Belle実験における $B^+ \to \tau^+ \nu_\tau$ の探索

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻山中卓グループ
博士前期課程 2 年
玉井 佑治

平成 15 年 3 月 3 日

目 次

第 1 章 イントロダクション **1**

1.1 荷電 B 中間子のレプトン崩壊 1

1.2 小林-益川行列 1

1.2.1 CP 非保存 1

1.2.2 小林-益川行列とユニタリー三角形 2

1.3 $B \to \tau\nu$ の研究意義 2

1.3.1 B 中間子の崩壊定数 f_B の決定 3

1.3.2 ユニタリー三角形の許容範囲の示唆 3

1.4 $B \to \tau\nu$ の研究の現状 4

第 2 章 KEK B-factory **5**

2.1 KEK-B 加速器 5

2.2 BELLE 検出器 8

2.2.1 SVD(Silicon Vertex Detector) 9

2.2.2 CDC(Central Drift Chamber) 9

2.2.3 ACC(Aerogel Čherenkov Counter) 10

2.2.4 TOF(Time of Flight) 10

2.2.5 ECL(Electromagnetic Calorimeter) 11

2.2.6 ソレノイド電磁石 13

2.2.7 KLM($K_L\mu$ 検出器) 13

第 3 章 解析手法とデータ **14**

3.1 解析手法 14

3.2 データ 15

3.3 モンテカルロシミュレーション 15

第 4 章 B 中間子の Full reconstruction を用いた $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ の解析 **16**

4.1 B^- の Full reconstruction 16

4.1.1 荷電粒子の識別 16

4.1.2 中性粒子の識別 17

4.1.3 $D^{(*)0}$、ρ^-、a_1^- の再構成 17

4.1.4 バックグラウンドの除去 20

4.1.5 B^- の再構成 22

4.1.6 Full reconstruction の結果 23

4.2 $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ 25

4.2.1 $\tau^+ \to l^+\nu_l\bar{\nu}_\tau$ (l^+ は μ^+ または e^+) 25

4.2.2 $\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$ 27

4.2.3 $\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$ 27

4.2.4 シグナルイベントおよびバックグラウンド 28

4.2.5 検出効率 31
4.3 系統誤差 31
4.3.1 B^- の Full reconstruction タグに伴う系統誤差 31
4.3.2 $\tau^+ \to X\bar{\nu}(\nu)$ の崩壊分岐比に伴う系統誤差 31
4.3.3 トラッキングに伴う系統誤差 31
4.3.4 粒子識別に伴う系統誤差 32
4.3.5 系統誤差のまとめ 35

第 5 章 結果 **36**

第 6 章 考察 **37**

第 7 章 結論 **38**

付 録 A B の準レプトン崩壊を用いた $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ の解析 **39**
A.1 データ 39
A.2 $B^- \to D^0 l^- \nu X$ の再構成 39
A.2.1 D^0 の再構成及びイベント選別 39
A.2.2 $B^- \to D^0 l^- \nu X$ 候補の選別 40
A.3 $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ の探索 41
A.3.1 シグナル領域の決定 41
A.3.2 検出効率 44
A.3.3 結果 44

謝辞 **45**

参考文献 **46**

概 要

KEK-B ファクトリーによって生成された 85.0×10^6 個の $B\bar{B}$ 対を用い、荷電 B 中間子の崩壊 $B^+ \to \tau^+ \nu_\tau$ を探索した。τ^+ の崩壊は $\tau^+ \to l^+ \nu_l \bar{\nu}_\tau (l$ は μ または $e)$、$\pi^+ \bar{\nu}_\tau$、$\rho^+ \bar{\nu}_\tau$ の 4 つのモードについて再構成した。予測されるバックグラウンド 7.5 イベントに対し、7 イベントのシグナル候補を観測した。その結果、90% の信頼度で、$B^+ \to \tau^+ \nu_\tau$ の崩壊分岐比の上限値 7.5×10^{-4} を得た。

第1章　イントロダクション

この研究の目的は荷電 B 中間子の $B \to \tau\nu$ 崩壊の探索である。ここではまず、$B \to \tau\nu$ の崩壊について概要を述べ、その探索の意義について述べる。

1.1　荷電 B 中間子のレプトン崩壊

荷電 B 中間子の $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ 崩壊は図 1.1 のファインマンダイアグラムで示すように弱い相互作用によるレプトン崩壊である。

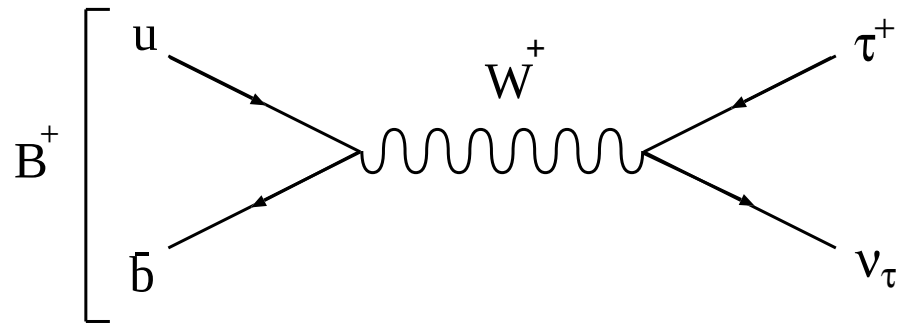

図 1.1: $B \to \tau\nu$ のファインマンダイアグラム

標準模型では重い $\bar{b}$ クォークは軽い u クォークと対消滅し、W^+ ボゾンを生成し、その W^+ はレプトンに崩壊する。弱い相互作用による崩壊は現在標準理論によって理解されており、B の純粋なレプトン崩壊の分岐比は次の式で表される。

$$BR(B \to l\nu) = \frac{G_F^2 m_B m_l^2}{8\pi}\left(1 - \frac{m_l^2}{m_B^2}\right)^2 f_B^2 |V_{ub}|^2 \tau_B \tag{1.1}$$

ここで、G_F はフェルミの結合定数、m_B 及び m_l はそれぞれ B 中間子及びレプトンの質量、f_B は B の崩壊定数、V_{ub} は次節で述べる小林-益川行列要素、そして τ_B は B の寿命である。ヘリシティ保存のため分岐比はレプトンの質量に依存し、B のレプトン崩壊では $\mu\nu$、$e\nu$ に対し $\tau\nu$ のモードが崩壊分岐比が高い。したがって、$B \to \tau\nu$ の崩壊分岐比の測定は標準模型を検証するために非常に有効なモードである。

1.2　小林-益川行列

前節で述べたように $B \to \tau\nu$ の崩壊分岐比は小林-益川行列要素 V_{ub} の大きさに依存する。そこでここでは小林-益川行列について述べる。

1.2.1　CP 非保存

素粒子の弱い相互作用において粒子と反粒子を交換することを C 変換 (荷電共役変換)、空間座標を反転することを P 変換 (パリティ変換) という。またこれらを変換を同時に施すことを CP 変換という。

これらの変換の前後で粒子が同じ波動関数に従うとき、それぞれの変換に対して対称であるという。P 対称性は電磁気力，強い相互作用では成り立っていると考えられているが，弱い相互作用ではこの対称性が破れていることが 1957 年、C. S. Wu らによって発見された [1]。同様に弱い相互作用では C 対称性も破れていることが示された。しかし、その後も CP 対称性が破れているという発見はなく、P 対称性、C 対称性が破れているにもかかわらず CP 対称性は弱い相互作用でも成り立っていると考えられていた。ところが 1964 年、V. L. Fitch、J. W. Cronin らにより中性 K 中間子系において CP 対称性が破れていることが発見された [2]。彼らは CP 固有値が -1 であると考えられていた K_L^0 が CP 固有値 $+1$ である $\pi^+\pi^-$ に崩壊することを観測した。その後、中性 B 中間子系においても CP 対称性が破れていることが発見されている [3]。

1.2.2 小林-益川行列とユニタリー三角形

CP 対称性の破れを説明する仮説として、1973 年小林-益川理論 [4] が発表された。この理論によれば、CP 非保存は 3 世代のクォークが混合することにより生じる。この混合行列は、小林-益川行列と呼ばれ、3×3 の成分をもつユニタリー行列として表される。

$$U = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

これをウォルフェンシュタイン (Wolfenstein) 表式 [5] で表せば近似的に、

$$U \simeq \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

と書ける。ここで A、λ、ρ 及び η はパラメータである。
小林-益川行列 U はユニタリー行列であるので、

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

というユニタリー条件が成立する。$V_{ud} \simeq 1$、$V_{cd} \simeq -\lambda$、$V_{tb} \simeq 1$ とすると、

$$V_{ub}^* - \lambda V_{cb}^* + V_{td} = 0 \tag{1.5}$$

となる。さらにウォルフェンシュタインのパラメータ化により、

$$V_{ub}^* = A\lambda^3(\rho + i\eta),\ V_{cb}^* = A\lambda^2,\ V_{td} = A\lambda^3(1-\rho-i\eta) \tag{1.6}$$

と表されるので、ユニタリー条件は ρ-η 平面上に描くと図 1.2 のように底辺の長さが 1、頂点の位置が (ρ, η) の三角形を作ることになる。
この三角形をユニタリー三角形と呼ぶ。CP 対称性が破れているということは CP 変換の前後で遷移振幅が異なることを意味し、i 行 j 列の行列要素に関して $V_{ij} \neq V_{ij}^*$ であるということになる。これは 1.3 における η が 0 でない値を持つことを意味する。したがって、標準模型における CP 問題はこのユニタリー三角形の面積を求めることに帰着される。

1.3 $B \to \tau\nu$ の研究意義

この崩壊モードを研究する意義は大きく 2 つ存在する。B 中間子の崩壊定数 f_B に関するものと前節で述べたユニタリー三角形の辺の長さに関するものである。

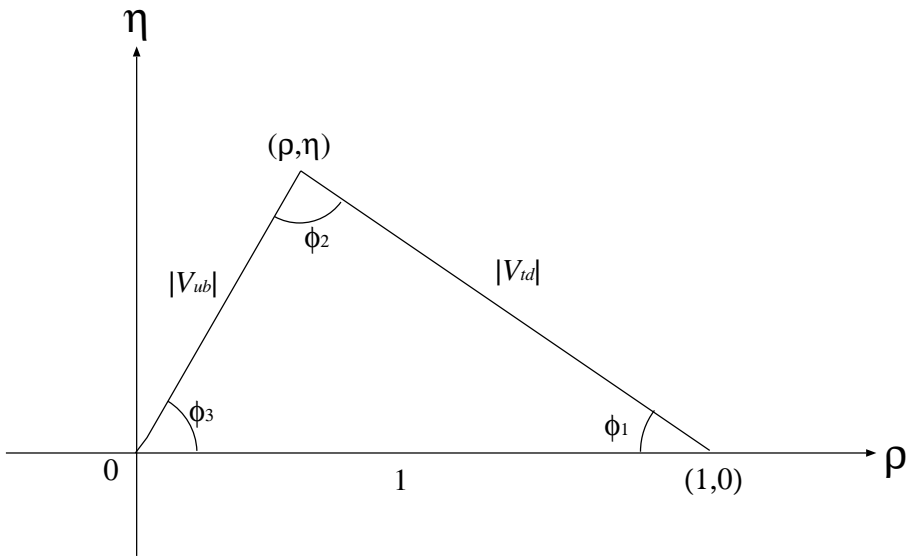

図 1.2: ユニタリー三角形
原点から頂点への距離は $|V_{ub}|$、もう一方の ρ 軸上の点から頂点までの距離は $|V_{td}|$ である。

1.3.1 B 中間子の崩壊定数 f_B の決定

$BR(B \to \tau\nu)$ が事実上 f_B と V_{ub} の積で決まるため、他の測定から V_{ub} の値がわかれば $BR(B \to \tau\nu)$ を測定することによって B の崩壊定数 f_B を決定することができる。

f_B は B 中間子を構成するクォークである u クォークと b クォークの波動関数の重なりの程度を表す量である。またこれらのクォークの対消滅の度合を決定する上でも基本的な役割を果たし B 中間子の性質を知る上で重要な意味を持っている。さらに実験による f_B の決定は、格子ゲージ理論の数値的研究における f_B の決定の正しさの確認ともなり、格子上の場の理論の立場からも重要視されている。

現在の標準模型では、$f_B \sim 190\mathrm{MeV}$、$|V_{ub}| \sim 0.003$ として $BR(B \to \tau\nu) \sim 6 \times 10^{-5}$ と予想されている。他のレプトン崩壊の分岐比も同様に $BR(B \to \mu\nu) \sim 3 \times 10^{-7}$、$BR(B \to e\nu) \sim 6 \times 10^{-12}$ と予想されているが、これらの分岐比は非常に小さいため、現在の B に関する実験では $BR(B \to \tau\nu)$ の測定は f_B を決定できる唯一の方法である。

1.3.2 ユニタリー三角形の許容範囲の示唆

$BR(B \to \tau\nu)$ と B_d-$\bar{B}_d$ 混合とを比較して考えると、$B \to \tau\nu$ の探索はまた別の意味を持つ。B_d-$\bar{B}_d$ 混合による質量差は、

$$\Delta m_d \propto \frac{G_F^2}{12\pi^2} m_B f_B^2 |V_{td}|^2 \tag{1.7}$$

という関係をもっている [6]。この関係と式 1.1 から f_B を消し、$\Delta m_d = 0.464 \pm 0.18\mathrm{ps}^{-1}$ を代入すると、

$$BR(B \to \tau\nu) = (4.08 \pm 0.24) \times 10^{-4} \cdot \left|\frac{V_{ub}}{V_{td}}\right|^2 \tag{1.8}$$

と書くことができる。式 1.8 の数値部分の誤差 0.24 は現在の理論の不定性からくるものである。この関係からユニタリー三角形の二辺の長さの比を知ることができるので、$B \to \tau\nu$ の崩壊分岐比の高精度の測定はユニタリー三角形の形を決める上で重要である。

1.4 $B \to \tau\nu$ の研究の現状

現在、$B \to \tau\nu$ の崩壊が観測されたという報告はなく、その崩壊分岐比の上限値が得られている。現在の最小上限値は L3 Collaboration により $e^+e^- \to Z^0 \to b\bar{b}$ 系において行われた実験で得られたもので、90%の信頼度で $BR(B \to \tau\nu) < 5.7 \times 10^{-4}$ である [7]。$e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\bar{B}$ 系における実験では CLEO Collaboration による 8.4×10^{-4} という上限値が最小の値である [8]。

第2章　KEK B-factory

この章では、$B \to \tau\nu$ の崩壊を探索するために用いた KEK B-factory の実験装置である KEK-B 加速器 [9] と BELLE 検出器 [10] について述べる。

2.1　KEK-B 加速器

KEK-B 加速器は、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある、B 中間子を大量につくり出す事を目的とした電子・陽電子衝突型の加速器である。図 2.1 が KEK-B 加速器の構成である。電子ビームリングは HER (High Energy Ring)、陽電子ビームリングは LER(Low Energy Ring) と呼ばれ、その周長は約 3km である。電子・陽電子は HER・LER 中を互いに反対方向に周回し、図上部の筑波実験棟内 (BELLE 検出器のある所) で衝突する。その際、両ビームは ±11mrad の角度を持って衝突させ、交差前後のビームの分離を容易にする。

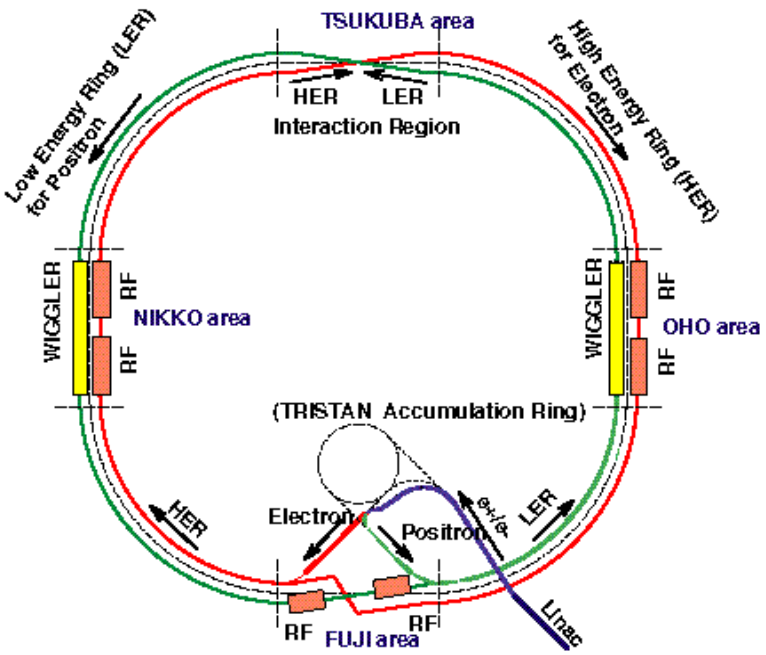

図 2.1: KEKB 加速器

この加速器の特徴は、電子 8GeV・陽電子 3.5GeV という非対称なエネルギーを持つ事にある。この組合せは、衝突時の重心系エネルギーが $\Upsilon(4S)$ の不変質量 10.58GeV と一致するように選ばれている。これにより $\Upsilon(4S)$ の崩壊から生成された B 中間子を、実験室系において電子ビーム方向に平均約 200μm 飛行させる事ができる。もう一つの特徴は、高いルミノシティーである。ルミノシティー (輝度:L) とは、粒子の反応断面積を $\sigma(\mathrm{cm}^2)$、その反応事象率を $N(\mathrm{sec}^{-1})$ とすると

$$L = \frac{N}{\sigma}$$

で定義され、単位は $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$ である。

2002 年 10 月 30 日現在、ビーム電流は HER において 1006mA、LER において 1610mA に達し、最高ルミノシティーは $8.256 \times 10^{33}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$ を達成し、世界一の数値を記録している。

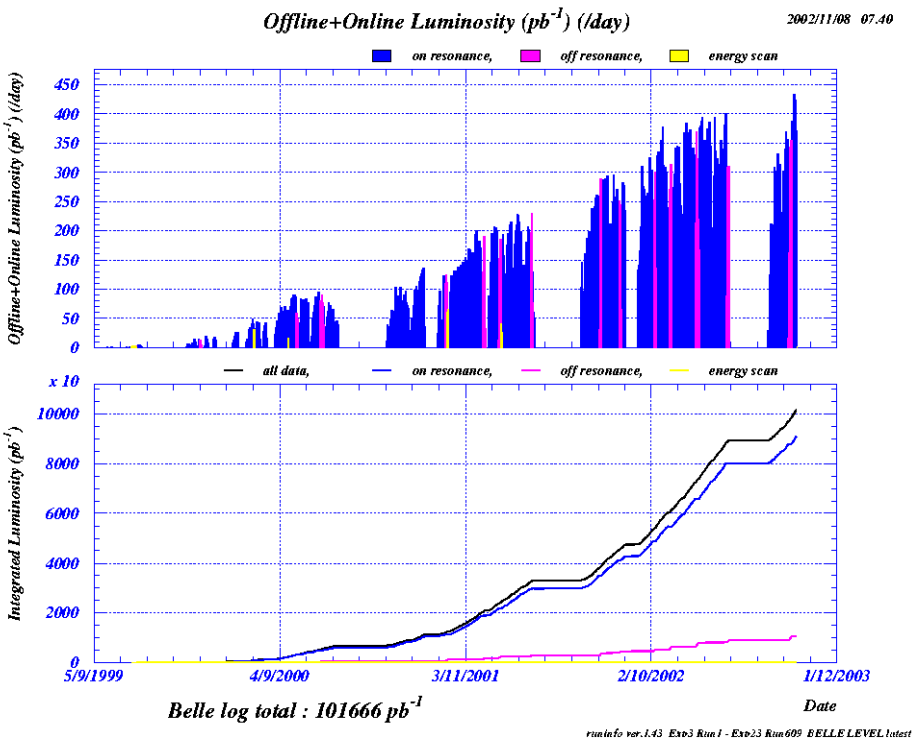

図 2.2: 積分ルミノシティーの推移。横軸は時間で、上のグラフの縦軸は 1 日ごとの積分ルミノシティー、下のグラフの縦軸はその時点での総積分ルミノシティーである。

また、図 2.2 はこれまでの積分ルミノシティー (時間で積分したルミノシティー) の推移を表したものである。この図の示す通り、現時点での積分ルミノシティーは $101.7\mathrm{fb}^{-1}(101.7 \times 10^{40}\mathrm{cm}^{-2})$ に達し、こちらも世界一のルミノシティを記録している。KEK-B 加速器の主なパラメータを、表 2.1 に示す。

		LER	HER	
Energy	E	3.5	8.0	GeV
Circumference	C	3016.26		m
Luminosity	$\mathcal{L}$	1×10^{34}		$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
Crossing angle	θ_x	± 11		mrad
Tune shifts	ξ_x/ξ_y	0.039/0.052		
Beta function at CP	β_x^*/β_y^*	0.33/0.01		m
Beam current	I	2.6	1.1	A
Natural bunch length	σ_z	0.4		cm
Energy spread	σ_ε	7.1×10^{-4}	6.7×10^{-4}	
Bunch spacing	s_b	0.59		m
Particle/bunch	N	3.3×10^{10}	1.4×10^{10}	
Emittance	$\varepsilon_x/\varepsilon_y$	$1.8 \times 10^{-8}/3.6 \times 10^{-10}$		m
Synchrotron tune	ν_s	$0.01 \sim 0.02$		
Betatron tune	ν_x/ν_y	45.52/45.08	47.52/43.08	
Momentum compaction factor	α_p	$1 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-4}$		
Energy loss/turn	U_o	0.81†/1.5‡	3.5	MeV
RF voltage	V_c	$5 \sim 10$	$10 \sim 20$	MV
RF frequency	f_{RF}	508.887		MHz
Harmonic number	h	5120		
Longitudinal damping time	τ_ε	43†/23‡	23	ms
Total beam power	P_b	2.7†/4.5‡	4.0	MW
Radiation power	P_{SR}	2.1†/4.0‡	3.8	MW
HOM power	P_{HOM}	0.57	0.15	MW
Bending radius	ρ	16.3	104.5	m
Length of bending magnet	ℓ_B	0.915	5.86	m

†: without wigglers, ‡: with wigglers

表 2.1: KEK-B 加速器の主なパラメータ

2.2 BELLE 検出器

BELLE 検出器の概観を図 2.3 に示す。KEK-B 加速器の非対称なエネルギーに対応して、反応によって出てくる粒子が 8GeV の e^- のビーム軸方向に多く出るので、BELLE 検出器もビーム軸方向の前後で非対称な構成になっている。

図 2.4 に BELLE 検出器の中心部、ビーム衝突点付近の座標系の定義を示す。x 軸は加速器のリングの外向き、y 軸は上向きにとり、そして z 軸は、電子ビームの向きにとってある。θ は z 軸に対して測った極角、ϕ は xy 平面上で x 軸に対して測った方位角である。

BELLE 検出器は 6 つの検出器とソレノイド電磁石から構成されている。6 つの検出器はビーム軸を中心にその周囲をとりまくように配置されており、内側から SVD、CDC、ACC、TOF、ECL、KLM と呼ばれている。

以下ではこれら個々の検出器について述べていく。

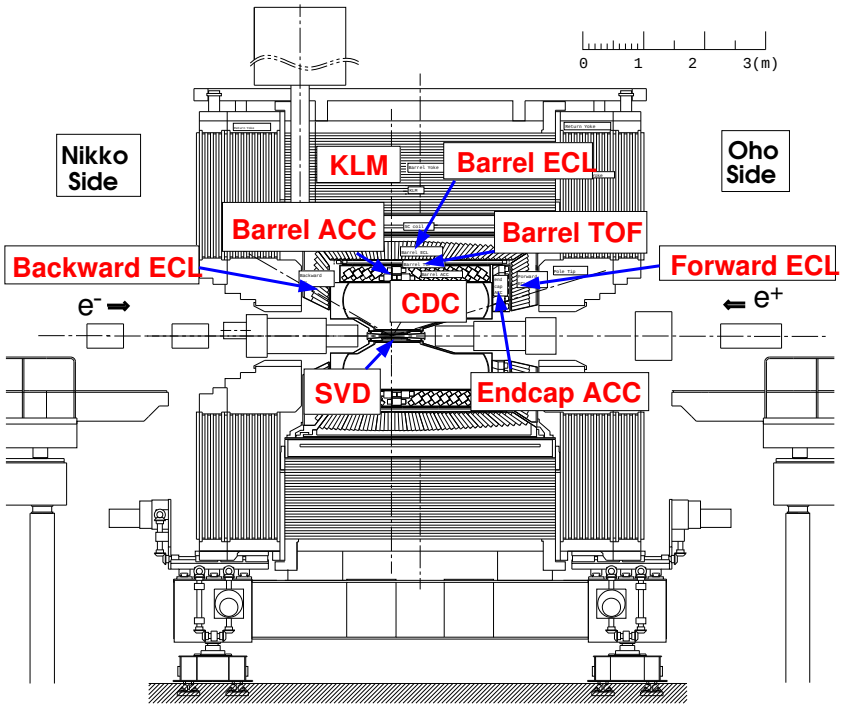

図 2.3: BELLE 検出器

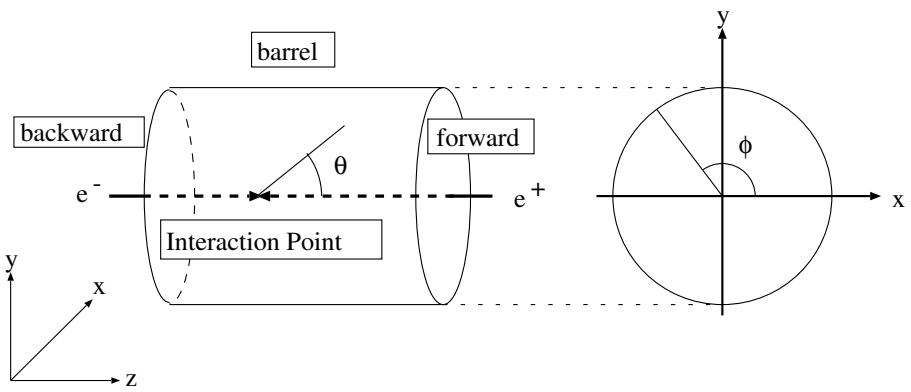

図 2.4: 座標軸の定義

2.2.1 SVD(Silicon Vertex Detector)

SVD は B 中間子の崩壊点を精密に測定するための検出器で、円筒形の 3 層構造をしている。その半径は内側から順に 3.0cm、4.55cm、6.05cm である。各層は DSSD(Double-sided Silicon Strip Detector) と呼ばれる半導体検出器を複数つなぎ合わせてできている。

1 つの DSSD の大きさは縦 57.5mm、横 33.5mm、厚さ 300μm である。DSSD の一方の面には、円筒座標系（図 2.4）で z 座標を測定するために、横方向に 1280 本の n-side ストリップが 42μm 間隔で走っている。もう片方の面には、ϕ 座標を測定するために、縦方向に 1281 本の p-side ストリップが 25μm 間隔で走っている。

図 2.5 に示すように、3 層構造の最内層は z 軸方向に沿って 2 枚つないだ DSSD(ラダーと呼ぶ) を 8 本、同様に中間層は 3 枚つないだ DSSD ラダーを 10 本、最外層は 4 枚つないだ DSSD ラダーを 14 本用い、それらをビーム軸をとりまくように設置する。これにより θ 方向のアクセプタンスは 23° ～ 139° となっている。

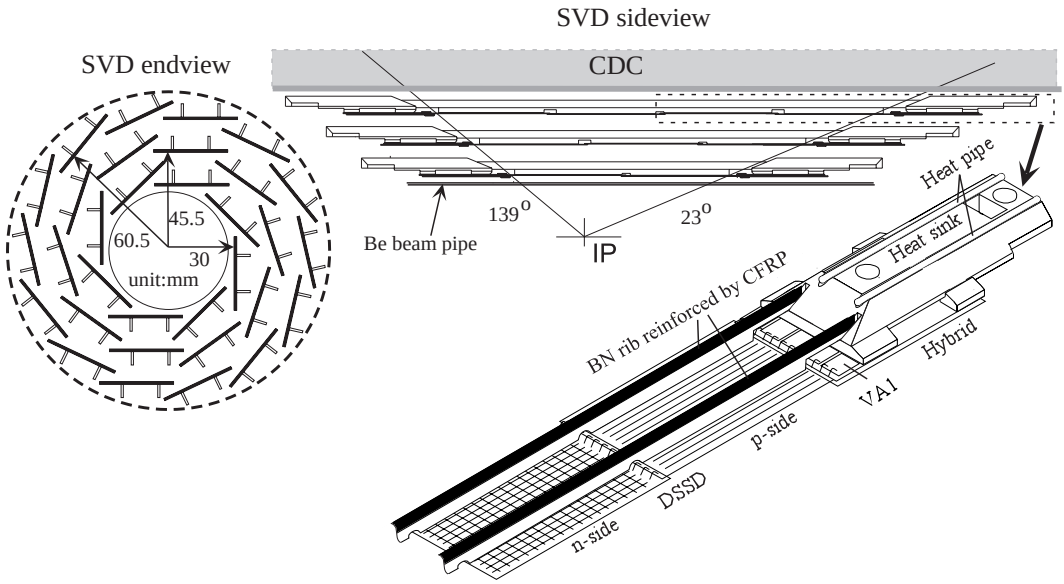

図 2.5: DSSD 及び SVD の図

2.2.2 CDC(Central Drift Chamber)

CDC は主に荷電粒子の運動量を測定するための検出器である。CDC の形状はビーム軸を中心とした内径 8.3cm、外径 88cm、長さ 240cm の円筒形であり、内部は原子番号の小さなガス (He(50%) と C_2H_6(50%)) で満たされている。θ 方向のアクセプタンスは 17° ～ 150° となっている。ここに z 方向に 8400 本のセンスワイヤが張られており、荷電粒子がその近傍を通過するとワイヤから電気信号として検出され、粒子の飛跡が測定される。CDC における r-ϕ 平面における位置分解能は 130μm と評価されている。また、この飛跡の曲率半径より運動量を求めことができる。後述するソレノイド電磁石による磁場 B が z 軸に平行に生成されるため、そこを通過する荷電粒子は r-ϕ 平面内において円運動をする。その曲率半径を R とすると、粒子の r-ϕ 平面における運動量 p は

$$p = 0.3BR$$

の関係式により求められる。ここで p、B、R の単位はそれぞれ GeV/c、Tesla、m である。横運動量分解能は $(0.20p_t \oplus 0.29)$% を達成している。ここで p_t は z 軸に対して垂直な運動量成分を表し、$\oplus$ はその前後の値の二乗和の平方根をとることを意味する。

CDC では、荷電粒子の電離損失 (dE/dx) の測定も行われる。図 2.6 は CDC で測定された粒子の運動量と dE/dx の分布を示したものである。この分布は粒子の種類を識別するために使用される。

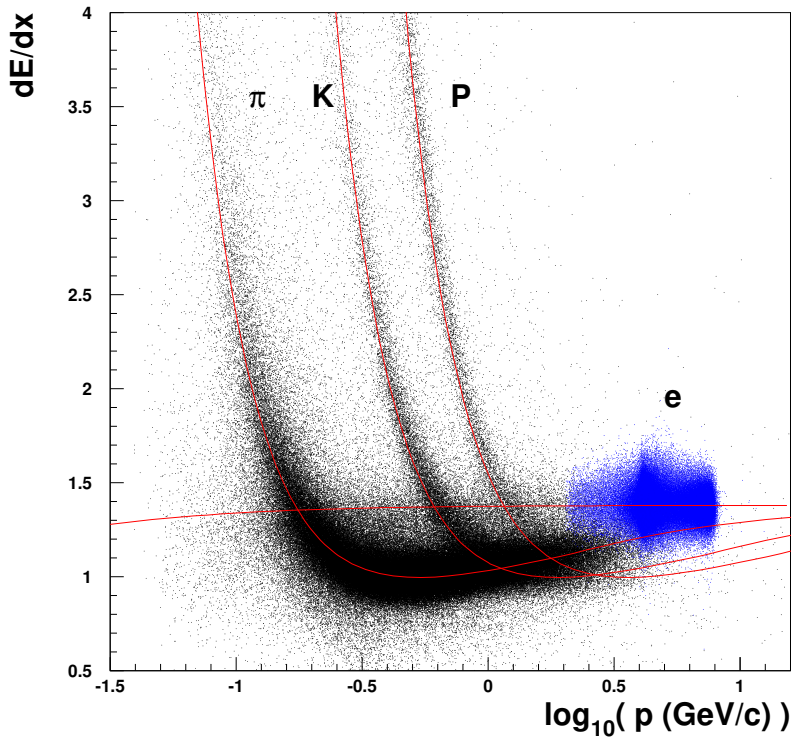

図 2.6: CDC で測定された粒子の運動量と dE/dx 分布。この分布により荷電粒子の識別を行うことができる。

2.2.3 ACC(Aerogel Čherenkov Counter)

ACC は主に K 中間子と π 中間子とを識別するための検出器である。荷電粒子が屈折率 n の媒質中での光速度 c/n よりも速い速度 v で通過する時、チェレンコフ光を発する。その光を検出するのがチェレンコフカウンターである。媒質としては屈折率 n =1.01、1.013、1.015、1.020、1.028 の 5 種類のシリカエアロジェルが用いられており、それぞれに取り付けられたファインメッシュ構造の光電子増倍管を一組として、バレル部に 960 個、エンドキャップ部に 228 個設置されている。

図 2.7 に ACC における K-π の識別性能を示す。1.0 $\sim$ 3.5GeV/c の範囲で K/π 識別が可能となっている。

2.2.4 TOF(Time of Flight)

TOF は Belle 検出器全体のトリガーの役割を持ち、また ACC が識別できない 1.2GeV/c 以下の運動量領域の K/π 識別を粒子の飛行時間測定によって行うプラスチックシンチレーションカウンターである。1 枚の 5mm 厚のトリガーシンチレーションカウンター (TSC) と、2cm の間隔を持つ 2 枚 (4mm 厚) の TOF カウンターを一組として、r = 120cm の位置に 128 組設置されている。

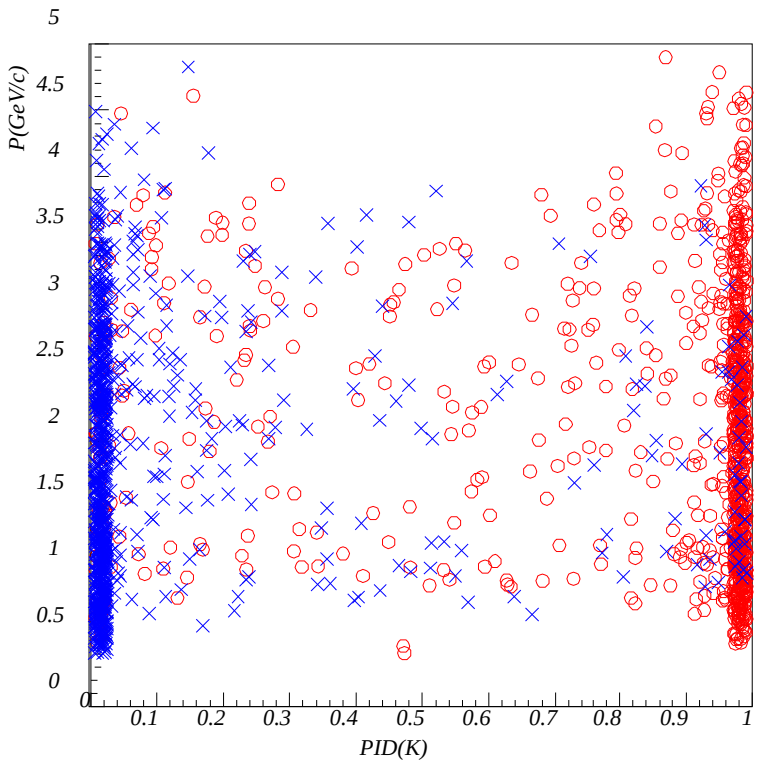

図 2.7: ACC で測定された K 中間子らしさと π 中間子らしさの 2 次元プロット。赤い○のプロットは K 中間子、青い×のプロットは π 中間子を表す。K らしいものは 1 に、π らしいものは 0 に集まる。

トリガーは TOF カウンター及び TSC の同時計測により行われる。また粒子識別は TOF で測定された高精度の時間情報と CDC による飛跡の測定によって行われる。

TOF の時間分解能を図 2.8 に示す。TOF の時間分解能は 100psec を達成している。

2.2.5 ECL(Electromagnetic Calorimeter)

ECL は ACC、TOF の外側に配置されている。ECL の主な目的は光子を検出し、そのエネルギーを測定することである。またこの光子は π^0 中間子を $\pi^0 \to \gamma\gamma$ という崩壊過程を用いて再構成するためにも用いられる。

ECL はシリコンピンダイオードが信号読み出し用に取付けられた CsI(Tl) 結晶 8736 個 (半径方向の距離 $r = 125 \sim 162$cm のバレル部に 6624 個、z 方向の距離 196cm に位置するフォワードエンドキャップ部に 1152 個、同じく $z = -102$cm のバックワードエンドキャップ部に 960 個) から構成され、θ 方向には $12° < \theta < 155°$ を覆っている。各 CsI(Tl) 結晶は 30cm(16.1 放射長) の長さでビーム衝突点に向けて配置されている。エネルギー分解能 σ_E/E は、

$$\frac{\sigma_E}{E} = (0.066 \cdot E^{-1} \oplus 0.81 \cdot E^{-1/4} \oplus 1.34) \tag{2.1}$$

また位置分解能は、

$$\sigma_{\text{position}} = 0.27 + 3.4 \cdot E^{-1/2} + 1.8 \cdot E^{-1/4} \tag{2.2}$$

となっている。ここで E 及び σ_{position} の単位はそれぞれ GeV 及び mm である。図 2.9 に位置分解能を示す。1GeV のエネルギーをもつ光子の位置分解能は 5.5mm を達成している。

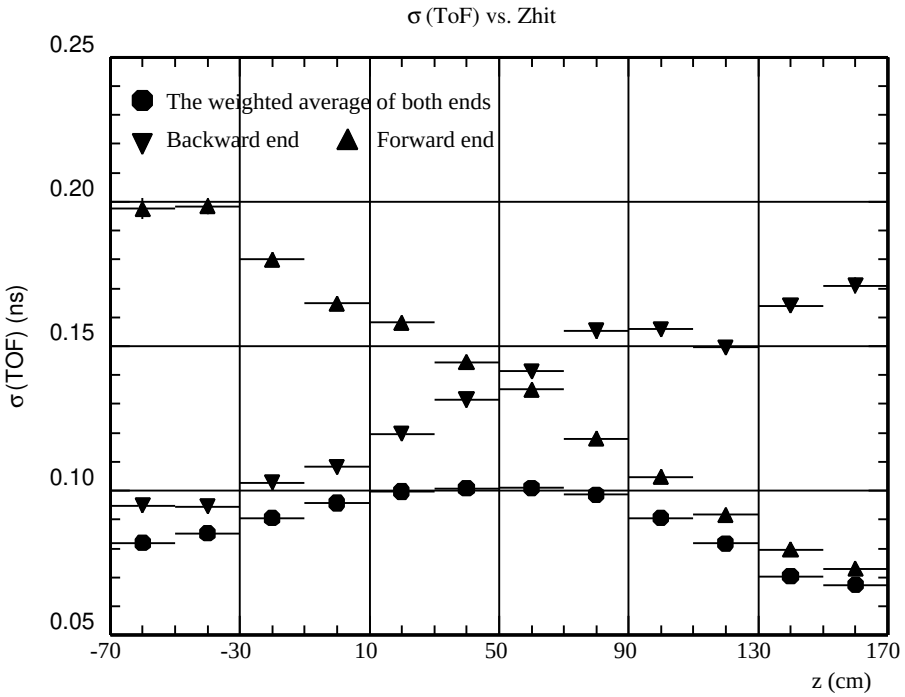

図 2.8: TOF における時間分解能。横軸は荷電粒子が通過した位置の z 成分、縦軸は時間分解能である。▲及び▼はそれぞれ前方、後方に取り付けられた光電子増倍管の分解能を、●はそれらの平均を表す。

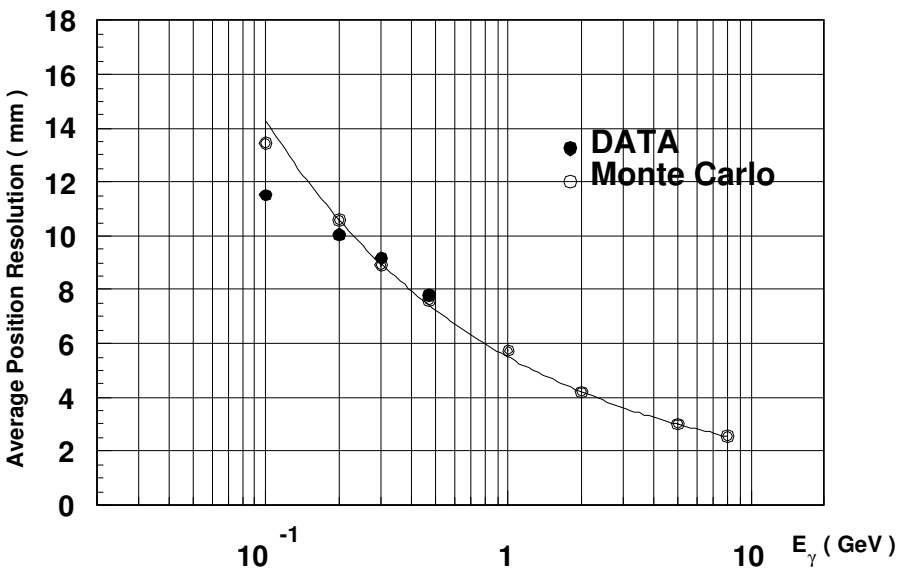

図 2.9: ECL 検出器におけるエネルギーに対する位置分解能。横軸は ECL 検出器で観測された γ のエネルギー。

2.2.6 ソレノイド電磁石

ソレノイド電磁石はBELLE検出器内、ビーム軸を中心とした半径170cm内に1.5Tの磁場を供給している。このソレノイド電磁石によりCDCにおける荷電粒子のの運動量測定が可能となる。供給される磁場の大きさは測定される運動量の大きさに直接影響するため、事前に高精度で把握しておく必要がある。ソレノイド電磁石による磁場の大きさは衝突点付近に置かれたQCSマグネットのために場所依存性があり、10%以下の変位を持つ。このため、磁場はあらかじめ各点において$\sim 0.1\%$の精度で測定されている。

2.2.7 KLM($K_L\mu$検出器)

KLMはK_Lとμを検出する事を主目的とする。これらの粒子は内側の検出器とほとんど相互作用せずにつきぬけてくるので、それをBELLE検出器最外殻に位置するこの検出器で識別する。

KLMは4.7cm厚の鉄アブソーバーと1.5cm厚の高抵抗平板チェンバー(RPC : Resistive Plate Counter)を1組として14組、他の全ての検出器を取り囲むよう配置されている。鉄アブソーバーはソレノイド電磁石の作る磁場を内部に閉じ込める役割も果たしている。

第3章　解析手法とデータ

ここでは、$B \to \tau\nu$ のシグナル事象の探索のために用いた解析手法について簡単に述べる。

3.1　解析手法

$B \to \tau\nu$ を探索するためには τ を探す必要がある。この解析で用いた τ の崩壊は $\tau \to \mu\nu\bar{\nu}$、$\tau \to e\nu\bar{\nu}$、$\tau \to \pi\nu$ 及び $\tau \to \rho\nu(\rho \to \pi\pi^0)$ の 4 つのモードである。この場合、観測される荷電粒子は e, μ または π として識別される粒子ただ一つである。また $\tau \to \rho\nu$ に関しては、π^0 からの γ も観測される。B^+B^- の対の崩壊により、$K^\pm$、$\pi^\pm$、$e^\pm$ あるいは $\mu^\pm$ など多くの荷電粒子が生成される中で、τ から崩壊した e, μ または π を正しく識別することは非常に困難である。そこで、いくつかの粒子から一方の B を再構成し、どの粒子がどちらの B の崩壊によるものか確認する。ここでは B の崩壊による粒子を全て用いて B を完全に再構成する Full reconstruction と呼ばれる方法を用いた。一方の B の存在を確認することにより、もう一方の B が存在することがわかるので、そのイベントの残りの粒子の中から τ の崩壊による粒子を探す。図 3.1 は Full reconstruction タグを用いた $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ の崩壊探索を例示したものである。

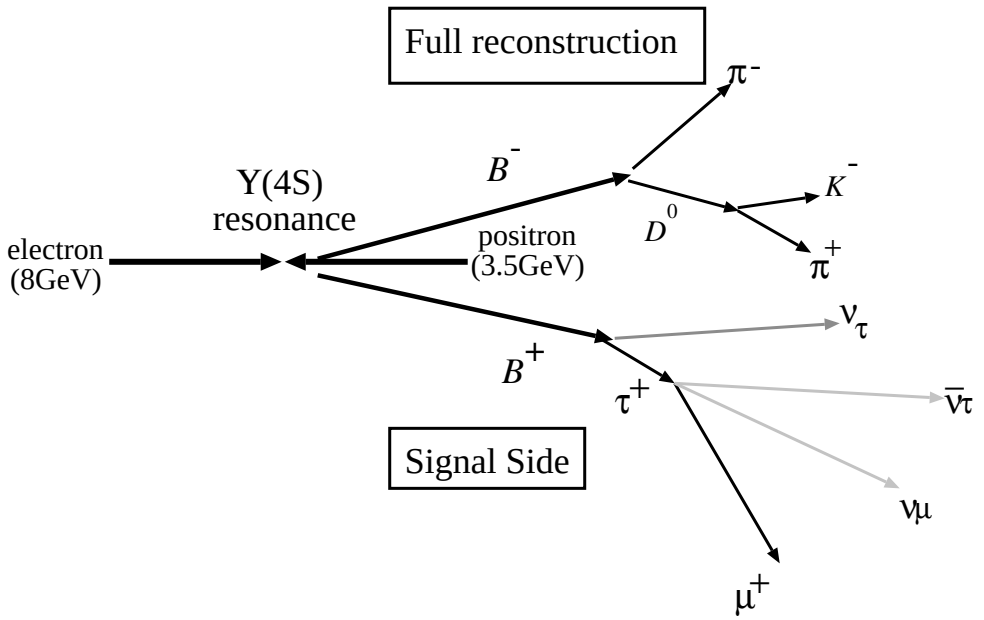

図 3.1: B^- が $D^0\pi^-(D^0 \to K^-\pi^+)$ という崩壊で Full reconstruction タグされ、B^+ は $\tau^+\nu_\tau(\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau)$ に崩壊するイベント。

3.2 データ

$B \to \tau\nu$ の探索のための解析データとして、Belle 実験で収集された $\Upsilon(4S)$ の共鳴状態で生成された 85.0×10^6 個の $B\bar{B}$ 対 (積分ルミノシティー 78.1fb^{-1} に相当) を用いた。また、後に述べる continuum バックグラウンドの評価のため 8.8fb^{-1} の非共鳴状態で生成されたデータを用いた。

3.3 モンテカルロシミュレーション

実際のデータとの比較のためモンテカルロシミュレーション (MC) のデータを用いた。MC イベントは、既知の様々な崩壊様式の分岐比に加え、未知の部分は LUND フラグメンテーションモデルを用い [11]、さらに検出器シミュレーションである GEANT[12] を使うことで Belle 検出器における実際の B の崩壊をシミュレートしたものである。この MC には $B \to \tau\nu_\tau$ の崩壊は含めず、$B \to \tau\nu_\tau$ の解析においてバックグラウンドを見積もるために用いる。このような MC で 173×10^6 個の $B\bar{B}$ 対を生成させた。また実データでは $B\bar{B}$ 対の他に $c\bar{c}$、$u\bar{u}d\bar{d}s\bar{s}$ などのクォーク対が生成されるため、これらについてもそれぞれ 172×10^6 個、248×10^6 個のクォーク対を生成し $B\bar{B}$ イベントに混合させて用いた。このように $B\bar{B}$、$c\bar{c}$、$u\bar{u}d\bar{d}s\bar{s}$ の対をそれぞれデータと同じ比率で混合させた MC イベントを以後 generic MC または MC と呼ぶ。なお、データと MC の比較の際には、MC のイベント数はデータのルミノシティに合うように比例させた。

また generic MC とは別に、シグナルイベントの検出効率を見積もるためにシグナル MC を用いた。シグナル MC は B^- は Full reconstruction を行う B の崩壊モードに壊れるように、B^+ は $B^{\to}\tau^+\nu_\tau$ という崩壊を行うようにし、20×10^6 個の B^+B^- 対を生成させた。

次章以降で、B のタグ、及びそのタグを用いた $B \to \tau\nu$ の解析について述べる。なお、簡単のため今後タグする B に関しては B^- と、また $B \to \tau\nu$ 崩壊のシグナル側の B に関しては B^+ と記述するが、荷電共役である B^+、B^- に関する解析もそれぞれ同様に行った。

第4章　B中間子のFull reconstructionを用いた $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$の解析

4.1　B^-のFull reconstruction

今回Full reconstructionを行ったB^-の崩壊モードは、以下のとおりである。

$$
\begin{aligned}
B^- \to\ & D^{(*)0}\pi^-,\ D^{(*)0}\rho^-,\ D^{(*)0}a_1^- \\
& D^{*0} \to D^0\pi^0 \\
& D^0 \to K^-\pi^+,\ K^-\pi^+\pi^0,\ K^-\pi^+\pi^+\pi^-,\ K^0_S\pi^+\pi^- \\
& \quad K^0_S \to \pi^+\pi^- \\
& \rho^- \to \pi^-\pi^0 \\
& a_1^- \to \pi^-\rho^0 \\
& \quad \rho^0 \to \pi^+\pi^-
\end{aligned}
\tag{4.1}
$$

この節ではB^-のFull reconsutructionの方法及び結果について述べる。

Belle検出器でとらえることができる粒子は$\pi^\pm$、$K^\pm$、$\mu^\pm$そして$e^\pm$などの荷電粒子とγである。これらの粒子を組み合わせて、上に示したようなB^-やその崩壊の中間状態であるD^0やρ^-などを再構成する。そのためにはまず、検出された粒子がどの粒子なのかを同定する必要がある。ここではまずFull reconstructionに用いる荷電粒子、中性粒子の同定について述べ、続いてそれらを用いた中間状態の粒子の再構成、そしてB中間子の再構成について述べる。また、Full reconstructionを行う上でバックグラウンドについてもここで考察する。これらの再構成におけるイベント選別はMCを用いて行った。

4.1.1　荷電粒子の識別

Belle検出器では$e^\pm$の衝突により生成された粒子だけではなく$e^\pm$のビームがビームパイプと相互作用することで生じるビームバックグラウンドなどが存在する。こうしたバックグラウンドを構成する粒子は衝突点から離れた場所に起源を持つためB^-の再構成に用いる荷電粒子に関して次の条件を要求をする。

- $|dr| < 1.0\mathrm{cm}$
- $|dz| < 5.0\mathrm{cm}$

ここで、$|dr|$、$|dz|$は、それぞれr-ϕ、r-z平面におけるビーム衝突点からの$r(=\sqrt{(x^2+y^2)})$方向、z方向への距離に相当する。この条件を通過した粒子に対してKらしさの比、

$$
P(K,\pi) = \frac{P(K)}{P(K)+P(\pi)} \tag{4.2}
$$

を定義する。$P(K)$、$P(\pi)$はそれぞれ、ある粒子のACC、TOF、CDCでの観測結果からLikelihood関数を用いて導出されたK中間子、π中間子と見なすことができる確率である。これを用いて以下の条件を課した。

- $K^{\pm}: P(K,\pi) > 0.3$
- $\pi^{\pm}: P(K,\pi) < 0.9$

この条件により K 中間子、π 中間子をそれぞれ約 85%、90%の確率で識別することが可能である。

4.1.2 中性粒子の識別

B^- の Full reconstruction には荷電粒子だけでなく、電荷を持たない粒子も用いる。ここでは π^0 及び K^0_S に関する識別について述べる。

π^0 は 2 つの光子に崩壊する。この光子のエネルギーがそれぞれ 30MeV よりも大きいことを要求し、図 4.1 に示すように、2 つの光子から再構成した π^0 の不変質量 $m_{\gamma\gamma}$ が、π^0 の質量の 135MeV[13] を中心に ±15MeV の領域、すなわち $120\mathrm{MeV/c^2} < m_{\gamma\gamma} < 150\mathrm{MeV/c^2}$ を満たすものを π^0 であるとした。これによって約 90%の π^0 が残る。

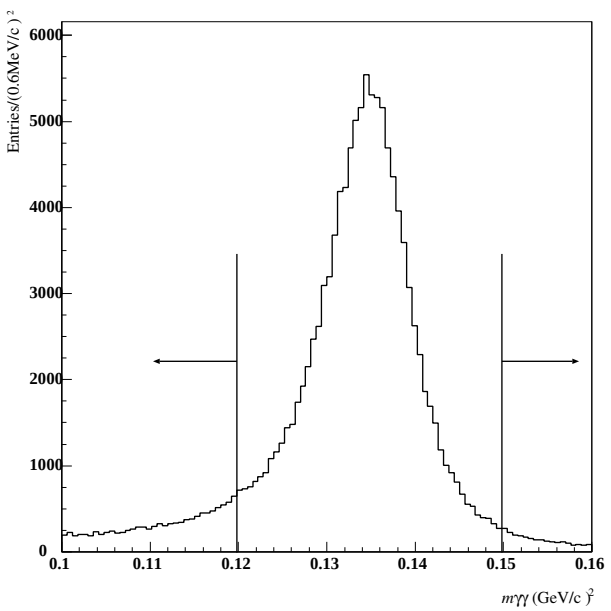

図 4.1: MC を用いた $m_{\gamma\gamma}$ の分布。$120\mathrm{MeV/c^2}$ から $150\mathrm{MeV/c^2}$ の領域を π^0 候補とした。

K^0_S は $\pi^+\pi^-$ から再構成し、その不変質量 $m_{\pi\pi}$ と現在知られている K^0_S の質量 $m_{K^0_S}$[13] との差が $\left|m_{\pi\pi} - m_{K^0_S}\right| < 3\sigma(\sigma \simeq 2.0\mathrm{MeV/c^2})$ を満たすことを要求し、さらに π^+ と π^- の崩壊点が一致するという条件を満たしたものを K^0_S とした。この σ はシグナル MC を用いて見積もった。この選別で、K^0_S を選び出すことができる率は約 80%である。

4.1.3 $D^{(*)0}$、ρ^-、a_1^- の再構成

先の二つの節での要求を満たした $K^{\pm}$、$\pi^{\pm}$、π^0 および K^0_S を用いて $D^0 \to K^-\pi^+$、$K^-\pi^+\pi^0$、$K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ および $K^0_S\pi^+\pi^-$ の再構成を行った。図 4.2 に示すように、再構成された D^0 の質量と、D^0 の質量 $m_{D^0} = 1.865\mathrm{GeV}$[13] との差が $D^0 \to K^-\pi^+$ については 4σ 以内に、その他のモードは 3σ 以内にあることを要求した。さらにそれぞれの娘粒子の崩壊点が一致するという条件を満たしたものを D^0 であるとした。このとき σ はシグナル MC を用いて見積もり、前述した D^0 の崩壊モード順にそれぞれ $5.3\mathrm{MeV/c^2}$、$10\mathrm{MeV/c^2}$、$4.4\mathrm{MeV/c^2}$、$6.0\mathrm{MeV/c^2}$ である。$D^0 \to K^-\pi^+$ のみ 4σ としたのは、このモー

ドはバックグラウンドが少ないので σ を広くとりできるだけシグナルを増やすためである。これらの選別によって残ってくる D^0 の率はそれぞれ、98%、63%、80%、56%である。

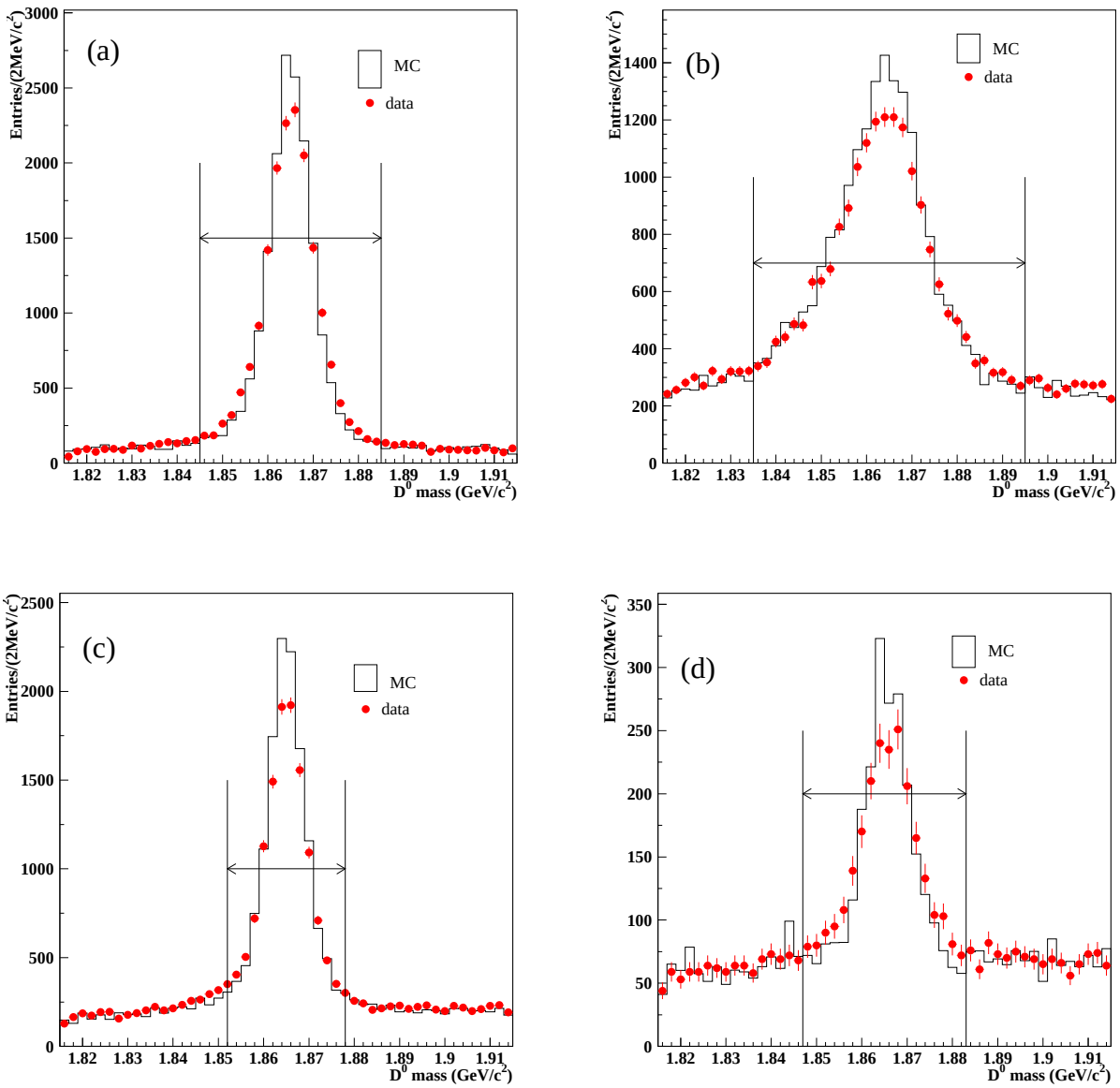

図 4.2: 再構成した D^0 の質量分布。(a) から (d) はそれぞれ $D^0 \to K^-\pi^+$、$K^-\pi^+\pi^0$、$K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ および $K^0_S\pi^+\pi^-$ のモードについてのものである。ヒストグラムはMCの分布を、赤い点は実データの分布を表す。直線ではさまれている領域を D^0 候補とした。

また D^{*0} については再構成された D^{*0} と再構成された D^0 との質量差 Δm が $0.138\mathrm{GeV} < \Delta m < 0.145\mathrm{GeV}$ を満たすものを採用した。この質量差の分布を図 4.3 に示す。

ρ^- については π^- と π^0 の不変質量が現在 ρ^- の質量として知られている 770MeV を中心に ± 150MeV の範囲内にあることを要求した。a_1^- についても π^- と ρ^0 の不変質量が 1260MeV を中心に ± 200MeV の範囲内にあるものを採用した。

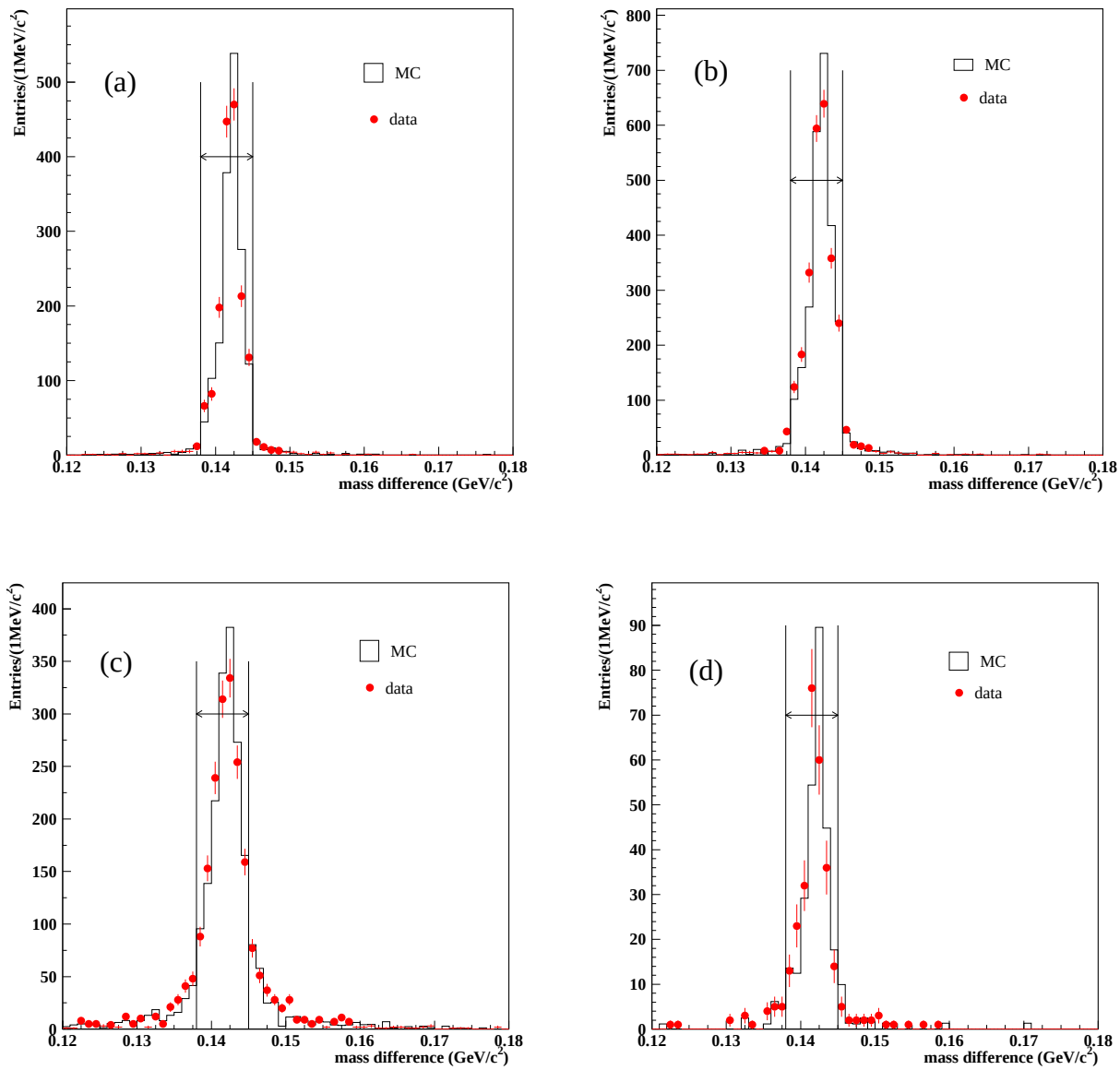

図 4.3: 再構成された D^{*0} と D^0 との質量差分布。それぞれ D^0 が、(a)$K^-\pi^+$、(b)$K^-\pi^+\pi^0$、(c)$K^-\pi^+\pi^+\pi^-$、(d)$K^0_S\pi^+\pi^-$ に崩壊するものである。ヒストグラムは MC の分布を、赤い点は実データの分布を表す。直線ではさまれた部分を D^{*0} 及び D^0 候補とした。

4.1.4 バックグラウンドの除去

この B^- の Full reconstruction において、粒子識別の間違いのために生じるバックグラウンド以外では、continuum イベントと呼ばれるバックグラウンドが大部分を占めている。

continuum イベントとは、B 中間子よりも軽いクォーク対が生成される事象のことである。これは求めている事象ではないので、全てバックグラウンドとなる。$e^+e^- \to u\bar{u},\ d\bar{d},\ s\bar{s},\ c\bar{c}$ というイベントが起こり得るが、とくに $e^+e^- \to c\bar{c}$ に起因する D 中間子を生成する反応が問題となる。これを除くためには、イベントの幾何学的特徴の違いを用いる。図 4.4 のように continuum イベントでは、ジェット型になるものが多く、一方、$B\bar{B}$ イベントでは球状になる。これは B 中間子の質量が $\Upsilon(4S)$ 静止系におけるエネルギーのほぼ半分であるため、$B\bar{B}$ イベントはほぼ静止した状態で生成され、あらゆる方向に崩壊するのに対して、continuum イベントでは生成されたクォーク対が高い運動量をもっているために起こる。

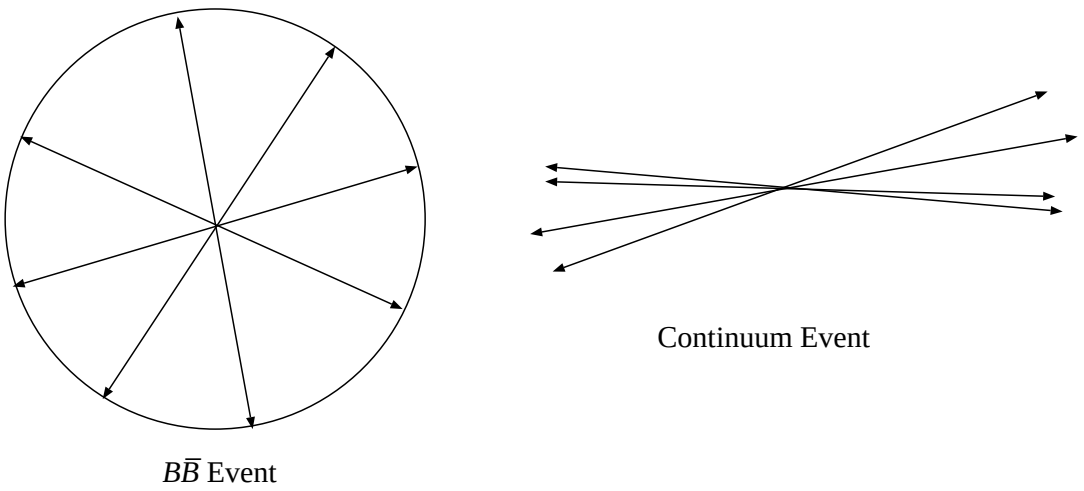

図 4.4: $\Upsilon(4S)$ の静止系で見た、イベントの種類による幾何学的特徴の違い。$B\bar{B}$ イベントでは球状に、continuum イベントではジェット状になる。

ここでは、B 中間子の崩壊の研究において広く用いられている Fox-Wolfram モーメント [14] 及び thrust 角を使ってバックグラウンドを取り除く。

Fox-Wolfram モーメントは、

$$H_l = \left(\frac{4\pi}{2l+1}\right) \sum_{m=-l}^{l} \left| \sum_i Y_l^m(\Omega_i) \frac{|\vec{p_i}|^2}{\sqrt{s}} \right| \tag{4.3}$$

と定義される。式中の和 $\sum_i$ は、そのイベントで生成された全ハドロンについて足し合わせることを意味する。$Y_l^m(\Omega_i)$ は球面調和関数である。また、$\sqrt{s}$ は電子陽電子ビームの質量重心系での e^+e^- 系の全エネルギーである。ここで、0 次と 2 次のモーメントの比 $R_2 = H_2/H_0$ が、図 4.6 の左図に示すように $R_2 < 0.5$ であることを要求する。球状に分布するイベントでは $R_2 \sim 0$ になるのに対して、continuum イベントのようなジェット型のイベントは $R_2 \sim 1$ となるため、これらの 2 種類のイベントを識別できる。これによってバックグラウンドの約 40% を取り除くことができ、90% の B^- 候補を選び出すことができる。

Thrust 角 $\theta_{\rm thrust}$ は図 4.5 に示すように実験室系において B 候補の終状態粒子群で作る thrust 軸とそれ以外の残りの粒子群で作る thrust 軸の θ 座標の差である。

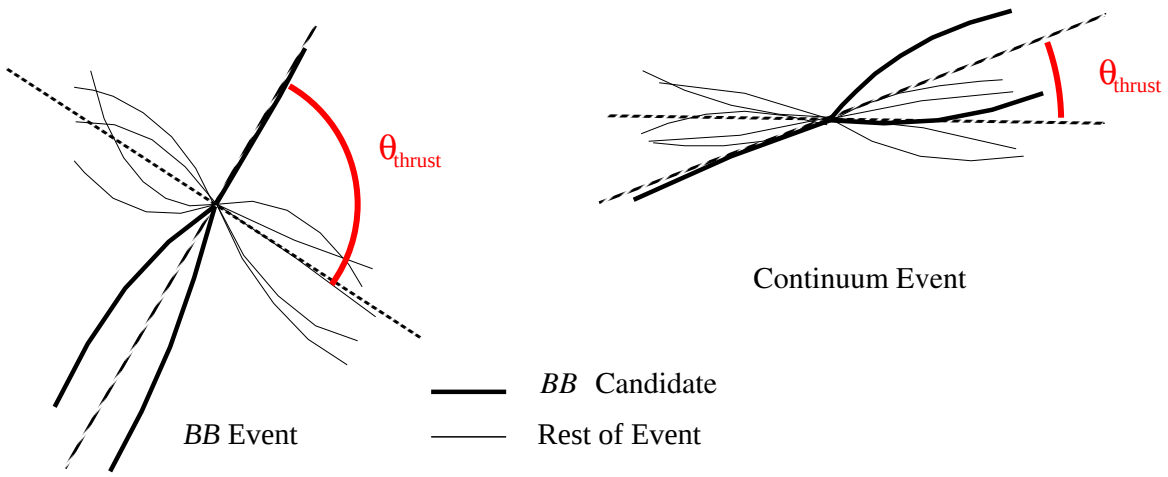

図 4.5: $B\bar{B}$ イベントによって作られる thrust 軸と continuum イベントによって作られる thrust 軸から得られる thrust 角。太い線は再構成された B 候補の終状態粒子群を細い線は残りの粒子群を表す。

ここで thrust 軸は次の式で定義される。

$$\vec{T} = \max\left(\frac{\sum_i |\vec{p_i}\cdot\vec{n}|}{\sum_i |\vec{p_i}|}\right)(|\vec{n}| = 1) \tag{4.4}$$

図 4.6 の右図のように $\cos\theta_{\rm thrust}$ はシグナルイベントに対しては一様な分布をする一方で、continuum イベントに対しては 1 にピークを持つ分布になる。ここでは continuum イベントを除去するため、$|\cos\theta_{\rm thrust}| < 0.8$ という条件を課した。このカットは単独でバックグラウンドの約 60% を取り除くことができ、75% の B^- 候補を選び出すことができる。

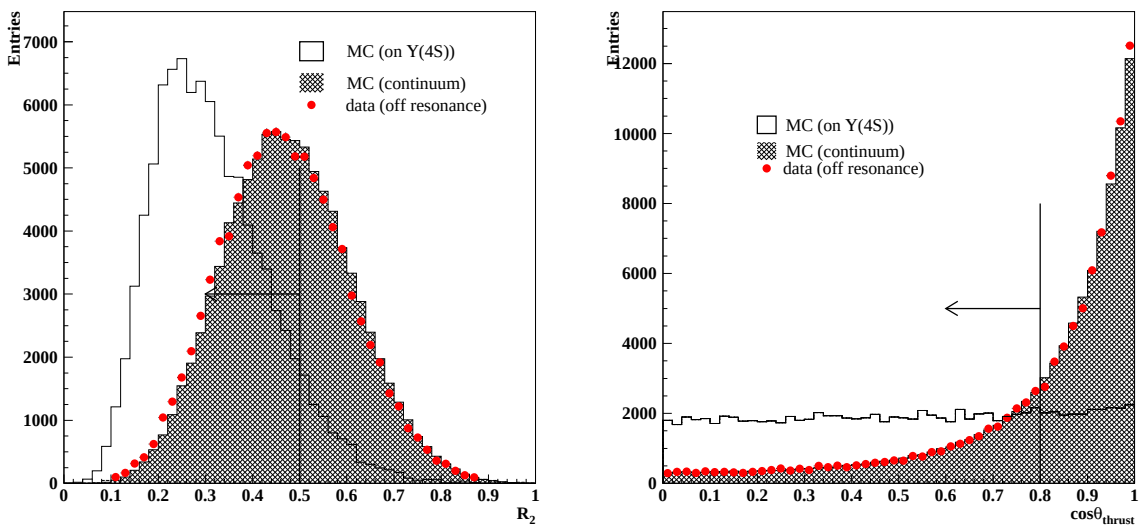

図 4.6: 左の図は R_2、右は $\cos\theta_{\rm thrust}$ の分布である。白と網掛けのヒストグラムはそれぞれ $B\bar{B}$ の MC イベント、continuum の MC イベント、赤い点は非共鳴状態で生成された実データのイベントを表す。

R_2 及び thrust 角を用いたカットで、合わせてバックグラウンドの約 70% を取り除くことができ、70% の B^- 候補を選び出すことができる。

4.1.5 B^- の再構成

$D^{(*)0}$ や ρ^- の再構成と同様に、前セクションまでで同定した $D^{(*)0}$、ρ^-、a_1^-、π^- から B^- を再構成する。その際、ΔE 及び M_{bc} という量を用いる。ΔE 及び M_{bc} はそれぞれ次のように定義される。

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_{\rm beam} - E_B^* \\ M_{bc} &= \sqrt{E_{\rm beam}^2 - {p_B^*}^2} \end{aligned} \tag{4.5}$$

ここで、$E_{\rm beam}$、E_B^* 及び p_B^* はそれぞれ $\Upsilon(4S)$ の静止系 (以後 CMS 系または重心系と呼ぶ) におけるビームのエネルギー、再構成された B^- のエネルギー及び運動量である。ビームの衝突により生成される B^+B^- 対はほとんど静止した状態であるため、$E_{\rm beam}$ は B のエネルギーにほぼ等しい値である。したがって、正しく B が再構成されれば式 4.5 の定義から $\Delta E = 0{\rm GeV}$、$M_{bc} = 5.28{\rm GeV/c^2}$ となることが期待される。そこで、この ΔE と M_{bc} がそれぞれ、$|\Delta E| < 0.05{\rm GeV}$、$5.27{\rm GeV/c^2} < M_{bc} < 5.29{\rm GeV/c^2}$ の範囲をシグナル領域として定義し、その領域内で再構成された B^- 候補からバックグラウンドとなるものを除いたものを B^- として同定する。このシグナル領域の決定によりシグナルの約 85%が残る。例として図 4.7 にそれぞれ $B^- \to D^0\pi^-$ シグナル MC を用いた ΔE、M_{bc} の分布およびそれらの 2 次元プロットを示す。

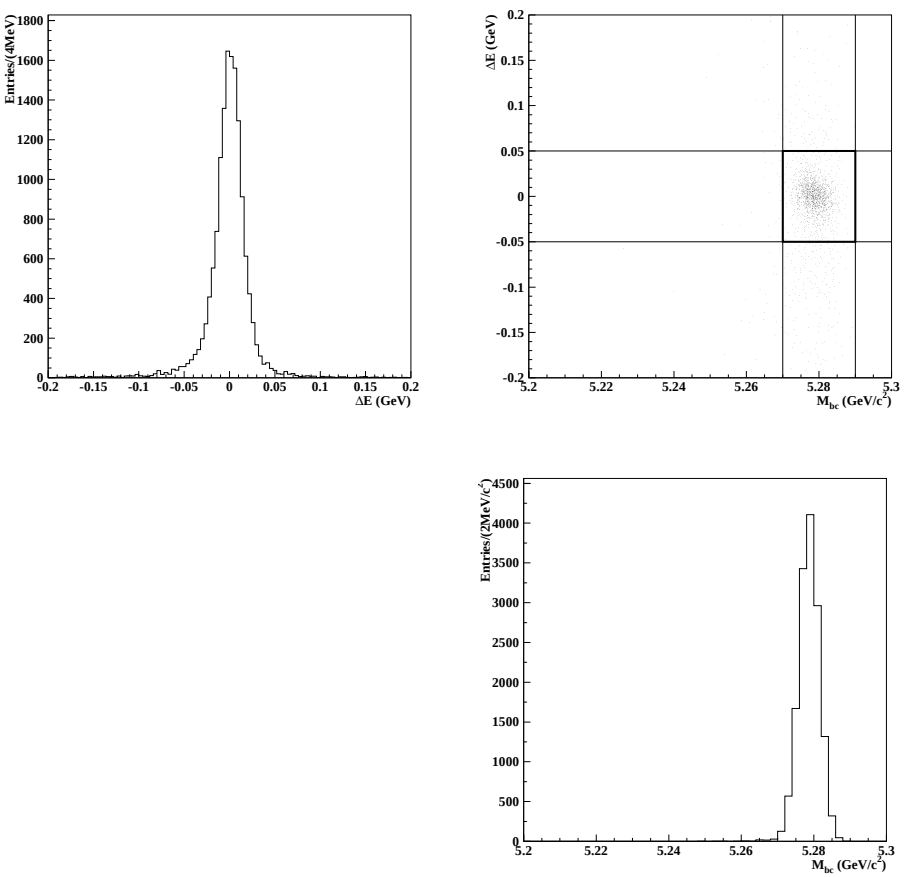

図 4.7: $B^- \to D^0\pi^-$ シグナル MC を用いた ΔE、M_{bc}、それらの 2 次元プロット。太い枠で囲まれた領域がシグナル領域である。

実際のデータでは、取り除き切れなかった continuum バックグラウンドが存在する。これを評価するために M_{bc} の分布に対して Argus 関数というものを用いる。Argus 関数は continuum バックグラウン

ドを評価するために経験的に得られた関数であり、B 中間子を用いた解析において広く使われているものである [15]。この Argus 関数は次のように定義される。

$$\mathrm{Argus}(x) = Cx\sqrt{1-\left(\frac{x}{E_{\mathrm{beam}}}\right)^2}\exp\left(\alpha\left(1-\left(\frac{x}{E_{\mathrm{beam}}}\right)^2\right)\right) \tag{4.6}$$

ここで C 及び α は関数の形を決める係数であり、x は M_{bc} である。図 4.8 は非共鳴状態のエネルギーで生成された実際のイベントを、Argus 関数でフィットしたものである。

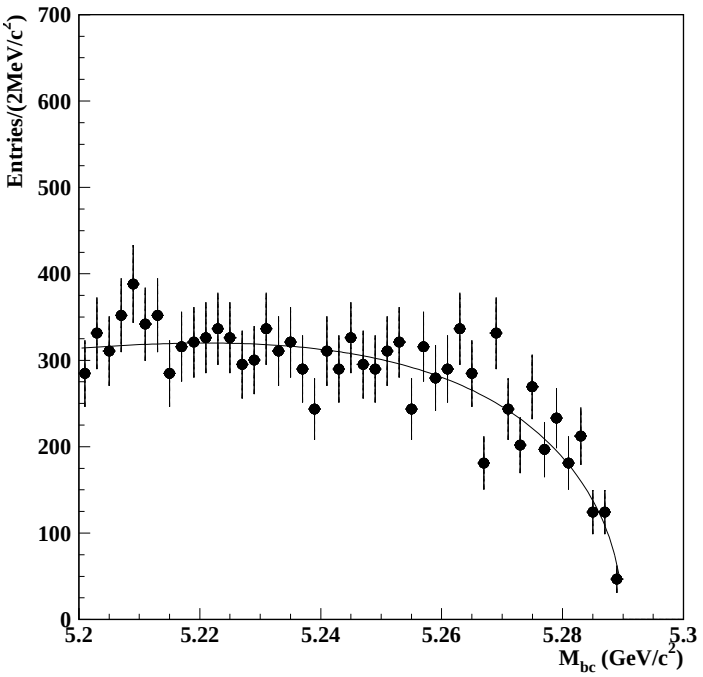

図 4.8: 非共鳴状態で生成された実際のイベントの M_{bc} を Argus 関数でフィットしたもの。

この Argus 関数とガウス分布を組み合わせることによって、$\Upsilon(4S)$ の共鳴状態のイベントで、正しく Full reconstruction された B の数を計測する。

4.1.6 Full reconstruction の結果

$B^- \to D^{(*)0}\pi^-$, $D^{(*)0}\rho^-$, $D^{(*)0}a_1^-$ の Full reconstruction によって選ばれたイベントの M_{bc} 分布と、それにフィット結果を図 4.9 に、それらのまとめを表 4.1 に示す。シグナル部分はガウス分布で、バックグラウンドは Argus 関数でフィットした。その際、ガウス分布の平均値及び標準偏差はそれぞれの崩壊モードのシグナル MC を使って見積もった。また、1 イベントに対し複数の B 候補が存在する場合には ΔE が最も 0 に近い候補を 1 つ選んだ。この結果、Full reconstruction を試みた全ての荷電 B 中間子の崩壊で 42340 ± 156 個の B^+B^- の対が再構成できた。この数は全 B^+B^- イベントのうち 0.1%にあたる。

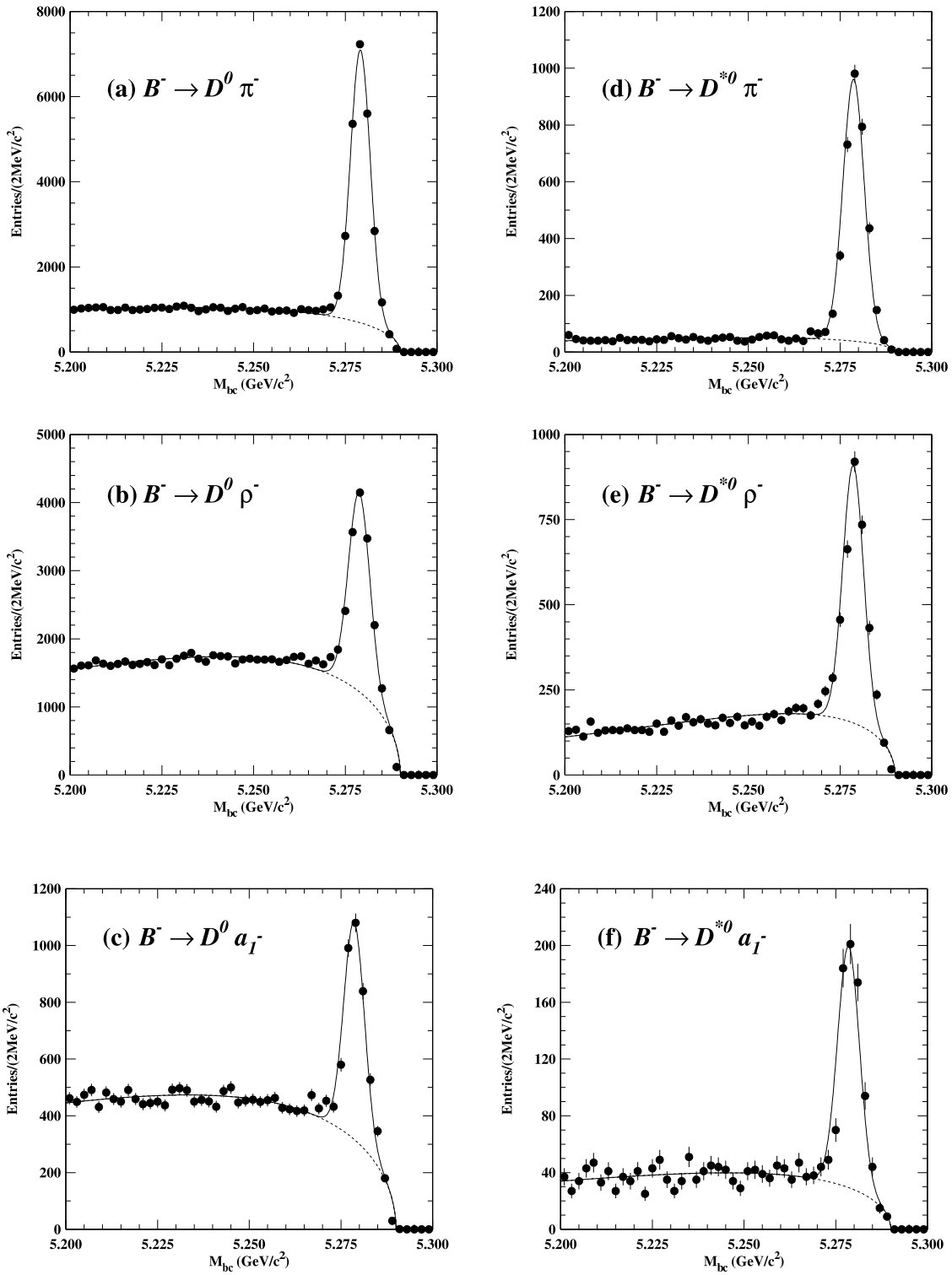

図 4.9: 実データにおける B の崩壊モード別 M_{bc} 分布。(a)$B^- \to D^0\pi^-$、(b)$B^- \to D^0\rho^-$、(c)$B^- \to D^0 a_1^-$、(d)$B^- \to D^{*0}\pi^-$、(e)$B^- \to D^{*0}\rho^-$、(f)$B^- \to D^{*0} a_1^-$。実線で示しているシグナルはガウス分布、点線で示したバックグラウンドは Argus 関数でフィットした。

崩壊モード	シグナルの数	シグナル領域中のシグナルの割合 (%)
$B^- \to D^0\pi^-$	22222 ± 171	79.0
$B^- \to D^0\rho^-$	10747 ± 148	49.8
$B^- \to D^0 a_1^-$	2691 ± 73	49.1
$B^- \to D^{*0}\pi^-$	3356 ± 62	90.8
$B^- \to D^{*0}\rho^-$	2689 ± 66	66.7
$B^- \to D^{*0} a_1^-$	635 ± 31	71.1
All decay modes	42340 ± 256	66.3

表 4.1: Full reconstruction の結果

4.2 $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$

前節までで述べたように 85×10^6 個の $B\bar{B}$ 対から Full reconstruction された 42340 ± 256 イベントの B^+B^- 対を用いて、もう一つの B から $B \to \tau\nu$ の崩壊を探す。

この解析で用いた τ の崩壊は以下の 4 つである。

No.	崩壊モード	崩壊分岐比 (%)
1	$\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$	17.37 ± 0.07
2	$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$	17.83 ± 0.06
3	$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$	11.09 ± 0.12
4	$\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$	25.40 ± 0.14

表 4.2: τ^+ の崩壊モードとその分岐比

これら 4 つの崩壊の崩壊分岐比の和は全体の約 70% を占める [13]。

$B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ のシグナルを探すために崩壊モードごとに適切なイベント選択を行う必要がある。以下に τ^+ の各崩壊モードに対するイベント選別について記述する。

4.2.1 $\tau^+ \to l^+\nu_l\bar{\nu}_\tau$ (l^+ は μ^+ または e^+)

$\tau^+ \to l^+\nu_l\bar{\nu}_\tau$ の崩壊では、最終状態において観測される荷電粒子は μ^+ または e^+ のレプトンただ 1 つである。そのためこれらの粒子の同定が非常に重要である。そこでまず、μ および e の同定について簡単に述べることにする。

μ の同定のためには、

- その荷電粒子の期待される飛程と測定された飛程との違い
- SVD 及び CDC のヒットから KLM まで外挿されたトラックと KLM でのヒットとの距離

などを用いて μ らしさ $P(\mu)$ を Likelihood 関数を用いて確率として表す。また、e に関しては、

- CDC で測定された運動量 p と CsI で得られたエネルギー E から計算される E/p 値
- CDC で測定される dE/dx の情報
- ACC の情報
- TOF 情報

などから e らしさ $P(e)$ を μ の場合と同様に確率として表す。ここではこれらが、

- $\mu^{\pm}$:$P(\mu) > 0.3$ かつ $P(e) < 0.8$
- $e^{\pm}$:$P(e) > 0.3$ かつ $P(\mu) < 0.8$

を満たすことを要求した。このレプトン選別で正しい e、μ を選ぶ確率はそれぞれ約 99%、98%である。これに加え、その他の荷電粒子や π^0 の候補となる粒子が存在しないという条件を課す。ビームバックグラウンドの相互作用などで偶然できた π^0 が存在することで本来シグナルであるものを失うこともあり、そうした確率は約 30%である。さらに、中性粒子が検出できないことによるバックグラウンドを $E_{\rm ECL}$ という量を用いて抑える。$E_{\rm ECL}$ とは粒子が ECL 検出器に落とした全エネルギーから荷電粒子とタグされた B の娘粒子が落としたエネルギーを除いて残ったエネルギーである。このモードの場合、残りの粒子はニュートリノだけなので、$E_{\rm ECL}$ はビームの放射によるバックグラウンドを考慮にいれなければ 0 に近い値をとることが期待される。図 4.10 に $\tau^+ \to \mu^+\nu_l\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to e^+\nu_l\bar{\nu}_\tau$ それぞれの $E_{\rm ECL}$ の分布を示す。

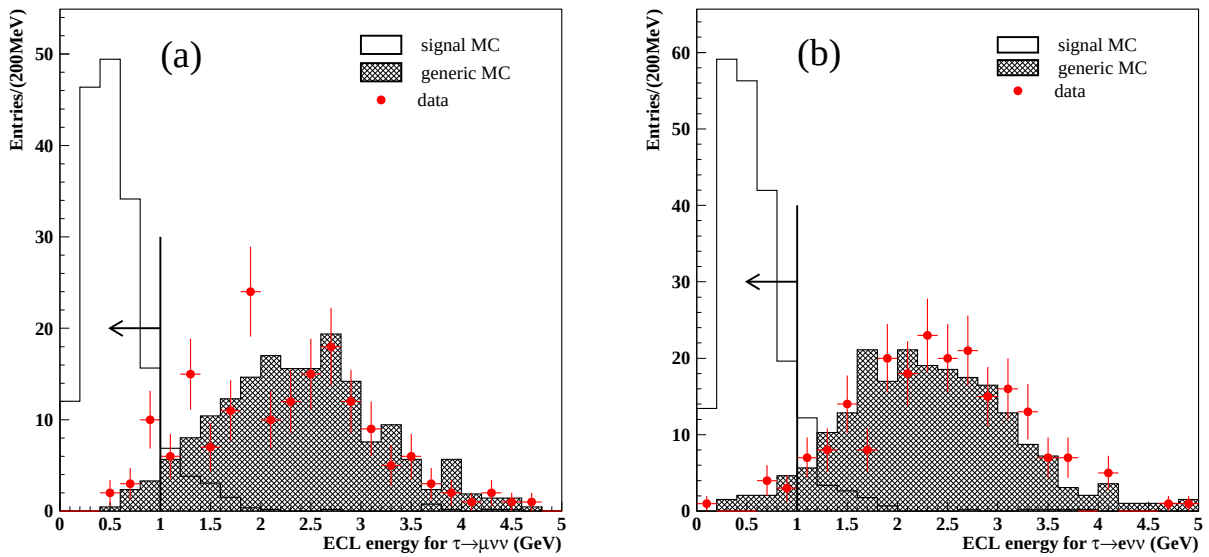

図 4.10: $E_{\rm ECL}$ を (a)$\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$ の候補、(b)$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$ の候補について示す。シグナル MC との比較のため π^0 の数に関するカットは適用せず、イベント数を増やしている。白いヒストグラム、網かけヒストグラム及び赤い点はそれぞれシグナル MC、generic MC 及び $\Upsilon(4S)$ の共鳴状態で生成された実データを表す。図中の 1.0GeV の線から矢印の向きのイベントをシグナル候補とする 。

これらの分布から 1.0GeV よりもエネルギーが小さい領域をシグナル領域と決定した。以下に、$\tau^+ \to l^+\nu_l\bar{\nu}_\tau$ モードで要求した選別をまとめる。

- $\mu^{\pm}$ - $P(\mu) > 0.3$ かつ $P(e) < 0.8$
- $e^{\pm}$ - $P(e) > 0.3$ かつ $P(\mu) < 0.8$
- 上の条件を満たした μ または e がただ 1 つだけ存在する
- π^0 が存在しない
- $E_{\rm ECL} < 1.0$GeV

これらの条件を全て満たしたものを $\tau^+ \to l^+\nu_l\bar{\nu}_\tau$ のシグナル候補と見なす。

4.2.2 $\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$

$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$ の崩壊では $\tau^+ \to l^+\nu_l\bar{\nu}_\tau$ の場合と同様に最終状態に荷電パイオンがただ一つしか存在しない。

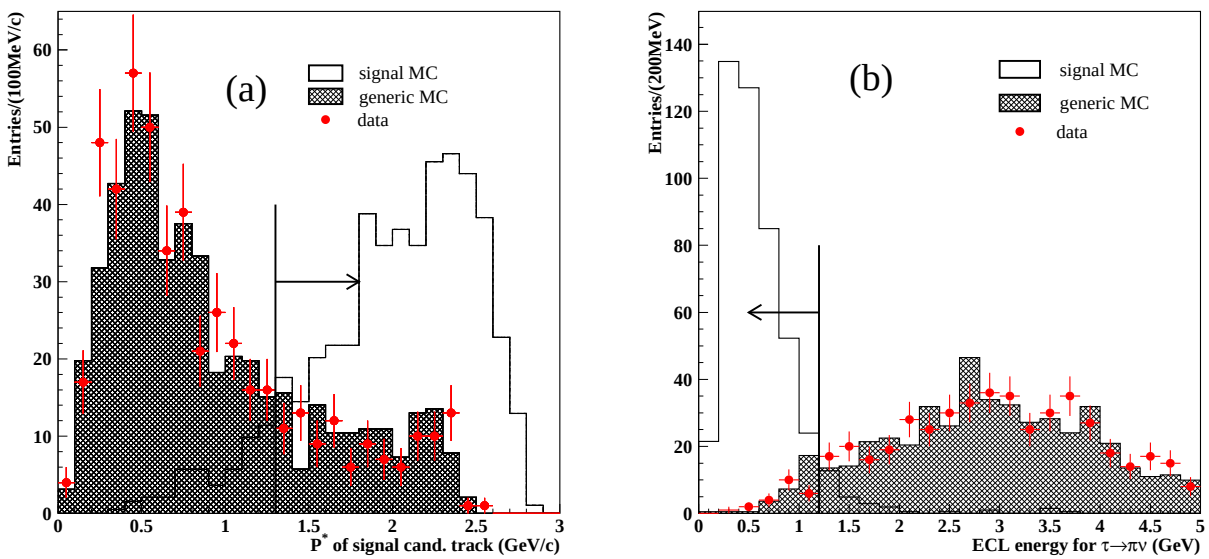

図 4.11: (a) は CMS における π^+ の運動量、(b) は $\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$ 候補の $E_{\rm ECL}$ の分布である。運動量の分布では $E_{\rm ECL}$ による選別は 5GeV 以下に緩めており、$E_{\rm ECL}$ の分布では運動量による選別は適用されていない。またともにシグナル MC との比較のため π^0 の数に関するカットは適用していない。白いヒストグラム、網かけヒストグラム及び赤い点は、それぞれシグナル MC、generic MC 及び実データを表す。図中の線から矢印の向きのイベントをシグナル候補とする。

$\tau^+ \to l^+\nu_l\bar{\nu}_\tau$ の場合と同様に、$E_{\rm ECL}$ が 1.2GeV よりもエネルギーが小さい領域をシグナル領域と決定する。要求した条件を以下にまとめる。

- $P(K,\pi) < 0.7$、$P(\mu) < 0.9$、$P(e) < 0.9$
- $\pi^\pm$ がただ 1 つだけ存在する
- π^0 が存在しない
- $p^*_\pi > 1.3{\rm GeV/c}$
- $E_{\rm ECL} < 1.2{\rm GeV}$

これらの条件を全て満たしたものを $\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$ のシグナル候補と見なす。

4.2.3 $\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$

$\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau(\rho \to \pi^+\pi^0))$ の崩壊は他と異なり荷電粒子だけでなく π^0 が存在する。この π^0 からの γ は ECL 検出器にエネルギーを落とすため、このモードではシグナル側に残る ECL のエネルギーが大きくなる。そのため $E_{\rm ECL}$ の分布は図 4.12 の (a) ようになり、これではバックグラウンドとシグナルとを明確に区別することが難しい。そこでさらに、$E_{\rm ECL}$ のほとんどが π^0 からのエネルギーであると考え、そ

れらの比 $E^*_{\pi^0}/E_{\rm ECL}$ もシグナル領域の決定に用いる。ここで $E^*_{\pi^0}$ は CMS で見た π^0 のエネルギーである。図 4.12 の (b) に示すように $E^*_{\pi^0}/E_{\rm ECL}$ が 0.25 よりも大きい領域をシグナル候補とする。

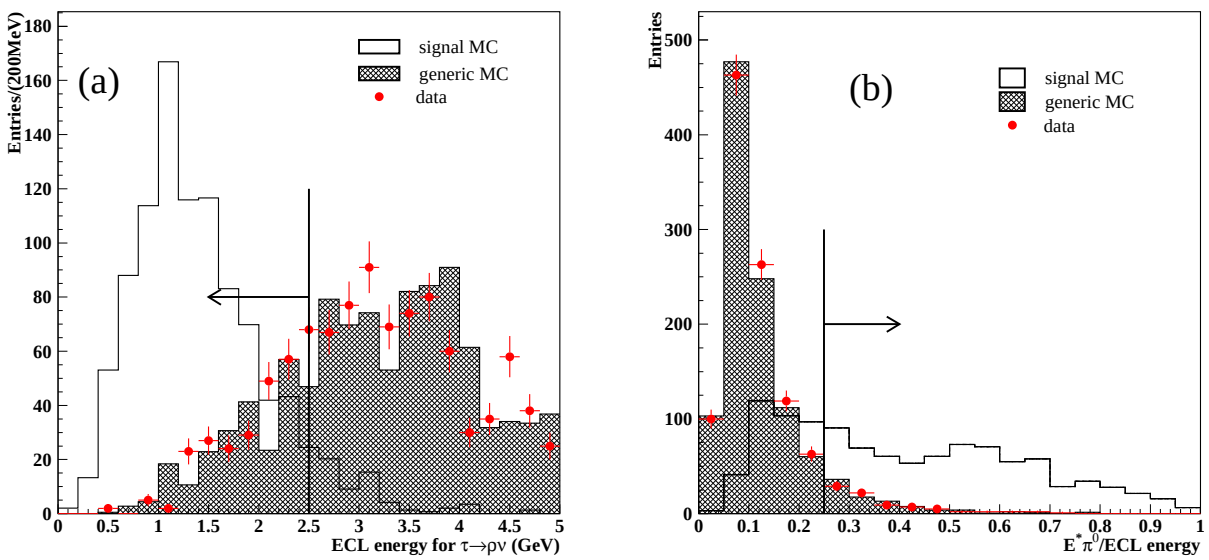

図 4.12: (a)$\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$ における $E_{\rm ECL}$ の分布。$E_{\rm ECL}$ が 2.5GeV よりも大きい領域をカットするという緩い要求にとどめている。(b)$E^*_{\pi^0}/E_{\rm ECL}$ の分布。ここでもシグナル MC との比較のため π^0 の数に関するカットは適用していない。白いヒストグラム、網かけヒストグラム及び赤い点はそれぞれシグナル MC、generic MC 及び実データを表す。図中の線から矢印の向きのイベントをシグナル候補とする。

$\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$ のイベント選別の条件をまとめる。

- $\pi^\pm$ がただ 1 つ存在する
- $0.12{\rm GeV/c^2} < m_{\gamma\gamma} < 0.15{\rm GeV/c^2}$ を満たす π^0 が 1 つ存在する
- 再構成された ρ^+ の質量が現在知られている値の $\pm 150{\rm MeV/c^2}$ 以内の範囲にある
- $E_{\rm ECL} < 2.5{\rm GeV}$
- $E^*_{\pi^0}/E_{\rm ECL} > 0.25$

これらを満たしたものを $\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$ のシグナル候補とする。

4.2.4 シグナルイベントおよびバックグラウンド

これまでに述べたイベントの選別で残ったデータ及び generic MC のイベントを次に示す。以下 MC はデータのルミノシティに規格化されている。図 4.13 は $\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$ の候補の $E_{\rm ECL}$ 分布である。ここでは $E_{\rm ECL}$ を除くイベント選別を全て行っている。$\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$ については、予測されるバックグラウンド 1.96 に対し実データで 2 イベントのシグナル候補が観測され、$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$ については、予測されるバックグラウンド 2.94 イベントに対し、3 イベントのシグナル候補が観測された。図 4.14 の左図は $\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$ 候補の $E_{\rm ECL}$ の分布である。同様に $E_{\rm ECL}$ を除くイベント選別を全て行っている。予測されるバックグラウンド 0.49 に対し実データで 1 イベントのシグナル候補が観測され

た。また図 4.14 の右図は $\tau^+ \to \rho^+ \bar{\nu}_\tau$ 候補の $E^*_{\pi^0}/E_{\rm ECL}$ 分布である。予測されるバックグラウンド 2.10 に対し実データで 1 イベントのシグナル候補が観測された。

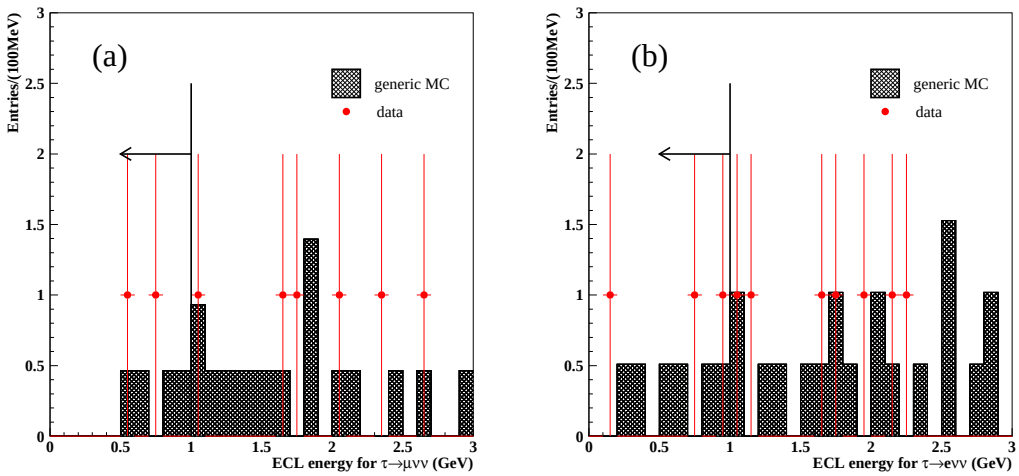

図 4.13: (a) は $\tau^+ \to \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ 候補、(b) は $\tau^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$ 候補に関する $E_{\rm ECL}$ の分布。$E_{\rm ECL}$ を除く全てのイベント選別を行っている。ヒストグラム及び赤い点はそれぞれ generic MC 及びデータを表す。図中の線から矢印で示されている部分をシグナル領域とする。

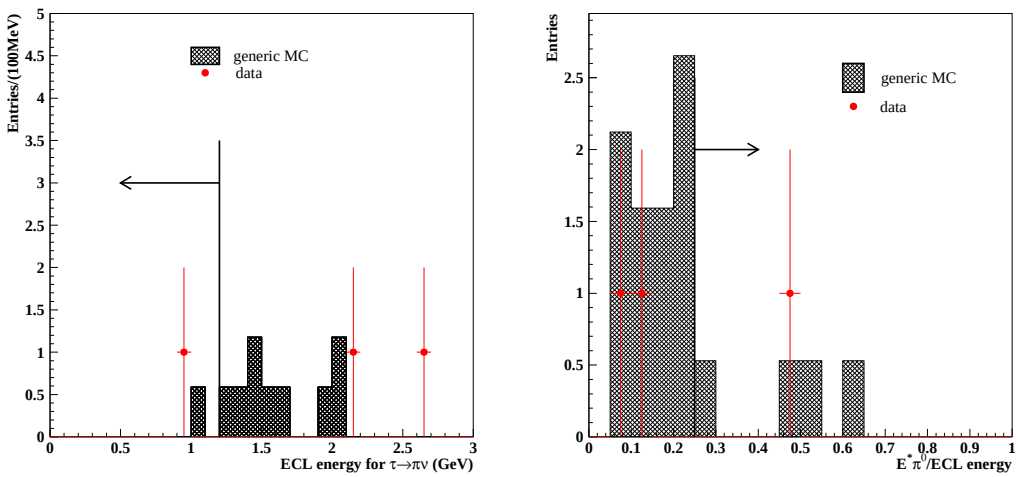

図 4.14: 左図は $\tau^+ \to \pi^+ \bar{\nu}_\tau$ 候補の $E_{\rm ECL}$。$E_{\rm ECL}$ を除く全てのイベント選別を行っている。右図は $\tau^+ \to \rho^+ \bar{\nu}_\tau$ 候補の $E^*_{\pi^0}/E_{\rm ECL}$。$E^*_{\pi^0}/E_{\rm ECL}$ を除く全てのイベント選別を行っている。ヒストグラム及び赤い点はそれぞれ generic MC 及びデータを表す。図中の線から矢印で示されている部分をシグナル領域とする。

表 4.3 にデータで観測されたイベント数、generic MC で残ったバックグラウンドイベントの数を τ^+ の崩壊モードごとにまとめる。

実データで観測された中の 1 イベントを図 4.15 にイベントディスプレイとして示す。これは $B^+ \to \bar{D}^0 \pi^+ (\bar{D}^0 \to K^+ \pi^-)$、$B^- \to \tau^- \bar{\nu}_\tau (\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$ 候補として観測されたイベントである。

これらの図に示されているように全てのモードでバックグラウンドイベントが観測されている。そこで $B^+ \to \tau^+ \nu_\tau$ の探索においてどのようなイベントがバックグラウンドとなるのか MC を用いて調べた。

τ^+ が $\tau^+ \to l^+ \nu_l \bar{\nu}_\tau$ とレプトン崩壊するものでは、$B^+ \to \bar{D}^{(*)0} l^+ \nu_l (\bar{D}^0 \to K_L \pi^0 \pi^0)$ のような崩壊を

τ^+ の崩壊モード	イベント数 (BG with MC)	イベント数 (データ)
$\tau^+ \to \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$	1.96	2
$\tau^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$	2.94	3
$\tau^+ \to \pi^+ \bar{\nu}_\tau$	0.49	1
$\tau^+ \to \rho^+ \bar{\nu}_\tau$	2.10	1

表 4.3: τ^+ の崩壊モード別の generic MC で見積もられたバックグラウンド数及び実データを用いて観測されたイベント数。

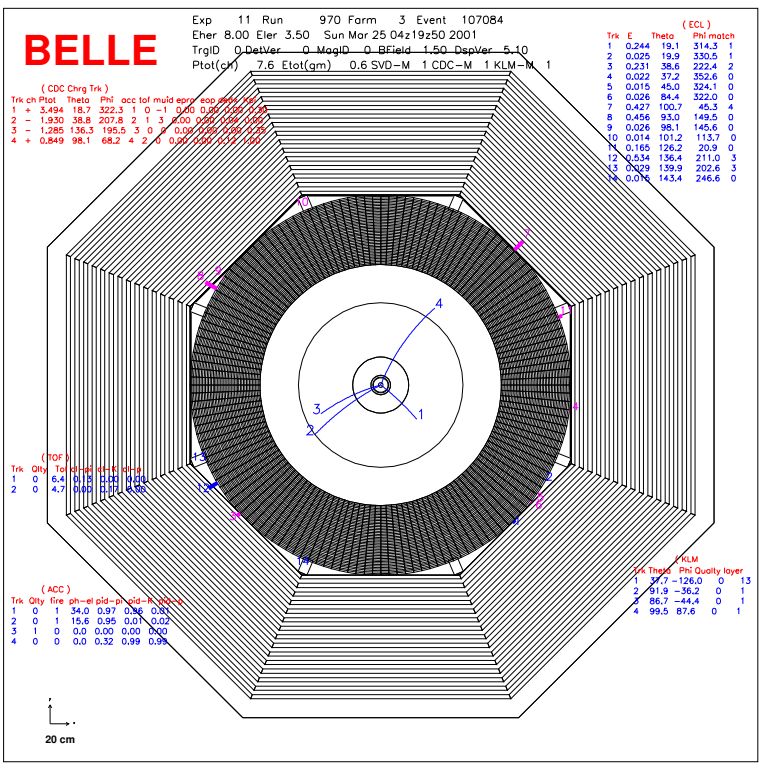

図 4.15: $B^+ \to \bar{D}^0 \pi^+ (\bar{D}^0 \to K^+ \pi^-)$、$B^- \to \tau^- \bar{\nu}_\tau (\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$ 候補として観測された実データのイベント。図中の粒子の軌跡は、1〜4 の順で、それぞれ π^+、μ^-、π^- 及び K^+ である。

行うものがバックグラウンドの大部分を占めている。この場合、B^+ から崩壊したレプトンは高い運動量を持っているため τ^+ からのレプトンと間違いやすい。そこでさらに、D^0 が中性粒子のみに崩壊し、それらが検出できなければ $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ として認識されてしまう。また τ^+ 崩壊のハドロンモードでは、ハドロン識別が正しく行われておらず K を π と間違えて識別してしまうようなイベントがバックグラウンドとして存在している。

4.2.5 検出効率

実際にシグナルイベントが存在する場合、先に述べた選別によりイベントが検出される確率を見積もる必要がある。これを検出効率と呼ぶ。この検出効率は最終的な崩壊分岐比の計算に必要となる量である。ここではシグナル MC を用いて算出する。具体的には、

$$\text{検出効率} = \frac{\text{イベント選別により残ったイベント数}}{\text{発生させた MC のイベント数}} \tag{4.7}$$

で表される。表 4.4 に検出効率を τ^+ の崩壊モードごとにまとめる。

τ^+ の崩壊モード	検出効率 (%)
$\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$	31.38 ± 1.31
$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$	37.81 ± 1.47
$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$	39.83 ± 1.79
$\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$	10.35 ± 0.67

表 4.4: τ^+ の崩壊モード別のシグナル検出効率。

4.3 系統誤差

このセクションでは $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ の探索に関連する系統誤差の大きさを評価する。

4.3.1 B^- の Full reconstruction タグに伴う系統誤差

$B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ の探索に用いる B のサンプルは Full reconstruction された B の数であるため、その統計誤差を $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ 探索の系統誤差に含める。再構成された B の数は 42340 ± 256 であるので、その相対誤差である 0.6% を系統誤差とする。

4.3.2 $\tau^+ \to X\bar{\nu}(\nu)$ の崩壊分岐比に伴う系統誤差

τ^+ は $\mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$、$e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$、$\pi^+\bar{\nu}_\tau$、$\rho^+\bar{\nu}_\tau$ に崩壊するため、ここではそれぞれの τ^+ からの崩壊分岐比の誤差を相対誤差として評価し、それを系統誤差とする。表 4.5 に崩壊モードごとに誤差をまとめる。

4.3.3 トラッキングに伴う系統誤差

SVD 及び CDC に荷電粒子が残したヒットから軌跡を再構成することをトラッキングと呼ぶ。$B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ の探索に用いた荷電粒子のトラッキングによる系統誤差は、

$$R = \frac{N(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0)}{N(\eta \to \gamma\gamma)} \tag{4.8}$$

崩壊モード	崩壊分岐比	系統誤差
$\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$	$17.37 \pm 0.07\%$	0.4%
$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$	$17.83 \pm 0.06\%$	0.3%
$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$	$11.09 \pm 0.12\%$	1.1%
$\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$	$25.40 \pm 0.14\%$	0.6%

表 4.5: 崩壊分岐比に伴う系統誤差

$$N : \text{観測された事象数} \tag{4.9}$$

を実データと MC で計算し、それらの比をとることで評価する [16]。データ/MC 比は 0.993 ± 0.018 という値を得ており、1.8%の誤差の範囲で MC は実データと一致している。この解析では $\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$ の 4 つの崩壊モードでそれぞれ荷電粒子を 1 つ用いているため、各モードで 1.8%の系統誤差を評価する。

4.3.4 粒子識別に伴う系統誤差

レプトン識別における系統誤差

レプトンの識別における系統誤差の算出には $e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$ 及び $e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$ というイベントを用いる。粒子識別後の $e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$ および $e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$ のサンプルの純度はそれぞれ 99.2%および 97.9%である。レプトン識別における系統誤差は、データと MC で識別効率を上記のイベントで計算し、その比をとることで評価する。図 4.16 はレプトン識別の実データと MC の比を粒子の運動量の関数として示したものである。データと MC がよく一致していることがわかる。した

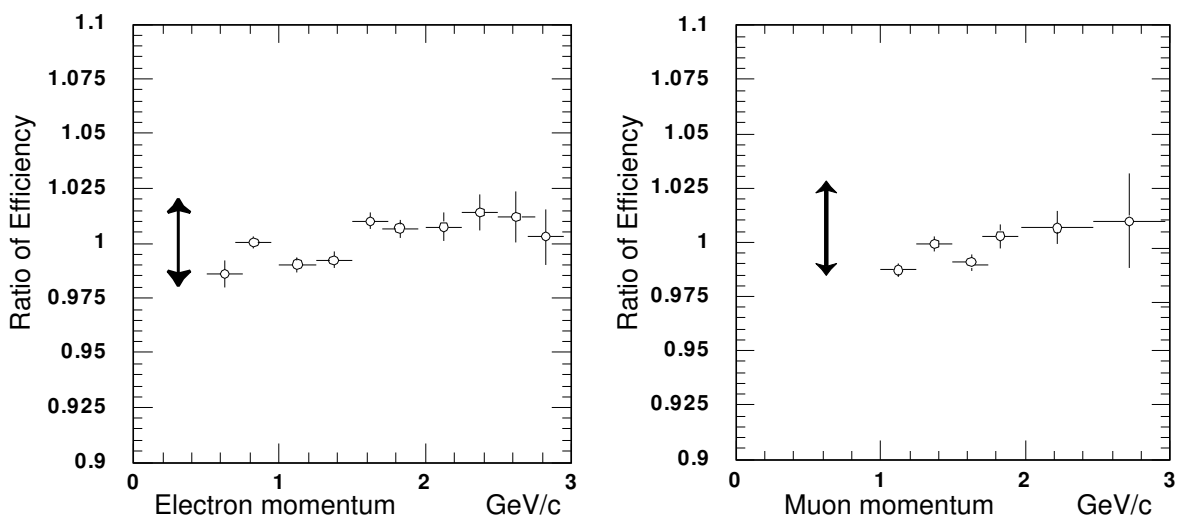

図 4.16: レプトン識別効率の実データと MC の比。横軸の運動量は実験室系での測定値。

がって、データと MC の比の誤差をレプトン識別の系統誤差として評価し、その値は e の識別に関して 1.8%、μ の識別に関しては 2.2%とした [17]。

ハドロン識別における系統誤差

ハドロンの識別効率は $D^{*+} \to D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ イベントを用いて算出する。この崩壊モードは粒子識別を用いず力学的条件のみを用いて再構成しても、バックグラウンドがそれほど大きくならない。そこで、実データと MC で粒子識別を行わずに再構成したものと、粒子識別を行って再構成したものとで、各々の粒子識別効率を実験室系の運動量の領域で 評価する。この実データと MC の粒子識別効率の比からハドロン識別に伴う系統誤差を評価する (表 4.6)。

運動量	イベント	識別効率 (%)	データ/MC 比
0.5GeV〜4.0GeV	データ	89.22 ± 0.07	0.950 ± 0.002
	MC	93.93 ± 0.15	

表 4.6: π の識別効率。運動量は実験室系の測定値

データと MC の識別効率の比は 1 になるはずだが、誤差の範囲で一致していない。そこで、データ/MC 比の 1 からのずれである 5.0% に統計誤差である 0.2% を加え 5.2% を系統誤差として評価する。

π^0 検出に伴う系統誤差

$B^+ \to \tau^+\nu_\tau(\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau)$ では ρ から出る π^0 の検出に伴う系統誤差を見積もる必要がある。

π^0 検出の誤差は $D^0 \to K^-\pi^+$ と $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ の二つの D^0 の崩壊モードを再構成することで評価する。それぞれのモードで、データと MC を用いて再構成された D^0 の数を出し、データと MC の値で比をとる。そのデータ/MC 比に $D^0 \to K^-\pi^+$ と $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ とで違いがあれば、それは π^0 が存在することによるものであると考えられる。表 4.7 に二つの D^0 の再構成の結果をまとめる。

	$D^0 \to K^-\pi^+$	$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$
再構成された D^0 の数 (データ)	5391 ± 96	7808 ± 110
再構成された D^0 の数 (MC)	9756 ± 105	14850 ± 218
データ/MC 比	0.552 ± 0.011	0.526 ± 0.011
$K^-\pi^+\pi^0/K^-\pi^+$ 比		0.953 ± 0.027
MC での B の補正		0.983 ± 0.063
検出効率補正	1.00	0.937 ± 0.068

表 4.7: D^0 の崩壊における π^0 の検出効率の評価のまとめ。

この結果から、$D^0 \to K^-\pi^+$ 崩壊のデータと MC との比を 1 としたときの $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$ の検出効率 0.937 ± 0.068 の誤差である 6.8% を π^0 検出に伴う系統誤差として評価する [17]。

検出効率における系統誤差

検出効率における系統誤差の見積もりには B^- が Full reconstruction され、B^+ は $B^+ \to Xl^+\nu_l$ と崩壊するイベントを用いる。Full reconstruction タグされた B^- の数と $B^+ \to Xl^+\nu_l$ タグされた B^+ の数をデータと MC で比較することで評価する。$B^+ \to Xl^+\nu_l$ のモードを選択した理由は B の崩壊の中で分岐比が高く 10.2% を占め、またその分岐比の高さに対してバックグラウンドが少ないためである。表 4.8 に Full reconstruction 及び $B^+ \to Xl^+\nu_l$ タグの結果をまとめる。

この結果から、データ/MC 比 1.111 ± 0.064 および 1.206 ± 0.067 について検出効率のデータ/MC 比がそれぞれ 11.1% および 20.6% の誤差で変動しうると考える。これに統計誤差である 6.4% および 6.7% を

	データ	MC	データ/MC
Full reconstruction	42340 ± 256	52659 ± 197	0.804 ± 0.006
$B^+ \to Xl^+\nu$(for τ to μ, e and π mode)	549 ± 25	615 ± 19	0.893 ± 0.049
検出効率	0.0130 ± 0.0006	0.0117 ± 0.0004	1.111 ± 0.064
$B^+ \to Xl^+\nu$(for τ to ρ mode)	643 ± 29	665 ± 21	0.967 ± 0.053
検出効率	0.0152 ± 0.0007	0.0126 ± 0.0004	1.206 ± 0.067

表 4.8: Full reconstruction 及び $B^+ \to Xl^+\nu_l$ タグを用いた検出効率補正のまとめ。$\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$ と $\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$ についてそれぞれ見積もる。前者では $B^+ \to Xl^+\nu$ に π^0 が存在しないという条件を要求し、後者では π^0 が一つ観測されるという条件を要求している。

それぞれ加え、全体で 17.5% および 27.3% を系統誤差とする。

シグナル MC の統計誤差

シグナルの検出効率はシグナル MC を用いて評価しているため、その統計誤差を検出効率の系統誤差として評価する。$\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$ のそれぞれのシグナル MC 対して、4.2%、3.9%、4.5%、6.5% の誤差を含める。

$E_{\rm ECL}$ 及び π の運動量に対する選別に伴う系統誤差

$E_{\rm ECL}$ 及び π の運動量を用いたイベント選別に伴う系統誤差の評価にも検出効率における系統誤差の見積もりのときと同様に B^- は Full reconstruction され、B^+ は $B^+ \to Xl^+\nu_l$ と崩壊するイベントを用いる。$E_{\rm ECL}$ 及び π の運動量による選別を行わずにタグしたものと選別を行ってタグしたものとで選別後のイベント検出効率をデータと MC で評価し、それらの比から系統誤差を評価する。表 4.9 に $E_{\rm ECL}$ の選別のイベント検出効率について $E_{\rm ECL}$ カットの値ごとにまとめる。また同様にして π の運動量による選別の検出効率も 4.9 にまとめる。

$E_{\rm ECL}$ カット値	検出効率%(データ)	検出効率%(MC)	データ/MC
1.0 GeV	64.7 ± 2.8	65.6 ± 1.7	0.986 ± 0.050
1.2 GeV	77.1 ± 3.2	76.7 ± 1.9	1.005 ± 0.049
2.5 GeV	96.9 ± 3.6	96.2 ± 2.3	1.008 ± 0.045

p^*_π カット値	検出効率%(データ)	検出効率%(MC)	データ/MC
1.3Gev/c	56.8 ± 2.6	51.9 ± 1.5	1.094 ± 0.059

表 4.9: Full reconstruction 及び $B^+ \to Xl^+\nu_l$ タグを用いた $E_{\rm ECL}$ 及び p^*_π の選別によるイベント検出効率

結果として、$\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$ および $\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$ の各モードに対して $E_{\rm ECL}$ に伴う系統誤差をそれぞれ 5.0%、5.0%、4.9%、4.5% として評価する。また $\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$ に対する p^*_π に伴う誤差は、データ/MC 比が誤差の範囲で 1 に一致していないため、1 からのずれである 9.4% に統計誤差 5.9% を加え 15.3% を系統誤差とする。

4.3.5 系統誤差のまとめ

これまで評価してきた系統誤差を表 4.10 にまとめる。

系統誤差の要因		$\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$	$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$	$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$	$\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$
Full reconstruction(統計)		0.6%	0.6%	0.6%	0.6%
崩壊分岐比		0.4%	0.3%	1.1%	0.6%
検出効率					
	トラッキング	1.8%	1.8%	1.8%	1.8%
	レプトン識別	2.2%	1.8%		
	ハドロン識別			5.2%	5.2%
	π^0 検出				6.8%
	$E_{\rm ECL}$	5.0%	5.0%	4.9%	4.5%
	p^*_π			15.3%	
	検出効率	17.5%	17.5%	17.5%	27.3%
	シグナル MC(統計)	4.2%	3.9%	4.5%	6.5%
	計	18.9%	18.8%	24.8%	29.7%

表 4.10: τ^+ の各崩壊モードの系統誤差のまとめ。

第5章　結果

τ^+ の崩壊に応じて、データを用いて観測されたイベントに前章の系統誤差の節で示した誤差が生じる。この誤差を表 4.4 で示した検出効率に組み入れ、各崩壊モードの検出効率を補正すると表 5.1 に示したようになる。

τ^+ の崩壊モード	検出効率 (%)
$\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$	31.4 ± 5.9
$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$	37.8 ± 7.1
$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$	39.8 ± 9.8
$\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$	10.4 ± 3.1

表 5.1: 系統誤差を考慮し補正した τ^+ の崩壊モード別のシグナル検出効率

前章からここまで述べてきた $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ の探索についての解析の結果を表 5.2 にまとめる。

τ^+ の崩壊モード	検出効率 × 崩壊分岐比	BG (generic MC)	データ	イベント U.L.	BR U.L.
$\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$	0.055 ± 0.010	2.0	2	3.9	20×10^{-4}
$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$	0.067 ± 0.013	2.9	3	4.5	20×10^{-4}
$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$	0.044 ± 0.011	0.5	1	3.9	28×10^{-4}
$\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$	0.026 ± 0.008	2.1	1	2.5	33×10^{-4}
all τ decay modes	0.192 ± 0.032	7.5	7	5.1	7.5×10^{-4}

表 5.2: 表の左から τ^+ の崩壊モード、シグナル検出効率と崩壊分岐比の積、generic MC で見積もられたバックグラウンド数、実データを用いて観測されたイベント数、Feldman & Cousins の方法を用いた信頼度 90% でのイベントの上限値、そして崩壊分岐比の上限値である。

τ^+ の 4 つの崩壊モード全てにおいて、実データで観測されたイベント数と generic MC で残ったバックグラウンドイベントの数がよく一致しており、統計的に有意なシグナルは観測されていない。そこでデータで観測されたイベント数からバックグラウンドレベルを除いたときのシグナルイベントの上限値を Feldman と Cousins の方法 [18] を用いて求める。これに前節で述べた系統誤差を評価に入れ、90% の信頼度で $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ の崩壊分岐比の上限値、

$$BR(B^+ \to \tau^+\nu_\tau) < 7.5 \times 10^{-4}$$

が得られた。

第6章　考察

この解析における結果はCLEO Collaborationの結果[8]を改善し、$e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\bar{B}$ 系における実験では上限値として最小の値を得た。しかし、CLEOが $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ の解析に用いたデータ量は 9.7×10^6 個の $B\bar{B}$ 対であり、我々はCLEOの約9倍のデータ量を用いているにもかかわらず $BR(B^+ \to \tau^+\nu_\tau)$ の上限値の改善はわずかである。この原因としてFull reconstructionの効率の違いがあげられる。我々の解析ではFull reconstruction効率は0.1%であるのに対し、CLEOでは約0.3%である。この差は、Full reconstructionを試みた B^- または D^0 の崩壊モードの違いによるものが大きい。このFull reconstruction効率の違いのため、解析に用いた B^+B^- の対は9倍であっても、実際に $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ の探索に用いた B^+B^- の数は3倍程度でしかなく、データ量の差から期待する程の改善がなかったと考えられる。

また、$B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ のシグナル候補のイベント数を我々がイベント選別で残ったイベント数を直接計測しているのに対し、CLEOでは最終的なカットで残ってきたイベントをLikelihood関数でフィットすることで評価している。こうしたシグナル候補の評価の違いも最終結果に影響していると思われる。

今後この結果を改善するためには、系統誤差とバックグラウンドを抑えることが重要である。この解析において、最も大きな系統誤差はシグナルの検出効率に伴うもので、これはデータとMCの検出効率の相違により生じている。したがって、系統誤差を抑えるためにはデータとMCの検出効率の一致が必要であり、今後のBelle Collaborationの研究の中で改善されるべきである。

$B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ のバックグラウンドとなっているイベントには31ページでも述べたように、$B^+ \to \bar{D}^{*0}l^+\nu_l(\bar{D}^0 \to K_L\pi^0\pi^0)$ のように崩壊するものが多く存在する。これは K_L がKLMで検出できないことや π^0 からの γ がECLでほとんどエネルギーを落とさないなどの理由で π^0 が検出できないことが原因としてあげられる。また $\bar{D}^0$ が $\bar{D}^0 \to K_L\pi^0\pi^0$ と中性粒子のみに崩壊するイベントの他に、荷電粒子が生成されているにもかかわらず、それらがSVDやCDCで検出できていないものも存在する。このようなバックグラウンドの原因は検出器のアクセプタンスを改善するなど、粒子検出の精度をあげる必要がある。

今回の研究は $BR(B^+ \to \tau^+\nu_\tau)$ の上限値を得るにとどまったため、B 中間子の崩壊定数である f_B と小林-益川行列要素 V_{ub} の大きさの積の値を決定することはできない。今回の研究と同様の解析を行った場合、バックグラウンドレベルを下げることができなければ、10倍のデータ量を用いても $BR(B^+ \to \tau^+\nu_\tau)$ の測定は困難である。そのため、Belle実験において $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ を観測するためには、タグできるイベントを多くし、イベント選別の最適化によってバックグラウンドを少なくすることが不可欠であると考えられる。タグできるイベントを増やすためには、この論文の最後に付録として示しているようにFull reconstructionだけでなく B 中間子の準レプトン崩壊を用いることも有効である。ただし、準レプトン崩壊を用いたタグはイベント数を増やすことができる半面バックグラウンドも多くなるため、Full reconstructionタグの場合以上にイベント選別の最適化が重要になってくる。

第7章　結論

荷電 B 中間子の崩壊 $B \to \tau\nu$ の探索を、Belle 実験で集められたデータ 85×10^6 個の $B\bar{B}$ 対を用いて行った。τ の崩壊についてはレプトンモードである $\tau \to \mu\nu\bar{\nu}$ 及び $\tau \to e\nu\bar{\nu}$ と、ハドロンモードである $\tau \to \pi\nu$ 及び $\tau \to \rho\nu$ をそれぞれ探索した。バックグラウンドの評価はモンテカルロシミュレーションを用いて行った。予測されるバックグラウンドイベント 7.5 に対して、7 イベントのシグナル候補を観測した。これは統計的に有意なシグナルが観測されたとはいえないため 90% の信頼度で、

$$BR(B \to \tau\nu) < 7.5 \times 10^{-4}$$

という崩壊分岐比の上限値を得た。これは $\Upsilon(4S)$ 系を用いた $B \to \tau\nu$ の崩壊の探索における崩壊分岐比の上限値として世界最高値を更新する値である。

付 録A　Bの準レプトン崩壊を用いた$B^+ \to \tau^+\nu_\tau$の解析

ここでは$B \to \tau\nu$の探索におけるBのタグを異なる方法で行う。Bのタグの方法には本文に書いたようなFull reconstructionの他に、ここで述べるBの準レプトン崩壊である$B^- \to D^{(*)0}l^-\bar{\nu}_l$という崩壊を利用したタグがある。この崩壊はニュートリノが存在するためBを完全に再構成することができず、タグできるイベントに対するバックグラウンドの割合がFull reconstructionに比べて大きくなることが予想される。しかし$B^- \to D^{(*)0}l^-\bar{\nu}_l$イベントの崩壊分岐比が高いことに加え、$B$完全に再構成しないことで制限を緩めることになりタグできるイベントを増やすことができるという利点がある。

以下にまず用いたデータについて記述する。続いて$B^- \to D^{(*)0}l^-\bar{\nu}_l$という崩壊の再構成について述べ、このタグを用いた$B^+ \to \tau^+\nu_\tau$崩壊の探索について考察する。

A.1　データ

Bの準レプトン崩壊を用いた$B^+ \to \tau^+\nu_\tau$の解析に用いたデータは$\Upsilon(4S)$の共鳴状態で生成された85×10^6個の$B\bar{B}$対である。またMCで88×10^6個の$B\bar{B}$対を生成しデータとの比較に用いた。$c\bar{c}$、$u\bar{u}d\bar{d}s\bar{s}$などのクォーク対については、それぞれ99.7×10^6、120×10^6個生成し、それらをデータと同じ比率で混合させた。

A.2　$B^- \to D^0l^-\nu X$の再構成

BのFull reconstructionと同様に$B^- \to D^0l^-\nu X$の再構成について述べる。Xはここではπ^0またはγである。そのため事実上再構成を試みるのは$B^- \to D^0l^-\nu$、$B^- \to D^{*0}l^-\nu$という崩壊モードである。この$B^- \to D^0l^-\nu X$の再構成ではFull reconstructionと異なりニュートリノが存在するため、Bを完全に再構成することができない。そこでD^0とレプトンによる制限のみでB候補を選別する。

ここではまずD^0とレプトンを用いたイベント選別について述べ、$B^- \to D^0l^-\nu X$という崩壊を行ったB候補の決定について説明する。

A.2.1　D^0の再構成及びイベント選別

D^0の再構成についてはFull reconstructionの場合と全く同様であるが、ここではD^0は、$D^0 \to K^-\pi^+$、$K^-\pi^+\pi^0$、$K^-\pi^+\pi^+\pi^-$の3つの崩壊モードから再構成を行った。図A.1は、再構成されたD^0の質量分布である。それぞれ現在知られているD^0の質量から3σ以内のものをD^0候補とした。ここでσはシグナルMCを用いて見積もった。

$B^- \to D^0l^-\nu X$イベントでは、レプトンがBから直接出て来るためその運動量が大きい。ところがcontinuumイベントやBのレプトン崩壊以外のイベントでは遅いレプトンが多い。そこで、$\Upsilon(4S)$の静止系(重心系)におけるレプトンの運動量p_l^*が$0.8\mathrm{GeV/c}$よりも小さいイベントはバックグラウンドと見なし取り除く。同じ理由からD^0の重心系での運動量$p_{D^0}^*$が$0.5\mathrm{GeV/c}$よりも小さいイベントは取り除く。さらにバックグラウンドを抑えるため、D^0とレプトンの不変質量m_{Dl}が$3.0\mathrm{GeV/c^2}$よりも

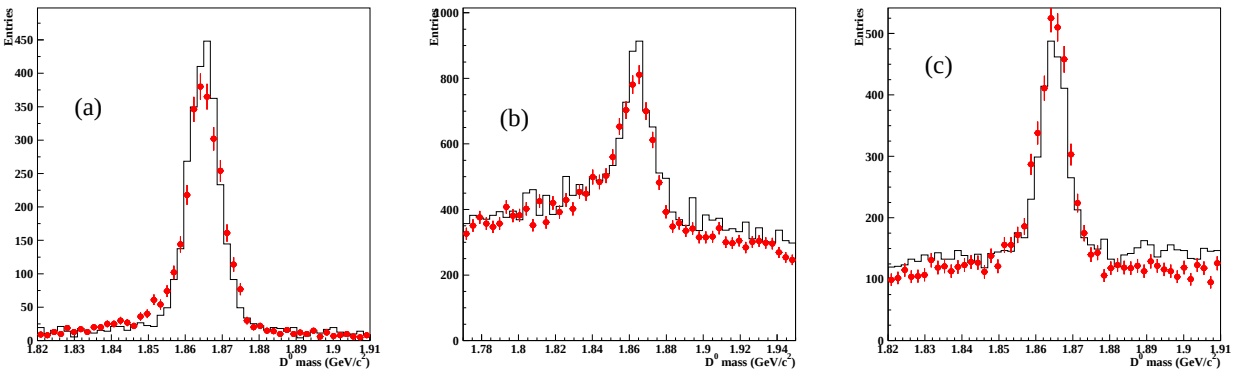

図 A.1: 再構成された D^0 の質量分布。(a)$D^0 \to K^-\pi^+$、(b)$D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$、(c)$D^0 \to K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ である。ヒストグラムは MC イベント、赤い点は実データを表す。

大きいイベントを採用する。これにより B のレプトン崩壊以外のイベントからのバックグラウンドの多くは取り除かれるが、まだ continuum バックグラウンドが多く存在する。そこで Full reconstruction の際にも用いた Fox-Wolfram モーメントの比 R_2 を用いて $R_2 < 0.5$ を要求し、continuum バックグラウンドを取り除く。以上の要求をまとめる。

- $p_l^* > 0.8\mathrm{GeV/c}$
- $p_{D^0}^* > 0.5\mathrm{GeV/c}$
- $m_{Dl} > 3.0\mathrm{GeV/c^2}$
- $R_2 < 0.5$
- $|m_{\mathrm{rec}} - m_{D^0}| < 3\sigma$

なお、D^0 及び $D^0 l^-$ 候補に関して、それらを構成する荷電粒子の崩壊点が一致することを要求している。また、図 A.1 の (b)、(c) では上記の選別によりバックグラウンドの抑えた後も D^0 の再構成が正しく行われないことによるバックグラウンドが多く存在するため、今回の研究では $D^0 \to K^-\pi^+$ のモードのみ用いる。Full reconstruction では B^- を再構成した全イベントの中から $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ である条件に合うものを探したが、ここでは $B^- \to D^0 l^- \nu X$ タグを行う時点で D^0 の娘粒子、すなわち K^- と π^+ 及びレプトンの 3 つの粒子以外に荷電粒子が 1 つしか存在しないという条件を要求し、さらにシグナル側での π^0 の数が 0 または 1 であることを課す。これはタグ側に $D^{*0} \to D^0\pi^0$ という崩壊が存在する場合、タグの時にはこの π^0 を要求しないためシグナル側に π^0 が一つ残る可能性があるためである。

A.2.2 $B^- \to D^0 l^- \nu X$ 候補の選別

上述した選別を行ったあと、$B^- \to D^0 l^- \nu X$ 候補を決定する。B^- を完全に再構成することができないので、Full reconstruction のように M_{bc} や ΔE を使って B^- 候補を決めることができない。そこでここでは式 A.1 で定義される $\cos\theta_{B,Dl}$ という量を用いる。

$$\cos\theta_{B,Dl} = \frac{2E_B E_{Dl} - m_B^2 - m_{Dl}^2}{2|\vec{p}_B^*||\vec{p}_{Dl}^*|} \tag{A.1}$$

ここで E_B、$|\vec{p}_B^*|$ はそれぞれ CMS 系における B^- のエネルギー、運動量の大きさで、$E_B = E_{\mathrm{beam}}$、$|\vec{p}_B^*| = \sqrt{E_B^2 - m_B^2}$ と定義する。したがって E_B はビームエネルギー 5.29GeV、$|\vec{p}_B^*|$ は m_B を現在

知られている B の質量である $5.279\mathrm{GeV/c^2}$ として計算した $0.341\mathrm{GeV/c}$ となる。シグナルであれば $\cos\theta_{B,Dl}$ は ±1 の範囲内にあるはずだが、測定分解能の影響を考慮し図 A.2 に $\cos\theta_{B,Dl}$ に示すように $-2.0 < \cos\theta_{B,Dl} < 1.1$ をシグナル領域としている。

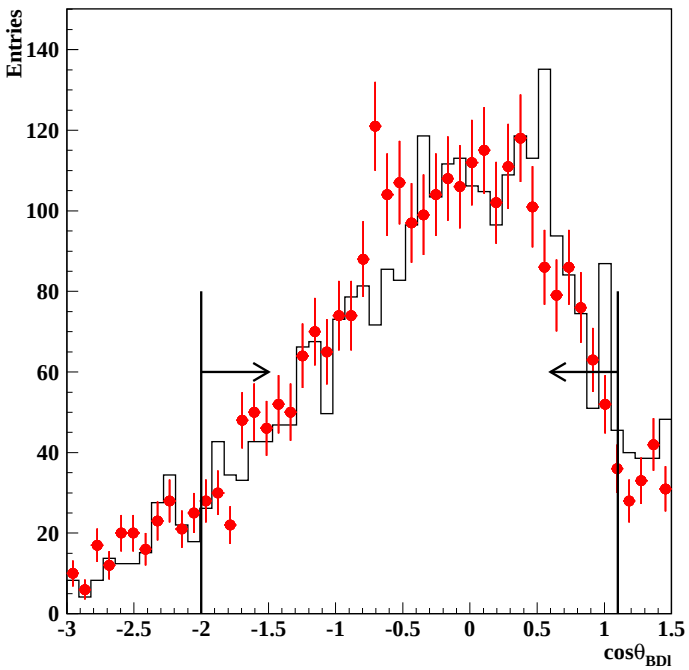

図 A.2: $\cos\theta_{B,Dl}$ の分布。線で挟まれた-2.0 から 1.1 までをシグナル領域とする。ヒストグラムは MC イベント、赤い点は実データの分布を表す。

A.3 $B^+ \to \tau^+\nu_\tau$ の探索

A.3.1 シグナル領域の決定

ここでは τ^+ の崩壊として、$\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$ の 3 つを用いる。Full reconstruction の場合にはこれらに加えて $\tau^+ \to \rho^+\bar{\nu}_\tau$ のモードについても解析を行ったが、$B^- \to D^{(*)0}l^-\bar{\nu}_l$ タグの場合はこのモードは用いていない。先述したように D^{*0} からの π^0 をタグ側に要求しないためシグナル側に存在する π^0 の数が 0 または 1 と緩めることになる。ここでさらに ρ^+ からの π^0 が存在すると、最終状態での π^0 の数は 0〜2 までに広がってしまい π^0 の検出に伴うバックグラウンドが多く存在し、これらを取り除くことが難しいためである。

Full reconstruction の場合と同様に粒子の識別を行い、ここでも E_{ECL} によってシグナル領域を決定する。$\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$ のモードでは $E_{\mathrm{ECL}} < 0.7\mathrm{GeV}$、$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$ では $E_{\mathrm{ECL}} < 0.8\mathrm{GeV}$ を要求する。$\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$ では、$p^*_\pi < 1.5\mathrm{GeV/c}$ (p^*_π は CMS 系における π^+ の運動量)、$E_{\mathrm{ECL}} < 0.8\mathrm{GeV}$ という条件を課す。図 A.3 に $\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$、$\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$ に関する E_{ECL} の分布を、図 A.4 に $\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$ に関して p^*_π 分布及び E_{ECL} の分布を示す。なお MC のイベント数はデータのイベント数に比例させている。

以上の選別によりシグナル領域を定め、D^0 の質量と E_{ECL} 分布の二次元プロットにより図 A.5 に示す。

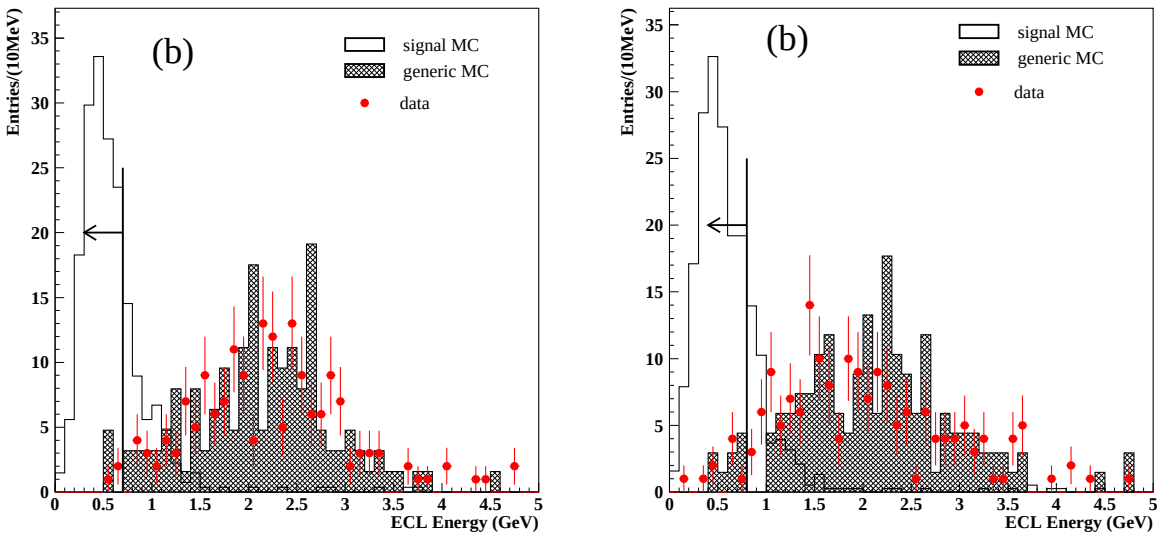

図 A.3: (a) は $\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$ 候補、(b) は $\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$ 候補についての $E_{\rm ECL}$ 分布。白いヒストグラムはシグナル MC、網かけのヒストグラムは generic MC、そして赤いプロットは実データを表す。図中の線から矢印の向きにシグナル領域をとる。

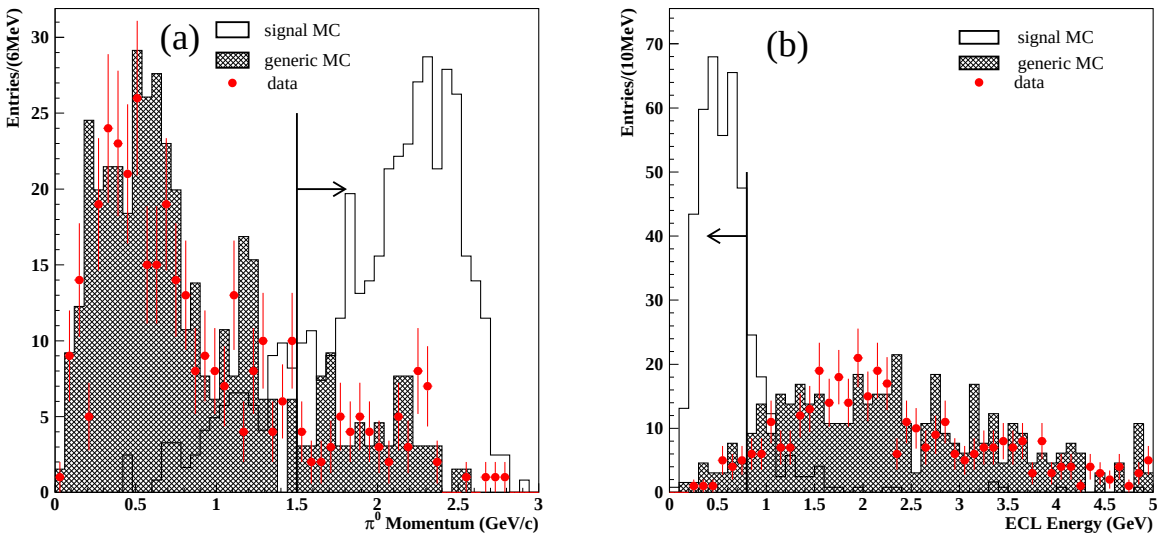

図 A.4: (a) は π^+ の運動量分布を、(b) は $\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$ 候補の $E_{\rm ECL}$ 分布を表す。白いヒストグラムはシグナル MC、網かけのヒストグラムは generic MC、そして赤いプロットは実データを表す。図中の線から矢印の向きにシグナル領域をとる。

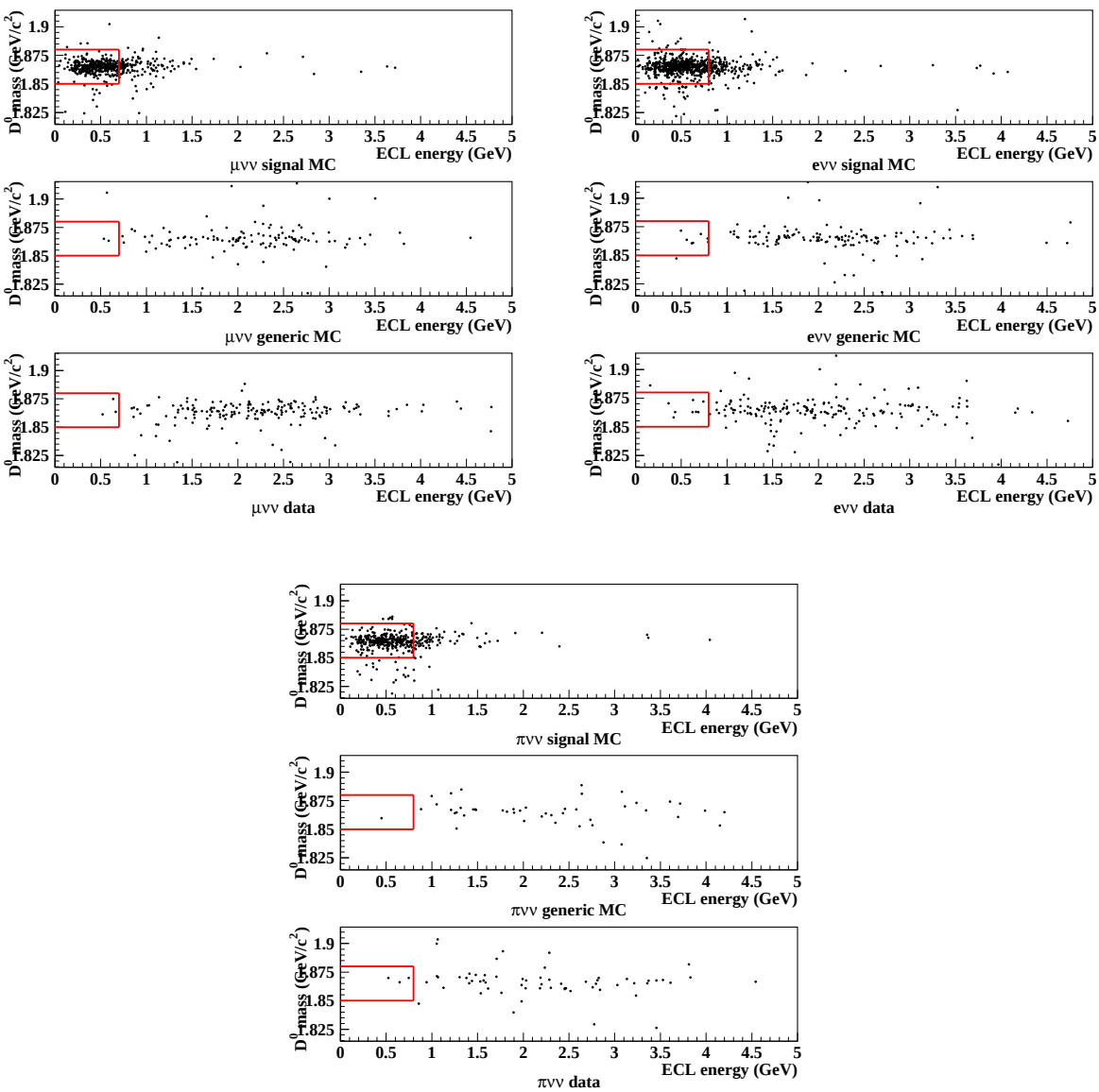

図 A.5: E_{ECL} と D^0 の質量の二次元プロット。左上は $\tau^+ \to \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$、右上は $\tau^+ \to e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$、下は $\tau^+ \to \pi^+\bar{\nu}_\tau$ に対応している。赤い線で囲まれている部分がシグナル領域である。それぞれのプロットの上段はシグナル MC、中段は generic MC、そして下段は実データである。なお、ここでは generic MC は実データのルミノシティに規格化されていない。

A.3.2 検出効率

ここでは $B + B^-$ のペアが $B^- \to D^{(*)0} l^- \bar{\nu}_l$、$B^+ \to \tau^+ \nu_\tau$ という崩壊を行うとき、その検出効率をシグナル MC を使って総合的に求める。検出効率 ε を次のように定義する。

$$\varepsilon = \varepsilon_{(B \to D^{(*)0} l \nu)} \times \varepsilon_{(D^0 \to K\pi)} \times \varepsilon_{(B \to \tau\nu)} \times \varepsilon_{(\tau \to X\nu)} \tag{A.2}$$

ここで $\varepsilon_{(B \to D^{(*)0} l \nu)}$、$\varepsilon_{(D^0 \to K\pi)}$、$\varepsilon_{(B \to \tau\nu)}$ 及び $\varepsilon_{(\tau \to X\nu)}$ はそれぞれ添字として書かれた崩壊に対する検出効率である。これを用いて、$B^+ \to \tau^+ \nu_\tau$ の崩壊分岐比は、

$$\begin{aligned} & BR(B^+ \to \tau^+ \nu_\tau) \\ & \quad = \frac{N_{\rm obs}}{N_{B\bar{B}} \times BR(B^- \to D^{(*)0} l^- \bar{\nu}_\tau) \times BR(D^0 \to K^- \pi^+) \times BR(\tau^+ \to X^+ \nu_\tau) \times \varepsilon} \end{aligned} \tag{A.3}$$

と書ける。

A.3.3 結果

以上のことを表 A.1 にデータにおける観測イベント数、予測されるバックグラウンド数をまとめる。

τ^+ の崩壊モード	検出効率 (ε)	BG (generic MC)	データ	イベント U.L.	BR U.L.
$\tau^+ \to \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$	0.0152	1.93	3	5.7	7.7×10^{-4}
$\tau^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$	0.0231	6.76	8	7.2	6.4×10^{-4}
$\tau^+ \to \pi^+ \bar{\nu}_\tau$	0.0124	0.97	3	6.8	11×10^{-4}

表 A.1: 表の左から τ^+ の崩壊モード、検出効率、generic MC で見積もられたバックグラウンド数、実データを用いて観測されたイベント数、Feldman & Cousins の方法を用いたイベントの上限値、そして崩壊分岐比の上限値である。

これら 3 つのモードを総合すると、データにおける観測イベント 14 に対し期待されるバックグラウンドは 9.7 イベントである。ここでも実データで観測されたイベント数とバックグラウンド MC で残ったバックグラウンドイベントから 90%の信頼度でイベントの上限値 11.8 が得られる。これより式 A.3 にしたがい $B^+ \to \tau^+ \nu_\tau$ の崩壊分岐比の上限値、

$$BR(B^+ \to \tau^+ \nu_\tau) < 4.8 \times 10^{-4} \tag{A.4}$$

が得られた。

この $B^- \to D^0 l^- \nu X$ タグを用いた $B^+ \to \tau^+ \nu_\tau$ の研究の結果は、D^0 の崩壊として $K^- \pi^+$ のみを使って得られたもので、$D^0 \to K^- \pi^+ \pi^0$、$K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ についてもバックグラウンドを少なくし、解析に用いればより上限値の改善が期待できる。またこの研究では系統誤差を含んでおらず、今後評価される必要がある。

謝辞

この論文を書き終えるにあたりまして、この大学院の 2 年間、高エネルギー物理学の研究を行うための素晴らしい環境と様々な教養を与えてくださった山中卓教授に深くお礼を申し上げます。

北條高宗さん、原康二さん、三宅秀樹さんには研究にかかわることからコンピュータに関することまでそれぞれの研究がお忙しい中、私の質問や疑問にいつも熱心に答えてくださいました。本当に感謝しています。

高エネルギー加速器研究機構の羽澄昌史先生、塚本敏文先生、名古屋大学の飯島徹先生、東京都立大学の松本崇博さんには研究においてとてもためになるアドバイスをいただきました。ありがとうございます。

秘書の杉本奈美子さんには研究生活におけるさまざまな事務手続きにおいて大変お世話になりました。ありがとうございます。

同学年の池井君、大場君、竹下君には 2 年間または 3 年間、楽しく研究生活を送れたことを感謝しています。山中卓グループのみなさんには物理学に関することや日常的なことまでいろいろなことで話し相手になっていただきました。ありがとうございます。

その他の山中卓グループのみなさんには、研究室での生活の中物理学のことや日常のことなどいろいろなことで話し相手になっていただきました。ありがとうございます。

Belle Collaboration、KEK-B 加速器グループの方々の努力のおかげでこの研究のためのデータとソフトウェアを使わせていただくことができました。ありがとうございます。

最後に、原隆宣先生には学部 4 年生以来 3 年間にわたって研究を指導していただきました。大変お忙しいにもかかわらず、わたしの研究のために貴重な時間を割いていつも熱心に教えてくださいました。心から感謝しています。ありがとうございます。

参考文献

[1] C. S. Wu *et al.*, Phys. Rev.**105**, 1413 (1957)

[2] J. H. Christenson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964)

[3] Belle Collaboration K.Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001).

[4] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)

[5] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983)

[6] A. J. Buras and R. Fleischer, hep-ph/9704376 v1 (1997)

[7] L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. B **396**, 327 (1997)

[8] CLEO Collaboration, T. E. Browder *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 2950 (2001)

[9] KEKB B-Factory Desgin Report, KEK Report 95-7 (1995)

[10] BELLE Collaboration, Technical Design Report, KEK Report 95-1 (1995)

[11] T. Sjöstrand, "PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual", hep-ph/9508391

[12] R. Brun *et al.*, GEANT 3.15, CERN DD/EE/84-1

[13] Particle Data Group, Groom *et al.*, The European Physical Journal C (2002)

[14] G. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978)

[15] ARGUS Colloboration, H. Albrecht *et al.*, Phys. Lett. B **241**, 278 (1990)

[16] Belle Collaboration, BELLE-CONF-0011

[17] Akimasa Ishikawa, Study of the Flavor-Changing Neutral Current Decay $B \to K^{(*)}l^+l^-$ with Belle (2002)

[18] G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998)