0.0083 \times 2$$

$$= 1.59 \times 10^{-5} \times 0.394 \times 0.0083 \times 2 \simeq 0.0104 \times 10^{-5} \quad (7.10)$$

式 7.10 の値と $BF(B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma) \simeq 4.18 \times 10^{-5}$ と比較すると、この崩壊の背景事象の影響は 0.2% 程度であり、十分小さいものとして無視できる。また $B^0 \rightarrow K^{*0}\pi^0$ の崩壊で γ のエネルギーが 50MeV 未満になる崩壊分岐比は 0.00810×10^{-5} となり、この崩壊の背景事象の影響も 0.2% 程度であり、十分小さいものとして無視できる。

同様に $B^+ \rightarrow K^{*+}\eta$ と $B^+ \rightarrow K^{*+}\pi^0$ の崩壊で γ のエネルギーが 50MeV 未満になる崩壊分岐比を考えると、それぞれ 0.0126×10^{-5} 、 0.0194×10^{-5} となる。これは $BF(B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma) \simeq 3.92 \times 10^{-5}$ と比較すると、この背景事象の影響はそれぞれ 0.3%、0.5% 程度であり、ともに十分小さい割合であることから無視できる。

7.2 FastBDT を用いた $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 背景事象の抑制

$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, \text{ or } c$) イベントは $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ イベントの約 3 倍の断面積があり本研究では最大の背景事象である。 u, d, s, c の質量は重心エネルギー 10.58 GeV に対して小さいため $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ で生成されるクォークは大きな運動量を持ち、ジェットライクなイベントとして観測される。一方で、 B 中間子は重心系においてほぼ静止した状態で生成され、また B 中間子はスピン 0 であるため、その崩壊粒子は全方向に均一に分布する。図 7.8 に示すような両者のイベント形状の違いを利用して $q\bar{q}$ 背景事象の抑制を行う。

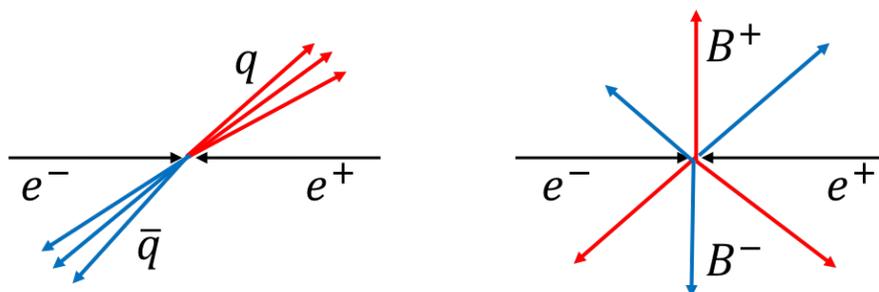


図 7.8: $q\bar{q}$ と $B\bar{B}$ のイベント形状

本研究では $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 背景事象の抑制にあたって機械学習の一種である FastBDT を用いた。FastBDT は basf2 で用いられている多変量解析のツールで先行研究で行われた π^0/η veto の作成にも用いられた。しかし $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ ではトレーニングのサンプル数が少ないので、後述する Likelihood を用いたサンプル数が少なくても正しくバックグラウンドを分離できる手法を選んでいる。

多変量解析に用いるインプット変数を以下に示す。ただし $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 背景事象の抑制ではこれらすべての変数を用いてトレーニングを行ったが、 $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ では KSFW のみを用いた。一般的にトレーニングに用いる変数が多いほうが、Significance は大きな値をとるが $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ では KSFW のみを用いた方が Significance が大きな値を取った。これは $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 背景事象のサンプルの少なさに起因すると考えられる。

Belle 実験で用いられた $q\bar{q}$ 抑制のための 16 変数 (Kakuno Super Fox-Wolfram variables, KSFW)

式 7.11 で KSFW は定義される。

$$\text{KSFW} = \sum_{l=0}^4 R_l^{so} + \sum_{l=0}^4 R_l^{oo} + \gamma \sum_n^{N_t} |p_{t,n}| \quad (7.11)$$

ここで γ はフリーパラメータ、 N_t は B 中間子の娘粒子の数と ROE(rest of the event) 粒子の数の合計、 p_t は横運動量とよばれるビーム軸に垂直な方向の運動量の大きさである。 R_l^{so} と R_l^{oo} は Fox-Wolfram moment であり、それぞれ式 7.12 と式 7.13 で定義される。

$$R_l^{so} = \frac{\alpha_{cl}H_{cl}^{so} + \alpha_{nl}H_{nl}^{so} + \alpha_{ml}H_{ml}^{so}}{E_{cms} - E_B} \quad (7.12)$$

$$R_l^{oo} = \frac{\beta_l H_l^{oo}}{(E_{cms} - E_B)^2} \quad (7.13)$$

so は m のインデックスで表される粒子が B 中間子候補の娘粒子で n のインデックスで表される粒子が ROE 粒子であることを表す。 oo は両方の粒子が ROE 粒子であることを表している。 E_{cms} は重心系エネルギー、 E_B は B 中間子候補のエネルギーを表す。 $\alpha_{cl}, \alpha_{nl}, \alpha_{ml}, \beta_l$ は係数であり c は charged、 m は missing、 n は neutral を表す。 l が偶数のとき、奇数のときの H をそれぞれ考える。偶数 ($l = 0, 2, 4$) のときは式 7.14、奇数 ($l = 1, 3$) のときは式 7.15 のようになる。

$$H_{(c,m,n)l}^{so} = \sum_i \sum_{j(c,m,n)} |p_{j(c,m,n)}| P_l(\cos \theta_{i,j(c,m,n)}) \quad (7.14)$$

$$H_l^{oo} = \sum_j \sum_k |p_j| |p_k| P_l(\cos \theta_{j,k})$$

$$H_{nl}^{so} = H_{ml}^{so} = 0$$

$$H_{cl}^{so} = \sum_i \sum_{j(c,m,n)} Q_i Q_j |p_{j(c,m,n)}| P_l(\cos \theta_{i,j(c,m,n)}) \quad (7.15)$$

$$H_l^{oo} = \sum_j \sum_k Q_i Q_j |p_j| |p_k| P_l(\cos \theta_{j,k})$$

i は B 中間子候補の娘粒子、 j は ROE 粒子、 k は Fox-Wolfram moment のタイプ、 Q は粒子の電荷を表す。また p_i, p_j は粒子の運動量、 P_l はルジャンドル多項式、 $\theta_{i,j}$ は i 番目と j 番目の運動量の間の角を表している。

ここで KSFW moments は式 7.16 で定義される 14 種類 (式 7.17) である。

$$h_{(c,m,n)l}^{so} = \frac{H_{(c,m,n)l}^{so}}{E_{cms} - E_B} \quad (7.16)$$

$$h_l^{oo} = \frac{H_l^{oo}}{(E_{cms} - E_B)^2}$$

$$\begin{aligned}
& h_{c0}^{so}, h_{c2}^{so}, h_{c4}^{so}, h_{n0}^{so}, h_{n2}^{so}, h_{n4}^{so}, h_{m0}^{so}, h_{m2}^{so}, h_{m4}^{so} \\
& h_0^{oo}, h_1^{oo}, h_2^{oo}, h_3^{oo}, h_4^{oo}
\end{aligned} \tag{7.17}$$

これに横運動量の合計(式 7.18)、missing mass squared(式 7.19) と Reduced Fox-Wolfram moment(R2)を加えた 16 種類の変数を KSFV variables とした。

$$P_t = \sum_n^{N_t} |p_{t,n}| \tag{7.18}$$

$$mm^2 = \begin{cases} (E_{cms} - \sum_n^{N_t} E_n)^2 - \sum_n^{N_t} |p_n|^2 & (E_{cms} - \sum_n^{N_t} E_n > 0) \\ -(E_{cms} - \sum_n^{N_t} E_n)^2 - \sum_n^{N_t} |p_n|^2 & (E_{cms} - \sum_n^{N_t} E_n < 0) \end{cases} \tag{7.19}$$

B 候補の重心系運動量の向き

図 7.9 に示すように、左巻きのカイラリティをもつ e_L とその反粒子 \bar{e}_L の対消滅または右巻きのカイラリティをもつ e_R とその反粒子 \bar{e}_R の対消滅により $\Upsilon(4S)$ が生成されるため、 $\Upsilon(4S)$ はビーム軸に平行または反平行にスピン 1 をもつ。

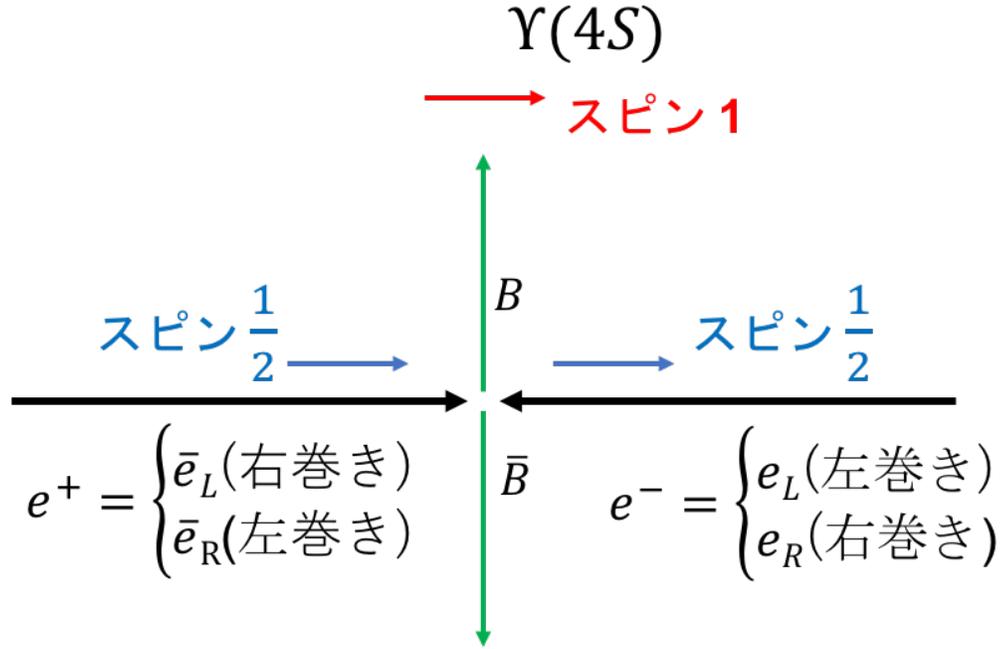


図 7.9: $\Upsilon(4S)$ のスピンの方向

これより $\Upsilon(4S)$ が崩壊してできる B と \bar{B} はスピン 0 で、ビーム軸方向に軌道角運動量 1 を持つ。運動量の方向とスピンの方向は垂直であるから B 中間子はビーム軸方向には崩壊しない。一方で背景事象である $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ は実際はビーム軸方向の運動量を持ちやすいが、ランダムに再構成されるため観測される崩壊角分布は一様分布である。このような性質を利用するため重心系での B の崩壊角 $\cos \theta_B$ を変数として用いた。(図 7.10)

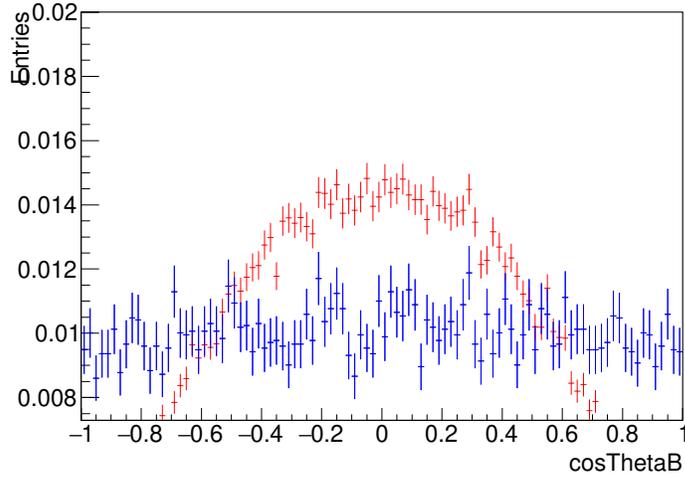


図 7.10: $\cos \theta_B$ 赤:B 中間子、青: $q\bar{q}$

Thrust Variables

スラスト T とスラスト軸 \vec{n}_T は式 7.20 で定義される。

$$T = \max \frac{\sum_i^N |\vec{n}_T \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i^N |\vec{p}_i|} \quad (7.20)$$

ここで N は計算に用いる粒子の総数、 \vec{p}_i は i 番目の粒子の運動量とする。本研究では $|\cos \theta_T|$ 、 $|\cos \theta_{TBz}|$ 、 $Thrust_B$ 、 $Thrust_{ROE}$ の 4 つの値を用いた。 $|\cos \theta_T|$ は B 中間子のスラスト軸と ROE 粒子のスラスト軸の間の角の cosine で、 $|\cos \theta_{TBz}|$ は B 中間子のスラスト軸と z 軸の間の角の cosine である。 $Thrust_B$ は B 中間子のスラスト軸の大きさ、 $Thrust_{ROE}$ は ROE 粒子のスラスト軸の大きさを表している。

CLEO 実験で用いられた $q\bar{q}$ 抑制のための 9 変数 (CleoCones)

CleoCones は B 中間子候補の終状態の粒子から計算したスラスト軸と ROE 粒子の運動量方向の間の角の大きさを表 7.5 に示すように 9 個に場合分けしたときの ROE 粒子の運動量の合計の値である。

表 7.5: CleoCones の場合分け

CleoCones	スラスト軸と ROE 粒子の運動量方向の間の角の大きさ
CleoCone1	0° ~10° または 170° ~180°
CleoCone2	10° ~20° または 160° ~170°
CleoCone3	20° ~30° または 150° ~160°
CleoCone4	30° ~40° または 140° ~150°
CleoCone5	40° ~50° または 130° ~140°
CleoCone6	50° ~60° または 120° ~130°
CleoCone7	60° ~70° または 110° ~120°
CleoCone8	70° ~80° または 100° ~110°
CleoCone9	80° ~90° または 90° ~100°

上記に述べた入力変数を用いて BDT を構成し、シグナルモンテカルロと $q\bar{q}$ モンテカルロを用いて BDT をトレーニングする。このトレーニングサンプルには Best Candidate Selection 後のデータを用いた。トレーニング結果を、トレーニングには用いていない統計的に別のサンプルに適用した結果を信号事象 $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ は図 7.11、背景事象である $q\bar{q}$ は図 7.12 に示す。図 7.11 に示すように信号事象のイベントの BDT は 1 付近、図 7.12 に示すように背景事象のイベントの BDT は 0 付近に分布する。

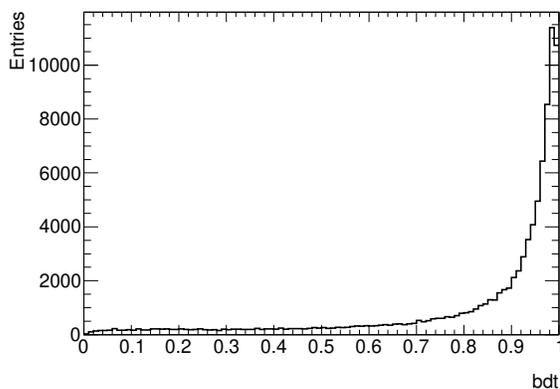


図 7.11: 信号の BDT トレーニング結果

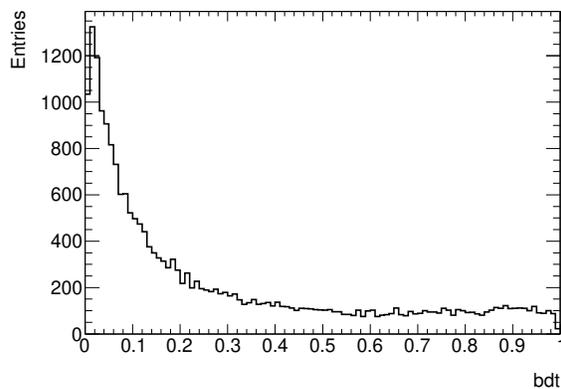


図 7.12: $q\bar{q}$ の BDT トレーニング結果

図 7.13 および図 7.14 に示すように、Figure of merit を計算し BDT カット値を最適化した。その結果、 $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の再構成では $BDT > 0.825$ 、 $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の再構成では $BDT > 0.86$ の選別条件を加えた。このとき、実データとモンテカルロシミュレーションの違いを考慮

するために信号事象領域外の $q\bar{q}$ の数の違いを考慮した。

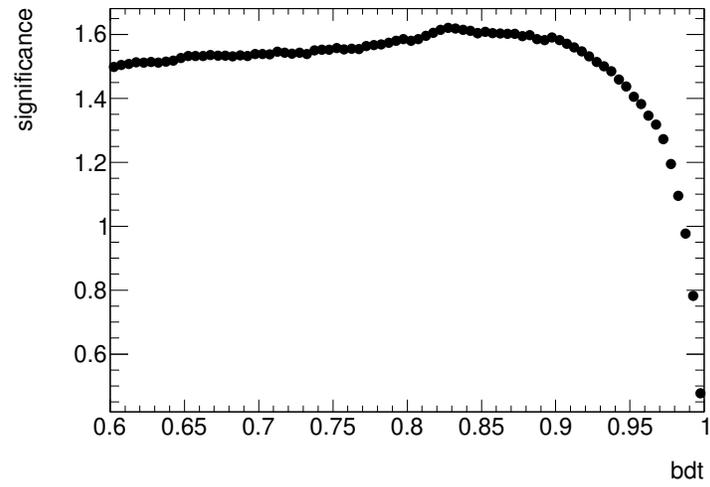


図 7.13: $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の Figure of merit 計算結果

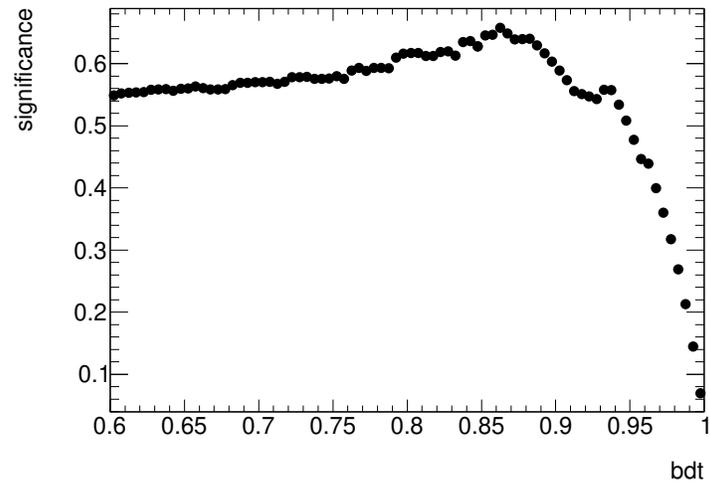


図 7.14: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の Figure of merit 計算結果

7.3 Best Candidate Selection

1 イベントの中で複数の B 中間子候補がある場合、その中から最も信号事象らしい候補を選ぶことを Best Candidate Selection という。

本研究では $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ と $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の崩壊については K/π Probability の値が最も大きく、 $|\Delta E|$ の値が最も小さい候補を Best Candidate として B 中間子の最終的な候補に選んだ。

7.4 K 中間子候補に対する K/π 粒子識別

7.4.1 D^{*+} 崩壊の K 中間子を用いた粒子識別性能の見積り

K/π 識別は本研究で重要な点であるため、モンテカルロシミュレーションに頼らず、コントロールサンプルを用いて実データにおける K/π 識別能力の見積もりを行った。コントロールサンプルには、 B 中間子崩壊事象および $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 事象に含まれる $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_{soft}^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi_{soft}^+$ 事象を用いた。この事象は、粒子識別を行わずに低バックグラウンドで再構成することができ、また π_{soft}^+ の電荷の符号により K 中間子と π 中間子を特定できるため、粒子識別性能の見積りに適している。 $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_{soft}^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi_{soft}^+$ 崩壊の実データとモンテカルロシミュレーションを用いて再構成効率を求め、 K/π 中間子の PID カットの値を実データに合わせて最適化した。 $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_{soft}^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi_{soft}^+$ を再構成する際の選別条件をそれぞれ表 7.6 に示す。

表 7.6: $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{soft}^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi_{soft}^+$ の選別条件

粒子	選別条件
K^-	dr (IP からトラックまでのビーム軸に垂直方向の距離) $< 1.0\text{cm}$ $ dz $ (ビーム軸方向の距離) $< 4\text{cm}$ p_t (横運動量) $> 0.2\text{GeV}/c$
π^+	$dr < 1.0\text{cm}$ $ dz < 4\text{cm}$ $p_t > 0.2\text{GeV}/c$
π_{soft}^+	重心系の運動量 $p < 1.0\text{GeV}/c$ $dr < 2.0\text{cm}$ $ dz < 5\text{cm}$ $p_t < 0.3\text{GeV}/c$
D^0	$1.845\text{GeV}/c^2 < M(K^- \pi^+) < 1.885\text{GeV}/c^2$ mass vertex constraint fit を使用
D^{*+}	Q 値 (D^{*+} の質量と、 D^0 と π^+ の質量和の差) < 0.025 vertex constraint fit を使用

更に再構成の後、 χ^2 が最も大きいイベントを最終的な D^{*+} の候補とする Best Candidate Selection をした。

7.4.2 粒子識別に用いる検出器の検討

Phase II の実データにおける $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{soft}^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi_{soft}^+$ 崩壊を用いて、 K/π ID のカットをかけていないときを基準として、 K/π ID > 0.001 の K 中間子を選んだときの K 中間子 efficiency 及び、 π 中間子を K 中間子と誤識別してしまう fake rate を、粒子識別に用いる検出器を変えて検討した。その結果、表 7.7 および表 7.8 に示すように、CDC と SVD を用いた PID では efficiency、fake rate とともに悪く、ARICH と TOP を用いた PID では fake rate は良いものの efficiency が悪いことがわかった。対して、全検出器を用いたときの efficiency が 98% と高く、かつ π 中間子の背景事象も 8 割程度削減できることがわかった。以降の PID カットでは全検出器を用いた PID カットの値を用いる。

表 7.7: K/π ID>0.001 の K 中間子を選んだときの K 中間子の efficiency

PID cut なし	100%
全検出器を用いた PID cut あり	98%
CDC と SVD を用いた PID cut あり	68%
ARICH と TOP を用いた PID cut あり	83%

表 7.8: K/π ID>0.001 の K 中間子を選んだときの π 中間子の fake rate

PID cut なし	100%
全検出器を用いた PID cut あり	21%
CDC と SVD を用いた PID cut あり	55%
ARICH と TOP を用いた PID cut あり	15%

7.4.3 粒子識別パラメータのカット値の決定

D^{*+} の質量と D^0 の質量の差 (図 7.15) を式 7.21 でフィットし、式 7.22 で面積を計算し D^{*+} の数を求める。 D^{*+} の数の誤差は式 7.23 で計算する。ここでパラメータは a, b, c, d, e, f で表し、その誤差は a_{err} で表した。

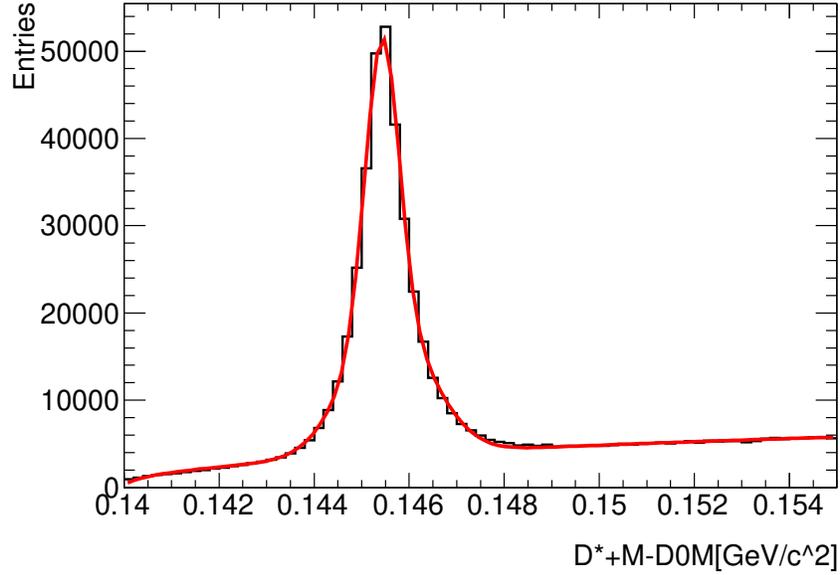


図 7.15: D^{*+} の質量と D^0 の質量の差

$$\Delta M = \frac{a}{\sqrt{2\pi}c} \exp\left(-\frac{(x-b)^2}{2c^2}\right) + \frac{da}{\sqrt{2\pi}fc} \exp\left(-\frac{(x-e)^2}{2(fc)^2}\right) \quad (7.21)$$

$$N = \frac{a + da}{\text{ビン幅}} \quad (7.22)$$

$$\Delta N = \frac{a_{err}(1+d)}{\text{ビン幅}} \quad (7.23)$$

上記のフィットによりバックグラウンドを差し引いた信号数から K/π 識別効率 ϵ (式 7.24) 求める。 N_0 を PID カット前の信号数、 N_1 を PID カット後の信号数とする。

$$\epsilon = \frac{N_1}{N_0} \quad (7.24)$$

このようにして出した識別効率 ϵ の誤差の算出方法について、バックグラウンドがないと仮定した場合、識別効率の誤差 $\Delta\epsilon$ は式 7.25 で表される。

$$\epsilon + \Delta\epsilon = \frac{N_1 \pm \Delta N_1}{N_0}$$

$$\Delta\epsilon = \frac{\Delta N_1}{N_0}$$

二項分布の標準偏差より

$$\Delta\epsilon = \frac{\sqrt{N_0\epsilon(1-\epsilon)}}{N_0} \quad (7.25)$$

$\epsilon = N_1/N_0$ であるから

$$\Delta\epsilon = \frac{\sqrt{N_1(1-N_1/N_0)}}{N_0}$$

バックグラウンドがある場合は識別効率の誤差 $\Delta\epsilon$ は式 7.26 で表される。ここで N_{bg} は PID カット前のバックグラウンド数、 ϵ_{bg} は PID カット前後のバックグラウンドの削減率とする。

式 7.25 にバックグラウンドの誤差を考慮する。

$$\Delta\epsilon = \frac{\sqrt{N_0\epsilon(1-\epsilon) + N_{bg}\epsilon_{bg}(1-\epsilon_{bg})}}{N_0}$$

ここで $\Delta N_0 \simeq \sqrt{N_0 + N_{bg}}$ 、 $\Delta N_1 \simeq \sqrt{N_1 + \epsilon_{bg}N_{bg}}$ になるとする。

$$\Delta\epsilon = \frac{\sqrt{N_1(1-N_1/N_0) + ((\Delta N_1)^2 - N_1)(1 - \frac{(\Delta N_1)^2 - N_1}{(\Delta N_0)^2 - N_0}}}{N_0} \quad (7.26)$$

この式を用いて D^{*+} から崩壊した K と π の実データと MC シミュレーションで識別効率 ϵ とその誤差 $\Delta\epsilon$ を様々な PID カットをかけたサンプルに対して、それぞれ求めた (図 7.16)。

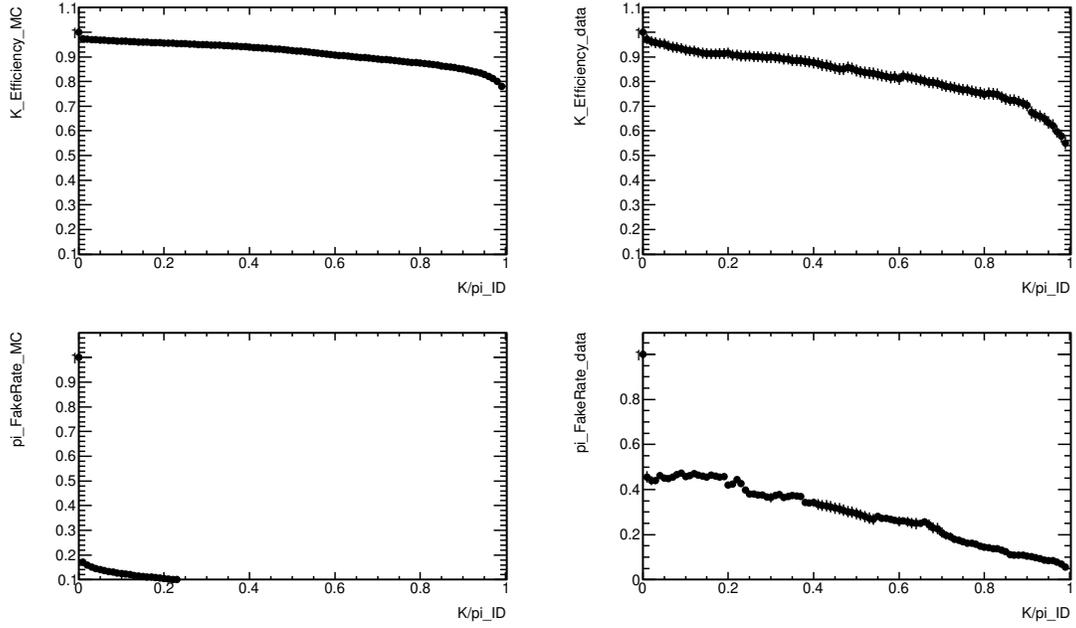


図 7.16: (左上)MC の K の識別効率、(右上) 実データの K の識別効率、(左下)MC の π の Fake rate、(右下) 実データの π の Fake rate

この結果を $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ に適応し、 $\text{Significance}(= \frac{S}{\sqrt{S+N}})$ を算出した結果を図 7.17、および 0~0.01 の部分を拡大したものを図 7.18 に示す。ここで S は信号事象、 N はバックグラウンド ($q\bar{q}$ 及び $B\bar{B}$) 事象数を表しており、それぞれ式 7.27、式 7.28 で計算した。ここで 0.389fb^{-1} は解析に用いた実データの量である。図 7.18 に示す結果より K/π PID カット値を、Significance が最も大きな値となった 0.0014 とした。

$$\text{Signal} = \text{signal}(K/\pi\text{PID} > 0.0014) \times \frac{\text{Efficiency}_K(K/\pi\text{PID} > 0.0014)_{\text{data}}}{\text{Efficiency}_K(K/\pi\text{PID} > 0.0014)_{\text{MC}}} \times \frac{0.389\text{fb}^{-1}}{4.4 \times 10^3\text{fb}^{-1}} \quad (7.27)$$

$$\begin{aligned}
q\bar{q} = & \\
& q\bar{q}_\pi \times \frac{Efficiency_\pi(K/\pi PID > 0.0014)_{data}}{Efficiency_\pi(K/\pi PID > 0.0014)_{MC}} \\
& + q\bar{q}_K \times \frac{Efficiency_K(K/\pi PID > 0.0014)_{data}}{Efficiency_K(K/\pi PID > 0.0014)_{MC}}
\end{aligned} \tag{7.28}$$

$$+ (q\bar{q}_{all} - q\bar{q}_\pi - q\bar{q}_K)$$

$B\bar{B}$ も $q\bar{q}$ と同様に計算する。

$$Noise = (q\bar{q} + B\bar{B}) \times \frac{0.389 fb^{-1}}{50 fb^{-1}}$$

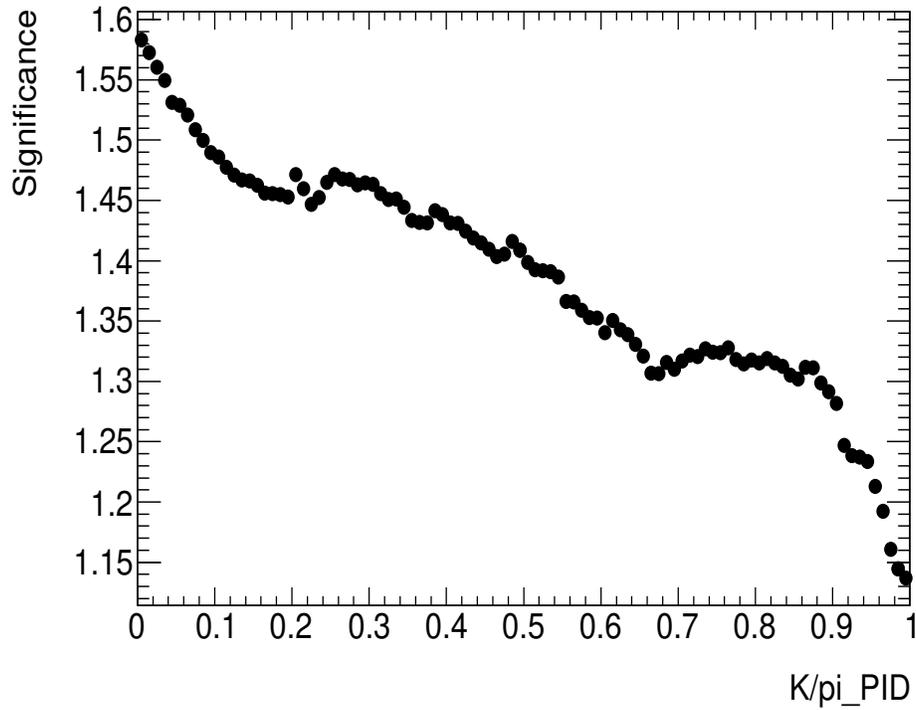


図 7.17: K/π PID カット後の significance

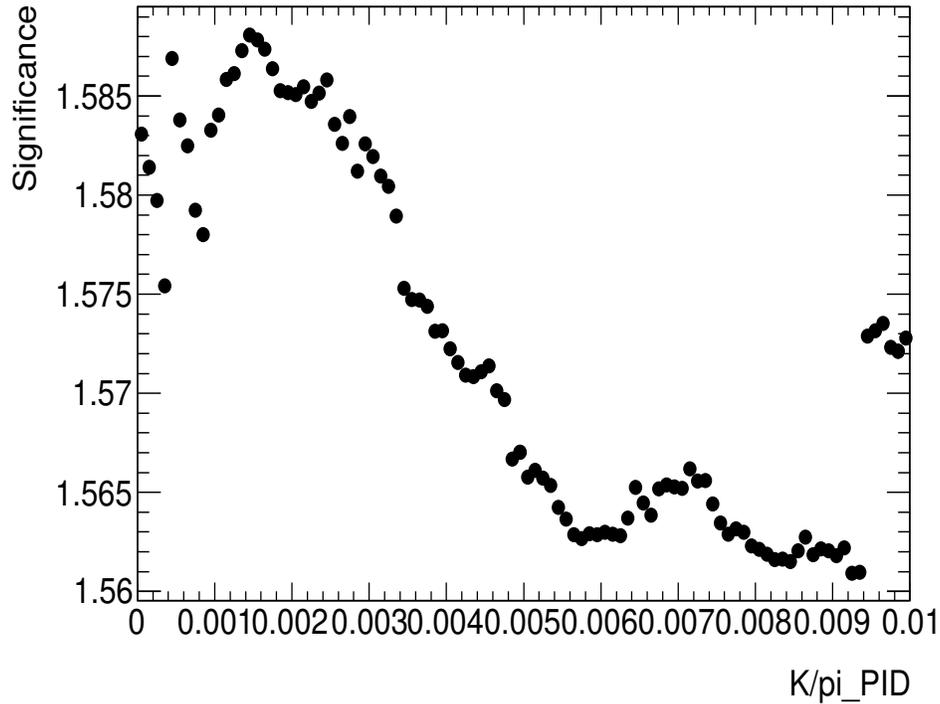


図 7.18: K/π PID カット後の significance、0~0.01

7.5 $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の選別条件

本章では $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ のみで用いた選別条件について説明する。

$|V0\Delta z0|$ は K_S^0 生成点における vertex fit 前の 2 つのトラックの z の位置の差であり、 $|V0\Delta d0|$ は xy 平面から見た 2 つのトラックの位置の差である。

K_S^0 の再構成において、飛行距離 fl はローレンツ因子 $\beta\gamma = p/M$ に比例して運動量が大きくなるほど遠くへ飛ぶことを考慮して選別条件を決めた。 K_S^0 の平均寿命 $c\tau=2.6762\text{cm}$ 、質量 $M=0.49767\text{GeV}/c$ であるから飛行距離が $5.55p$ のとき崩壊せず残っているのが $1/e$ である。今回選別条件を決めるに当たり信号の 90% 確保すると考えると、 $fl > -\log(0.90) \times 5.55p \simeq 0.6p$ となる。

K_S^0 の再構成では vertex fit 後の質量に対して再構成の後、 $0.45 < M < 0.55\text{GeV}/c$ の選別条件を加えた。BDT トレーニングにおいてある程度のイベント数を必要とするため再構成の時点では強力な選別条件については、緩い値を採用している。

7.5.1 K_S^0 選別における $\cos d\phi$ 選別条件の最適化

$\cos d\phi$ は衝突点から見た K_S^0 の崩壊点の位置と、 K_S^0 の運動量のなす角度の cosine の値である。 B 中間子崩壊事象および $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ に含まれる K_S^0 中間子候補に対して、 $\cos d\phi$ のカットの値を変えながら K_S^0 の質量 (図 7.19) をフィットして K_S^0 の数を求めた。 $\cos d\phi$ のカットに対する efficiency をデータとモンテカルロについてそれぞれ求め、その比を $B \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の再構成効率に掛けることで K_S^0 の efficiency のデータとモンテカルロの違いを考慮した significance を計算した。その結果、図 7.20 に示すように $\cos d\phi = 0.935$ のとき significance が最大になったため、再構成の後 $\cos d\phi > 0.935$ の選別条件を加えた。

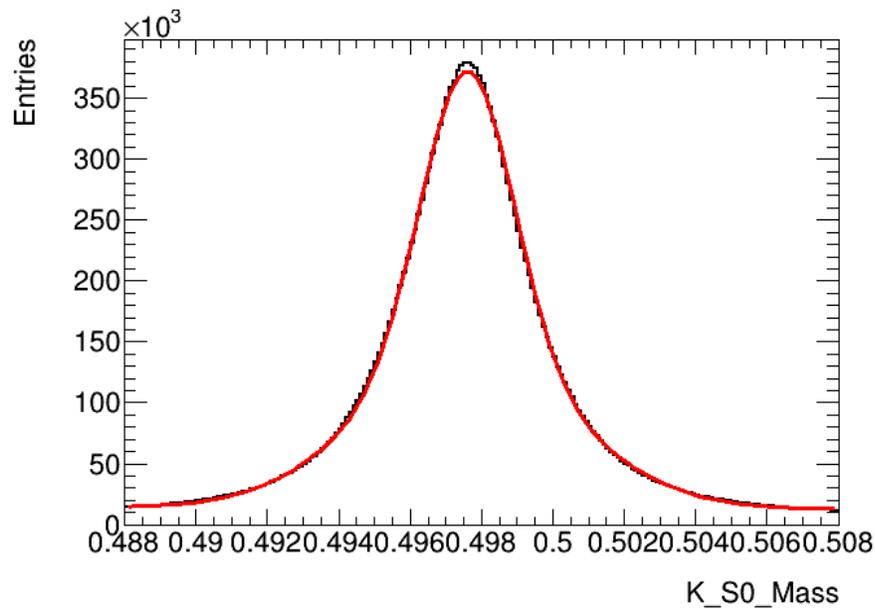


図 7.19: K_S^0 の質量分布

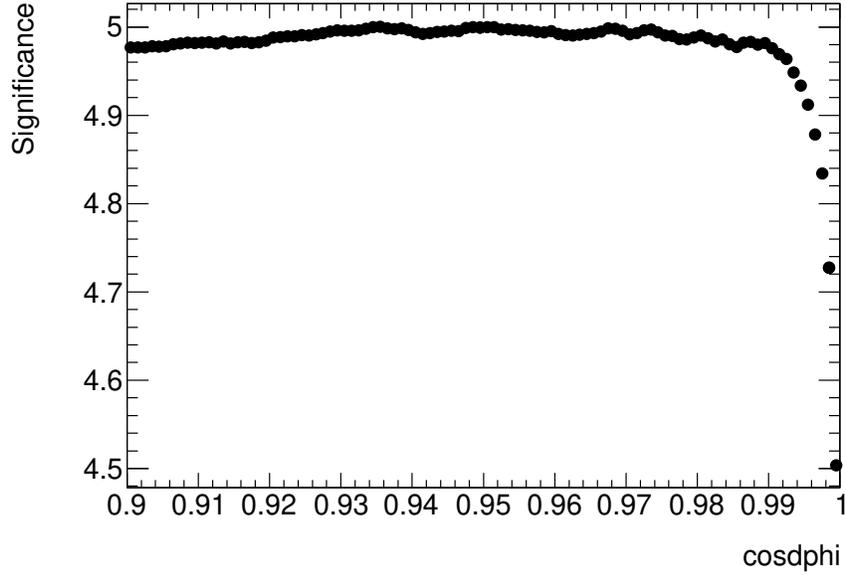


図 7.20: $\cos d\phi$ の Significance

7.5.2 Likelihood

$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ ではトレーニングのサンプル数が少ないため、Likelihood を用いた手法を用いてバックグラウンドを分離した。

前述した BDT と $\cos\theta_B$ の Likelihood Ratio(それぞれ式 7.29、式 7.30) を用いた。ここで尤度 $L_{sig}(BDT)$ は、ある信号事象がその BDT の値を持つ確率密度で、 $L_{bg}(BDT)$ は、あるバックグラウンド事象がその BDT の値を持つ確率密度である。Likelihood Ratio($LR(BDT)$) は、ある事象が BDT の情報がない状態で、信号である確率とバックグラウンドである確率が等しいときに BDT の情報からその事象が信号であるといえる確率である。

$$LR(BDT) = \frac{L_{sig}(BDT)}{L_{sig}(BDT) + L_{bg}(BDT)} \quad (7.29)$$

$$LR(\theta_B) = \frac{L_{sig}(\theta_B)}{L_{sig}(\theta_B) + L_{bg}(\theta_B)} \quad (7.30)$$

信号事象においては B 中間子はスピンゼロであり崩壊粒子の運動量との相関がなく、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 事象においては間違った組み合わせによる運動量和がほぼ 0 に近い $300\text{MeV}/c$ のときの運動量の方向

であり、その組み合わせを構成する粒子の運動量との相関がほぼない。このことから $\cos \theta_B$ は BDT との相関がないといえるため、この 2 パラメータから得られる確率は 2 パラメータの確率の積で表される。Likelihood は確率密度という確率に比例した量であり、この 2 パラメータの Likelihood も Likelihood の積 (式 7.31) で表すことができる。

$$\begin{aligned} L_{sig}(BDT, \theta_B) &= L_{sig}(BDT) \cdot L_{sig}(\cos \theta_B) \\ L_{bg}(BDT, \theta_B) &= L_{bg}(BDT) \cdot L_{bg}(\cos \theta_B) \end{aligned} \quad (7.31)$$

これより 2 パラメータの Likelihood Ratio は式 7.32 のように BDT と θ_B の Likelihood Ratio (式 7.29、式 7.30) を用いて計算できる。

$$\begin{aligned} LR(BDT, \theta_B) &= \frac{L_{sig}(BDT) \cdot L_{sig}(\theta_B)}{L_{sig}(BDT) \cdot L_{sig}(\theta_B) + L_{bg}(BDT) \cdot L_{bg}(\theta_B)} \\ &= \frac{LR(BDT) \cdot LR(\theta_B)}{LR(BDT) \cdot LR(\theta_B) + \{1 - LR(BDT)\} \cdot \{1 - LR(\theta_B)\}} \end{aligned} \quad (7.32)$$

図 7.21 に示すように Figure of merit を求め、Significance が 0.831 で最大となった $LR > 0.54$ の選別条件を加えた。

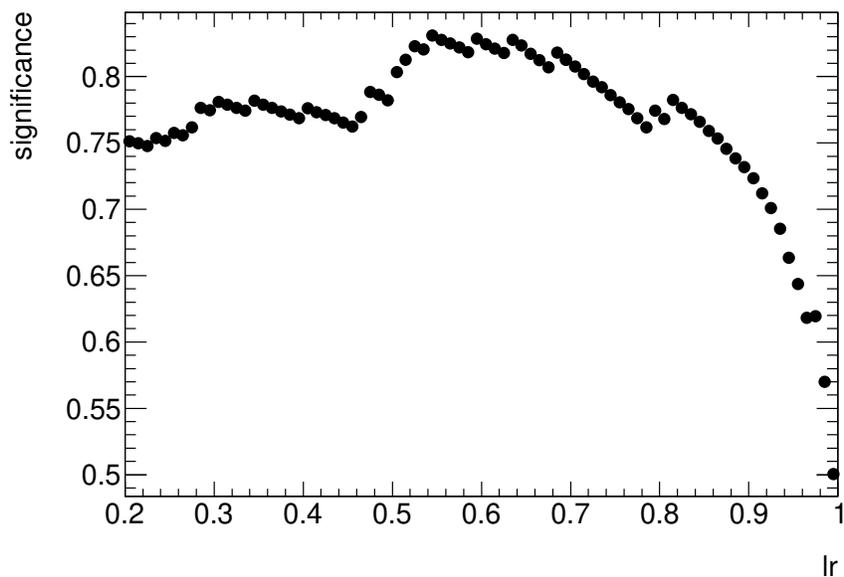


図 7.21: $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K_S^0 \pi^+ \gamma$ の Figure of merit 計算結果

7.5.3 BestCandidateSelection

$B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K_S^0 \pi^+ \gamma$ の崩壊については衝突点から見た K_S^0 の崩壊点の位置と K_S^0 の運動量がなす角度を $d\phi$ としたとき、 $\cos d\phi$ が最も大きく、 $|\Delta E|$ の値が最も小さい候補を Best Candidate として B 中間子の最終的な候補を選んだ。またここで再構成の選別条件に加えて、 K_S^0 の質量が $0.45 < M < 0.55 \text{ GeV}/c^2$ の範囲内で $\cos d\phi$ が最大のものを選んだ。

第8章 $B \rightarrow K^* \gamma$ モンテカルロシミュレーションを用いた見積り

$B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ および $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ のモンテカルロシミュレーションを上述した選別条件を用いて再構成した際の結果について報告する。本研究では $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ と $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ については K/π 識別を必要とするため実データでは TOP 検出器の較正がなされている 0.389 fb^{-1} の統計量を使用し、 $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K_S^0 \pi^+ \gamma$ では K/π 識別を必要としないため Phase II 全データである 0.5 fb^{-1} の統計量を用いた。本章では、モンテカルロシミュレーションにより、その統計量で期待される事象数の見積りおよび、 M_{bc} 、 ΔE 分布の形状について述べる。

8.1 信号事象候補と信号再構成効率

$B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ の信号 MC を再構成した際の M_{bc} と ΔE をそれぞれ図 8.1 と図 8.2 に示し、この2つの二次元プロットを図 8.3 に示す。

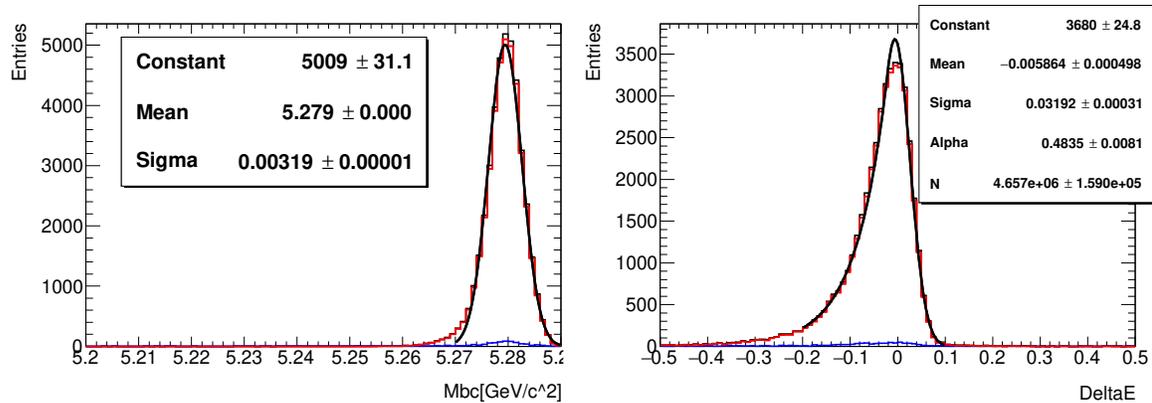


図 8.1: $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ の M_{bc}

図 8.2: $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ の ΔE

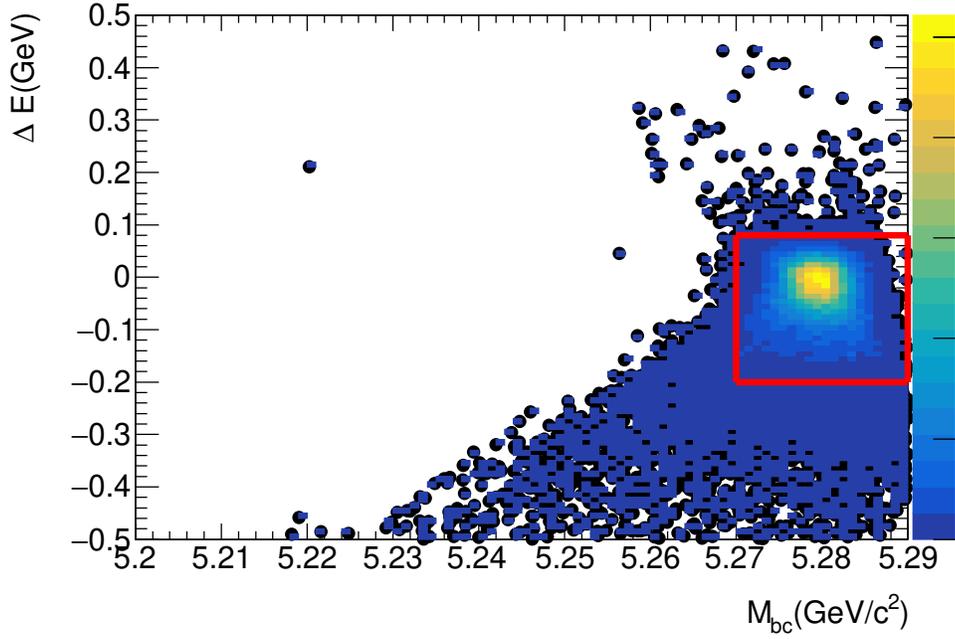


図 8.3: $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の M_{bc} vs ΔE

表 8.1 に信号事象と背景事象の MC シミュレーションによる期待数を示す。ここでの背景事象とは $q\bar{q}$ ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$) と $B^0\bar{B}^0$, B^+B^- である。これより MC シミュレーションによる 0.389fb^{-1} での事象数の期待値は信号事象領域では 4.51 ± 0.13 、信号事象領域外では 15.92 ± 0.58 であった。ここで誤差は MC の統計誤差である。さらに、ここで実データと MC の π 粒子の誤識別率の違いを考慮すると 21.80 事象が信号事象領域外の背景事象数として予測される。

表 8.1: $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の MC による期待数

信号事象領域	$K^{*0}\gamma$ 信号事象	$q\bar{q}$ ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$)	$B^0\bar{B}^0$	B^+B^-
MC でのエントリー数	40428 ($4.4 \times 10^3 \text{fb}^{-1}$)	29 (16.7fb^{-1})	21 (50fb^{-1})	12 (50fb^{-1})
0.389fb^{-1} での期待数	3.57	0.68 ± 0.13	0.16 ± 0.04	0.09 ± 0.03
信号事象領域外	$K^{*0}\gamma$ 信号事象	$q\bar{q}$ ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$)	$B^0\bar{B}^0$	B^+B^-
MC でのエントリー数	3779 ($4.4 \times 10^3 \text{fb}^{-1}$)	584 (16.7fb^{-1})	130 (50fb^{-1})	129 (50fb^{-1})
0.389fb^{-1} での期待数	0.33	13.60 ± 0.56	1.01 ± 0.09	1.00 ± 0.09

signalMC の再構成効率は 20.21%、Continuum 事象の削減率は 92.42% であった。

$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の信号 MC を再構成した際の M_{bc} と ΔE をそれぞれ図 8.4 と図 8.5 に示し、この 2 つの二次元プロットを図 8.6 に示す。

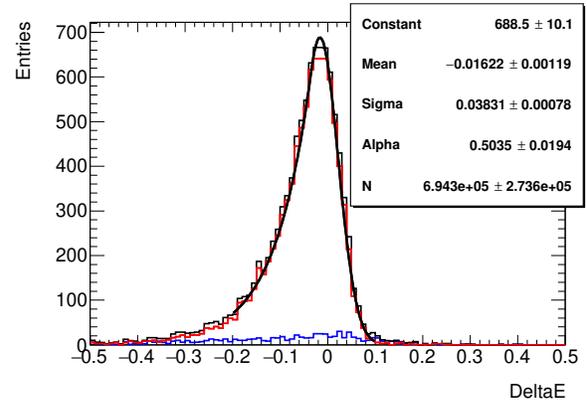
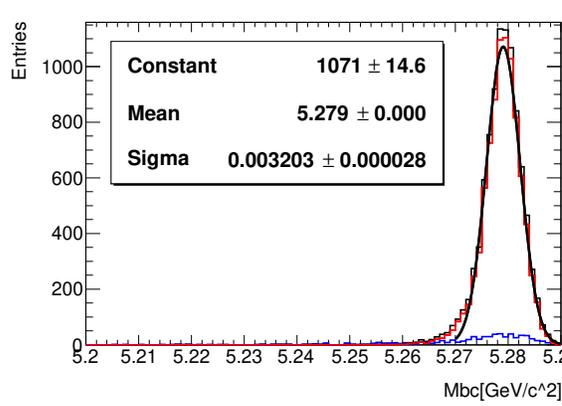


図 8.4: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の M_{bc}

図 8.5: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の ΔE

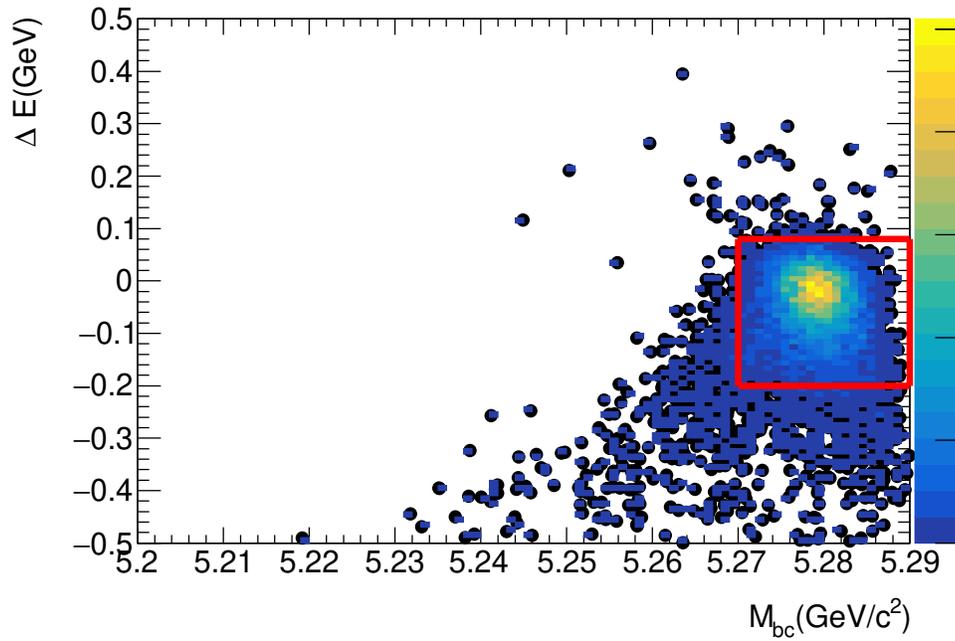


図 8.6: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の M_{bc} vs ΔE

表 8.2 に信号事象と背景事象の MC シミュレーションによる期待数を示す。ここでの背景事象とは $q\bar{q}$ ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$) と $B^0\bar{B}^0$, B^+B^- である。これより MC シミュレーションによる 0.389fb^{-1} での期待値は信号事象領域では 0.80 ± 0.05 、信号事象領域外では 5.34 ± 0.33 であった。さらに、ここで実データと MC の π 粒子の誤識別率の違いを考慮すると 8.07 事象が信号事象領域外での背景事象数として予測される。

表 8.2: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の MC による期待数

信号事象領域	$K^{*+}\gamma$ 信号事象	$q\bar{q}$ ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$)	$B^0\bar{B}^0$	B^+B^-
MC でのエントリー数	8666($5.6\times 10^3\text{fb}^{-1}$)	4(16.7fb^{-1})	4(50fb^{-1})	10(50fb^{-1})
0.389fb^{-1} での期待数	0.60	0.09 ± 0.05	0.03 ± 0.02	0.08 ± 0.02
信号事象領域外	$K^{*+}\gamma$ 信号事象	$q\bar{q}$ ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$)	$B^0\bar{B}^0$	B^+B^-
MC でのエントリー数	987($5.6\times 10^3\text{fb}^{-1}$)	180(16.7fb^{-1})	86(50fb^{-1})	53(50fb^{-1})
0.389fb^{-1} での期待数	0.07	4.19 ± 0.31	0.66 ± 0.07	0.41 ± 0.06

signalMC の再構成効率率は 3.47%、Continuum 事象の削減率は 98.55% であった。

$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の信号 MC を再構成した際の M_{bc} と ΔE をそれぞれ図 8.7 と図 8.8 に示し、この 2 つの二次元プロットを図 8.9 に示す。

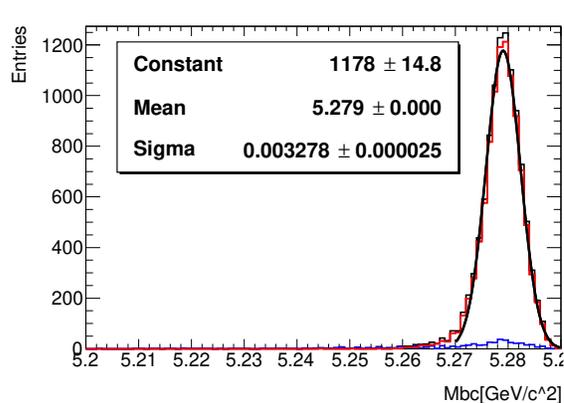


図 8.7: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の M_{bc}

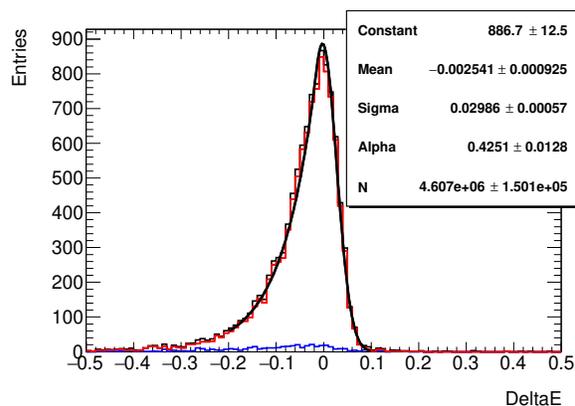


図 8.8: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の ΔE

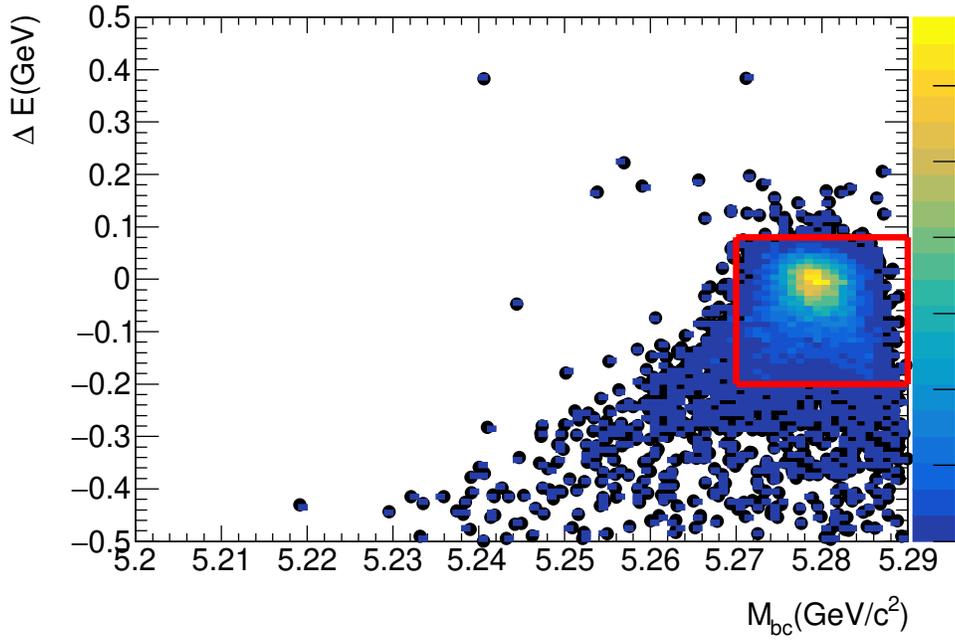


図 8.9: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の M_{bc} vs ΔE

表 8.3 に信号事象と背景事象の MC シミュレーションによる期待数を示す。ここでの背景事象とは $q\bar{q}$ ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$) と $B^0\bar{B}^0$ 、 B^+B^- である。これより MC シミュレーションによる 0.5fb^{-1} の期待値は信号事象領域では 1.22 ± 0.08 、信号事象領域外では 7.74 ± 0.46 であった。

表 8.3: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の MC による期待数

信号事象領域	$K^{*+}\gamma$ 信号事象	$q\bar{q}$ ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$)	$B^0\bar{B}^0$	B^+B^-
MC でのエントリー数	9724($5.6 \times 10^3\text{fb}^{-1}$)	6(16.7fb^{-1})	7(50fb^{-1})	10(50fb^{-1})
0.5fb^{-1} での期待数	0.86	0.18 ± 0.07	0.07 ± 0.03	0.10 ± 0.03
信号事象領域外	$K^{*+}\gamma$ 信号事象	$q\bar{q}$ ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$)	$B^0\bar{B}^0$	B^+B^-
MC でのエントリー数	996($5.6 \times 10^3\text{fb}^{-1}$)	223(16.7fb^{-1})	55(50fb^{-1})	42(50fb^{-1})
0.5fb^{-1} での期待数	0.09	6.68 ± 0.45	0.55 ± 0.07	0.42 ± 0.06

signalMC の再構成効率は 3.90%、Continuum 事象の削減率は 91.04% であった。

8.2 信号数の見積もりのための M_{bc} 、 ΔE 形状の決定

M_{bc} 、 ΔE 分布に対する extended unbinned maximum likelihood fit を行った。Roofit を用いて信号事象の M_{bc} はガウス関数でフィットを行い、 $q\bar{q}$ 背景事象の M_{bc} は ARGUS 関数 [20](式 8.1) でフィットを行った。

$$f_{ARGUS}(x) = x \cdot \left\{1 - \left(\frac{x}{m_0}\right)^2\right\}^p \cdot \exp[-c\{1 - \left(\frac{x}{m_0}\right)^2\}] \quad (8.1)$$

ここで m_0 はエンドポイント、 c はスロープパラメータである。また信号事象の ΔE はクリスタルボール関数 [21](式 8.2) でフィットを行った。

$$f_{CrystalBall}(x) = \frac{1}{\sigma \cdot \left(\frac{n}{|\alpha|} \frac{1}{n-1} \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) + \sqrt{\frac{\pi}{2}}(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{|\alpha|}{\sqrt{2}}\right))\right)} \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) & \left(\frac{x-\mu}{\sigma} > -\alpha\right) \\ \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \cdot \left(\left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|\right) - \frac{x-\mu}{\sigma}\right)^{-n} & \left(\frac{x-\mu}{\sigma} < -\alpha\right) \end{cases} \quad (8.2)$$

ここで μ は Mean、 σ は幅、 α と n はテール部分を表すパラメータである。 $q\bar{q}$ 背景事象の ΔE は一次関数でフィットを行った。確率密度関数のパラメータをこれらの信号モンテカルロと $q\bar{q}$ (u, d, s, c) モンテカルロからのフィットにより決定した。

図 8.10、図 8.11 にそれぞれ $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ signalMC の M_{bc} と ΔE をフィットした結果を示し、図 8.12、図 8.13 にそれぞれ $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ 背景事象 MC の M_{bc} と ΔE をフィットした結果を示す。またフィット結果のパラメータを表 8.4 に示す。信号事象にフィットを行う際は、signalMC と $q\bar{q}$ 背景事象 MC のフィット結果で得られたパラメータの値をそのまま確率密度関数のパラメータとして用いた。すなわち、モンテカルロシミュレーションで確率密度関数の形を決め、事象数だけスケールさせることで、実データの信号事象へのフィットを行った。

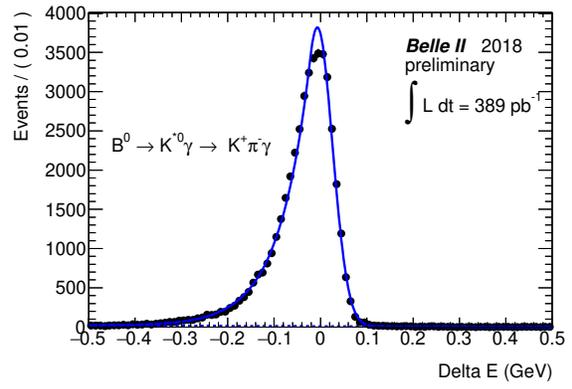
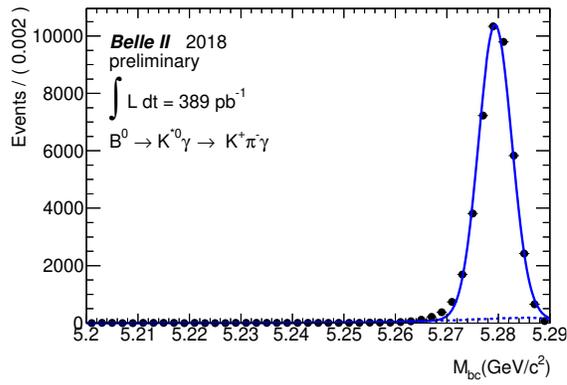


図 8.10: $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ signalMC の M_{bc} フィット結果

図 8.11: $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ signalMC の ΔE フィット結果

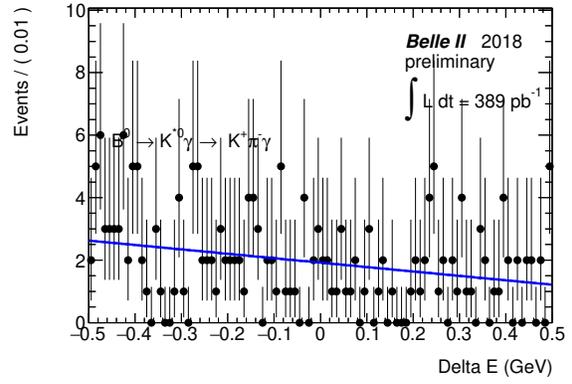
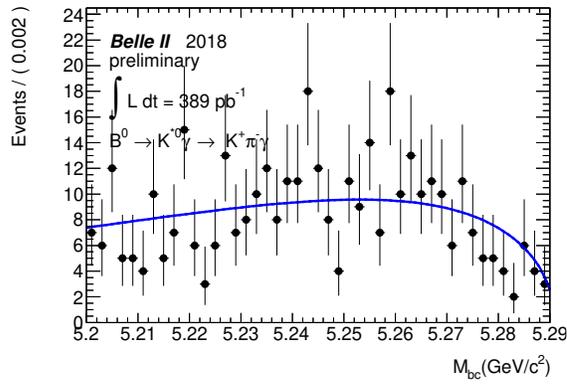


図 8.12: $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ の M_{bc} フィット結果

図 8.13: $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ の ΔE フィット結果

表 8.4: $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ のフィットパラメータ

signalMC の M_{bc} フィットから決定 (ガウス関数)	
Mean	5.2794
Sigma	0.0032
signalMC の ΔE フィットから決定 (クリスタルボール関数)	
α	0.50
Mean	-0.007
N	120.3
Width	0.033
$q\bar{q}$ MC の M_{bc} フィットから決定 (ARGUS 関数)	
	-35 ± 6
$q\bar{q}$ MC の ΔE フィットから決定 (一次関数)	
傾き	-0.7 ± 0.2

図 8.14、図 8.15 にそれぞれ $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ signalMC の M_{bc} と ΔE をフィットした結果を示し、図 8.16、図 8.17 にそれぞれ $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ 背景事象の M_{bc} と ΔE をフィットした結果を示す。またフィット結果のパラメータを表 8.5 に示す。このパラメータを確率密度関数のパラメータとして用いた。

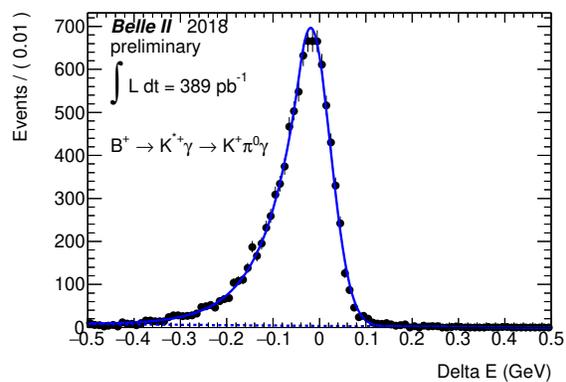
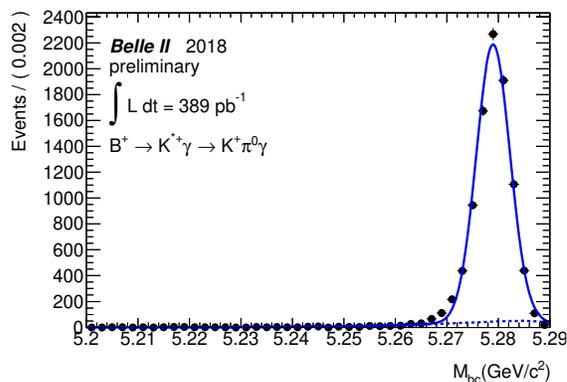


図 8.14: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ signalMC の M_{bc} フィット結果
 図 8.15: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ signalMC の ΔE フィット結果

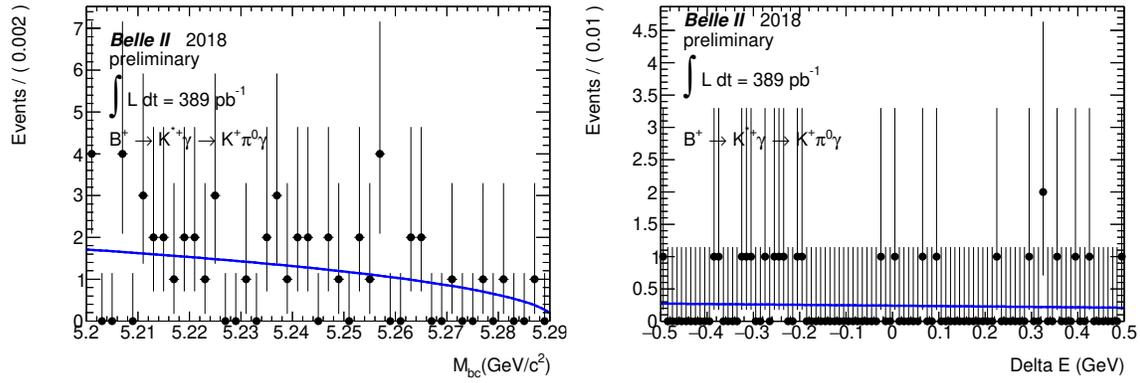


図 8.16: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ の M_{bc} フィット結果
 図 8.17: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ の ΔE フィット結果

表 8.5: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ のフィットパラメータ

signalMC の M_{bc} フィットから決定 (ガウス関数)	
Mean	5.2790
Sigma	0.0033
signalMC の ΔE フィットから決定 (クリスタルボール関数)	
α	0.6
Mean	-0.019
N	130.0
Width	0.042
$q\bar{q}$ MC の M_{bc} フィットから決定 (ARGUS 関数)	
	-1.0 ± 13.5
$q\bar{q}$ MC の ΔE フィットから決定 (一次関数)	
傾き	-0.27 ± 0.65

図 8.18、図 8.19 にそれぞれ $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ signalMC の M_{bc} と ΔE をフィットした結果を示し、図 8.20、図 8.21 にそれぞれ $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ 背景事象の M_{bc} と ΔE をフィットした結果を示す。またフィット結果のパラメータを表 8.6 に示す。このパラメータを確率密度関数のパラメータとして用いた。

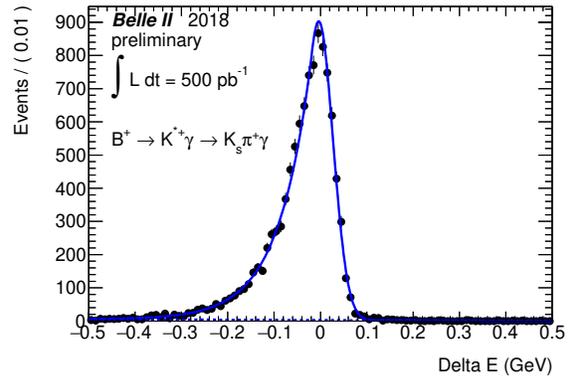
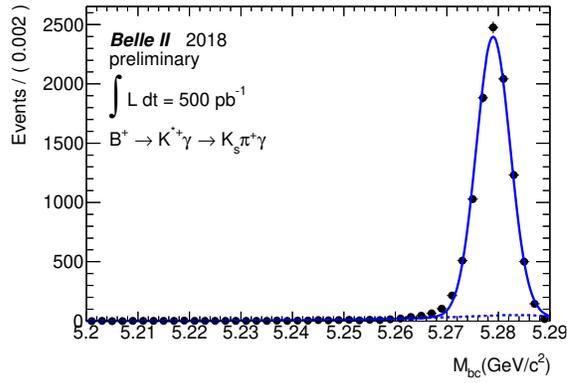


図 8.18: $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ signalMC の M_{bc} フィット結果

図 8.19: $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ signalMC の ΔE フィット結果

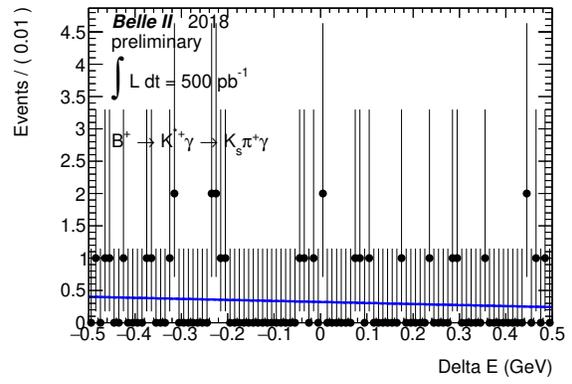
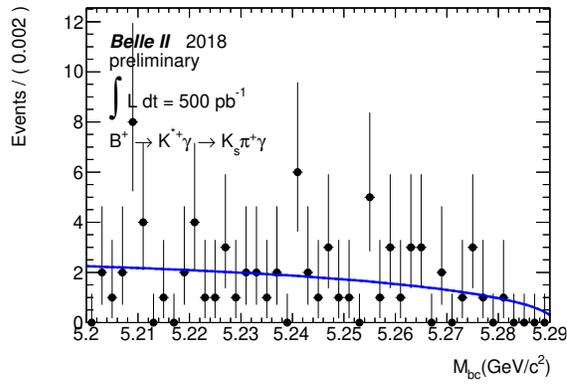


図 8.20: $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ の M_{bc} フィット結果

図 8.21: $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K_s \pi^+ \gamma$ で再構成した $q\bar{q}$ の ΔE フィット結果

表 8.6: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_s\pi^+\gamma$ のフィットパラメータ

signalMC の M_{bc} フィットから決定 (ガウス関数)	
Mean	5.2790
Sigma	0.0033
signalMC の ΔE フィットから決定 (クリスタルボール関数)	
α	0.4
Mean	-0.004
N	110.6
Width	0.031
$q\bar{q}$ MC の M_{bc} フィットから決定 (ARGUS 関数)	
	-6.5 ± 12.5
$q\bar{q}$ MC の ΔE フィットから決定 (一次関数)	
傾き	-0.50 ± 0.56

第9章 $B \rightarrow K^* \gamma$ の実データ解析

9.1 観測された事象数

Belle II 実験 PhaseII の Prod5 データの解析結果を示す。図 9.1 は実データから $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ を再構成したときの M_{bc} と ΔE の2次元プロットである。信号事象領域には4イベント、信号事象領域外には17イベントあり MC シミュレーションから期待される事象数と矛盾がなかった。

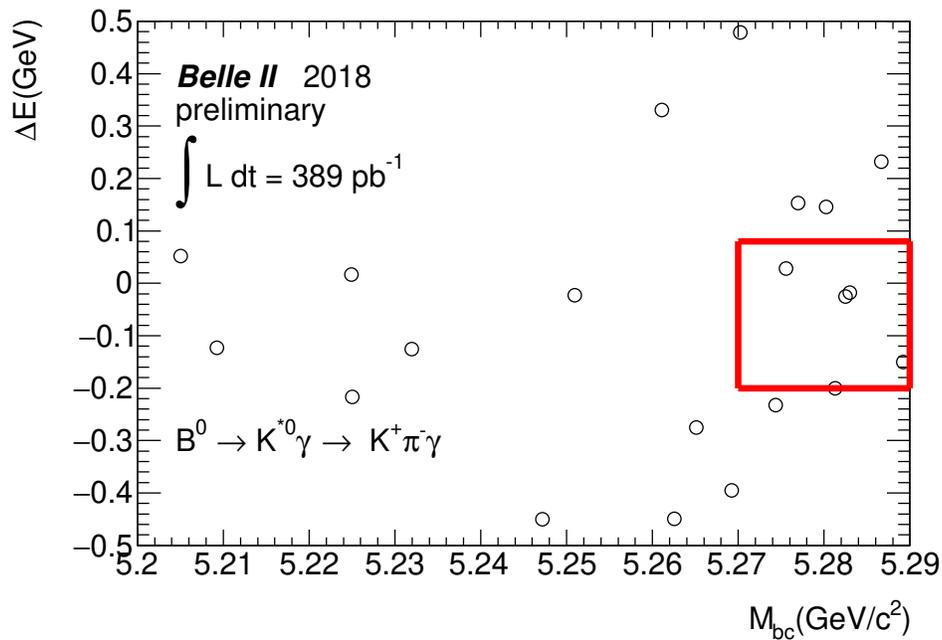


図 9.1: $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ の M_{bc} vs ΔE

信号事象領域に観測されたイベントのイベント番号とラン番号を表 9.1 に示す。

表 9.1: 信号事象領域の $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ のイベント番号とラン番号

イベント番号	ラン番号
731487	3983
62702	3448
179750	4439
387856	2483

図 9.2 は実データから $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ を再構成したときの M_{bc} と ΔE の 2 次元プロットである。信号事象領域には 1 イベント、信号事象領域外には 9 イベントあり MC シミュレーションから期待される事象数と矛盾がなかった。

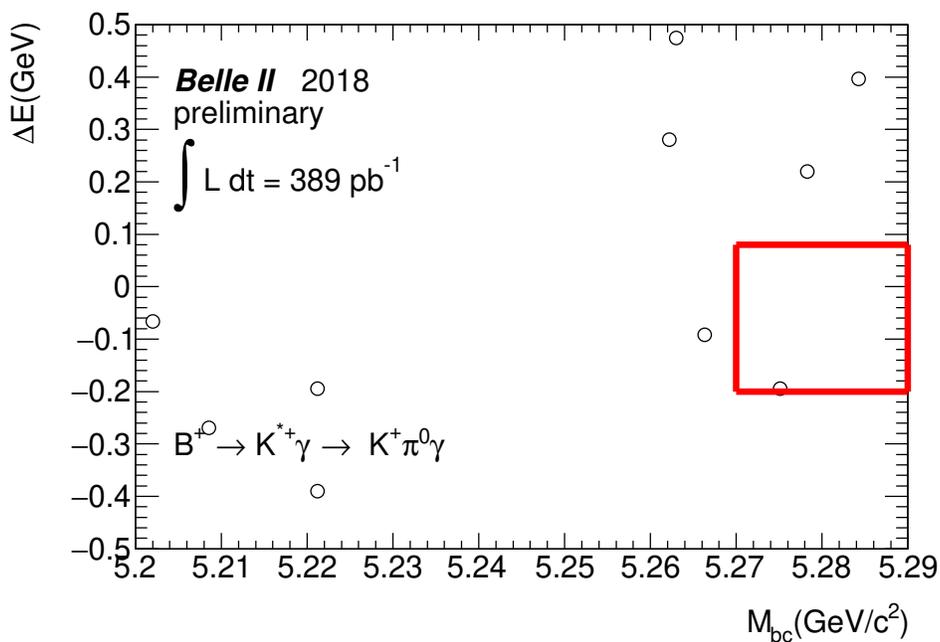


図 9.2: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の M_{bc} vs ΔE

信号事象領域に観測されたイベントのイベント番号とラン番号を表 9.2 に示す。

表 9.2: 信号事象領域の $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ のイベント番号とラン番号

イベント番号	ラン番号
147913	2425

図 9.3 は実データから $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ を再構成したときの M_{bc} と ΔE の 2 次元プロットである。信号事象領域には 0 イベント、信号事象領域外には 5 イベントあり MC シミュレーションから期待される事象数と矛盾がなかった。

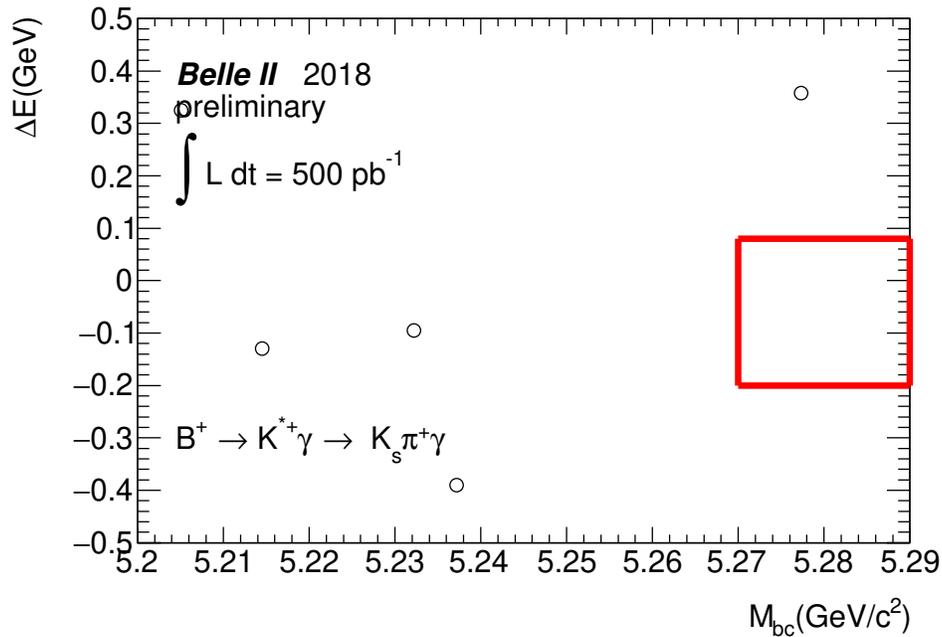


図 9.3: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の M_{bc} vs ΔE

9.2 M_{bc} および ΔE のフィッティング結果

$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の実データに先程 MC へのフィッティングで得たパラメータを用いてフィッティングを行った。その結果を $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の M_{bc} フィットは図 9.4、 ΔE フィットは図 9.5 に示す。 M_{bc} フィットの結果、信号数は 1.89 ± 1.83 、背景事象数は 8.11 ± 3.09 となった。 ΔE フィットの結果、信号数は 2.38 ± 2.14 、背景事象数は 8.62 ± 3.29 となった。ここでの誤差は統計誤差である。

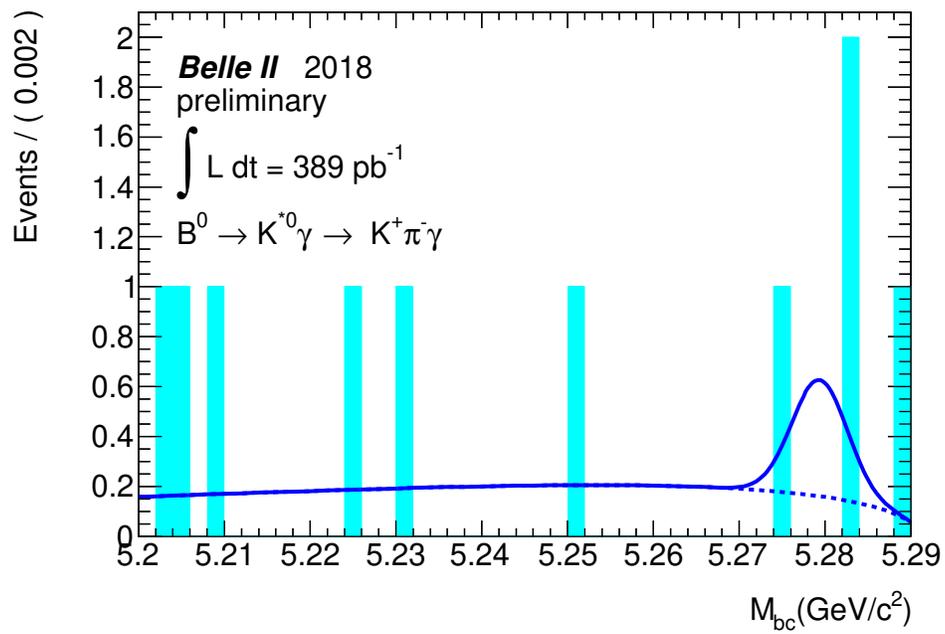


図 9.4: $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ の M_{bc}

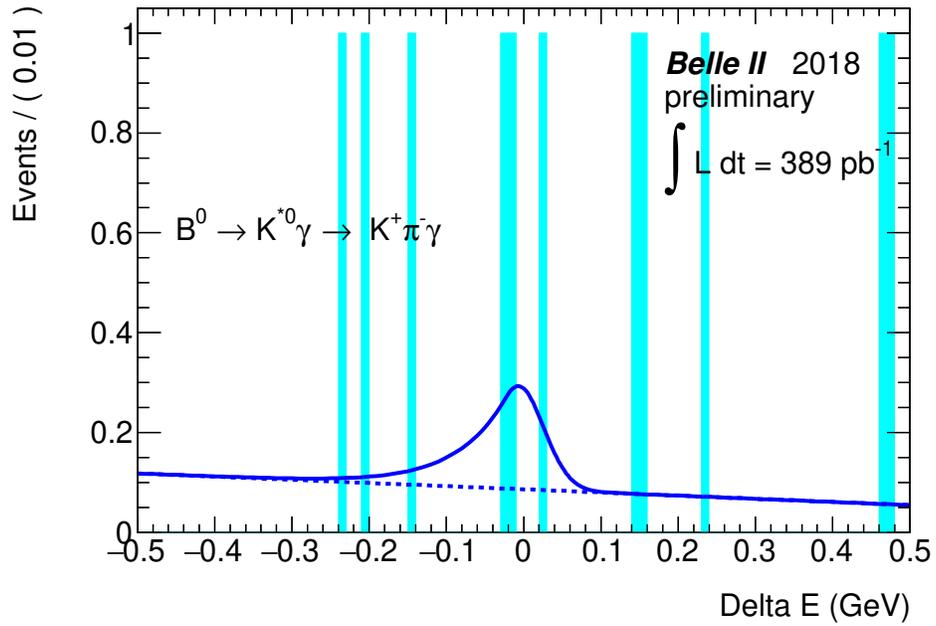


図 9.5: $B^0 \rightarrow K^{*0} \gamma \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$ の ΔE

$B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ の実データに先程 MC へのフィッティングで得たパラメータを用いてフィッティングを行った。その結果を $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ の M_{bc} フィットは図 9.6、 ΔE フィットは図 9.7 に示す。 M_{bc} フィットの結果、信号数は 0.62 ± 1.03 、背景事象数は 3.38 ± 1.95 となった。 ΔE フィットの結果、信号数は 0.00 ± 0.67 、背景事象数は 3.00 ± 1.73 となった。

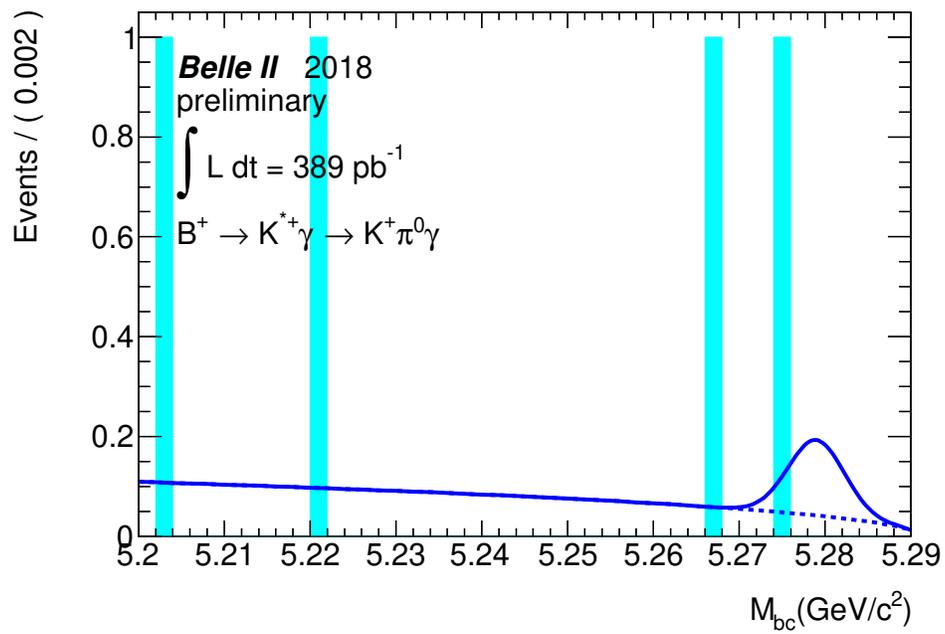


図 9.6: $B^+ \rightarrow K^{*+} \gamma \rightarrow K^+ \pi^0 \gamma$ の M_{bc}

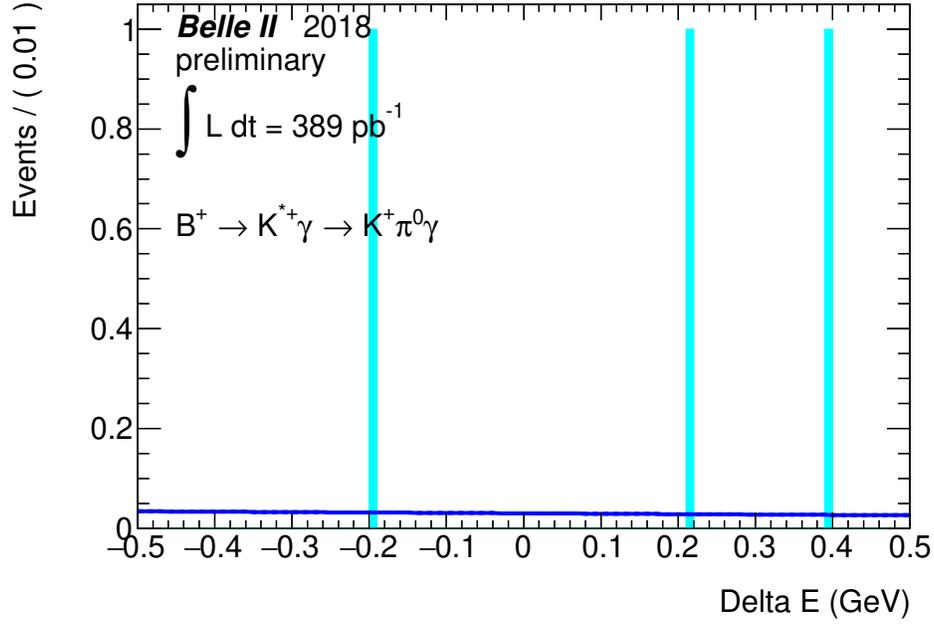


図 9.7: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の ΔE

9.3 崩壊分岐比

$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ のフィッティング結果から式 9.1 を用いて $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$ の崩壊分岐比とその誤差を算出すると、 $(2.3 \pm 2.2) \times 10^{-5}$ となり PDG の参考値と誤差の範囲内で一致する。ここで PDG2018 より $BF(\Upsilon \rightarrow B^0\bar{B}^0) = 0.486$ とした。

また観測信号数 N_{obs} は、 ΔE は Best Candidate Selection に使用しており、バイアスがかかっていることを考慮して M_{bc} のフィットで得られた信号数を採用した。ここで ϵ_{eff} は再構成効率、 $\int L dt$ は積算ルミノシティで本研究では 0.389fb^{-1} 、 $\sigma_{B\bar{B}}$ は加速器の調整によって変動する値であるが Belle II 実験ではまだ算出されていないため 1.1nb^{-1} を用いた。

$$\begin{aligned}
 BF(B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma) &= \frac{N(B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma)}{N(B^0 \rightarrow all)} \\
 &= \frac{N_{obs}/\epsilon_{eff}}{\int L dt \cdot \sigma_{B\bar{B}} \cdot 2 \cdot BF(\Upsilon \rightarrow B^0\bar{B}^0)} \\
 \Delta BF(B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma) &= BF(B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma) \times \frac{\Delta N_{obs}}{N_{obs}}
 \end{aligned} \tag{9.1}$$

同様に $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ のフィッティング結果から式 9.2 を用いて $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma$ の崩壊分岐比とその誤差を算出すると、 $(4.1 \pm 6.7) \times 10^{-5}$ となり PDG の参考値と誤差の範囲内で一致する。ここで PDG2018 より $BF(\Upsilon \rightarrow B^+B^-) = 0.514$ とした。

$$\begin{aligned}
BF(B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma) &= \frac{N(B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma)}{N(B^+ \rightarrow all)} \\
&= \frac{N_{obs}/\epsilon_{eff}}{\int L dt \cdot \sigma_{B\bar{B}} \cdot 2 \cdot BF(\Upsilon \rightarrow B^+B^-)} \quad (9.2) \\
\Delta BF(B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma) &= BF(B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma) \times \frac{\Delta N_{obs}}{N_{obs}}
\end{aligned}$$

9.4 系統誤差の見積もり

9.4.1 K/π PID の系統誤差の見積もり

Significance の計算から、 K/π Probability > 0.0014 を選別条件とした。このとき D^{*+} の実データの再構成効率 ϵ_{data} が 0.989、MC の再構成効率 ϵ_{MC} が 0.978 であり、その差 0.011 が実データの再構成効率の誤差 $\Delta\epsilon_{data}$ の 0.022 よりも小さい値であった。このため K/π PID カットに対する系統誤差は、 $\frac{\Delta\epsilon_{data}}{\epsilon_{data}} = 0.022$ とした。

9.4.2 γ の選別の系統誤差の見積もり

Significance の計算から、ZernikeMVA > 0.66 を選別条件とした。このとき $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の実データの再構成効率 ϵ_{data} が 0.842、MC の再構成効率 ϵ_{MC} が 0.760 であり、その差 0.082 が実データの再構成効率の誤差 $\Delta\epsilon_{data}$ の 0.009 よりも大きい値であった。そこで ZernikeMVA > 0.66 のときの B^0 と ZernikeMVA のカットなしの B^0 の再構成効率から $\epsilon_{B_{MC}^0} = 0.988$ (式 9.3) と求め、これを用いてデータで見積もった再構成効率の相対誤差 $\Delta\epsilon_1 = 0.011$ (式 9.4)、データとモンテカルロの再構成効率の違い $\Delta\epsilon_2 = 0.098$ (式 9.5) と求めた。 $\Delta\epsilon_2 > \Delta\epsilon_1$ であるからデータとモンテカルロの間に再構成効率の有意な違いがみられ、 $\Delta\epsilon_2 = 0.098$ を系統誤差とした。

$$\epsilon_{B_{MC}^0} = \frac{\epsilon_{B_{MC}^0}(ZernikeMVA > 0.66)}{\epsilon_{B_{MC}^0}(ZernikeMVA \text{ カットなし})} \quad (9.3)$$

$$\Delta\epsilon_1 = \sqrt{\left(\frac{\Delta\epsilon_{data}}{\epsilon_{data}}\right)} \quad (9.4)$$

$$\Delta\epsilon_2 = \frac{|\epsilon_{data} - \epsilon_{MC}|}{\epsilon_{data}} \quad (9.5)$$

9.4.3 K_S^0 の選別の系統誤差の見積もり

Significance の計算から、 $\cos d\phi > 0.935$ を選別条件とした。このとき Inclusive の K_S^0 の実データの再構成効率 ϵ_{data} が 0.981、MC の再構成効率 ϵ_{MC} が 0.986 であり、その差 0.005 が実データの再構成効率の誤差 $\Delta\epsilon_{data}$ の 0.004 よりも大きい値であった。そこで $\cos d\phi > 0.935$ のときの $B^+ \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ と $\cos d\phi$ のカットなしの $B^+ \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の再構成効率から $\epsilon_{(B^+ \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma)MC} = 0.996$ と求め、これを用いて上と同様に $\Delta\epsilon_1 = 0.004$ 、 $\Delta\epsilon_2 = 0.005$ と求めた。 $\Delta\epsilon_2 > \Delta\epsilon_1$ であるからデータとモンテカルロの間に選別効率の有意な違いが若干みられ、 $\Delta\epsilon_2 = \frac{|\epsilon_{data} - \epsilon_{MC}|}{\epsilon_{data}} = 0.005$ を系統誤差とした。

9.4.4 BDT、LR を用いた $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 事象抑制における系統誤差の見積もり

BDT および LR を用いた信号選別における系統誤差の見積りは、本来は $B \rightarrow D\pi$ 等のコントロールサンプルを使い、コントロールサンプルに対して BDT を構築し、BDT カットを変化させた時の efficiency を調べることで見積もる必要があるが、現在 Belle II 実験 Phase II ランの積分ルミノシティ 0.5 fb^{-1} においてはコントロールサンプル候補の $B \rightarrow D\pi$ は 20 イベント程度しか得られておらず [22]、精度よく系統誤差を見積もることができない。そのため本解析で用いた BDT、LR のカット値を変化させたときの信号数の変化より、見積りを行った。本研究では、BDT または LR カットの inefficiency が半分になるようにカットをかけて比較した。

$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の崩壊では BDT>0.825 のとき M_{bc} フィットから得られるイベント数は $N_{mbc} = 1.89$ であった。BDT>0.825 が選別条件のときの信号 MC の efficiency が 78%、inefficiency が 22% であるから inefficiency が半分の 11%(efficiency=89%) になる BDT>0.65 のときの信号事象数を M_{bc} フィットし、イベント数 N_{loose} を見積ると $N_{loose} = 2.11$ になった。よって系統誤差は式 9.6 より 0.022 と見積もった。

$$\frac{|N_{loose} \times efficiency(BDT > 0.825)/efficiency(BDT > 0.65) - N_{mbc}|}{N_{mbc}} = 0.0215 \quad (9.6)$$

$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の崩壊では BDT>0.86 のとき M_{bc} フィットから得られるイベント数は $N_{mbc} = 0.62$ であった。BDT>0.86 が選別条件のときの信号 MC の efficiency が 50%、inefficiency が 50% であるから inefficiency が半分の 25%(efficiency=75%) になる BDT>0.66 のときの信号事象数を M_{bc} フィットし、イベント数 N_{loose} を見積ると $N_{loose} = 1.35$ であった。よって系統誤差は式 9.7 より 0.452 と見積もった。図 9.8 に BDT>0.66 のときの M_{bc} と ΔE の 2 次元プロットを示す。信号領域において事象数が増加したために、系統誤差としては大きな値になっている。

$$\frac{|N_{loose} \times efficiency(BDT > 0.86)/efficiency(BDT > 0.66) - N_{mbc}|}{N_{mbc}} = 0.4516 \quad (9.7)$$

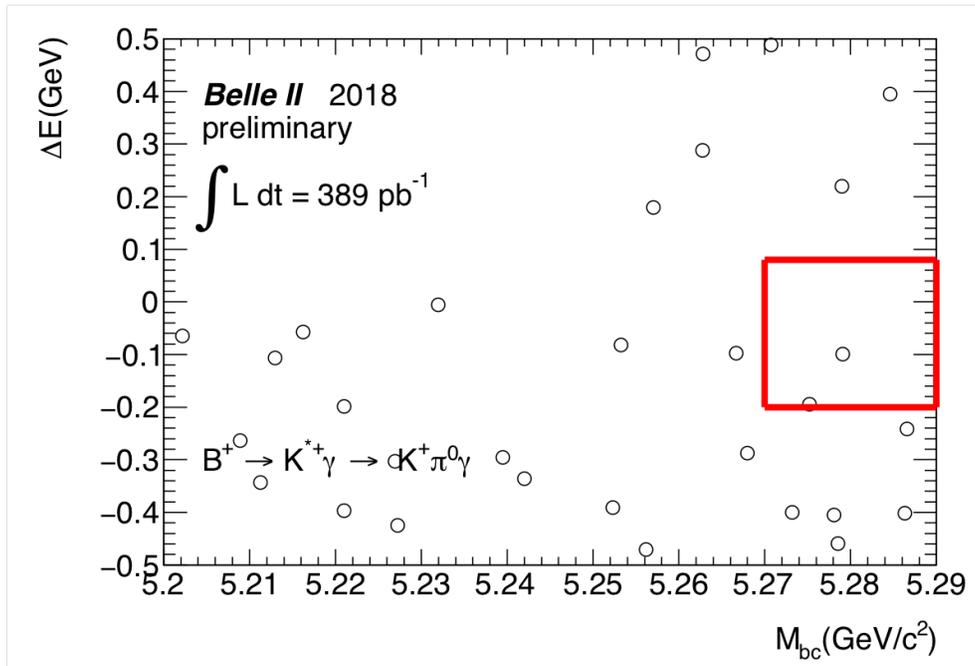


図 9.8: BDT>0.66 のときの $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の M_{bc} vs ΔE

$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の崩壊では $LR > 0.54$ が選別条件のときの信号 MC の efficiency が 81%、inefficiency が 19% であるから inefficiency が半分の 9.5% (efficiency=90.5%) になる $LR > 0.32$ のときの信号事象数は 0 であった。よって今回は LR による系統誤差は考慮しない。

9.4.5 M_{bc} フィットパラメータの不定性による系統誤差の見積り

実データの M_{bc} のフィットでは、モンテカルロで信号やバックグラウンドの分布の形状を決定しているが、 $q\bar{q}$ の MC は統計量が少なく MC で決定したバックグラウンドの形の不定性が信号数の見積りに影響する。

$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ の崩壊では、BDT>0.825 のとき M_{bc} フィットから得られるイベント数は $N_{mbc} = 1.89$ であった。ARGUS 関数の α は -35 ± 6 である。ここで $\alpha_m = -41$ 、 $\alpha_p = -29$ として M_{bc} フィットで得られる事象数をそれぞれ $N_{\alpha_m} = 1.75$ 、 $N_{\alpha_p} = 1.97$ と求めた。このとき系統誤差は N_{mbc} との差がより大きい方の N_{α_m} を引用して式 9.8 より 0.074 と見積もった。

$$\frac{|N_{\alpha_m} - N_{mbc}|}{N_{mbc}} = 0.0740 \quad (9.8)$$

$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ の崩壊では、BDT>0.86 のとき M_{bc} フィットから得られるイベント数は $N_{mbc} = 0.62$ であった。そのフィットのバックグラウンドの PDF の形状を決める。ARGUS 関数の α は -1.0 ± 13.5 である。ここで $\alpha_m = -14.5$ 、 $\alpha_p = 12.5$ とする。 α_m のときは M_{bc} フィットで得られる事象数を $N_{\alpha_m} = 0.53$ と求められる。 $\alpha > 0$ の領域はフィット不可であるため、 $\alpha_m = -14.5$ の時の事象数と標準値 $\alpha = -1.0$ の時の事象数を比較し、式 9.8 と同様にして 0.145 と見積もった。

$B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ の崩壊では、信号領域内に信号候補がなかったためフィットを行っていない。よって M_{bc} フィットパラメータの不定性による系統誤差は考えない。

9.4.6 系統誤差のまとめ

上で述べた系統誤差について表 9.3 にまとめる。

表 9.3: 系統誤差

	$K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$	$K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$	$K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$
K/π ID	0.022	0.022	-
γ 選別	0.098	0.098	0.098
K_S^0 選別	-	-	0.005
$q\bar{q}$ 抑制 (BDT,LR)	0.022	0.452	-
M_{bc} フィットパラメータ	0.074	0.145	-
計	0.127	0.485	0.098

9.4.7 系統誤差を考慮した崩壊分岐比

$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma (\rightarrow K^+\pi^-\gamma)$ の崩壊分岐比の誤差は、表 9.3 より $0.13 \times 2.3 \times 10^{-5} = 0.30 \times 10^{-5}$ 、 $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma (\rightarrow K^+\pi^0\gamma)$ の分岐比の誤差は、同様にして $0.49 \times 4.1 \times 10^{-5} = 2.01 \times 10^{-5}$ となる。よって崩壊分岐比は、誤差の第一項を統計誤差、第二項を系統誤差とすると、それぞれ

$$BF(B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma) = (2.3 \pm 2.2 \pm 0.3) \times 10^{-5} \quad (9.9)$$

$$BF(B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma) = (4.1 \pm 6.7 \pm 2.0) \times 10^{-5} \quad (9.10)$$

となった。

9.5 今後の展望

MC シミュレーションから予測される各モードが 5σ の精度で再発見される積算ミノシティの見積もりを行った。Belle II 実験 Phase II の環境でデータを取得し続けると仮定した場合、図 9.9 に

示すように、 $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ は積算ルミノシティ約 3.5fb^{-1} 、 $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ は約 22.4fb^{-1} 、 $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$ は約 20.8fb^{-1} のときに 5σ 以上の有意度で再発見ができると見積もられる。実際には Phase III になると、Belle II 検出器の性能が向上するため、より早い段階で再発見がされることが期待される。

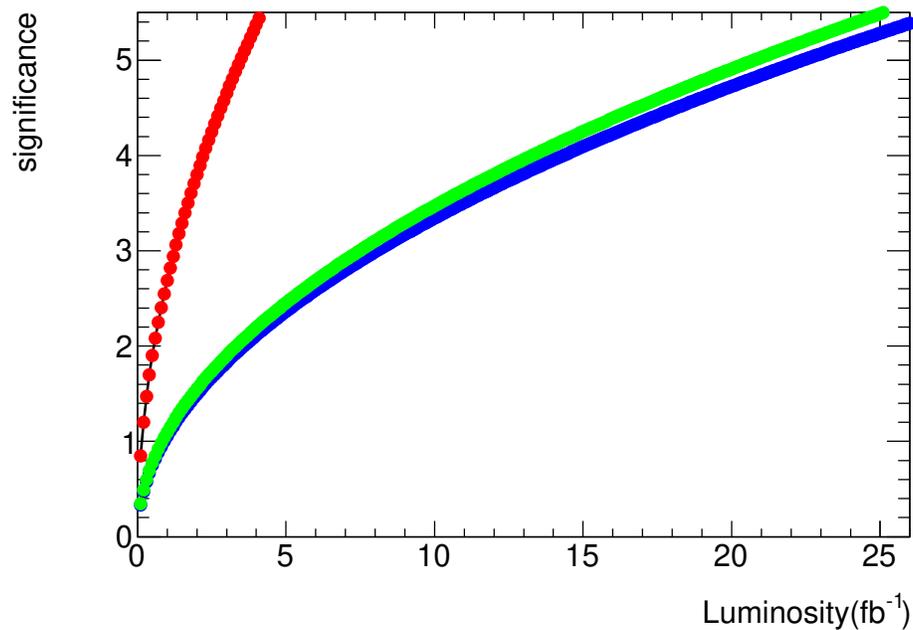


図 9.9: 積算ルミノシティの Significance 赤: $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ 、青: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ 、緑: $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_S^0\pi^+\gamma$

第10章 結論

Belle II 実験は電子陽電子を非対称エネルギーで衝突させて生成される B 中間子を観測し、新物理の探索を行う実験である。前身の Belle 実験の約 50 倍の統計量が予定されており、統計誤差を小さくできることから新物理の精密測定が行われる。

Belle II 測定器は複数の検出器から構成されており、エンドキャップ部で荷電 K/π 中間子の識別を担うのが ARICH 検出器である。ARICH 検出器ではシリカエアロゲル輻射体を通過する荷電粒子が発するチェレンコフ光の 2次元リングイメージを観測するため、位置情報が正確であることが求められる。今後、Belle II 実験では継続的に μ 粒子を用いたアライメント補正を行う。

本研究では MC シミュレーションによりアライメント手法の開発を行い、Belle II 実験 Phase II の Bhabha のデータを用いてアライメント補正を行った。その結果、並進方向に 1mm、回転方向に 0.1 度のレベルで検出器のずれの特定、およびチェレンコフ角分布のピークの幅を正規分布の σ の値として 0.0164rad から 0.0153rad に改善することに成功した。

Belle II 実験で生じる $b \rightarrow s\gamma$ 崩壊は標準理論ではツリーレベルの崩壊が禁止され W ボソンを介する 1 ループダイアグラムではほぼ記述できるため新物理への感度が高いモードの 1 つである。本研究では $b \rightarrow s\gamma$ 遷移のうち、最も軽いハドロンへの崩壊である $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ 、 $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ および $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_s^+\pi^+\gamma$ について MC を用いて選別条件の最適化、信号事象数の見積もりを行い、Belle II 実験 Phase II のデータを用いて再構成を行った。

$B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma \rightarrow K^+\pi^-\gamma$ は信号事象領域内に 4 イベントあり、フィットの結果、信号数が 1.89 ± 1.83 、 $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K^+\pi^0\gamma$ は信号事象領域内に 1 イベントあり、フィットの結果、信号数が 0.62 ± 1.03 であった。 $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma \rightarrow K_s^+\pi^+\gamma$ については信号事象領域内にイベントは見つからなかった。 $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$ と $B^+ \rightarrow K^{*+}\gamma$ の崩壊分岐比はそれぞれ $(2.3 \pm 2.2 \pm 0.3) \times 10^{-5}$ と $(4.1 \pm 6.7 \pm 2.0) \times 10^{-5}$ であり、参考値と矛盾なく一致した。

謝辞

本研究は多くの方々の多大なるご支援により、進めることができました。首都大学東京では住吉孝行先生、角野秀一先生、汲田哲郎先生をはじめ、同研究室の皆様には大変お世話になりました。浜津良輔先生、千葉雅美先生には他実験グループながら、様々な面でご指導をいただきました。指導教員である角野先生には本研究のみならず、学会発表資料の添削、英語の添削など非常にたくさんのご指導をして頂きました。角野先生のご指導がなければ、本論文を完成させることはできませんでした。心より感謝申し上げます。また Belle II 実験への参加や、国際会議の参加など貴重な経験をたくさんさせて頂き、感謝しております。

先輩の米永匡伸さんには研究内容についてたくさんのご意見をいただきました。様々な助けがあって本研究を成り立たせることができました。大変感謝致します。

同期の柿本詩織さん、小西達也さん、吉川広陽さんとは研究室に配属された学部4年生の頃から共に学び、充実した研究室生活を送ることができました。後輩の小林さん、久世さん、栗田口さん、堀さん、三宅さん、滝上さん、鶴藤さん、在原さんには楽しい研究室生活を送らせてもらいました。特に柿本詩織さん、小林さん、久世さんとは同じ ARICH グループで協力して研究を行い、研究生活がより楽しく、充実したものとなりました。高エネルギー実験研究室の皆様には深く感謝致します。

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) では足立一郎先生、西田昌平先生をはじめ、多くの方々に感謝申し上げます。同じ ARICH グループの総研大の金道玄樹さん、東邦大学の北村さんにも大変お世話になりました。また、他グループではありますが、Belle II Japan Student の皆様とは勉強会など、助け合いながら研究を進めることができました。

東北大学の石川明正先生、卒業生の太田恭平さんには物理解析についてたくさんのご指導をいただきました。短い期間でしたが本当にありがとうございました。

最後に、本研究に関わってくださった全ての皆様、および経済面で支えて頂いた両親に感謝の意を記し、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] KEK, 標準理論を超えるためには, <https://www.kek.jp/ja/newsroom/2012/08/31/1800/>
- [2] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, “Evidence for the 2π Decay of the K_0^2 Meson”, Phys. Rev. Lett. 13, pp.138-140 (1964).
- [3] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973).
- [4] A. Bevan (ed.) et al., Eur. Phys. J. C 74 (2014).
- [5] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51, (1983) 1945-1947
- [6] 阿部和雄, ユニタリー三角形の角度 ϕ_3 の測定, (2014)
- [7] Y. Zheng *et al.* (Belle Collaboration), Measurement of the $B^0 - \bar{B}^0$ mixing rate with $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow D^{*\mp}\pi^\pm$ partial reconstruction, Phys. Rev. **D 67**, 092004 (2003)
- [8] 西田昌平, Belle の最新結果と Belle II 実験, 2011, 高エネルギー春の学校
- [9] S. Iwata *et al.*, Particle identification performance of the prototype aerogel RICH counter for the Belle II experiment, Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 033H01 (2016)
- [10] 森井友子、樋口岳雄、Belle II シリコン崩壊点検出器 (SVD)
- [11] David Atwood, Michael Gronau, and Amarjit Soni. “Mixing induced CP asymmetries in radiative B decays in and beyond the standard model”. In: Phys.Rev. Lett. 79 (1997), pp. 185-188. DOI: 10.1103/PhysRevLett.79.185. arXiv:hep-ph/9704272 [hep-ph].
- [12] S. Iwata, Development of the Aerogel RICH counter for a super B-factory experiment, Ph.D Thesis (2016)
- [13] S. Jadach *et al.*, ”Coherent exclusive exponentiation for precision Monte Carlo calculations”, Phys. Rev. **D63** (2001) 113009.
- [14] H. Czyz *et al.*, ”Simulation of electron-positron annihilation into hadrons with the event generator PHOKHARA”, JHEP **1308** (2013) 110

- [15] T.Horiguchi *et al.*, Evidence for Isospin Violation and Measurement of CP Asymmetries in $B \rightarrow K^*(892)\gamma$, Phys. Rev. Lett. 119, 191802 (2017)
- [16] 受川史彦, 魚住 聖, 金 信弘, “B0s 中間子の粒子・反粒子振動の観測”, 日本物理学会誌, 62, 249 (2007).
- [17] 太田恭平 (2018 年東北修士論文), Belle II 実験におけるペンギン過程 $B \rightarrow K\pi\gamma$ のシミュレーション研究
- [18] Heavy Flavor Averaging Group, Averages of b-hadron, c-hadron, and τ -lepton properties as of summer 2014, arXiv:1412.7515
- [19] T.Horiguchi, Measurement of Branching Fractions as well as Isospin and CP Asymmetries in $B \rightarrow K^*\gamma$ Decays at the Belle experiment, Ph.D Thesis (2016)
- [20] H. Albrecht *et al.* [ARGUS Collaboration], Search for hadronic $b \rightarrow u$ decays, Phys. Lett. **B241** (1990) 278-282
- [21] T. Skwarnicki, Ph.D Thesis, Institute for Nuclear Physics, Krakow 1986; Desy internal report, DESY F31-86-02 (1986).
- [22] V. Bhardwaj, K. Trabelsi, N. Rout, P. K. Resmiet *et al.*, BELLE2-NOTE-PL-2018-020, <https://docs.belle2.org/record/985/files/BELLE2-NOTE-PL-2018-020.pdf>