

Belle実験における  
 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  の崩壊分岐比測定

新潟大学大学院 自然科学研究科  
数理物質科学専攻 博士前期課程  
高エネルギー物理学研究室  
F12A014E 佐藤 駿

平成26年3月13日

## 概要

本研究では  $B$  中間子崩壊  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  について述べる。用いたデータサンプルは、Belle 実験で収集された  $711 \text{ fb}^{-1}$  であり、これは  $772 \times 10^6$   $B\bar{B}$  イベントに相当する。この実験データから  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊を抽出した結果、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比は  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) = [2.6 \pm_{-0.6}^{+0.7}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})] \times 10^{-6}$  と測定された。このとき、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊がゼロではない有意性は  $5.0\sigma$  となり、世界で初めて  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  の「観測」に成功した。また、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の直接的な  $CP$  対称性の破れは  $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) = -0.22 \pm 0.29(\text{stat}) \pm_{-0.03}^{+0.02}(\text{syst})$  と求まった。

# 目次

第 1 章	はじめに	4
1.1	CKM 機構	5
1.1.1	CKM 行列	5
1.1.2	ユニタリティー三角形	6
1.2	$CP$ 非対称性	7
1.2.1	$B^0$ - $\bar{B}^0$ 混合	7
1.2.2	崩壊分岐比	9
1.2.3	直接的 $CP$ 対称性の破れ	9
第 2 章	実験装置	11
2.1	KEKB 加速器	11
2.1.1	エネルギーの非対称性	11
2.1.2	ルミノシティ	11
2.2	Belle 検出器	13
2.2.1	シリコン衝突点検出器 (SVD : Silicon Vertex Detector)	14
2.2.2	中央ドリフトチェンバ (CDC : Central Drift Chamber)	15
2.2.3	エアロゲルチェレンコフカウンタ (ACC : Aerogel Chrenkov Counter)	16
2.2.4	飛行時間カウンタ (TOF : Time Of Flight counter)	17
2.2.5	電磁カロリメータ (ECL : Electromagnetic Calorimeter)	18
2.2.6	$K_L^0$ ・ミューオン検出器 (KLM : $K_L^0$ and Muon Detector)	19
2.2.7	超電導ソレノイド	20
2.2.8	超前方カロリメータ (EFC : Extreme Forward Calorimeter)	20
2.2.9	トリガーシステム	20
2.2.10	データ収集システム	21
2.3	$K/\pi$ 中間子の識別	22
第 3 章	データセット	24
3.1	データサンプル	24
3.2	モンテカルロシミュレーション (MC : Monte Carlo simulation)	24
3.2.1	シグナル MC のサンプル	24
3.2.2	バックグラウンド MC のサンプル	24

<b>第4章</b>	<b>イベントセクション</b>	<b>26</b>
4.1	$\eta$ 中間子の再構成	26
4.2	$\eta'$ 中間子の再構成	27
4.3	$K^*(892)^0$ 中間子の再構成	28
4.4	$B$ 中間子の再構成	29
<b>第5章</b>	<b><math>B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0</math> の解析</b>	<b>31</b>
5.1	Best Candidate Selection	31
5.2	シグナル MC のカテゴリー分け	31
5.3	コンテニウム $q\bar{q}$ バックグラウンドの除去	32
5.3.1	バックグラウンドイベントの見積り	33
5.3.2	ニューロベイズ ( $NB$ : NeuroBayes) 法	33
5.3.3	$NB$ のアウトプットを用いたコンテニウム $q\bar{q}$ バックグラウンドの排除	35
5.4	$NB^{TRANS}$	37
5.5	レア $B\bar{B}$ バックグラウンドの抑制	37
5.6	終状態が同じ非共鳴なバックグラウンド	40
<b>第6章</b>	<b>Extended Maximum Likelihood Fit</b>	<b>41</b>
6.1	MC サンプルへのフィット	41
6.2	Toy MC を用いたフィットの安定性の確認	45
6.3	Gsim MC を用いたバイアスの調査	46
<b>第7章</b>	<b>コントロールサンプルによる実験データと MC の補正</b>	<b>56</b>
7.1	$B^0 \rightarrow \eta' K^0$ 崩壊による実験データと MC の補正	56
7.1.1	イベントセクション	56
7.1.2	コンテニウム $q\bar{q}$ の抑制	57
7.1.3	MC サンプルへのフィット	60
7.1.4	実験データへのフィット・補正值の見積り	61
7.1.5	MC サンプルを用いた3次元フィット	65
7.1.6	$B^0 \rightarrow \eta' K^0$ 崩壊の崩壊分岐比測定	67
7.2	$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$ 崩壊による実験データと MC の補正	68
7.2.1	イベントセクション	69
7.2.2	MC と実験データへのフィット	70
7.2.3	補正值の見積り	70
<b>第8章</b>	<b>シグナルの抽出</b>	<b>73</b>
8.1	実験データへ4次元フィット	73
8.2	系統誤差	74
8.2.1	崩壊分岐比の測定についての系統誤差	74
8.2.2	$\mathcal{A}_{CP}$	81
8.3	崩壊分岐比測定	84
8.4	有意性	84



8.5	$\mathcal{A}_{CP}$ の測定	87
第 9 章	Belle II 実験での $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$ 崩壊	89
9.1	仮定	89
9.2	崩壊分岐比	90
9.3	$\mathcal{A}_{CP}$	91
第 10 章	まとめ	94
付 録 A	NeuroBayes のトレーニングの詳細	95
付 録 B	4次元フィットの成分ごとの相関	107
付 録 C	確率密度関数	112
C.1	ガウシアン (Gaussian)	112
C.2	非対称なガウシアン (AG : Asymmetric Gaussian)	112
C.3	ブライトウィグナー (BreitWigner)	112
C.4	クリスタルボール関数 (C.B : Crystal-Ball)	112
C.5	アーガス関数 (Argus)	113
C.6	$l$ 次のチェビシェフ関数 (Chebychev)	113
C.7	非数値的な関数	113
C.7.1	ヒストグラム関数 (Histogram)	113
C.7.2	ケイズ関数 (Keys)	113

# 第1章 はじめに

$B$  中間子が  $c$  クォークを含まない中間子へ二体崩壊する崩壊過程は標準理論をテストし、標準理論を超えた新しい物理を探索するための有力な物理現象の一つとして知られている [1]。また、 $\eta$  中間子と  $\eta'$  中間子が特徴的なパターンでお互いに確率振幅を干渉しあうため、強い相互作用についてのフレーバー重項に対して非常に感度が高い [2]。 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比の理論値は、標準理論の “perturbative QCD” (pQCD)[3]、 “QCD factorization” (QCDF)[4]、 “soft collinear effective theory” (SCET)[5]、 “ $SU(3)$  flavor symmetry” [6] によってすでに求められている。実験的には、*BaBar* 実験が彼らの全データ (447M  $B\bar{B}$  イベント) を用いて、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比がゼロではない有意性を  $4.0\sigma$  で測定し、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊が存在する「証拠」を得た [7]。一方、*Belle* 実験では  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比は 532M  $B\bar{B}$  イベントですでに測定されているが、信号の有意性は  $1.9\sigma$  という結果となっている [8]。過去の *Belle* と *BaBar* の測定結果を表 1.1 にまとめる。

崩壊過程		$\mathcal{S}$ ( $\sigma$ )	$\mathcal{B}$ ( $10^{-6}$ )	$\mathcal{B}$ U.L. ( $10^{-6}$ )
Belle	$\eta' K^*(892)^0$	1.9	$1.4^{+1.0}_{-0.9} \pm 0.2$	2.6
	$\eta'_{\eta\pi\pi} K^*(892)^0$	1.8	$1.3^{+1.7}_{-1.6} \pm 0.2$	3.0
	$\eta'_{\rho\gamma} K^*(892)^0$	0.5	$0.9^{+0.9}_{-0.7} \pm 0.2$	3.4
<i>BaBar</i>	$\eta' K^*(892)^0$	4.0	$3.1^{+0.9}_{-0.8} \pm 0.3$	4.4
	$\eta'_{\eta\pi\pi} K^*(892)^0$	2.7	$2.4^{+1.1}_{-0.9} \pm 0.3$	-
	$\eta'_{\rho\gamma} K^*(892)^0$	3.1	$4.3^{+1.6}_{-1.5} \pm 0.5$	-

表 1.1:  $\mathcal{S}$  は有意性、 $\mathcal{B}$  は統計誤差と系統誤差付きの崩壊分岐比、及び U.L. は 90% の信頼区間でのアップーリミットを示す。

本研究では、*Belle* 実験の全データである 772M  $B\bar{B}$  イベントをニューラルネットワーク法を用いて効率よくシグナルとバックグラウンドを分離し、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比がゼロではない有意性を  $5.0\sigma$  以上で測定し、世界初の  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の「観測」を得ることを目標としている。その上で標準理論からの予測値と比較し、2つの結果が大きく異なった場合、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊には、何らかの新物理からの寄与があることを証明できる可能性がある。また、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊は  $B$  中間子のフレーバーを  $K^*(892)^0$  中間子が  $K^*(892)^0 \rightarrow K^+\pi^-$  崩壊、もしくは  $\bar{K}^*(892)^0 \rightarrow K^-\pi^+$  崩壊するかで一意に決定することができるため、直接的な  $CP$  対称性の破れである  $\mathcal{A}_{CP}$  (the Charge Parity violating asymmetry) を測定することが可能である。

## 1.1 CKM機構

現在、 $K$  中間子と  $B$  中間子の  $CP$  対称性の破れが観測されている。これらの中間子系の  $CP$  対称性の破れを説明するために、クォークの混合を表すカビボ・小林・益川 (CKM : Cabibbo Kobayashi Maskawa)[9][10] 機構が考案された。

### 1.1.1 CKM行列

$CP$  対称性の破れは、3 世代のクォークの混合により引き起こされる。標準理論において  $W$  ボソンを介した弱い相互作用は、以下のラグランジアンで表記される。

$$\mathcal{L}_{\text{int}}(x) = -\frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{U}_L \gamma_\mu D_L W_\mu^+ + \bar{D}_L \gamma_\mu U_L W_\mu^-) \quad (1.1)$$

ここで  $g$  は普遍結合定数、 $U_L, D_L$  はクォークフレーバーの状態であり、

$$U = \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}, D = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

である。添字  $L$  は左巻きを意味する。クォークの質量の固有状態  $U'_L, D'_L$  は、式 (1.2) をユニタリ行列  $S^u, S^d$  によって変換することで得られる。

$$U_L = S^u U'_L \quad (1.3)$$

$$D_L = S^d D'_L \quad (1.4)$$

したがってラグランジアン式 (1.1) は、

$$\mathcal{L}_{\text{int}}(x) = -\frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{U}'_L S^{u\dagger} \gamma_u S^d D'_L W_\mu^+ + \bar{D}'_L S^{d\dagger} \gamma_u U'_L S^u W_\mu^-) \quad (1.5)$$

$$= (V_{\text{CKM}} \bar{U}'_L \gamma_u D'_L W_\mu^+ + V_{\text{CKM}}^\dagger \bar{D}'_L \gamma_u U'_L S^u W_\mu^-) \quad (1.6)$$

となる。ただし、

$$V_{\text{CKM}} = S^{u\dagger} S^d \quad (1.7)$$

である。 $V_{\text{CKM}}$  は CKM 行列とよばれ、その成分はクォーク間の遷移の結合係数に掛かる。

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

式 (1.7) と  $S^u, S^d$  のユニタリティーから、 $V_{\text{CKM}}$  はユニタリ行列になることが分かる。

### 1.1.2 ユニタリティー三角形

CKM 行列はクォークの混合角  $\theta_{ij}$  と複素位相  $\delta$  によって表すことができる。

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

ここで、 $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ ,  $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$  である。標準模型からの要請により、 $V_{\text{CKM}}$  はユニタリ行列である。

$$V_{\text{CKM}}^\dagger V_{\text{CKM}} = 1 \quad (1.10)$$

式 (1.10) の  $b$  列、 $d$  列に注目すると、

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

となる。CKM 行列は複素成分を持つので、式 (1.11) は複素平面上において三角形になる。 $CP$  対称性の破れが生じるためには、CKM 行列が 0 ではない複素位相を持つこと、つまりユニタリティー三角形の面積が 0 ではないことが必要である。実験で良く用いられる Wolfenstein[11] による表記によって CKM 行列をかくと、

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.12)$$

となる。式 (1.9) と式 (1.12) の関係は、

$$s_{12} \equiv \lambda, \quad s_{23} \equiv A\lambda^2, \quad s_{13} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta) \quad (1.13)$$

である。ここで、 $\lambda, A, \rho, \eta$  は実数、 $\lambda = \sin \theta_c \sim 0.22$  で  $\theta_c$  はカビボ角である。 $|A|, |\rho|, |\eta|$  はすべて 1 程度の大きさである。さらに、

$$\bar{\rho} = \rho(1 - \frac{\lambda^2}{2}) \quad (1.14)$$

$$\bar{\eta} = \eta(1 - \frac{\lambda^2}{2}) \quad (1.15)$$

とすると、

$$V_{td} = A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) \quad (1.16)$$

とかけるので、式 (1.11) は  $\bar{\rho}, \bar{\eta}$  を用いて図 1.1 のようになる。三角形の辺の長さは、

$$R_b \equiv \frac{|V_{ud}V_{ub}^*|}{|V_{cd}V_{cb}^*|} = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} \quad (1.17)$$

$$= \frac{1 - \frac{\lambda^2}{2}}{\lambda} \frac{|V_{ub}^*|}{|V_{cb}|} \quad (1.18)$$

$$R_t \equiv \frac{|V_{td}V_{tb}^*|}{|V_{cd}V_{cb}^*|} = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} \quad (1.19)$$

$$= \frac{1}{\lambda} \frac{|V_{td}^*|}{|V_{cb}|} \quad (1.20)$$

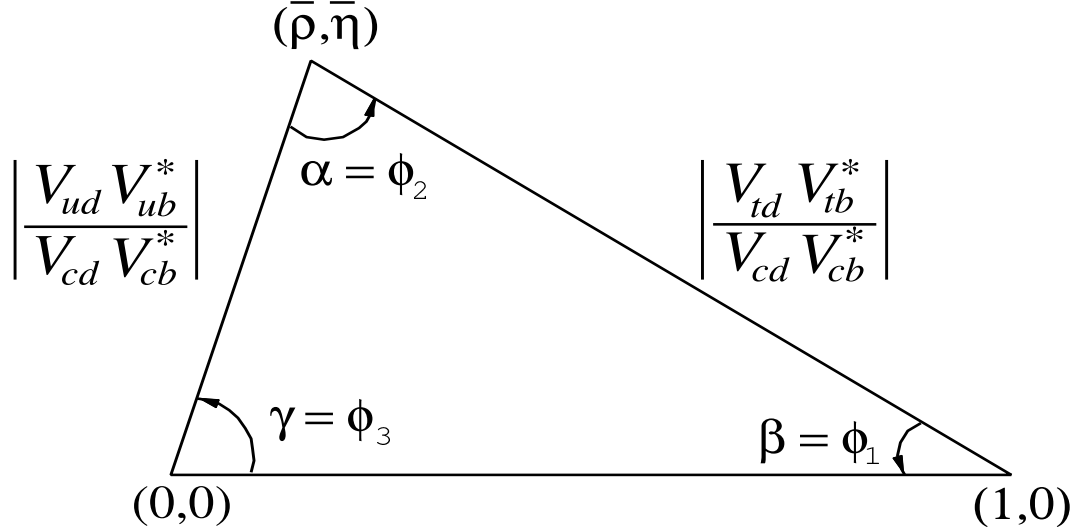


図 1.1: ユニタリティ三角形

と表させ、三角形の角度は、

$$\phi_1 \equiv \arg \left( -\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right) \quad (1.21)$$

$$\phi_2 \equiv \arg \left( -\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) \quad (1.22)$$

$$\phi_3 \equiv \arg \left( -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right) \quad (1.23)$$

となる。本論文では  $\phi_1, \phi_2, \phi_3$  と表記するが、慣例的に  $\beta, \alpha, \gamma$  と表記する場合もある。これらの  $R_b, R_t, \phi_1, \phi_2, \phi_3$  は、 $B$  中間子の崩壊を用いて測定することができる。現在、 $\phi_1, \phi_2, \phi_3$  の測定結果は Particle Data Group (PDG)[12] では以下のようにになっている。

- $\sin 2\phi_1 = 0.679 \pm 0.020$
- $\phi_2 = (89.0 \pm_{-4.2}^{+4.4})^\circ$
- $\phi_3 = (68 \pm_{-11}^{+10})^\circ$

## 1.2 $CP$ 非対称性

### 1.2.1 $B^0$ - $\bar{B}^0$ 混合

$B$  中間子の  $CP$  の非対称性を考えるのにあたり、二つのフレーバー状態  $B^0$  と  $\bar{B}^0$  の混合を考える。まず、フレーバーの固有状態の任意の線型結合を

$$a|B^0\rangle + b|\bar{B}^0\rangle \quad (1.24)$$

とかくと、この時間発展は

$$i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \equiv (M - i\Gamma) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

とかける。ここで、 $M, \Gamma$  は  $2 \times 2$  のエルミート行列である。質量の固有状態  $|B_H\rangle, |B_L\rangle$  は、

$$|B_H\rangle = p |B^0\rangle + q |\bar{B}^0\rangle \quad (1.26)$$

$$|B_L\rangle = p |B^0\rangle - q |\bar{B}^0\rangle \quad (1.27)$$

で与えられ、その固有値  $\lambda_{H,L}$  は

$$\lambda_H = m_H - \frac{i}{2}\gamma_H \quad (1.28)$$

$$\lambda_L = m_L - \frac{i}{2}\gamma_L \quad (1.29)$$

で与えられる。ただし、 $p, q$  は複素数、 $m_{H,L}$  と  $\gamma_{H,L}$  は実数である。以上より質量固有状態の時間発展は、

$$i\hbar \frac{d}{dt} |B_{H,L}(t)\rangle = \lambda_{H,L} |B_{H,L}(t)\rangle \quad (1.30)$$

とかけるので、

$$|B_{H,L}(t)\rangle = e^{-i\lambda_{H,L}t} |B_{H,L}(0)\rangle \quad (1.31)$$

となる。式 (1.26) から式 (1.31) より  $B^0, \bar{B}^0$  の時間発展は、

$$|B^0(t)\rangle = f_+(t) |B^0(0)\rangle + \frac{q}{p} f_-(t) |\bar{B}^0(0)\rangle \quad (1.32)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = f_+(t) |\bar{B}^0(0)\rangle + \frac{p}{q} f_-(t) |B^0(0)\rangle \quad (1.33)$$

となり、これは  $B^0$ - $\bar{B}^0$  混合を表している。ただし、

$$f_+(t) \equiv \frac{1}{2}(e^{\lambda_H} + e^{\lambda_L}) = e^{i\frac{\bar{m}}{2}t} e^{-i\frac{\gamma}{2}t} \cos \frac{\Delta m}{2}t \quad (1.34)$$

$$f_-(t) \equiv \frac{1}{2}(e^{\lambda_H} - e^{\lambda_L}) = -ie^{i\frac{\bar{m}}{2}t} e^{-i\frac{\gamma}{2}t} \sin \frac{\Delta m}{2}t \quad (1.35)$$

$$\Delta m \equiv m_H - m_L, \bar{m} \equiv \frac{m_H + m_L}{2} \quad (1.36)$$

$$\gamma \simeq \gamma_H \simeq \gamma_L, \Delta\gamma \equiv \gamma_H - \gamma_L \simeq 0 \quad (1.37)$$

である。

### 1.2.2 崩壊分岐比

$B^0, \bar{B}^0$  が終状態  $f$  へ崩壊する振幅  $A_f, \bar{A}_f$  は、

$$A_f \equiv \langle f | H | B^0 \rangle \quad (1.38)$$

$$\bar{A}_f \equiv \langle f | H | \bar{B}^0 \rangle \quad (1.39)$$

とかける。時刻  $t$  で  $B^0, \bar{B}^0$  であった状態から、微小時間の間に  $f$  へ崩壊する振幅は式 (1.32)、式 (1.33)、式 (1.38)、及び式 (1.39) より、

$$A_f(t) = \langle f | H | B^0(t) \rangle = A_f(f_+ + \frac{q}{p}f_- \bar{\rho}_f) \quad (1.40)$$

$$\bar{A}_f(t) = \langle f | H | \bar{B}^0(t) \rangle = A_f(f_+ \bar{\rho}_f + \frac{p}{q}f_-) \quad (1.41)$$

ただし、

$$\bar{\rho}_f \equiv \frac{\bar{A}_f}{A_f} = \frac{1}{\rho_f} \quad (1.42)$$

である。式 (1.40) と式 (1.41) より、時刻  $t$  での  $B^0, \bar{B}^0$  から  $f$  への崩壊分岐比は、

$$\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) = |A_f|^2 \left( |f_+|^2 + \left| \frac{q}{p} \right|^2 |\bar{\rho}_f|^2 |f_-|^2 + 2 \operatorname{Re} \left( \frac{q}{p} \frac{1}{\bar{\rho}_f} f_+ \bar{f}_- \right) \right) \quad (1.43)$$

$$\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) = |A_f|^2 \left( |\bar{\rho}_f|^2 |f_+|^2 + \left| \frac{p}{q} \right|^2 |f_-|^2 + 2 \operatorname{Re} \left( \frac{p}{q} \bar{\rho}_f f_+ \bar{f}_- \right) \right) \quad (1.44)$$

となる。ここで、 $\Gamma$  は崩壊幅を表す。

### 1.2.3 直接的 $CP$ 対称性の破れ

$B$  中間子の崩壊における  $CP$  対称性の破れを考えるため、 $B \rightarrow f$  と  $\bar{B} \rightarrow \bar{f}$  の過程を考える。これらの過程の振幅  $A_f$  と  $\bar{A}_{\bar{f}}$  は、一般的に崩壊により生じる強い相互作用の位相  $\delta$  と CKM 行列の複素成分から生じる弱い相互作用の位相  $\phi$  を用いて、

$$A_f = \sum_i A_i e^{i(\delta_i + \phi_i)} \quad (1.45)$$

$$\bar{A}_{\bar{f}} = \sum_i \bar{A}_i e^{i(\delta_i - \phi_i)} \quad (1.46)$$

とかける。 $\delta$  は強い相互作用起源の位相なので  $CP$  変換で符号が不変だが、 $\phi$  は弱い相互作用起源なので、 $V_{\text{CKM}}$  が複素位相を含むため  $CP$  変換で符号が逆になる。

$CP$  の非対称性度は、

$$\mathcal{A}_f = \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) - \Gamma(B \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) + \Gamma(B \rightarrow f)} \quad (1.47)$$

$$= \frac{|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2 - 1}{|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2 + 1} \quad (1.48)$$

である。したがって、

$$\left| \frac{\overline{A_f}}{A_f} \right| \neq 1 \quad (1.49)$$

つまり、

$$|A_f|^2 - |\overline{A_f}|^2 = -2 \sum_{i,j} A_i A_j \sin(\phi_i - \phi_j) \sin(\delta_i - \delta_j) \quad (1.50)$$

が0ではない場合、 $CP$ 対称性の破れが生じる。これは直接的な $CP$ 対称性の破れと呼ばれる。 $CP$ 対称性が破れるためには、同じ終状態へ二つ以上の崩壊過程があり、大きさが異なりすぎない振幅、0ではない強い相互作用の位相差、そして0ではない弱い相互作用の位相差が必要である。



## 第2章 実験装置

### 2.1 KEKB加速器

Belle 実験では、 $B$  中間子系での  $CP$  対称性の破れを観測するために、茨城県つくば市の高エネルギー研究機構 (KEK) で建設された、2 リング型電子・陽電子型加速器を用いて、 $B$  中間子と  $\bar{B}$  中間子を大量に造りだしている。このことから、 $B$  ファクトリーと呼ばれている。

KEKB 加速器は円周約 3km のリングと線形加速器からなる。長さ 600m の線形加速器により、電子は 8.0GeV、陽電子は 3.5GeV に加速され、それぞれ電子リング (HER : High Energy Ring) と陽電子リング (LER : Low Energy Ring) を経て、Belle 検出器のある衝突領域 (IR) で衝突する。電子と陽電子の衝突の重心エネルギーは 10.58GeV であり、これは  $\Upsilon(4S)$  が生成する閾値である。この  $\Upsilon(4S)$  は、ほぼ 100%  $B\bar{B}$  ペアに崩壊する。そのうち、 $B^0\bar{B}^0$  は約 50%、 $B^+B^-$  は約 50% である。

#### 2.1.1 エネルギーの非対称性

時間依存の  $CP$  対称性の破れを測定するためには、 $B$  中間子の崩壊時刻を精密に測定しなければならない。そこで、 $B$  中間子の崩壊点を再構成して、その飛距離を求めることによって崩壊時刻を得ることができる。しかし、 $B$  中間子の寿命は 1.5psec と非常に短いため、直接測定することはできない。もし、電子と陽電子を対称エネルギーで衝突させると、 $B$  中間子の質量は  $5.28\text{GeV}/c^2$  なので、 $B$  中間子対と  $\Upsilon(4S)$  (質量  $10.58\text{GeV}/c^2$ ) の質量差は  $20\text{MeV}/c^2$  しかないため、 $B$  中間子はほぼ静止している。そうすると、 $B$  中間子の飛距離は  $30\mu\text{m}$  程度である。これでは、崩壊点の位置を測定して、崩壊時刻を十分な分解能で測定するのは不可能である。そこで、電子と陽電子のエネルギーを非対称にすることで、 $B$  中間子は運動量を得て、相対論的寿命が延び、 $B$  中間子の飛行距離は約  $200\mu\text{m}$  となる。この値は、現在の素粒子物理学実験の技術で十分な分解能で測定できる。

補足として、エネルギーの非対称度を大きくすれば、確かに  $B$  中間子の飛行距離は延び、時間分解能も良くなるが、崩壊現象がブーストされるため検出器の有効領域が小さくなる。Belle 実験では実験室系において電子 8.0GeV、陽電子 3.5GeV で設計されている。この時、 $\Upsilon(4S)$  は  $\beta\gamma=0.425$  でローレンツブーストされる。

#### 2.1.2 ルミノシティ

ルミノシティとは、単位面積・単位時間あたりにどれだけ粒子が衝突するのかわを示す値である。ルミノシティ  $\mathcal{L}$  は、反応断面積  $\sigma$  をもつ反応の発生頻度  $R$  との間に、 $R = \mathcal{L}\sigma$  の

関係がある。 $B$  中間子は質量が大きいため、多様な崩壊をするので、一般的に  $B$  中間子の崩壊過程の崩壊分岐比は、 $10^{-4} \sim 10^{-6}$  程度である。もし、ルミノシティ値が  $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  だと  $CP$  対称性の破れを観測するのに 10 年かかり、 $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  だとすぐに観測されると予想されていた。このため、KEKB 加速器は、 $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  という高いルミノシティを達成することを目標に設計された。

ここで、衝突型加速器におけるルミノシティ  $\mathcal{L}$  は、次式で与えられる。

$$\mathcal{L} = 2.2 \times 10^{34} \xi (1 + r) \left( \frac{E \cdot I}{\beta_y^*} \right)_{\pm} \quad (2.1)$$

$E$  : ビームエネルギー [GeV]

$I$  : 蓄積電流 [A]

$\xi$  : ビームチェーンシフト

$r$  : 衝突時における、(垂直方向のビームサイズ)/(水平方向のビームサイズ)

$\frac{E \cdot I}{\beta_y^*}$  : 衝突点での垂直方向のビームの絞り度を表す値 [cm]

電子・陽電子リングの  $r$  は小さいので無視できる。よって、高いルミノシティを得るには  $I$  を大きくして、 $\frac{E \cdot I}{\beta_y^*}$  を小さくしなければならない。KEKB 加速器では、最大で電子リングに 1.1A、陽電子リングに 2.6A の電流を蓄積している。また、 $\xi$  を 0.05 とし、 $\frac{E \cdot I}{\beta_y^*}$  は 1cm まで小さくしている。このような設計で、KEKB 加速器は高いルミノシティを実現しようとした。KEKB 加速器の全体図を図 2.1、設計パラメータを表 2.1 に示す [13]。また、KEKB では 2003 年 5 月に設計値であるルミノシティ、 $1.0 \times 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  を達成した。2009 年には  $2.1 \times 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  を記録し、この値は世界の衝突型加速器で実現された最も高い値である。

Ring	LER	HER
ビームエネルギー ( $e^+e^-$ )	3.5GeV	8.0GeV
周長	3016.26m	
ルミノシティ	$1.0 \times 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	
ビーム交差角	$\pm 11\text{mrad}$	
ビームビームチェーンシフト	0.039/0.052	
Beta function at IP ( $\frac{E \cdot I}{\beta_x^*} / \frac{E \cdot I}{\beta_y^*}$ )	0.33/0.01m	
ビーム電流 ( $e^+e^-$ )	2.6A	1.1A
ビームエネルギーの広がり	$7.1 \times 10^{-4}$	$6.7 \times 10^{-4}$
バンチ間隔	0.59m	
バンチの数	5000	

表 2.1: KEBB 加速器の設計パラメータ

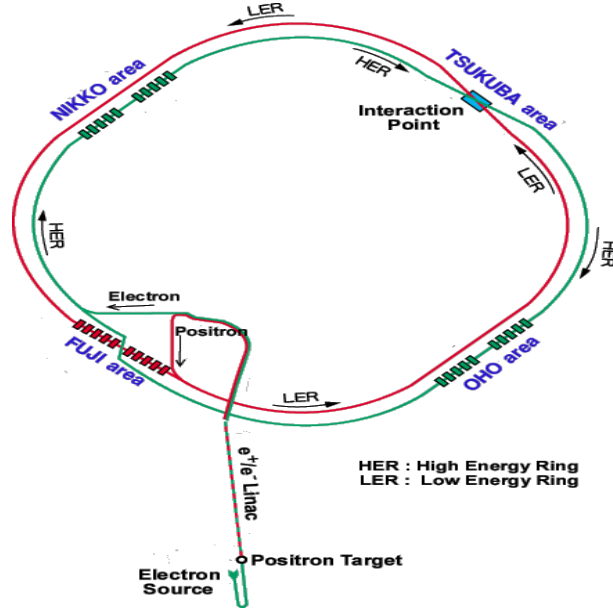


図 2.1: KEKB 加速器

## 2.2 Belle 検出器

Belle 検出器はビームの衝突点に設置され、 $B$  中間子の崩壊を測定する。Belle 検出器では、6 種類の粒子 ( $e^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ,  $\gamma$ ,  $p$ ) を捕まえることができる。物理解析では、荷電粒子の運動量とエネルギーの測定のみだけでなく、荷電粒子の識別 (PID : Particle IDentification) が非常に重要である。Belle 検出器はこれらの粒子を高い効率で検出し、かつ粒子の崩壊点や粒子の種類を区別できる性能を目標に設計された。Belle 検出器の概観を図 2.2 に示す [14]。また、各検出器の主な役割を表 2.2 に示す。

Belle 検出器では、ビームの衝突点を原点として、電子ビームの方向を  $z$  軸、鉛直方向を  $y$  軸、この 2 つから右手系になるように  $x$  軸をとっている。また、 $z$  軸回りの回転角を  $\phi$ 、 $z$  軸からの偏角を  $\theta$ 、 $z$  軸からの距離を  $r$  ( $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ) とする。以下、各測定器の構成と性能を説明する。

検出器	役割
シリコン衝突点検出器 (SVD)	崩壊点検出
中央ドリフトチェンバ (CDC)	運動量測定、粒子識別
エアロゲルチェレンコフカウンター (ACC)	粒子識別 ( $1.2 < p < 3.5[\text{GeV}]$ )
飛行時間カウンター (TOF)	粒子識別 ( $p < 1.2[\text{GeV}]$ )
電磁カロリメータ (ECL)	電子、光子のエネルギー測定
超電導ソレノイド	磁場の発生 (1.5T)
$K_L^0 \cdot \mu$ 粒子検出器 (KLM)	$K_L^0$ 中間子と $\mu$ 粒子の検出
超前方カロリメータ (EFC)	ルミノシティの測定

表 2.2: 各検出器の役割

# Belle Detector

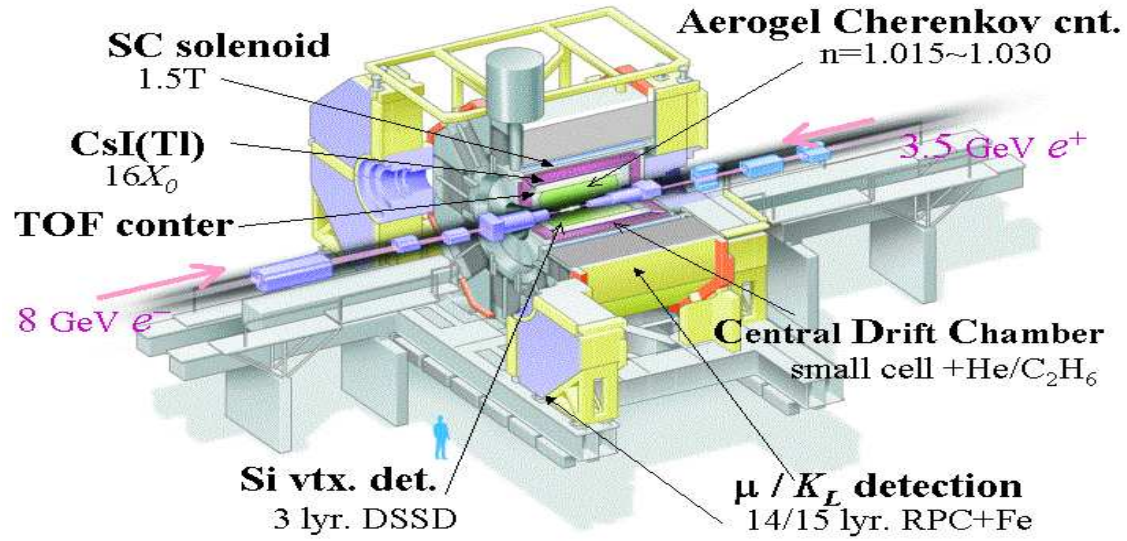


図 2.2: Belle 検出器の全体図

## 2.2.1 シリコン衝突点検出器 (SVD : Silicon Vertex Detector)

シリコン衝突点検出器は、衝突点の検出、及び後述する中央ドリフトチェンバの情報と合わせて荷電粒子の飛跡を検出し、運動量を精度良く測定する役割がある。SVDは短い寿命の ( $10^{-10} \sim 10^{-13}$  sec) を持つ粒子の崩壊点を測定するため、 $z$  方向の分解能は  $\sigma_z \sim 80\mu\text{m}$  になっている。

荷電粒子が通過すると電離が起き、シリコンに自由電子とホールが生成される。電磁場内をドリフトしたこれらを読み出すことで、粒子の通過位置を測定できる。また、各層での粒子の通過地点をつなぎ合わせることで、崩壊点を検出することができる。

SVDは2002年まではSVD1を採用していたが、より精度を上げるために2003年以降はSVD2にアップグレードされた。SVD1の側面図と断面図を図2.3に示す。SDV1は3層構造で、各層の半径は30mm、45.5mm、60.5mmであり、それぞれ8、10、14個のラダーからなっている。各ラダーには、両面シリコンストリップ検出器 (DSSD : Double-sided Silicon Strip Detector) が取り付けられている。DSSDとは、 $300\mu\text{m}$  のシリコン板に  $57.5 \times 33.5\text{mm}$  のチップを取り付けたものである。SVD1では合計で102個のDSSDを使用している。検出器の有効角度は  $23^\circ < \theta < 139^\circ$  であり、これは全立体角86%にあたる。

SDV2にアップグレードされた際の大きな変化は、従来の3層構造から4層構造になったことである。各層では、6、12、18、18個のラダーからなっており、ビームパイプが細くできたことで1番内側の層の半径は20mmとなり、より衝突点に近くなることが出来た。SVD2では合計で246個のDSSDが取り付けられている [15]。SVD2の有効角度は、 $17^\circ < \theta < 150^\circ$  である。

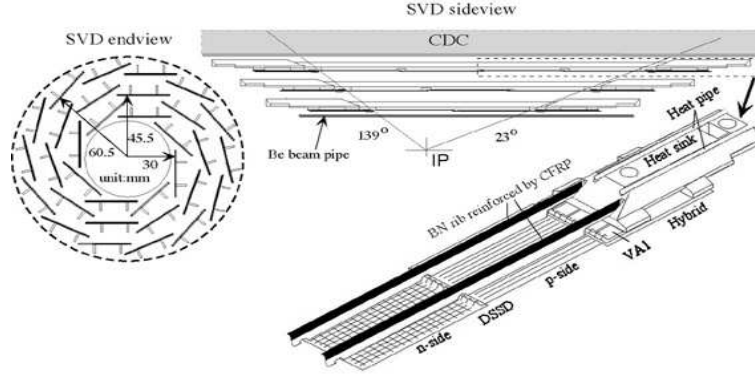


図 2.3: SVD1 の側面図と断面図

### 2.2.2 中央ドリフトチェンバ(CDC : Central Drift Chamber)

中央ドリフトチェンバは荷電粒子の飛跡を検出し、電離損失 ( $dE/dx$ ) から粒子を同定する。磁場中で運動する荷電粒子は、ローレンツ力を受け、運動量に応じた曲線を描く。運動量は  $p[\text{GeV}/c] = 0.3B[\text{T}]\rho[\text{m}]$  から測定できる。 $p$  は運動量、 $B$  は磁場、 $\rho$  は軌道半径を表す。

CDC は 1.5 Tesla の磁場内に設置され、内部を 1 気圧の  $\text{He}(50\%):\text{C}_2\text{H}_6(50\%)$  の混合ガスで満たし、多数の電極ワイヤーが張られている。陽極(アノードワイヤー)には、直径  $30\mu\text{m}$  の金メッキタングステン製、陰極(フィールドワイヤー)には直径  $120\mu\text{m}$  のアルミニウム製のワイヤーを使用している。1 本のアノードワイヤーを 8 本のフィールドワイヤーが取り囲むように配置されている。アノードワイヤーは 50 層あるため、ワイヤーの総本数は 3 万本以上になる。ガスとワイヤーは共に物質量の小さい物を使用し、荷電粒子の多重散乱による影響をおさえている。

ガスが敷き詰められた中を荷電粒子が通ると、ガス分子がイオン化される。このとき、原子から電子が分離され、その電子がワイヤーまで移動(ドリフト)する時間から、粒子の通過位置が分かる。位置分解能は  $130\mu\text{m}$ 、運動量分解能  $\sigma_{P_t}/P_t$  は、 $0.5\sqrt{P_t^2 + 1}\%$  である。ここで、 $P_t$  は垂直方向の運動量である。また、電離損失 ( $dE/dx$ ) は、

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{4\pi N_A \rho Z}{m_e c^2} \frac{1}{A \beta^2} \left( \ln\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (2.2)$$

と近似される。ここで、通過する物質の密度、原子量、原子番号を  $\rho$ ,  $A$ ,  $Z$ 、アボガドロ数を  $N_A$ 、イオン化ポテンシャルを  $I$ 、 $\beta$ ,  $\gamma$  をブーストパラメータとしている。 $(dE/dx)$  は、 $\beta$  に依存し、同じ運動量であっても粒子の質量により  $\beta$  が異なるため、 $(dE/dx)$  と運動量を測定することで粒子の識別が可能となる。粒子の種類と  $(dE/dx)$  の関係を図 2.4 に示す。図 2.4 より、低運動量領域での粒子による  $(dE/dx)$  の分布の差が見られる。 $(dE/dx)$  の分解能は 6.0% である。



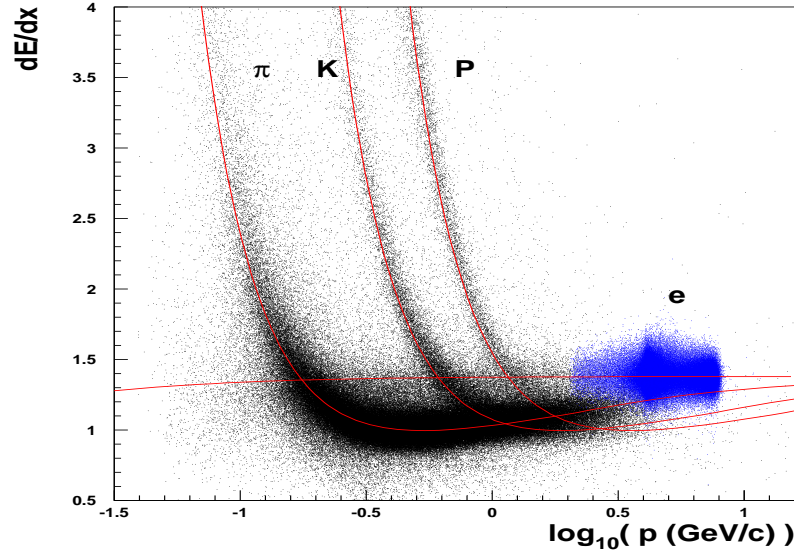


図 2.4: 各荷電粒子の電離損失

### 2.2.3 エアロゲルチェレンコフカウンター (ACC : Aerogel Chrenkov Counter)

質量  $m$  の荷電粒子が屈折率  $n$  の物質を速度  $\beta$  で通過するとき、

$$n > \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (2.3)$$

という条件を満たすと、チェレンコフ光が放射される。ACCはこの性質を用いて、広い運動量領域 (1.2~3.5 GeV/c) の荷電  $K$  中間子と  $\pi$  中間子の識別を目的とする閾値型チェレンコフカウンターである。放射体として適当な屈折率の物質を用いれば、特定の運動量領域では、 $K$  中間子と  $\pi$  中間子の質量の違いから  $\pi$  中間子のみがチェレンコフ光を放射する。つまり、Belle 検出器の ACC ではチェレンコフ光を放射するか否かで荷電  $K/\pi$  中間子を識別している。

放射体には、屈折率の非常に小さい ( $n = 1.01 \sim 1.03$ ) シリカエアロゲルを用い、ファインメッシュタイプの光電子増倍管でチェレンコフ光を検出する。非対称エネルギーのビーム衝突のため、発生する粒子の運動量の大きさは  $z$  軸方向からの角度  $\theta$  に依存する。それに対応して広い運動量領域での高精度の  $K/\pi$  中間子識別を実現するため、 $\theta$  によって異なる屈折率のエアロゲルを使用している。

ACC のカウンターモジュールを図 2.5 に示す。(a), (b) はそれぞれバレル領域、エンドキャップ領域のモジュールである。5 枚のエアロゲルのタイルが板厚 0.2mm のアルミニウムの箱内に重ねられている。箱の大きさは、約  $12 \times 12 \times 12 \text{ cm}^3$  である。チェレンコフ光を効率良く検出するために、1 つ、もしくは 2 つのファインメッシュ型の光電子増倍管 (FM-PMT) をエアロゲルに取り付けてある。この FM-PMT は 1.5 Tesla の磁場中でも使用可能である。

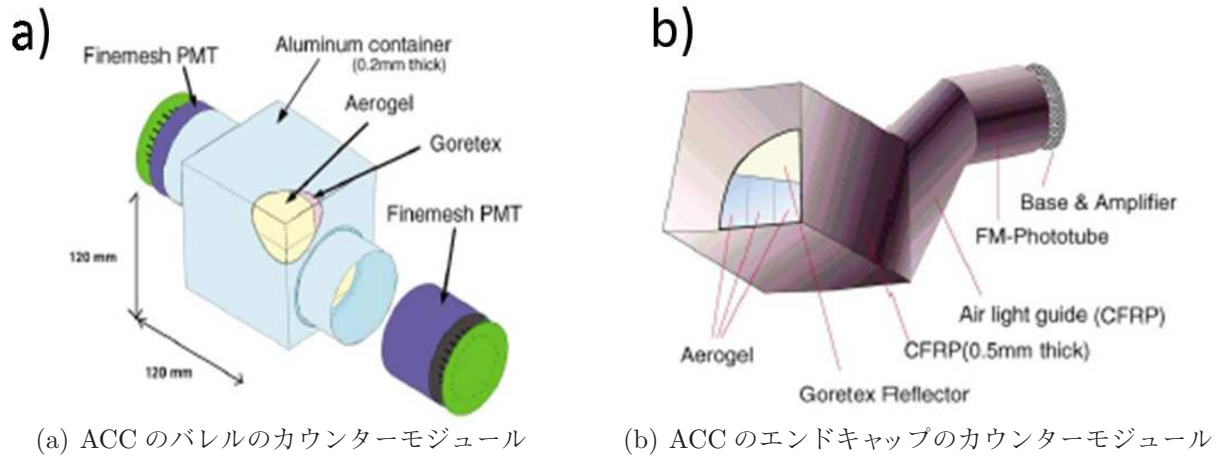


図 2.5: ACC に用いられて 2 種類のカウンターモジュール

## 2.2.4 飛行時間カウンター (TOF : Time Of Flight counter)

TOF は、粒子が検出器に入射するまでにかかる時間を測定するプラスチックシンチレーションカウンターである。主な役割は、衝突点からの飛行時間の測定し、粒子識別を行うとともに事象が発生した時刻を得るトリガー信号を発することである。粒子が異なると、同じ運動量をもつ粒子でも速さが異なるので、 $K/\pi$  の識別が可能である。TOF の荷電粒子の識別は主として、 $1.2\text{GeV}/c$  以下の運動量領域で有効である。

TOF システムは、128 個の TOF カウンターと 64 個の TSC(Trigger SCintillator) から構成されている。台形の TOF カウンター 2 個と TSC1 個で 1 つのモジュールを作る。衝突点から 1.2m の位置にある計 64 個の TOF/TSC モジュールで  $34^\circ < \theta < 120^\circ$  の範囲を覆うこれらのモジュールは、後述する ECL の内側に取り付けられている。TOF カウンターと TSC の間には、1.5cm の間隔が設けてある。これは、ビームに起因するバックグラウンド中の光子の相互作用により、TSC 中で電子・陽電子対生成を起こしても、1.5Tesla の磁場のために発生した電子や陽電子の軌道は小さく旋回して TOF に届かないようにするためである。

粒子に飛行時間  $T_{\text{TOF}}$ 、飛行距離  $L_{\text{path}}$  には、以下の関係がある。

$$\beta = \frac{L_{\text{path}}}{c \cdot T_{\text{TOF}}} = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{m^2 + p^2}} \quad (2.4)$$

$$T_{\text{TOF}} = \frac{L_{\text{path}}}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m^2}{p^2}\right)^2} \quad (2.5)$$

CDC で測定された運動量を用いれば、式 (2.4) と式 (2.5) から粒子の質量が計算でき、種類を同定できる。飛行距離は 1.2m、時間分解能 100psec であれば、 $1.2\text{GeV}/c$  以下の運動量領域で粒子識別が可能である。これは、 $\Upsilon(4S)$  崩壊で生成される粒子の約 90% に当る。図 2.6 に TOF における時間分解能と粒子識別を示す。

分解能 100psec を実現するためにシンチレーション光の減衰長が 2m 以上と十分長く、発光の立上りが速いシンチレータを使用している。また、カウンター内を伝搬するシンチ

レーシヨ光の時間的分散を最小限にするために、ライトガイドを使用せずに大面積のフォトカソードを持つファインメッシュ型光電子増倍管をシンチレータに直接取り付けしている。これらの工夫の結果、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象を用いて観測された時間分解能は粒子の入射位置の $z$ 座標にはほとんど依存せず、約100psecを達成している。さらにTOFは、後述するQ-to-T(charge to time)変換に必要なゲート信号を作り、かつ数値化を担うTDCのストップ信号を生成するという役割がある。トリガー信号のレイトは70kHz未満に保たなければならない、ECL用のゲートとCDC用のストップ信号は10nsecの精度が要求される。KEKB加速器では、トリガーレートは70kHz以下、トリガー効率は約100%である。

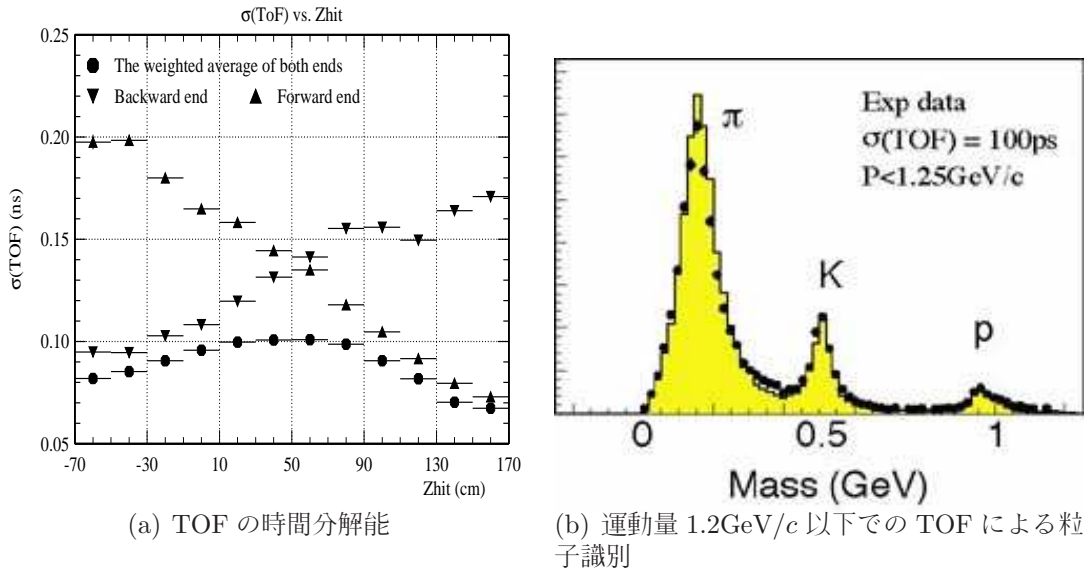


図 2.6: TOF の時間分解能と粒子識別

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

ECL は、光子や電子のエネルギーと入射位置を測定する。光子や電子が物質に当たると電磁シャワーを形成してエネルギーを失う。したがって、光子と電子のエネルギーが物質中で全て失われるようにすれば、電磁シャワーを読み出すことにより、入射した光子や電子のエネルギーを測定できる。 $B$  中間子の崩壊によって生成する粒子の約 1/3 は  $\pi^0$  であり、 $\pi^0$  は 2つの光子に崩壊するため、光子検出器は  $B$  中間子の崩壊過程の研究する上で非常に重要である。また、表 2.3 に示すように、荷電粒子の中では、電子や陽電子だけが電磁シャワーを形成して、ECL 中でほとんどのエネルギーを失うのに対し、他の荷電粒子の場合はその一部のエネルギーを失うにすぎない。よって CDC で測定した運動量 ( $p$ ) と ECL で測定したエネルギー損失 ( $E$ ) の比 ( $E/p$ ) は、電子または陽電子を識別する上で重要な測定量である。

図 2.7 に ECL の概観を示す。ECL は超電導ソレノイドの内側に設置され、外径 3.0m、内径 1.25m のバレル部と衝突点から前方に 2.0m、後方に 1.0m に設置されたエンドキャップ部から成る。バレル部とエンドキャップ部を合わせて、 $17^\circ < \theta < 150^\circ$  の領域を覆って





子の振る舞いに着目すると、 $\pi^\pm$  中間子、 $K^\pm$  中間子等の荷電ハドロンは電弱相互作用に加えて強い相互作用をするので、ほとんどがKLMに達する前に止まってしまう。一方、 $\mu$  粒子は電弱相互作用しか起こさないため、KLMを何層にもわたって貫いて信号を残す。この性質から、SVD、CDCで検出した飛跡をKLMに外挿し、対応する場所にKLMを何層にもわたって貫く飛跡があれば $\mu$  粒子と識別することができる。 $1.5\text{GeV}/c$  の $\mu$  粒子に対応する検出効率 $\geq 95\%$ 以上である。

### 2.2.7 超電導ソレノイド

超電導ソレノイドは、TOFとKLMの間に位置し、 $1.5\text{Tesla}$ の磁場を検出器中心付近の直径 $3.4\text{m}$ 、長さ $4.0\text{m}$ の部分につくる役割を担う。コイルは、Nb-Ti合金超電導材を使った線材で巻かれ、液体ヘリウム冷凍機により、 $-268^\circ$ 冷却されて、超電導状態にされている。コイル中には $4160\text{A}$ の大電流が断面 $3\times 33\text{mm}$ の線材に流れている。

### 2.2.8 超前方カロリメータ (EFC : Extreme Forward Calorimeter)

EFCは、ECLのカバーできない超前方、後方において電子と光子のエネルギー測定を行い、ルミノシティモニタの役割を担う。EFCは、衝突点から前方 $60\text{cm}$ と後方 $43.5\text{cm}$ に設置されており、放射線耐性が高いBGO( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ )結晶を用いている。EFCのカバーする領域は、 $6.4^\circ < \theta < 11.5^\circ$ (前方)、 $6.4^\circ < \theta < 11.5^\circ$ (後方)である。エネルギー分解能は $8.0\text{GeV}$ で $7.3\%$ 、 $3.5\text{GeV}$ で $5.8\%$ である。

### 2.2.9 トリガーシステム

現在、KEKB加速器は最高ルミノシティ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を実現している。そのために約1200個のバンチを蓄積しており、ビーム交差の頻度は約 $1200\text{MHz}$ になる。そのうち、 $B\bar{B}$ の生成頻度は約 $10\text{Hz}$ で、ハドロン事象、 $\mu$ 粒子や $\gamma$ 粒子の対生成など、物理的興味のある反応の生成頻度は約 $100\text{Hz}$ である。さらに、この十数倍の頻度でバックグラウンド事象が生成するので、効率よくデータ収集を行うためには、リアルタイムでバックグラウンドを除去しつつ、興味のあるイベントを効率よく収集する必要がある。これを実現するのがトリガーシステムである。トリガーは主として飛跡トリガーとエネルギートリガーがある。飛跡トリガーはTOF、CDCからの飛跡、時間情報を用い、エネルギートリガーはECLで検出された全エネルギーと信号を検出したカウンター群の総数の情報を用いてトリガーをかける。トリガーのタイミングは主としてTOFのTSCによる信号で決められる。図2.8にBelleで採用されているトリガーシステムのブロックダイアグラムを示す。

これらの検出器サブシステムが発したトリガー信号は、GDL(Global Desition Logic)に送られる。GDLは各検出器サブシステムが発生したトリガー信号の情報を総合して、 $2.2\mu\text{sec}$ 以内に当該事象のデータ収集を行うか否かを判定する。収集が決定された場合、その後 $0.35\mu\text{sec}$ 以内に各検出器に向けて最終トリガー信号を送る。GDLでは、最終トリガー信号を発する理論判断にFPGA(Field Programmable Gate Array)を用いており、論理判断の条件を柔軟に変更・調整できるようになっている。加速器の運転状況に対応して

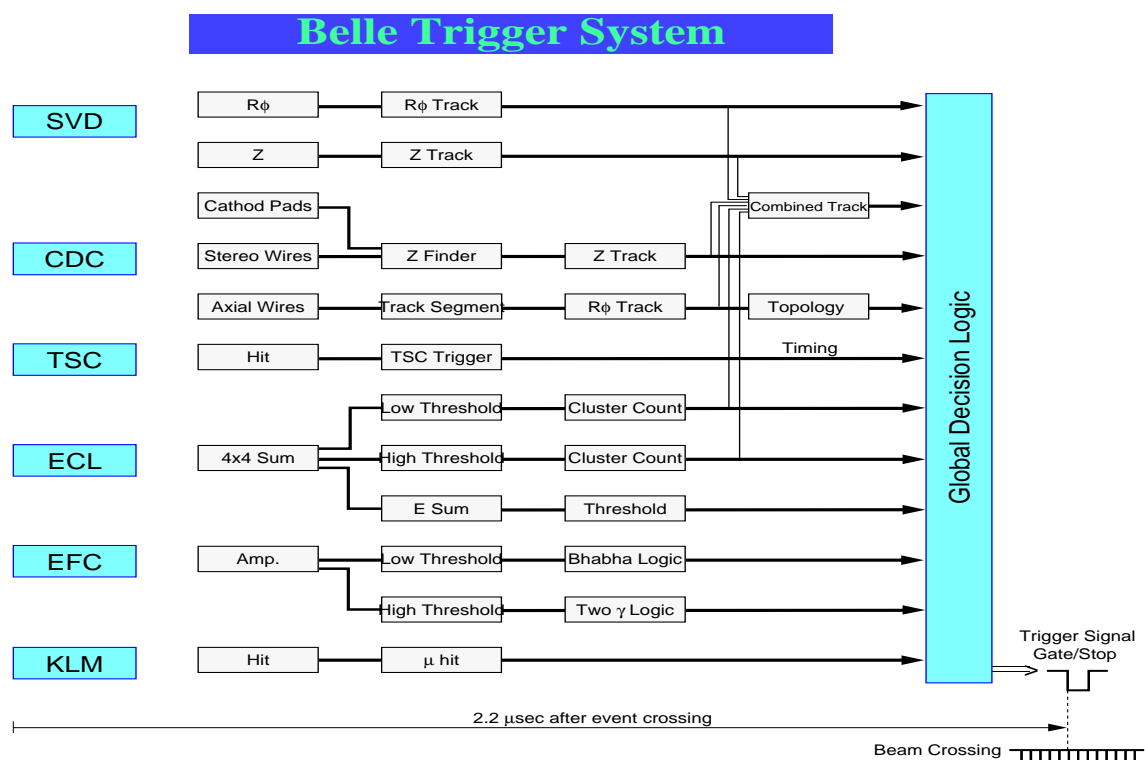


図 2.8: Belle のトリガーシステム

調整を適したものにするすることで、最終トリガーレートは 400Hz 程度になり、後段のデータ収集システムの処理および転送能力の許容範囲に収まっている。

## 2.2.10 データ収集システム

Belle 実験のデータ収集システムの概要を図 2.9 に示す。  $B\bar{B}$  事象、または  $q\bar{q}$  事象の 1 事象当りのデータサイズは約 30kB であり、これは最大 15MB/s のデータ転送に相当する。

トリガー信号を受け取ると、各検出器は独立にその事象のデータを読み出す。この段階では 1 事象のデータは各検出器ごとに分割されている。これをイベントフラグメントと呼ぶ。イベントフラグメントを作成するために KLM と SVD を除き、各検出器からの信号の読みだしには Q-to-T(charge to time) コンバータを用いる。これは電荷を一度コンデンサーに蓄え、一定の速度で放電する際に放電を始める時と終わる時に 2 回パルスを発生する回路を用いて、入力信号の電荷に比例した時間差を持つ 2 つのパルスを生成するものである。この 2 つのパルスの時間差で入力信号の振幅が得られる。この出力パルスの時間差を FASTBUS TDC(LeCroy1877S) を用いてデジタル化する。KLM からの情報も同じ型の TDC で読み出す。SVD のデータ収集は SVD1 と SVD2 では差異がある。SVD1 の場合は、シリコン検出器ラダーの信号は FADC(Flash ADC) に送られ、ここでデジタル化した時系率データをデジタル信号処理 (DSP : Digital Signal Processing) によってデータサイズを小さくした上で VME を 4 個用いて並列にイベント・ビルダーへ転送していた。SVD2 では、DSP に変えて十数台に及ぶ PC サーバーを並立動作させて時系列データの処理を実行している。

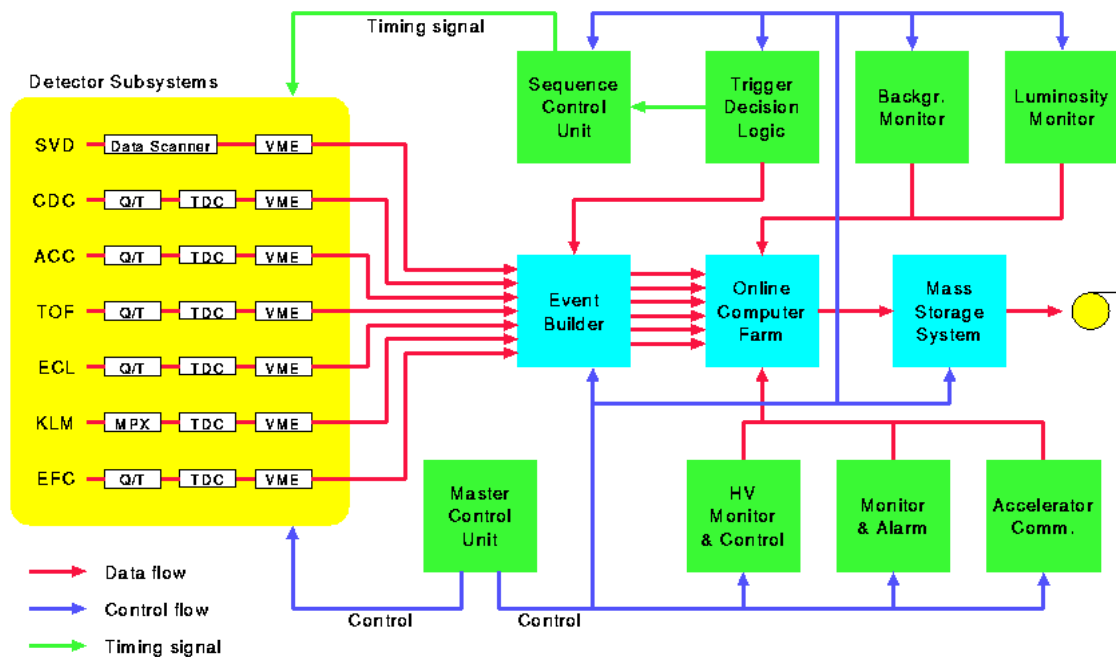


図 2.9: Belle のデータ収集システム

検出器サブシステムごとに読み出したデータは、イベント・ビルダーに転送され、1つの事象のデータとしてまとめられる。その後データを用いてオンライン・コンピュータ・ファームで事象選別、事象データを作成し、コンピュータ・センターの Mass Storage System にデータが送られる。同時にオンライン・コンピュータ・ファームは、測定器が正常に動作しているかを確認するためにデータ・クオリティ・モニタ (DAQ) とイベント・ディスプレイにも抽出した事象速度に相当する。

## 2.3 $K/\pi$ 中間子の識別

$K$  中間子と  $\pi$  中間子の区別は、CDC での  $dE/dx$  測定、ACC、及び TOF の情報を用いて行われる。図 2.10 は各検出器の粒子識別が可能な運動量領域を示す。 $K$  中間子と  $\pi$  中間子ごとに各検出器での測定量に対する確率密度関数を作り、トラックごとに確率密度関数から  $K$  中間子と  $\pi$  中間子を区別する尤度を求める。そこで、それぞれの検出器から求めた尤度を掛け合わせるにより、3つ検出器による  $K$  中間子と  $\pi$  中間子の尤度  $\mathcal{L}_{K,\pi}$  が求まる。

$$\mathcal{L}_K = \mathcal{L}_K^{\text{CDC}} \times \mathcal{L}_K^{\text{ACC}} \times \mathcal{L}_K^{\text{TOF}} \quad (2.6)$$

$$\mathcal{L}_\pi = \mathcal{L}_\pi^{\text{CDC}} \times \mathcal{L}_\pi^{\text{ACC}} \times \mathcal{L}_\pi^{\text{TOF}} \quad (2.7)$$

$$R(K/\pi) = \frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_K} \quad (2.8)$$

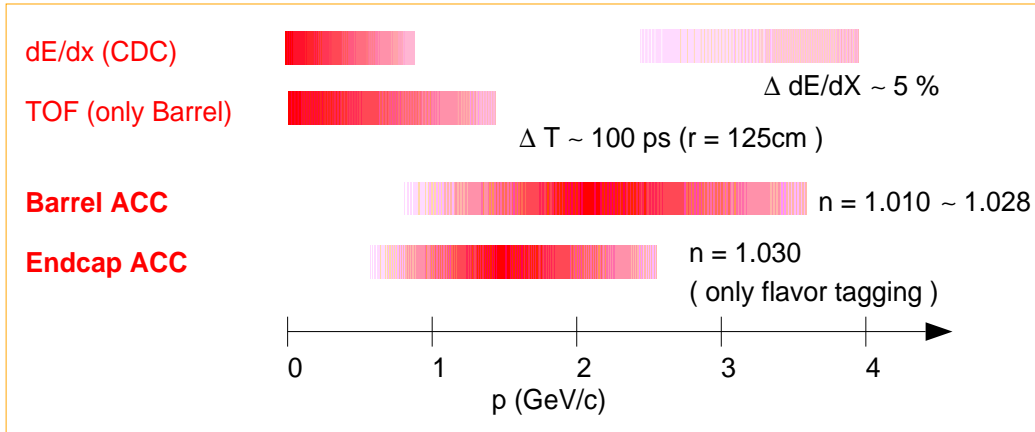


図 2.10: 各検出器の粒子識別を行う運動量領域

$R(K/\pi)$  が 1 に近ければ  $K$  中間子らしく、0 に近ければ  $\pi$  中間子らしい。 $K/\pi$  識別の性能は、 $D^* \rightarrow D^0 \pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow K \pi$  崩壊によって評価できる。この崩壊は  $D^*$  中間子と  $D$  中間子の質量が非常に近いために  $\pi^+$  が非常に遅い速度で生成されることや、 $D^0 \rightarrow K \pi$  の崩壊分岐比が大きいことより、式 (2.8) の粒子識別を行わないでも信号を抽出することができるからである。図 2.11 はこの崩壊過程での  $K$  中間子と  $\pi$  中間子についての尤度比  $R(K/\pi)$  を示す。

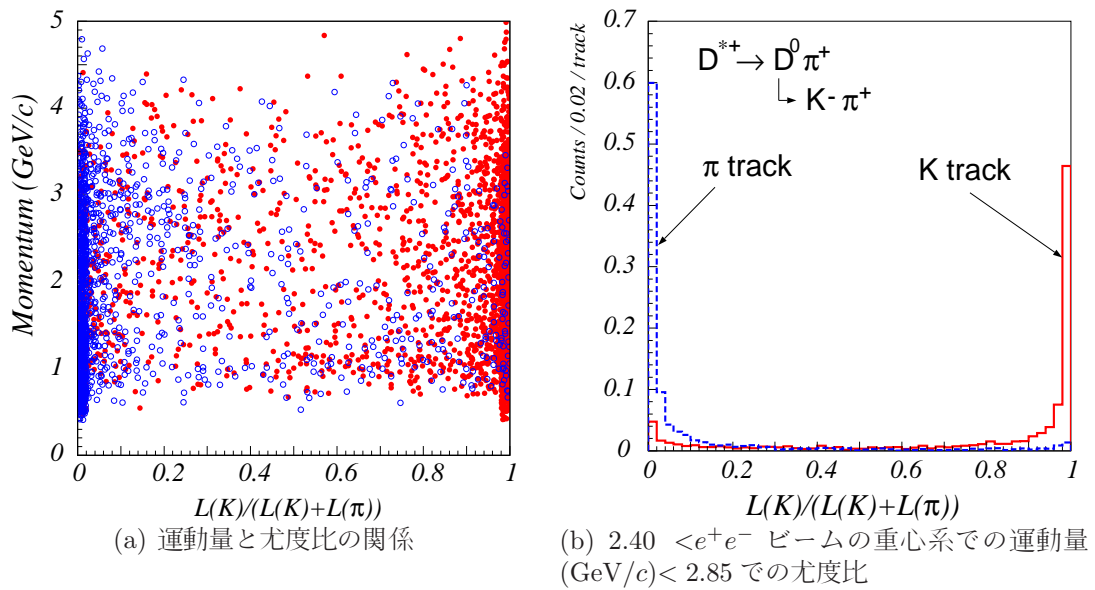


図 2.11: 赤色が  $K$  中間子、青色が  $\pi$  中間子を示す。

## 第3章 データセット

### 3.1 データサンプル

本研究では実験番号7から実験番号65のデータを使用する。これは Belle 実験で得られた全ての  $B$  中間子のデータ (772M  $B\bar{B}$  イベント) に対応する。実験番号は、データが収集された時期に対応している。

### 3.2 モンテカルロシミュレーション (MC : Monte Carlo simulation)

Belle 実験のモンテカルロシミュレーションは、Geant3 をベースとした Gsim を用いたフルシミュレーションによって生成される。また、粒子は PDG に記載されたそれぞれの崩壊分岐比に従って崩壊させている。ここで Geant3 は、素粒子が物質中で起こす複雑な振舞や反応 ( $dE/dx$ 、対発生、カスケードシャワーなど) を正確にシミュレートする大規模ソフトウェアである。現在は FORTRAN プログラムで作成された Geant3 を改良して作成された C++ の Geant4 が一般的に用いられており、後続実験である Belle II 実験では Genat4 が用いられる予定である。

#### 3.2.1 シグナル MC のサンプル

シグナル MC では実験番号ごとのルミノシティに従い、 $1.0 \times 10^6$  イベントのシグナル ( $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊) を生成した。この時、KEKB 加速器による  $e^+e^-$  衝突による  $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$  から、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$ ,  $\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$ ,  $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ ,  $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ \pi^-$  崩壊、もしくは  $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' \bar{K}^*(892)^0$ ,  $\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$ ,  $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ ,  $\bar{K}^*(892)^0 \rightarrow K^- \pi^+$  崩壊のどちらかの崩壊が 100% 起こることを要求している。もし  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊が生じた場合、 $\bar{B}^0$  は PDG に記載されている  $\bar{B}^0$  中間子の崩壊分岐比に従って崩壊する。これは、2つの  $B$  中間子が同時に同じ崩壊をすることは確率的にとっても小さいため、本解析ではシグナル MC を生成するときに意図的に2つの  $B$  中間子が同時に  $\eta' K^*(892)^0$  と  $\eta' \bar{K}^*(892)^0$  に崩壊することを禁じている。

#### 3.2.2 バックグラウンド MC のサンプル

表 3.1 は、本解析で用いられたバックグラウンド MC のサンプルをまとめたものである。



バックグラウンド MC	ストリームの数	実験番号
コンテニウム $q\bar{q}$ ( $q = u, d, c, s$ ) MC	3	7-65
ジェネリック $B\bar{B}$ MC	10	7-65
レア $B\bar{B}$ MC	50	7-65

表 3.1: バックグラウンド MC のサンプルのリスト。1 ストリームが 1 実験のデータ数に対応している。

- コンテニウム  $q\bar{q}$  MC :  $e^+e^-$  衝突による  $q\bar{q}$  バックグラウンドが収集された MC
- ジェネリック  $B\bar{B}$  MC :  $b \rightarrow c$  遷移のように比較的起こりやすい  $B$  中間子の崩壊によるバックグラウンドが収集された MC
- レア  $B\bar{B}$  MC :  $b \rightarrow u, s, d$  遷移のような比較的に稀に起こる  $B$  中間子の崩壊によるバックグラウンドが収集された MC

注意として、ジェネリック  $B\bar{B}$  MC、及びレア  $B\bar{B}$  MC に、自身の研究対象の崩壊過程が存在する場合は取り除かなければならない。例えば、レア  $B\bar{B}$  MC には  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊も許されているため、本研究ではレア  $B\bar{B}$  MC から  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の事象を取り除いている。

## 第4章 イベントセクション

$B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊のイベントセクションは、Belle 実験における先行解析の参考文献 [8] に従っている。 $\eta'$  中間子は  $\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$ ,  $\eta \rightarrow \gamma \gamma$  崩壊から再構成される。 $K^*(892)^0$  中間子は  $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ \pi^-$  崩壊から再構成される。

ビーム由来のバックグラウンドを減らすために、荷電粒子の粒子はビームパイプの近くを通る条件を要求する。本研究では、衝突点を原点としてビーム方向を  $z$  軸とし、飛跡と  $z$  軸との最近接距離  $dr$  と最近接点での  $z$  座標  $dz$  に  $|dr| < 0.2\text{cm}$  かつ  $|dz| < 5.0\text{cm}$  の条件を要求した。また、荷電粒子には  $P_T(K, \pi) > 0.1 \text{ GeV}/c$  も要求した。ここで  $P_T$  は、水平方向の運動量を表す。

$K$  中間子と  $\pi$  中間子の識別はセクション 2.3 で記述した通り、CDC での  $dE/dx$  の測定、ACC、及び TOF での情報によって行われる。この3つの検出器から  $K$  中間子と  $\pi$  中間子の尤度  $\mathcal{L}_{K,\pi}$  と尤度比  $R(K/\pi)$  が求まる。本研究では  $R_{K/\pi} = \frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_K}$  と定義される  $K$  中間子と  $\pi$  の尤度比に対して、 $K^*(892)^0$  を再構成するとき、 $K$  中間子のために  $R_K > 0.6$  を要求し、 $\pi$  中間子のために  $R_K < 0.4$  を要求した。また、 $\eta'$  中間子を再構成するとき、 $\pi$  中間子のために  $R_K < 0.9$  を要求した。ここで、PDG に記載されている  $\eta'$  中間子の不変質量は  $957.78 \pm 0.06 \text{ MeV}/c^2$  であり、崩壊幅  $\Gamma$  は  $0.198 \pm 0.009 \text{ MeV}/c^2$  と非常に狭いため、もし  $\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$  崩壊の1つの  $\pi$  中間子を  $K$  中間子と間違っただとしても、後述される  $\eta'$  の不変質量の要求でこの事象を十分に取り除けるため、 $R_K < 0.9$  という緩い条件になっている。

### 4.1 $\eta$ 中間子の再構成

$\eta$  中間子の不変質量は、2つの光子の運動量とエネルギーから再構成される。 $B$  中間子を再構成するための  $\eta$  中間子の不変質量の範囲は図 4.1 に示されているように、 $0.510 \text{ GeV}/c^2 < M_\eta < 0.575 \text{ GeV}/c^2$  とした。この質量の範囲は、 $\eta'$  中間子が崩壊してできる  $\eta$  中間子の不変質量にフィットされたガウシ안의  $2.5\sigma$  の領域に対応する。

加えて、 $\eta$  中間子の娘粒子である光子には実験室系で  $E_\gamma > 0.1 \text{ GeV}$  の条件を課した。また、 $z$  軸との角度が  $17^\circ < \theta < 150^\circ$  であることを要求した。この角度の範囲はビームの衝突点から見た ECL のカバー領域を示している。さらに、 $\eta$  中間子が2つの光子に2体崩壊することを利用して、純粋な  $\eta$  中間子を得るために2つの光子のエネルギーバランスが0.9以下であることを要求した。エネルギーバランスは、2つ光子のエネルギーの差を2つ光子のエネルギーの足し算で割った値である。



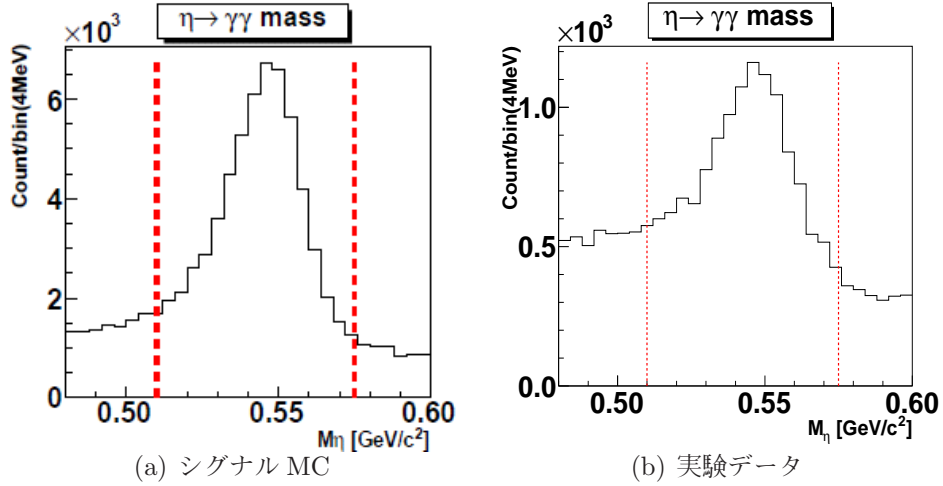


図 4.1: シグナル MC と実験データにおける  $\eta$  中間子の不変質量分布。赤の点線は、 $B$  中間子を再構成するために用いる不変質量の範囲を示しており、ヒストグラムは  $\eta$  中間子の不変質量分布を表している。実験データの  $\eta$  中間子の不変質量分布には、 $0.950 \text{ GeV}/c^2 < M_{\eta'} < 0.965 \text{ GeV}/c^2$ 、 $0.820 \text{ GeV}/c^2 < M_{K^*(892)^0} < 0.965 \text{ GeV}/c^2$ 、及び実験室系にて  $P_{\eta'} > 1.5 \text{ GeV}/c$  を要求している。

## 4.2 $\eta'$ 中間子の再構成

$\eta'$  中間子の不変質量を再構成するために PDG の  $\eta$  中間子の不変質量の幅に固定された  $\eta_{\gamma\gamma}$  と  $\pi^+\pi^-$  中間子の運動量とエネルギーから再構成される。不変質量の固定では、本来、不変質量の幅が狭いにも関わらず、検出器のレゾリューションによって広がって見えてしまうものを真の値である質量幅に更正し、運動量とエネルギーを再計算を行っている。また、 $B$  中間子を再構成するために用いる  $\eta'$  中間子の不変質量の範囲は図 4.2 に示されているように、 $0.950 \text{ GeV}/c^2 < M_{\eta'} < 0.965 \text{ GeV}/c^2$  とした。この不変質量の範囲は、 $B$  中間子が崩壊してできる  $\eta'$  中間子の不変質量にフィットされたガウシアン の  $2.5\sigma$  の領域に対応する。 $B$  中間子を再構成したときにレゾリューションが向上するために、 $\eta'$  中間子の不変質量の範囲を要求した後に、PDG の  $\eta'$  中間子の不変質量の幅に固定し、運動量とエネルギーを再計算させている。

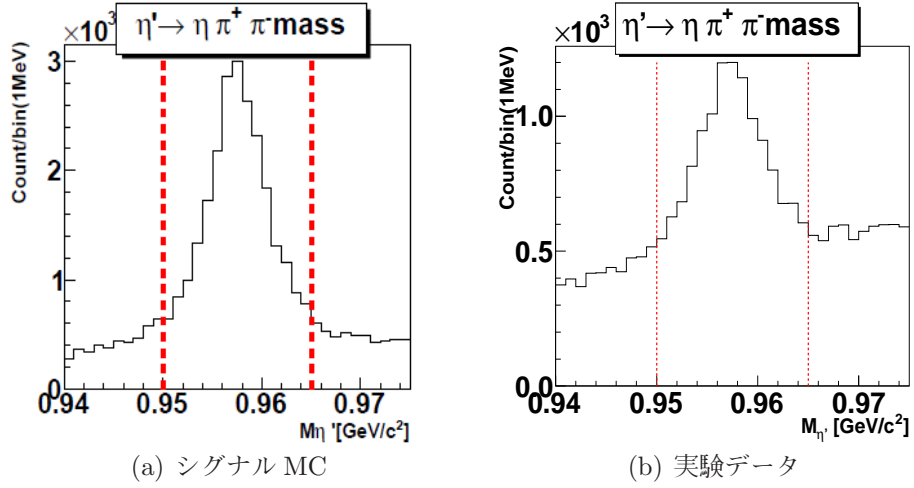


図 4.2: シグナル MC と実験データにおける  $\eta'$  中間子の不変質量分布。赤の点線は、 $B$  中間子を再構成するために用いる不変質量の範囲を示しており、ヒストグラムは  $\eta'$  中間子の不変質量分布を表している。 $\eta'$  中間子を再構成するために質量幅が固定された  $\eta$  中間子を用いることにより、 $\eta'$  のレゾリューションを向上させている。実験データの  $\eta'$  中間子の不変質量分布には、 $0.510 \text{ GeV}/c^2 < M_\eta < 0.575 \text{ GeV}/c^2$ 、 $0.820 \text{ GeV}/c^2 < M_{K^*(892)^0} < 0.965 \text{ GeV}/c^2$ 、及び実験室系にて  $P_{\eta'} > 1.5 \text{ GeV}/c$  を要求している。

### 4.3 $K^*(892)^0$ 中間子の再構成

$K^*(892)^0(\bar{K}^*(892)^0)$  中間子の不変質量は  $K^+\pi^-(K^-\pi^+)$  の運動量とエネルギーから再構成される。 $K^*(892)^0$  中間子の不変質量の範囲は図 4.3 に見られるように、 $0.820 \text{ GeV}/c^2 < M_{K^*(892)^0} < 0.965 \text{ GeV}/c^2$  を要求した。

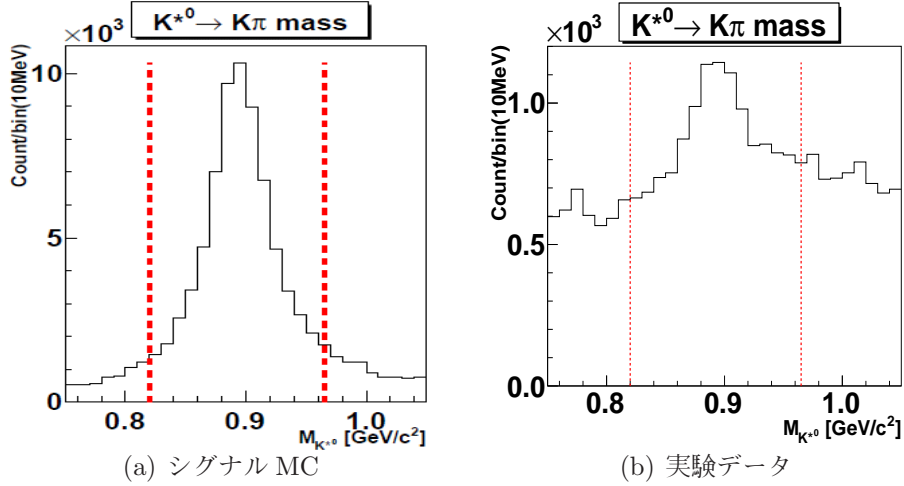


図 4.3: シグナル MC と実験データにおける  $K^*(892)^0$  中間子の不変質量分布。赤の点線は、 $B$  中間子を再構成するために用いる不変質量の範囲を示しており、ヒストグラムは  $K^*(892)^0$  中間子の不変質量分布を表している。実験データの  $K^*(892)^0$  中間子の不変質量分布には、 $0.510 \text{ GeV}/c^2 < M_\eta < 0.575 \text{ GeV}/c^2$ 、 $0.950 \text{ GeV}/c^2 < M_{\eta'} < 0.965 \text{ GeV}/c^2$ 、及び実験室系にて  $P_{\eta'} > 1.5 \text{ GeV}/c$  を要求している。

## 4.4 $B$ 中間子の再構成

再構成された  $\eta'$  中間子の候補と  $K^*(892)^0$  中間子の候補の運動量とエネルギーを用いて  $B$  中間子を再構成する。 $M_{bc} > 5.22 \text{ GeV}/c^2$  かつ  $-0.20 \text{ GeV} < \Delta E < 0.15 \text{ GeV}$  の範囲にあるイベントを  $B$  中間子の候補として、以下の章にて、さらに詳しく解析される。それ以外のイベントは、 $B$  中間子の候補のレベルが低いと判断され棄却された。また、 $M_{bc} > 5.22 \text{ GeV}/c^2$  かつ  $-0.20 \text{ GeV} < \Delta E < 0.15 \text{ GeV}$  の領域を  $B$  中間子のフィット領域とし、 $M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$  かつ  $-0.10 \text{ GeV} < \Delta E < 0.06 \text{ GeV}$  の領域を  $B$  中間子のシグナル領域とする。フィット領域は、本研究で最終的に  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  の分布にフィットするときの領域を示す。シグナル領域は、シグナルが集中している領域を示す。

$M_{bc}$  と  $\Delta E$  は、式 (4.1) と式 (4.2) で定義される。

$$M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^{\text{cms}2} - \{(\vec{P}_{K^*(892)^0}^{\text{cms}}) + \frac{\vec{P}_{\eta'}^{\text{cms}}}{|P_{\eta'}^{\text{cms}}|} \sqrt{(E_{\text{beam}}^{\text{cms}} - E_{K^*(892)^0}^{\text{cms}})^2 - M_{\eta'}^2}\}^2} \quad (4.1)$$

$$\Delta E = E_B^{\text{cms}} - E_{\text{beam}}^{\text{cms}} \quad (4.2)$$

cms :  $e^+e^-$  ビームの衝突の重心系

$\vec{P}_{\eta'}^{\text{cms}}$  :  $\eta'$  中間子の候補イベントの運動量

$\vec{P}_{K^*(892)^0}^{\text{cms}}$  :  $K^*(892)^0$  中間子の候補イベントの運動量

$E_{\text{beam}}^{\text{cms}}$  : ビームの重心エネルギー

$E_B^{\text{cms}}$  :  $B$  中間子の候補イベントのエネルギー

$E_{K^*(892)^0}^{\text{cms}}$  :  $K^*(892)^0$  中間子の候補イベントのエネルギー

$M_{\eta'}$  :  $\eta'$  中間子の候補イベントの不変質量

$B$  中間子を再構成するためのイベントセレクションを表 4.1 にまとめる。

粒子	要求
$\eta(\gamma\gamma)$	$E_\gamma > 0.1 \text{ GeV}$ $\frac{ E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2} }{(E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})} < 0.9$ $17.0^\circ < \theta_\gamma < 150.0^\circ$ $0.510 \text{ GeV}/c^2 < M_\eta < 0.575 \text{ GeV}/c^2$
$\eta'(\eta\pi\pi)$	$\pi$ 中間子のために $\text{PID}(K: \pi) < 0.9$ $ \Delta r  < 0.2 \text{ cm}$ $ \Delta z  < 5.0 \text{ cm}$ $P_T < 0.1 \text{ GeV}/c^2$ $0.950 \text{ GeV}/c^2 < M_{\eta'} < 0.965 \text{ GeV}/c^2$
$K^*(892)^0(K\pi)$	$\pi$ 中間子のために $\text{PID}(K: \pi) < 0.4$ $K$ 中間子のために $\text{PID}(K: \pi) > 0.6$ $ \Delta r  < 0.2 \text{ cm}$ $ \Delta z  < 5.0 \text{ cm}$ $P_T < 0.1 \text{ GeV}/c^2$ $0.820 \text{ GeV}/c^2 < M_{K^*(892)^0} < 0.965 \text{ GeV}/c^2$
フィット領域	$M_{bc} > 5.22 \text{ GeV}/c^2$ $-0.20 \text{ GeV} < \Delta E < 0.15 \text{ GeV}$
シグナル領域	$M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$ $-0.10 \text{ GeV} < \Delta E < 0.06 \text{ GeV}$

表 4.1:  $B$  中間子の再構成のためのイベントセレクションのまとめ。

## 第5章 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$ の解析

以下、全ての運動学的なパラメータは断りがない限り  $e^+e^-$  ビームの重心系とする。

### 5.1 Best Candidate Selection

$B$  中間子はイベント毎に Belle 検出器に貯められた飛跡の記録を用いて再構成される。したがって、 $B$  中間子を再構成する飛跡の候補が複数ある場合、飛跡の組み合わせから同一イベントに  $B$  中間子 (もしくは  $\bar{B}$  中間子) の候補が複数あるように見える。図 5.1 は、シグナル MC におけるイベントセレクション後の  $B$  中間子の候補の占有率を表しており、1 イベントにおける  $B$  中間子の候補の占有率は平均で 1.08 である。もし、同一イベント内に複数の  $B$  中間子の候補を許した場合、測定される崩壊分岐比を過剰に見積もってしまう。そのため、同一イベントの  $B$  中間子の候補を 1 つに絞る必要がある。方法として、同一イベントから来る  $B$  中間子の候補を何らかの追加の情報を用いて比較し、最も正しいであろう組み合わせを 1 つを選択するというものがあり、これを best candidate selection と呼ぶ。

本研究では、各イベントの best candidate を飛跡フィットの情報である  $\chi^2$  を用いた。飛跡フィットでは、崩壊後の粒子がある 1 点から崩壊したという制限を行っており、崩壊後の粒子の飛跡と崩壊点の距離を  $\chi^2$  で表す。ここでは、 $\eta'$  中間子と  $K^*(892)^0$  中間子で別々に  $\chi^2$  を求め、その 2 つを足し合わせ  $\chi_{\text{sum}}^2$  とした。 $\chi_{\text{sum}}^2$  の式は、式 (5.1) で、

$$\chi_{\text{sum}}^2 = \chi_{\eta' \text{ vtx}}^2 + \chi_{K^*(892)^0 \text{ vtx}}^2 \quad (5.1)$$

ここで、 $\chi_{\eta' \text{ vtx}}^2$  は  $\eta'$  中間子の飛跡フィットにおける  $\chi^2$  で、 $\chi_{K^*(892)^0 \text{ vtx}}^2$  は  $K^*(892)^0$  中間子の飛跡フィットにおける  $\chi^2$  である。本研究では、同一イベント内で  $\chi_{\text{sum}}^2$  が最も小さいものを best candidate として選択し、それ以外は棄却した。

### 5.2 シグナル MC のカテゴリー分け

シグナル MC のイベントは、3 つのカテゴリーに分けられ、それをライトコンビネーション (RC : Right Combination) ・ セルフクロスフィード (SCF : Self Cross Feed) ・ ウrongコンビネーション (WC : Wrong Combination) とする。

- RC :  $B$  中間子を構成する粒子の組み合わせが全て正しい組み合わせ。

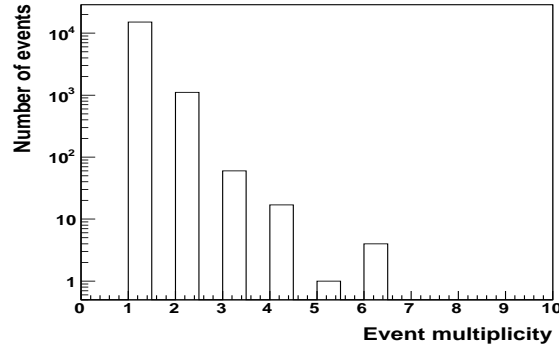


図 5.1: シグナル MC におけるの同一イベントでの複数の  $B$  中間子の候補。図より、同一イベントに  $B$  中間子 (もしくは  $\bar{B}$  中間子) の候補が複数あることが確認できる。

- SCF :  $B$  中間子を構成する粒子の組み合わせに間違いがある組み合わせであり、再構成する  $B$  中間子の終状態の粒子をもう一方 (タグ側) の  $B$  中間子の終状態の粒子と間違えた組み合わせ。
- WC :  $B$  中間子を構成する粒子の組み合わせに間違いがある組み合わせであり、再構成する  $B$  中間子の終状態の粒子同士で間違えた組み合わせ。

イベントセレクション後のそれぞれのイベントと比率は見積もられ、表 5.1 と図 5.2 にまとめられている。

	フィット領域		シグナル領域	
	イベント	比率 (%)	イベント	比率 (%)
RC	15299	94.1	15033	97.1
SCF	962	5.9	446	2.9
WC	0	0.0	0	0.0
合計	16261	100.0	15479	100.0
シグナルの検出効率	0.16		0.15	

表 5.1: シグナル MC におけるそれぞれのイベントと比率。

間違えて組み合わされた  $B$  中間子 (SCF と WC) の比率は、RC と比べるととても小さいが、影響は考慮しなければならない。そこで、シグナルをフィットによって抽出するとき、図 5.2 から分かるように RC と SCF の分布は異なるので、別々の確率密度関数を用いる必要がある。

### 5.3 コンテニウム $q\bar{q}$ バックグラウンドの除去

本解析には  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  ( $q = u, d, s, c$ ) から生じるバックグラウンドが大きく寄与する。その原因として、 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  の生成頻度は、 $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$  の約 3 倍大きく、生じた  $q\bar{q}$  に

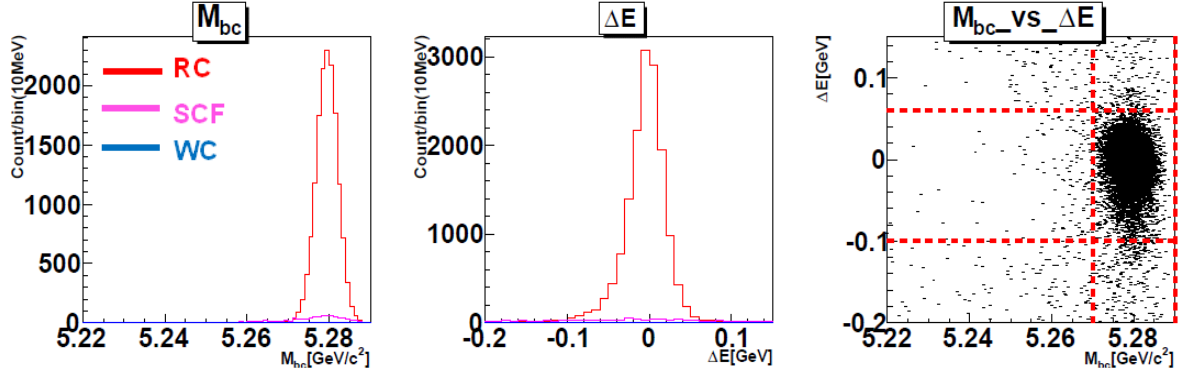


図 5.2: この図は左から  $M_{bc}$ 、 $\Delta E$ 、及び  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  の 2 次元ヒストグラムを示している。赤線は RC、赤紫の線は SCF、青線は WC を示しており、2 次元ヒストグラムの赤の点線は  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  のシグナル領域を示している。

より様々な中間子が生成されるためである。今回、この  $q\bar{q}$  バックグラウンドを排除 (シグナルと区別) するために、ニューラルネットワークに基づいたニューロベイズ (NB : NeuroBayes) 法 [16] を導入する。

### 5.3.1 バックグラウンドイベントの見積り

各 MC を用いて、現段階でのシグナルとバックグラウンドの見積りを表 5.2 にまとめた。バックグラウンドの種類として、大きく分けて 2 つあり、1 つがコンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンドであり、もう一方が  $B$  の崩壊によるバックグラウンドである。ここでは、コンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンドを  $uds$  ( $u$  クォーク、 $d$  クォーク、 $s$  クォーク) と Charm ( $c$  クォーク) の 2 つに分けている。また、 $b \rightarrow c$  遷移のように比較的に起きやすい  $B$  中間子の崩壊過程を荷電  $B^\pm$  の崩壊によるバックグラウンドと中性  $B^0$ 、または中性  $\bar{B}^0$  の崩壊によるバックグラウンドに分け、 $b \rightarrow s$  や  $b \rightarrow d$  遷移などの比較的に遷移する確率が少ない  $B$  中間子の崩壊過程をレア荷電  $B^\pm$  の崩壊によるバックグラウンドとレア中性  $B^0$ 、またはレア中性  $\bar{B}^0$  の崩壊によるバックグラウンドに分けて考える。ただし、このセクションでは、 $B$  中間子の稀崩壊からのバックグラウンドの数は少ないとして無視し、セクション 5.5 で言及するものとする。ここで、それぞれの数は実験データの量に従い規格化されており、シグナルの崩壊分岐比は  $3.1 \times 10^{-6}$  と仮定している。

### 5.3.2 ニューロベイズ (NB : NeuroBayes) 法

NB は多変数の相関のあるパラメータを用いることに対して大変洗練されたツールである。NB にシグナルとバックグラウンドのパラメータのそれぞれの分布を教え込み、それを出力することによって、シグナルとバックグラウンドを分離することができる。本研究では、シグナルとバックグラウンドを分離するために以下の 6 つのパラメータを用いた。



	フィット領域 (イベント)	シグナル領域 (イベント)
シグナル	44	42
uds	7007	667
Charm	7931	660
荷電 $B^\pm$	54	4
中性 $B^0$ (中性 $\bar{B}^0$ )	45	5
全バックグラウンド	15037	1336
S/N	0.003	0.031

表 5.2: MC よりコンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンドを排除する前のシグナルとそれぞれのバックグラウンドの期待される数。それぞれの数は実験データの量に従い規格化されている。

- KSF<sub>W</sub>(LR) :  $B$  事象と  $q\bar{q}$  事象の崩壊するイベントの形状の差異を利用する。 $B$  中間子事象は、ほぼ静止して生成されるため、 $B$  中間子の崩壊してできる粒子の方向は球形の形状になる。一方、コンテニウム  $q\bar{q}$  事象は、クォーク対が大きな運動量を持って生成されるため、真逆の方向を向いたジェットの形状となる。イベントの形状はスーパーフォックスウォルフラムモーメントを用いた KSF<sub>W</sub>(Kakuno's Super-Fox-Wolfram moments)[17] によって表すことができる。また、これを用いてシグナルとコンテニウム  $q\bar{q}$  事象の尤度比  $\mathcal{L}_{KSFW}$  を求めた。
- $|\cos \theta_{\text{thrust}}|$  :  $B$  中間子の再構成に用いられた粒子の飛行した方向を足し合わせた方向と Belle 検出器で検出されたが再構成に用いられなかった粒子の飛行した方向を足し合わせた方向の間の角度の絶対値を表すパラメータ。ここで、シグナルとして再構成した  $B$  中間子ともう一方 (タグ側) の  $B$  中間子の再構成に用いられた荷電粒子は全て  $\pi$  中間子の質量を仮定し、 $\gamma$  には 0.1GeV 以上のエネルギーを要求した。
- $\Delta z$  : 再構成された  $B$  中間子の候補ともう一方の  $B$  中間子の候補の崩壊点の距離を表すパラメータ。 $B$  中間子はわずかながらも寿命を持つため、コンテニウム  $q\bar{q}$  事象よりも  $\Delta z$  の幅が広がる。
- $|qr|$  : フレーバータグの情報  $qr$  の絶対値を表すパラメータ。ここで、 $q$  は  $B$  中間子のフレーバーを表し、 $r$  はタグの質を表す [18]。
- $|\cos \theta_B|$  : ビーム軸と  $B$  中間子の候補の飛行する間の角度の絶対値を表すパラメータ。 $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$  の反応はベクター結合であり、 $\Upsilon(4S)$  はスピン 1 である。また、 $B\bar{B}$  ペアは軌道各運動量が 1 で生成されるため、 $B$  の球面調和関数は  $Y_{1,\pm 1}$  である。従って、ビーム軸と  $B$  中間子の飛行方向の間の角度を  $\theta_B$  とすると、 $B$  中間子の角度分布は  $\sin^2 \theta_B$  に従う。一方、コンテニウム  $q\bar{q}$  事象は一様な方向に飛行する。
- $|\cos \theta_{\eta \rightarrow \gamma}|$  :  $B$  中間子の静止系でみた  $\eta$  中間子の飛行方向と  $\eta$  中間子の静止系でみた  $\gamma$  の飛行方向の間の角度の絶対値を表すパラメータ。 $\eta$  中間子は同じ 2 つの  $\gamma$  に崩壊するため相関がある。



図 5.3 は、 $NB$  のトレーニングに使用するシグナルとコンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンドの 6 つパラメータを表すパラメータである。 $NB$  のトレーニングのためには、解析用の MC とは独立に生成されたシグナル MC を  $5.0 \times 10^5$  イベントとコンテニウム  $q\bar{q}$  MC を 3 ストリーム用意した。このトレーニング MC の 6 つの変数を  $NB$  がベイズ統計に基づき、樹状で層になった (インプット、ヒドゥン、アウトプットレイヤー) ニューラルネットワークにより自動的に処理されたインプット変数を結合する。その結果を解析用の MC (実験データ) に適用させた。図 5.4(a) は  $NB$  のトレーニング結果を解析用の MC に適用させた

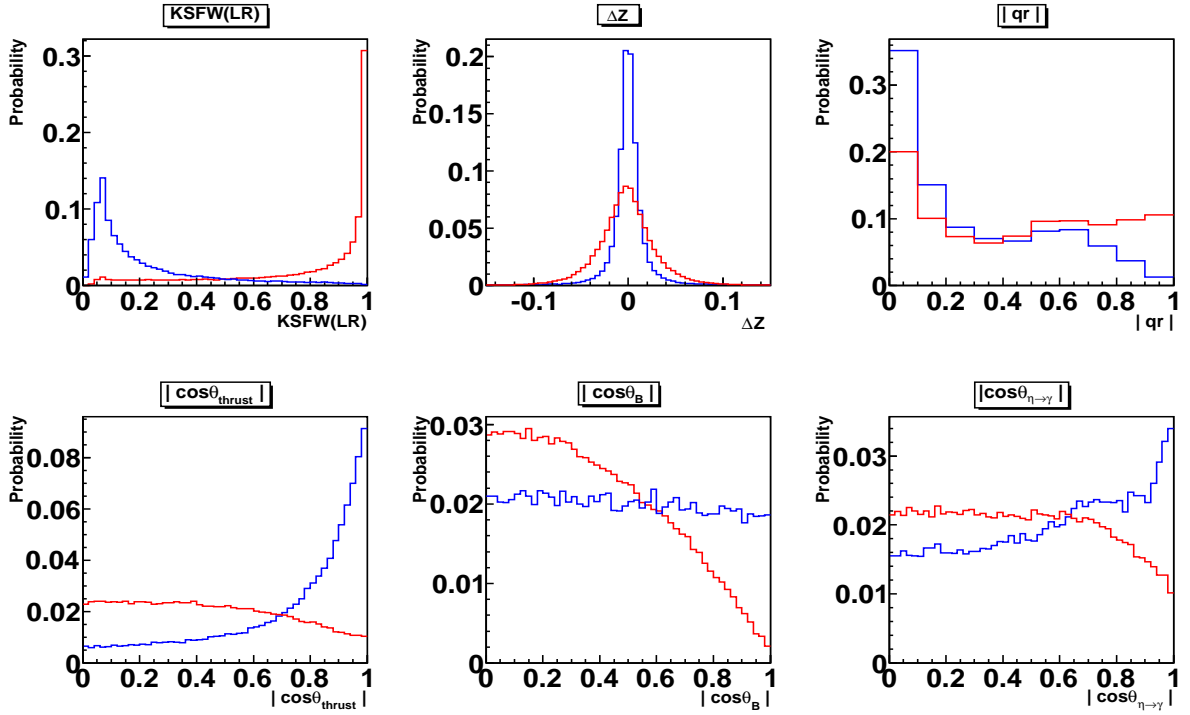
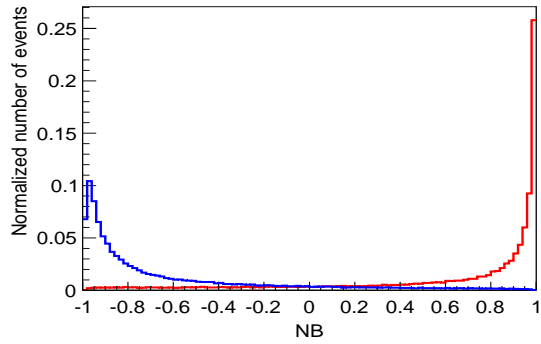


図 5.3: シグナルとバックグラウンドを区別するための  $NB$  に使用するパラメータの分布。赤線がシグナル、青線がコンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンドを表している。 $NB$  のトレーニングのためにシグナル MC を  $5.0 \times 10^5$  イベントとコンテニウム  $q\bar{q}$  MC を 3 ストリーム用意した。これらの MC は解析に用いる MC と独立に生成されている。

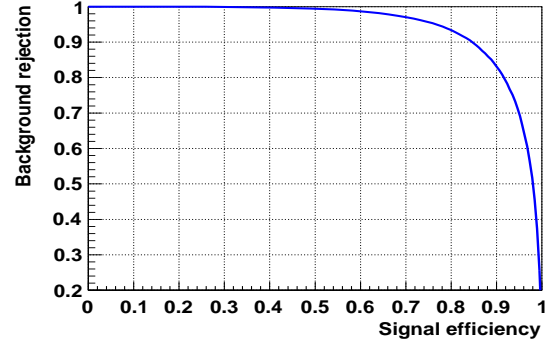
アウトプットであり、図 5.4(b) は  $NB$  のパフォーマンスを表す。また、このパフォーマンスについて表 5.3 にまとめた。 $NB$  のトレーニングについての詳細は付録 A に記載されている。

### 5.3.3 $NB$ のアウトプットを用いたコンテニウム $q\bar{q}$ バックグラウンドの排除

コンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンド排除後のシグナルとバックグラウンドの数を表 5.4 に見積もった。それぞれの数は実験データの量に従い規格化されており、シグナルの崩壊分岐比は  $3.1 \times 10^{-6}$  としている。 $NB$  アウトプット  $> -0.3$  を要求したとき、91.0% のシグ



(a)  $NB$  アウトプットの分布。赤線はシグナル MC、青線はコンテニウム  $q\bar{q}$  MC を表す。



(b)  $NB$  アウトプットパフォーマンスを表すグラフであり、 $NB$  のアウトプットに依存するシグナルの純度とバックグラウンドの排除率を表す。

図 5.4:  $NB$  のアウトプットのパフォーマンス。

$NB$ のアウトプット	コンテニウム $q\bar{q}$ の排除率 (%)	シグナルの維持率 (%)
-0.32	80	92
0.11	90	84
0.46	95	76
0.86	99	54

表 5.3:  $NB$  のアウトプットの要求に対するコンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンドの排除率とシグナルの維持率。

ナルのイベントを維持でき、81.4% のコンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンドを排除することができた。 $NB$  のアウトプットでコンテニウム  $q\bar{q}$  の分布のピークが十分におちきっている、かつシグナルも 90% 以上維持できるため、 $NB$  のカットする値を  $-0.3$  とした。

	フィット領域 (イベント)	シグナル領域 (イベント)
シグナル	40	39
uds	972	88
Charm	1758	150
荷電 $B^\pm$	36	3
中性 $B^0$ (中性 $\bar{B}^0$ )	31	4
全バックグラウンド	2797	245
S/N	0.014	0.159

表 5.4: MC におけるコンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンドを排除した後のシグナルとそれぞれのバックグラウンドの期待される数。それぞれの数は実験データの量に従い規格化されている。

## 5.4 $NB^{TRANS}$

$NB$  のアウトプットには、すでにコンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンドを抑制するために緩い条件を要求した。しかし、このパラメータはカット後もシグナルとバックグラウンドを分離する情報を持っているため、この後の章で行うフィットのパラメータの1つとする。そのために、 $NB$  のアウトプットの関数化を容易にするため、また系統誤差の見積りを簡単にするために、 $NB$  のアウトプットを変形させ、それを  $NB^{TRANS}$  と呼ぶ。 $NB^{TRANS}$  の定義は、

$$NB^{TRANS} = \ln \frac{NB - NB_{\text{low}}}{NB_{\text{high}} - NB} \quad (5.2)$$

である。ここで、 $NB_{\text{low}} = -0.3$ 、 $NB_{\text{high}} = 1.0$  である。図 5.5 のように  $NB^{TRANS}$  の分布はいくつかのガウシアンを足し合わせた関数として表すことができると期待される。

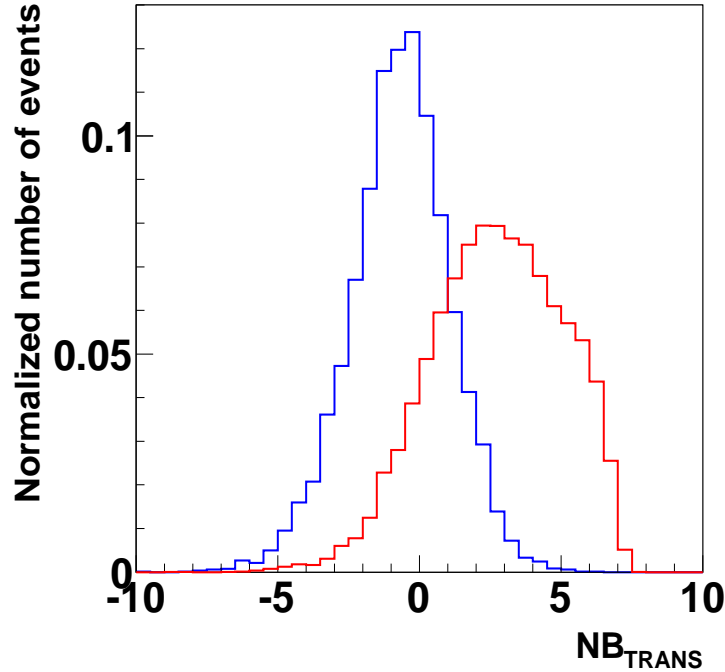


図 5.5:  $NB^{TRANS}$  のシグナル (赤線) とコンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンド (青線) の分布。

## 5.5 レア $B\bar{B}$ バックグラウンドの抑制

$B$  中間子の一般的な崩壊を 10 ストリームのジェネリック  $B\bar{B}$  MC を用いて調査したところ、 $M_{bc}$  と  $\Delta E$  のフィット領域で顕著にピークを作る崩壊過程は見られなかった。一方、 $B$  中間子の稀崩壊からくるバックグラウンドを 50 ストリームのレア  $B\bar{B}$  MC を用いて調査したところ、 $M_{bc}$  と  $\Delta E$  の分布にピークをつくる崩壊過程がいくつかあった。これは、このイベントをシグナルと間違い、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  の崩壊分岐比を正確に測定できない

恐れがあるため、ピークを作っている崩壊過程をできる限り除去しなければならない。表 5.5 に、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊に寄与が大きいモードについてのイベント数をまとめる。

崩壊過程	$B$ 中間子の稀少崩壊の数 (50 ストリーム)
$B^+ \rightarrow \eta' K^+$	524
$B^0 \rightarrow \eta' X_{sd}$	239
$B^0 \rightarrow \eta' K^0$	214
$B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$	113
$B^0 \rightarrow D_s K^0$	73
$B^0 \rightarrow \eta' \rho^0$	45
$B^0 \rightarrow 3$ 体崩壊	170
その他の崩壊過程	867
合計	2245

表 5.5: レア  $B\bar{B}$  おける排除前の 50 ストリームでの  $B$  中間子の稀崩壊のイベント数。ここで  $X_{sd}$  は実験データと MC の  $B$  中間子が  $sd$  クォーク状態に崩壊する数の帳尻を合わせるものであり、 $sd$  クォーク状態の中間子のいずれかになる。これは、 $B\bar{B}$  の稀崩壊の崩壊分岐比は精密に測定されていないものが多いためである。

$B$  中間子の稀崩壊からくるバックグラウンドを排除するために、主要な稀崩壊過程を再構成し、ベトすることを試みた。もし、それぞれの崩壊過程で再構成されたイベントが  $M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$  かつ  $|\Delta E| < 0.20 \text{ GeV}$  を満たした場合、このイベントを  $B$  中間子の稀崩壊からくるバックグラウンドとした。いくつかの崩壊過程をベトを試みたが、 $B^+ \rightarrow \eta' K^+ (B^- \rightarrow \eta' K^-)$  と  $B^0 \rightarrow \eta' K^0 (\bar{B}^0 \rightarrow \eta' \bar{K}^0)$  以外のベトは、非効率である (シグナルも大きく落としてしまう) ことが分かった。つまり、 $B^+ \rightarrow \eta' K^+$  と  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  によって再構成されたイベントが、それぞれの  $M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$  かつ  $|\Delta E| < 0.20 \text{ GeV}$  の範囲にあったら、そのイベントをベトした。ベト後の  $B$  の稀崩壊の数は、表 5.6 にまとめられている。また、図 5.6 と図 5.7 は、ベトの前後の  $\Delta E$  の分布を示す。このベトによって  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  の分布は平らに近づいた。またこのベトの後、シグナルの数は 99.3%維持でき、このベトが効果的なことが分かる。

具体的に  $B^+ \rightarrow \eta' K^+$  を例にとって説明すると、 $B^+ \rightarrow \eta' K^+$  崩壊は、シグナルの  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊と比較すると、 $\pi$  中間子が欠如していることが分かる。それにも関わらず、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  を再構成するときには欠如した  $\pi$  中間子も用いているため、 $B^+ \rightarrow \eta' K^+$  の  $\Delta E$  分布はゼロから右に少しシフトしている。このイベントを除去するためには、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  による  $\Delta E$  の分布に  $\Delta E < 0.10 \text{ GeV}$  を要求すれば良いのだが、本研究では  $-0.20 \text{ GeV} < \Delta E < 0.15 \text{ GeV}$  の領域は最終的にフィットに用いる領域のため、カットすることは不可能である。そこで、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊に寄与するイベントを  $B^+ \rightarrow \eta' K^+$  の崩壊過程について再構成すると  $B^+ \rightarrow \eta' K^+$  の  $\Delta E$  の分布では、 $B^+ \rightarrow \eta' K^+$  の信号はゼロに集中する。一方、シグナルの  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  はゼロから見て左にシフトにする。そこで最終的に  $B^+ \rightarrow \eta' K^+$  の  $M_{bc}$  と  $\Delta E$  に  $M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$  かつ  $|\Delta E| < 0.20 \text{ GeV}$  であったら、それは  $B^+ \rightarrow \eta' K^+$  崩壊である可能性が高いとしベトする。

崩壊過程	$B$ 中間子の稀崩壊の数 (50 ストリーム)
$B^+ \rightarrow \eta' K^+$	231
$B^0 \rightarrow \eta' X_{sd}$	238
$B^0 \rightarrow \eta' K^0$	60
$B^0 \rightarrow \eta K^*(892)^0$	109
$B^0 \rightarrow D_s K^0$	73
$B^0 \rightarrow \eta' \rho^0$	45
$B^0 \rightarrow 3$ 体崩壊	158
その他の崩壊過程	797
合計	1711

表 5.6: レア  $B\bar{B}$  おける排除後の 50 ストリームでの  $B$  中間子の稀崩壊の数。

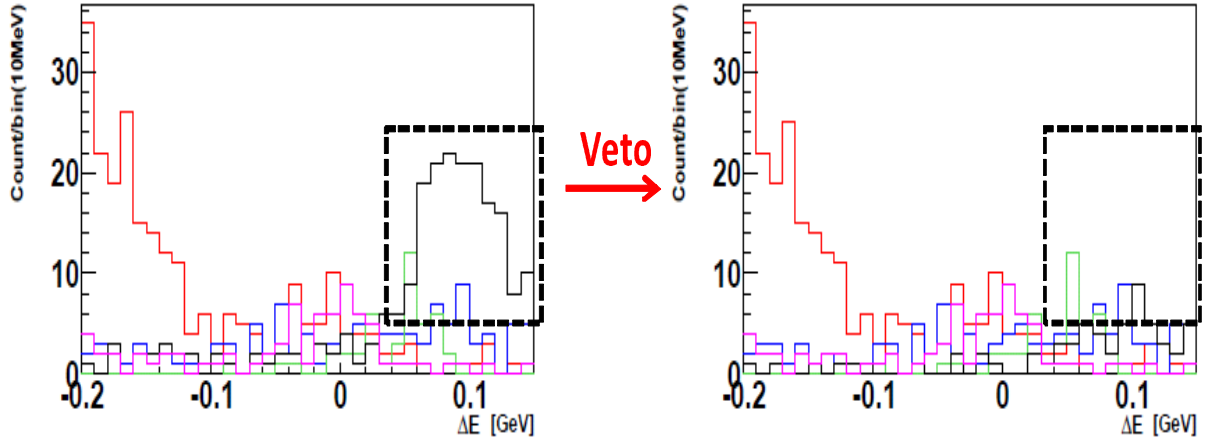


図 5.6: 中性  $B$  中間子の稀崩壊の  $\Delta E$  の分布図で、左の図と右の図はそれぞれ  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  の veto 前と後を表す。黒線は  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  を表す。赤線、赤紫の線、青線、緑の線、黄色の線はそれぞれ  $B^0 \rightarrow \eta' X_{sd}$ 、 $B^0 \rightarrow D_s K^0$ 、 $B^0 \rightarrow \eta K^*(892)^0$ 、 $B^0 \rightarrow \eta' \rho^0$ 、及び  $B^0 \rightarrow \eta' K \pi$  を表す。

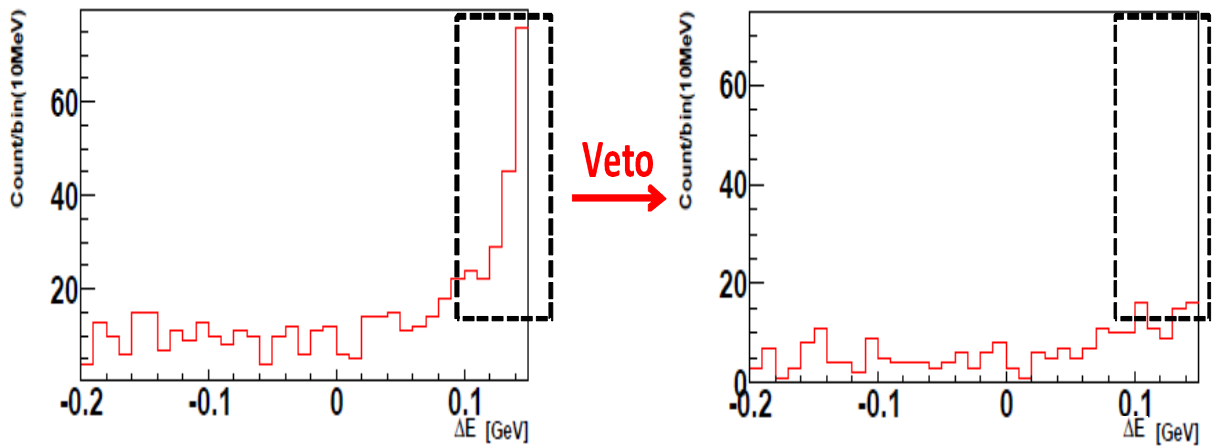


図 5.7: 荷電  $B$  中間子の稀崩壊の  $\Delta E$  の分布図で、左の図と右の図はそれぞれ  $B^+ \rightarrow \eta' K^+$  の veto 前と後を表す。赤線は  $B^+ \rightarrow \eta' K^+$  を表す。

## 5.6 終状態が同じ非共鳴なバックグラウンド

図 5.6 に黄色の線で図示された  $B^0 \rightarrow \eta' K \pi$  崩壊は、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  と最終状態が同じであり、非共鳴なイベントを非共鳴 (Non-resonant) バックグラウンドと呼ぶ。 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊にとっての非共鳴バックグラウンドは  $B^0 \rightarrow \eta' K \pi$  崩壊の他に、 $B^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- K \pi$  崩壊、 $B^0 \rightarrow \gamma \gamma \pi^+ \pi^- K \pi$  崩壊、 $B^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- K^*(892)^0$  崩壊、及び  $B^0 \rightarrow \gamma \gamma \pi^+ \pi^- K^*(892)^0$  崩壊がある。それぞれの崩壊過程ごとに  $5.0 \times 10^6$  イベントの MC を生成し、表 4.1 の要求と best candidate selection の後のイベント数と検出効率を表 5.7 にまとめる。表 5.7 か

崩壊過程	イベント数	検出効率 (%)
$B^0 \rightarrow \eta' K \pi$	2050	0.410
$B^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- K \pi$	1	0.002
$B^0 \rightarrow \gamma \gamma \pi^+ \pi^- K \pi$	0	0.000
$B^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- K^*(892)^0$	4	0.008
$B^0 \rightarrow \gamma \gamma \pi^+ \pi^- K^*(892)^0$	0	0.000

表 5.7:  $5.0 \times 10^6$  イベントで生成された MC におけるイベントセレクション後の非共鳴バックグラウンドのイベント数とその検出効率を表す。

ら分かる通り、 $B^0 \rightarrow \eta' K \pi$  崩壊以外の非共鳴な事象は、たとえその崩壊分岐比が大きいとしても、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊への影響は無視できるほど小さい。一方、 $B^0 \rightarrow \eta' K \pi$  崩壊は、ある程度検出効率があり、現段階で崩壊分岐比がきちんと測定されていないので、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊への影響を考慮する必要がある。しかし、非共鳴な事象はシグナルと最終状態が同じため、 $M_{bc}$ 、 $\Delta E$ 、及び  $NB^{TRANS}$  ではシグナルと同じ場所にピークを持つために区別することは不可能である。シグナルである  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  と非共鳴バックグラウンドである  $B^0 \rightarrow \eta' K \pi$  を区別するためには、 $K^*(892)^0(K\pi)$  の不変質量分布、もしくは  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$  分布にシグナルと非共鳴バックグラウンドに適切な確率密度関数を決定することが必要である。本研究では、すでに  $K^*(892)^0(K\pi)$  の不変質量分布に対して、 $0.820 \text{ GeV}/c^2 < M_{K^*(892)^0} < 0.965 \text{ GeV}/c^2$  の要求をしているため、フィットするには領域が狭すぎて確率密度関数を決定することは難しい。そこで、本研究では  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$  分布を用いる。 $\theta_{K^*(892)^0}$  は、 $B$  中間子の静止系で見た  $K^*(892)^0$  中間子と  $K^*(892)^0$  中間子の静止系で見た  $K^*(892)^0$  中間子が崩壊して出来る  $K$  中間子の間の角度と定義する。 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊のようにスピン 1 のベクター粒子である  $K^*(892)^0$  中間子が 2 つのスカラー粒子  $K\pi$  中間子に崩壊するため、 $\theta_{K^*(892)^0}$  の分布は  $\cos^2 \theta$  に従う。一方、 $B^0 \rightarrow \eta' K \pi$  崩壊のようにスカラー粒子である  $B$  中間子が 2 つのスカラー粒子  $K\pi$  中間子に崩壊するため、 $\theta_{K^*(892)^0}$  の分布はフラットになる。しかしながら、 $\cos \theta_{K^*(892)^0}$  分布のみでは、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  と  $B^0 \rightarrow \eta' K \pi$  を正確に区別するのは不十分であるため、フィットのときは  $B^0 \rightarrow \eta' K \pi$  の数を MC から予想される数で固定し、系統誤差として見積もることにする。



## 第6章 Extended Maximum Likelihood Fit

以下断りがない限り、フィットには“unbinned maximum-likelihood fit”法を採用する。

### 6.1 MC サンプルへのフィット

コンテニウム  $q\bar{q}$  やレア  $B\bar{B}$  の抑制を実行したが、未だバックグラウンドが支配的であるため、人的にシグナルを正確に判別することは不可能である。そこで、本研究ではシグナルを抽出するために  $M_{bc}$ 、 $\Delta E$ 、 $NB^{TRANS}$ 、及び  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$  分布を用いた4次元フィットを行う。4次元フィットの確率密度関数 (PDF : Probability Density Function) は、

$$\mathcal{P}_j^i \equiv \mathcal{P}_j(M_{bc}^i) \mathcal{P}_j(\Delta E^i) \mathcal{P}_j(NB_{TRANS}^i) \mathcal{P}_j(\cos \theta_{K^*(892)^0}^i) \quad (6.1)$$

と表せ、 $i$  はイベントのインデックス、 $j$  はイベントの種類 (シグナル、コンテニウム  $q\bar{q}$ 、ジェネリック  $B\bar{B}$ 、レア  $B\bar{B}$ 、及び非共鳴) を示す。また、付録 B にあるようにイベントの種類ごとの相関は小さいので、“maximum likelihood function” は、

$$\mathcal{L} = \exp\left(-\sum_j Y_j\right) \times \prod_i \left[\sum_j Y_j \mathcal{P}_j^i\right] \quad (6.2)$$

と表され、 $Y_j$  はイベントの種類ごとのフィットによって抽出される数 (Yield) を示す。セクション 5.6 で言及した通り、 $\cos \theta_{K^*(892)^0}$  は  $B$  中間子の静止系で見た  $K^*(892)^0$  中間子と  $K^*(892)^0$  中間子の静止系で見た  $K^*(892)^0$  中間子が崩壊して出来る  $K$  中間子の間の角度の cosine をとったものであり、シグナルと非共鳴バックグラウンドを区別するのに必要である。それぞれの確率密度関数は、第3章のデータセットで記述された MC とセクション 5.6 で用いられた  $5.0 \times 10^6$  イベントで生成された非共鳴事象 MC を用いて決められる。表 6.1 に4次元フィットのために用いた  $M_{bc}$ 、 $\Delta E$ 、 $NB^{TRANS}$ 、及び  $\cos \theta_{K^*0}$  の分布のシグナルとバックグラウンドごとの確率密度関数とそのパラメータをまとめた。また、図 6.1 から図 6.6 は、それぞれの MC ごとの4次元フィットの結果を示している。 $\cos \theta_{K^*(892)^0}$  の分布は、+1 付近が Belle 検出の検出範囲外のため欠損している。このため、分布化することが難しいので、ヒストグラム関数を用いている。本研究で用いられている確率密度関数は付録 C で定義されている。

種類	成分	確率密度関数	パラメータ	値 (固定・変動)
	Yield	-	-	(変動)
	$M_{bc}$	C.B	$\mu$	5.2794 (固定)
			$\sigma$	0.0026097 (固定)
			$\alpha$	2.6018 (固定)
			$n$	1.9838 (固定)

シグナル (RC)	$\Delta E$	C.B + AG	$\mu$ (C.B) ( $=\mu$ (AG))	-0.00157870 (固定)
			$\sigma$ (C.B)	0.017690 (固定)
			$\alpha$ (C.B)	1.1126 (固定)
			$n$ (C.B)	6.2995 (固定)
			$\sigma_L$ (AG)	0.021806 (固定)
			$\sigma_R$ (AG)	0.052801 (固定)
			$f$ (C.B)	0.95896 (固定)
	$NB^{TRANS}$	AG <sub>1</sub> + AG <sub>2</sub>	$\mu$ (AG <sub>1</sub> )	6.2441 (固定)
			$\sigma_L$ (AG <sub>1</sub> )	3.7473 (固定)
			$\sigma_R$ (AG <sub>1</sub> )	0.43708 (固定)
			$\mu$ (AG <sub>2</sub> )	2.2347 (固定)
			$\sigma_L$ (AG <sub>2</sub> )	2.0548 (固定)
			$\sigma_R$ (AG <sub>2</sub> )	1.6590 (固定)
			$f$ (AG <sub>1</sub> )	0.51064 (固定)
	$\cos \theta_{K^*(892)^0}$	Hist	Smooth (4)	(固定)
シグナル (SCF)	$M_{bc}$	Hist	Smooth (4)	(固定)
	$\Delta E$	Keys	MirrorBoth	(固定)
	$NB^{TRANS}$	Hist	Smooth (4)	(固定)
	$\cos \theta_{K^*(892)^0}$	Hist	Smooth (4)	(固定)
コンテナウム $q\bar{q}$	Yield	-	-	(変動)
	$M_{bc}$	Argus	Cutoff	5.2890 (固定)
			$a$	-24.5290 (変動)
	$\Delta E$	A1	$C0$	-0.209056 (変動)
	$NB^{TRANS}$	G <sub>1</sub> + G <sub>2</sub>	$\mu$ (G <sub>1</sub> )	-0.417757 (変動)
			$\sigma$ (G <sub>1</sub> )	1.3822 (変動)
			$\mu$ (G <sub>2</sub> )	-1.01862 (固定)
			$\sigma$ (G <sub>2</sub> )	2.0894 (固定)
	$\cos \theta_{K^*(892)^0}$	Keys	$f$ (G <sub>1</sub> )	0.56469 (固定)
			MirrorLeft	(固定)
ジェネリック $B\bar{B}$	Yield	-	-	(変動)
	$M_{bc}$	Argus	Cutoff	5.2890 (固定)
			$a$	-52.5877 (固定)
	$\Delta E$	A2	$C0$	-0.796659 (固定)
			$C1$	0.094347 (固定)
	$NB^{TRANS}$	AG	$\mu$	1.1407 (固定)
			$\sigma_L$	2.2506 (固定)
			$\sigma_R$	1.7616 (固定)
	$\cos \theta_{K^*(892)^0}$	Keys	MirrorLeft	(固定)
レア $B\bar{B}$	Yield	-	-	(固定)
	$M_{bc}$	Hist	Smooth (4)	(固定)
	$\Delta E$	Keys	MirrorBoth	(固定)
	$NB^{TRANS}$	AG	$\mu$	1.9330 (固定)
			$\sigma_L$	2.4206 (固定)
			$\sigma_R$	1.8269 (固定)
	$\cos \theta_{K^*(892)^0}$	Hist	Smooth (4)	(固定)
非共鳴 ( $B^0 \rightarrow \eta' K \pi$ )	Yield	-	-	(固定)
	$M_{bc}$	Hist	Smooth (4)	(固定)
	$\Delta E$	Hist	Smooth (4)	(固定)
	$NB^{TRANS}$	Hist	Smooth (4)	(固定)



	$\cos \theta_{K^*(892)^0}$	Keys	MirrorLeft	(固定)
--	----------------------------	------	------------	------

表 6.1: それぞれの成分のための  $\Delta E$ 、 $M_{bc}$ 、 $NB^{TRANS}$ 、及び  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$  の確率密度関数とそのパラメータ。G、AG、C.B、Argus、Al、Hist、及び Keys はそれぞれ、ガウシアン、非対称なガウシアン、クリスタルボール関数 [20]、アーガス関数 [21]、 $l$  次のチェビシェフ関数、ヒストグラム関数、及びケイズ関数 [22] を示す。固定、変動は MC で最適化された値を 4 次元フィットときに固定するかどうかを意味する。

RC と SCF は、フィットではどちらもシグナルとして取り扱う。この 2 つは、式 (6.3) により足し合わせられる。

$$Y_{sig} \times [f\text{PDF}_{RC} + (1 - f)\text{PDF}_{SCF}] \quad (6.3)$$

ここで、 $f$  は RC の比率であり、MC から 94.5% に固定される。また、 $Y_{sig}$  はシグナルのイベント数の合計を表す。

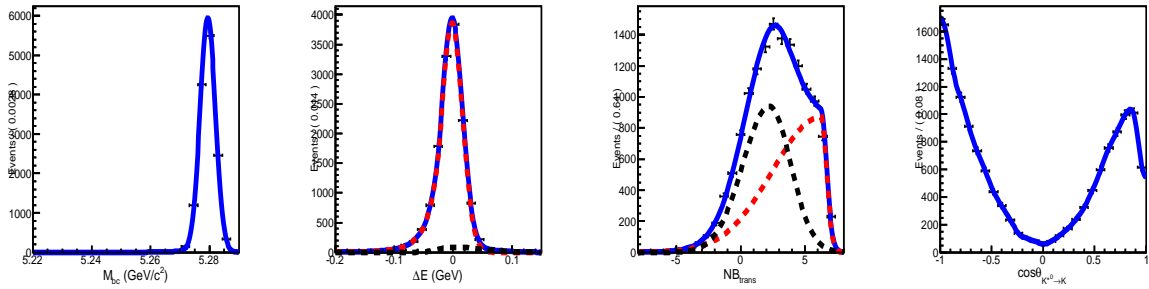


図 6.1: シグナル MC(RC) における  $M_{bc}$  (1 番左)、 $\Delta E$  (左から 2 番目)、 $NB^{TRANS}$  (左から 3 番目)、及び  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$  (左から 4 番目) の分布。MC はエラー付きのプロット、4 次元フィットの結果は実線で示されている。

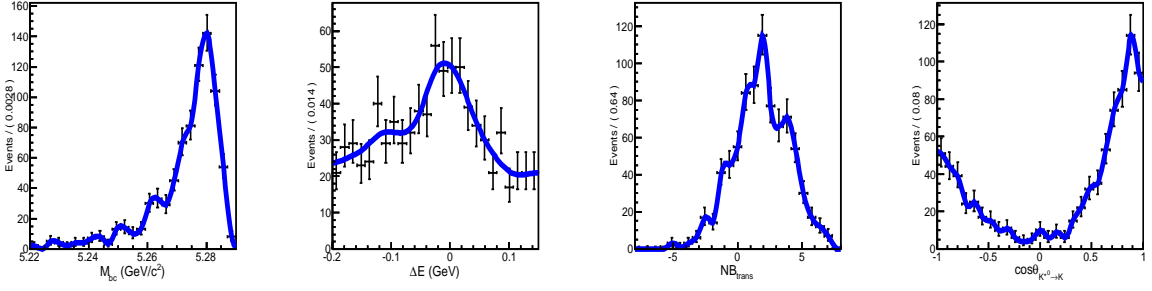


図 6.2: シグナル MC(SCF) における  $M_{bc}$ (1 番左)、 $\Delta E$ (左から 2 番目)、 $NB^{TRANS}$ (左から 3 番目)、及び  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$ (左から 4 番目) の分布。MC はエラー付きのプロット、4次元フィットの結果は実線で示されている。

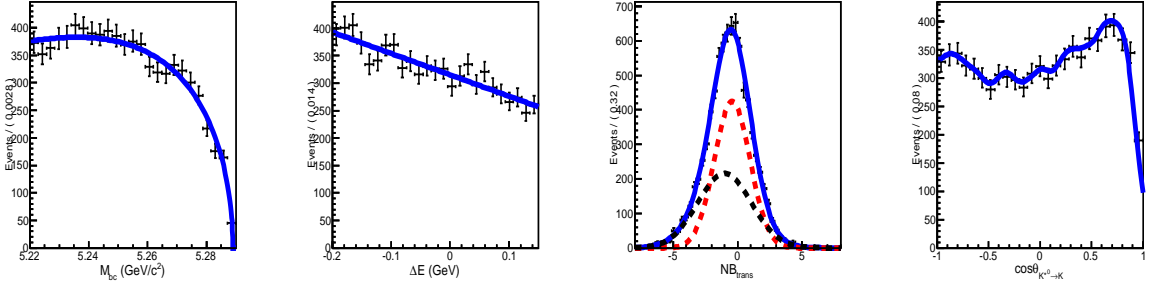


図 6.3: コンテニウム  $q\bar{q}$  MC における  $M_{bc}$ (1 番左)、 $\Delta E$ (左から 2 番目)、 $NB^{TRANS}$ (左から 3 番目)、及び  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$ (左から 4 番目) の分布。MC はエラー付きのプロット、4次元フィットの結果は実線で示されている。

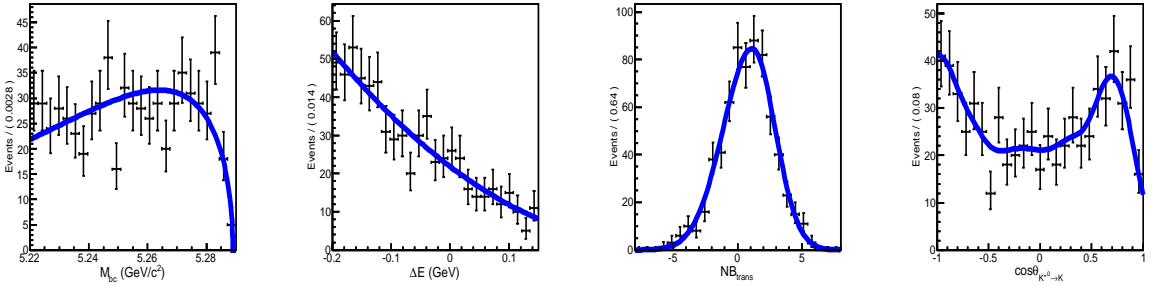


図 6.4: ジェネリック  $B\bar{B}$  MC における  $M_{bc}$ (1 番左)、 $\Delta E$ (左から 2 番目)、 $NB^{TRANS}$ (左から 3 番目)、及び  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$ (左から 4 番目) の分布。MC はエラー付きのプロット、4次元フィットの結果は実線で示されている。

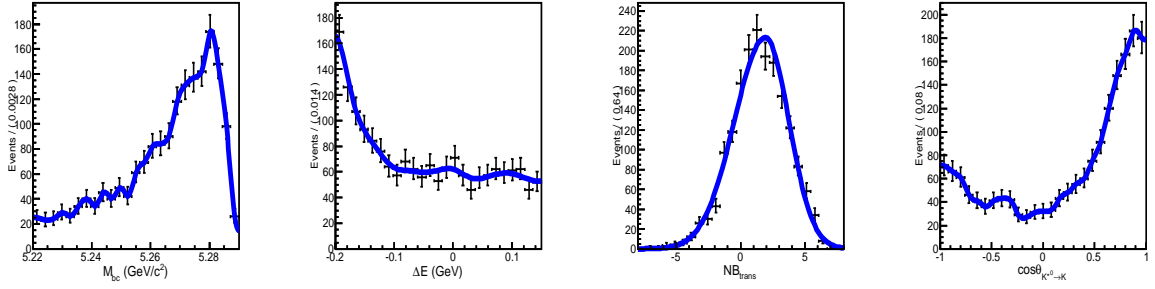


図 6.5: レア  $B\bar{B}$  MC における  $M_{bc}$ (1 番左)、 $\Delta E$ (左から 2 番目)、 $NB^{TRANS}$ (左から 3 番目) 及び  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$ (左から 4 番目) の分布。MC はエラー付きのプロット、4 次元フィットの結果は実線で示されている。

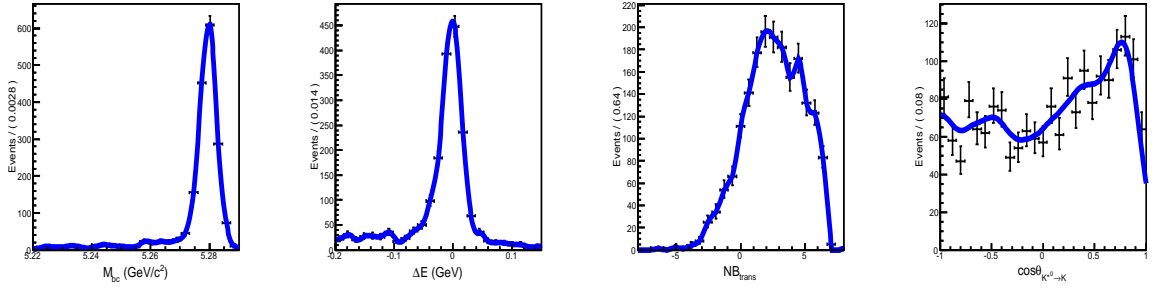


図 6.6: 非共鳴 ( $B^0 \rightarrow \eta' K \pi$ ) MC における  $M_{bc}$ (1 番左)、 $\Delta E$ (左から 2 番目)、 $NB^{TRANS}$ (左から 3 番目)、及び  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$ (左から 4 番目) の分布。MC はエラー付きのプロット、4 次元フィットの結果は実線で示されている。

## 6.2 Toy MC を用いたフィットの安定性の確認

実験データにおける  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の数は MC から得られる検出効率と PDG に記載されている  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比から 40 イベントと予測されるが、その確証はない。そこで、抽出されるシグナルの数に依らず、開発された 4 次元フィットが安定性するかどうかを調査をするために、Toy MC を用いてアンサンブルテストとリニアリティテストを実行した。Toy MC は、乱数を用いて 4 次元フィットのパラメータとその誤差 (表 6.1) に従って生成される MC である。

今回、表 6.2 に示してあるように 11 種類のシグナルの数値 ( $Y_j^{True}$ ) をインプットした。また、コンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンド、ジェネリック  $B\bar{B}$  バックグラウンド、レア  $B\bar{B}$  バックグラウンド、及び非共鳴バックグラウンドの数は Belle 実験の積分ルミノシティに従って規格化されている。ここで、非共鳴バックグラウンドの崩壊分岐比はまだ精度良く測定されていないので、本研究では非共鳴バックグラウンドの崩壊分岐比を  $3.0 \times 10^6$  と仮定している。シグナルのインプットに対してそれぞれ 1000 擬似実験データを用意し、その都度インプットされる各イベントはポアソン分布によりばかされた数が生成されている。

種類 $j$	インプットするイベント数 $Y_j^{True}$ (イベント)
シグナル	10, 20, ..., 100, 15
コンテニウム $q\bar{q}$	2708
ジェネリック $B\bar{B}$	67
レア $B\bar{B}$	35
非共鳴	2

表 6.2: Toy MC によるアンサンブルテストとリニアリティテストをするためにインプットされた真の値  $Y_j^{True}$  (イベント) のまとめ。

まず、フィットの安定性を見るためプル分布を確認した。プルは、以下の式 (6.4) で定義される。

$$\text{pull}(Y_j) = \frac{Y_j^{Fit} - Y_j^{True}}{\sigma_{Y_j}^{Fit}} \quad (6.4)$$

ここで、 $j$  は、シグナル、コンテニウム  $q\bar{q}$ 、ジェネリック  $B\bar{B}$ 、レア  $B\bar{B}$ 、もしくは非共鳴を表す。フィットが安定していれば、プル分布は  $\mu = 0$ 、 $\sigma = 1$  のガウシアン分布になる。

シグナルの数が 40 イベントにセットされているときの 4 次元フィットで固定されていないパラメータの値、誤差、及びプル分布は、図 6.7 と図 6.8 に示されている。4 次元フィットによって得られたそれぞれのイベント数、誤差、プル分布はガウシアンでフィットされ、その結果は図上に記載されている。プル分布の中央値は 0 と一致しており、幅は 1 と一致しているので、4 次元フィットは安定していると言える。同じように、シグナルの数が 10~100 でセットされたときのプル分布とフィット結果は図 6.9 に示してある。加えて、アンサンブルテストの結果を受けて、リニアリティテストを実行し、その結果を図 6.10 に示す。リニアリティテストからも分かるように、インプットされたシグナルの数とフィットの値はほとんど 1 対 1 で対応している。

### 6.3 Gsim MC を用いたバイアスの調査

$B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の数を抽出するための 4 次元フィットのバイアスの調査をするために、Gsim MC を用いてアンサンブルテストとリニアリティテストを実行した。

今回、表 6.3 に示してあるように 8 種類のシグナル数値 ( $Y_j^{True}$ ) をインプットした。また、コンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンド、ジェネリック  $B\bar{B}$  バックグラウンド、レア  $B\bar{B}$  バックグラウンド、及び非共鳴バックグラウンドの数は Belle 実験の積分ルミノシティに従って規格化されている。ここで、非共鳴バックグラウンドの崩壊分岐比はまだ精度良く測定されていないので、本研究では非共鳴バックグラウンドの崩壊分岐比を  $3.0 \times 10^6$  と仮定した。シグナルのインプットに対してそれぞれ 300 擬似実験データを用意し、その都度インプットされる各イベントはポアソン分布によりばかされた数が Gsim MC から抽出

されている。加えて、正確にフィットのバイアスを確認するためにシグナルは、シグナル MC から 300 の疑似実験データがそれぞれ完全に独立になるように選ばれている。

種類 $j$	インプットするイベント数 $Y_j^{True}$ (イベント)
シグナル	10, 15, ..., 45
コンテニウム $q\bar{q}$	2708
ジェネリック $B\bar{B}$	67
レア $B\bar{B}$	35
非共鳴	2

表 6.3: Gsim MC によるアンサンブルテストとリニアリティテストをするためにインプットされた真の値  $Y_j^{True}$  (イベント) のまとめ。

シグナルの数が 40 イベントにセットされているときの 4 次元フィットで固定されていないパラメータ、誤差、及びプル分布は、図 6.11 と図 6.12 に示されている。4 次元フィットによって得られたそれぞれのイベント数、その誤差、プル分布はガウシアンでフィットされ、その結果は図上に記載されている。ほとんどプル分布の中央値は 0 と一致しており、幅は 1 と一致しているので、4 次元フィットのバイアスは小さいと言える。同じように、シグナルの数が 10~45 でセットされたときのプル分布とフィット結果は図 6.13 に示してある。加えて、アンサンブルテストの結果を受けて、リニアリティテストを実行し、その結果を図 6.14 に示す。このグラフの傾きより、この 4 次元フィットのバイアスは、 $f(x) = -0.0050x + 0.8893$  ( $x$  は抽出されるシグナルの数) の傾向があると分かる。また、シグナル数が MC から期待される 40 イベントにセットされたときのある一つの疑似実験データの 4 次元フィットの結果を図 6.15 に示す。

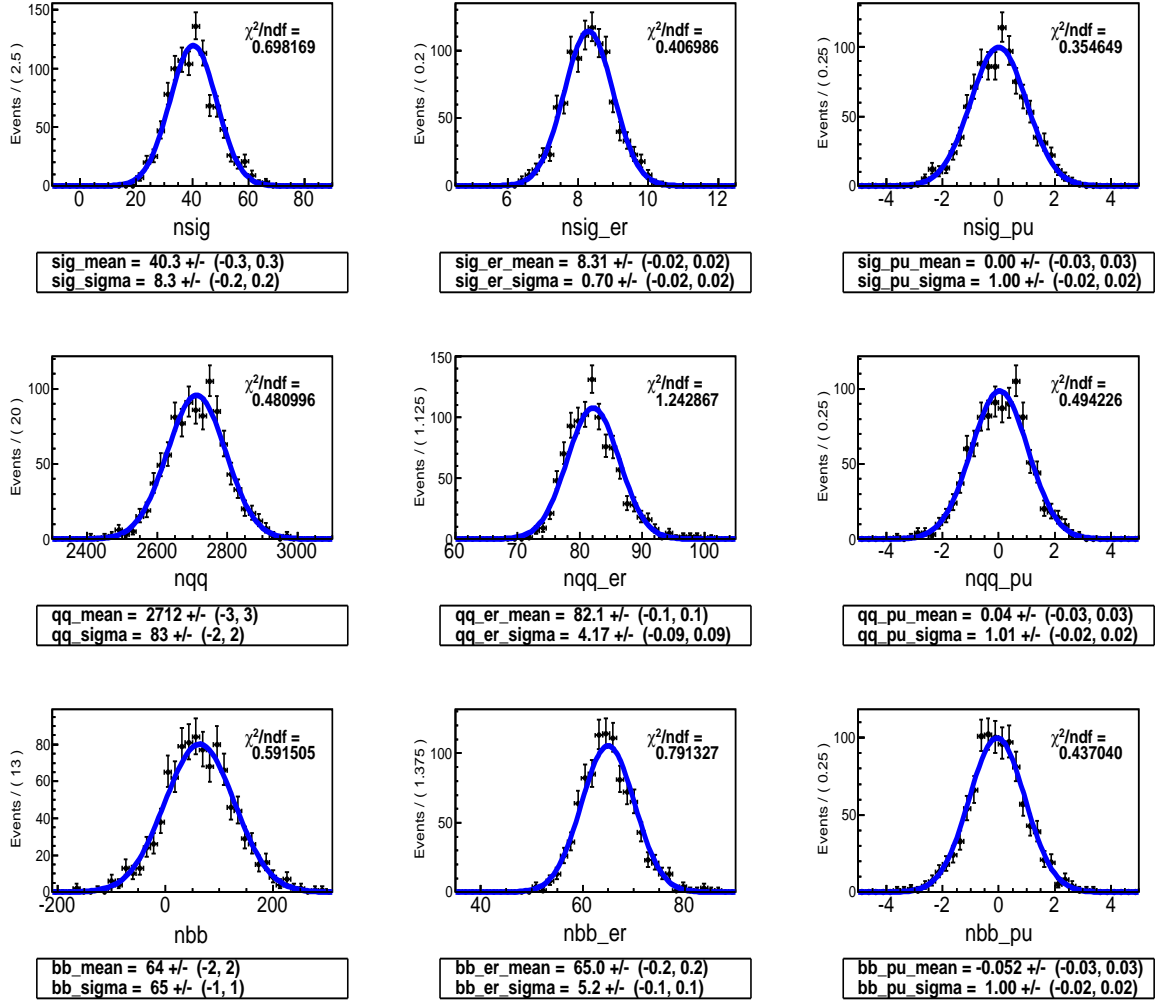


図 6.7: Toy MC におけるアンサンブルテストの結果で、 $Y_{sig}^{True} = 40$ ,  $Y_{q\bar{q}}^{True} = 2708$ ,  $Y_{B\bar{B}}^{True} = 67$ ,  $Y_{rare}^{True} = 35$ ,  $Y_{non-resonant}^{True} = 2$  がセットされている。左列がイールド、中央は誤差、右列がプル分布を表し、上から、シグナル、コンテニウム  $q\bar{q}$ 、ジェネリック  $B\bar{B}$  である。それぞれのプル分布の中央値は 0、幅は 1 と一致している。

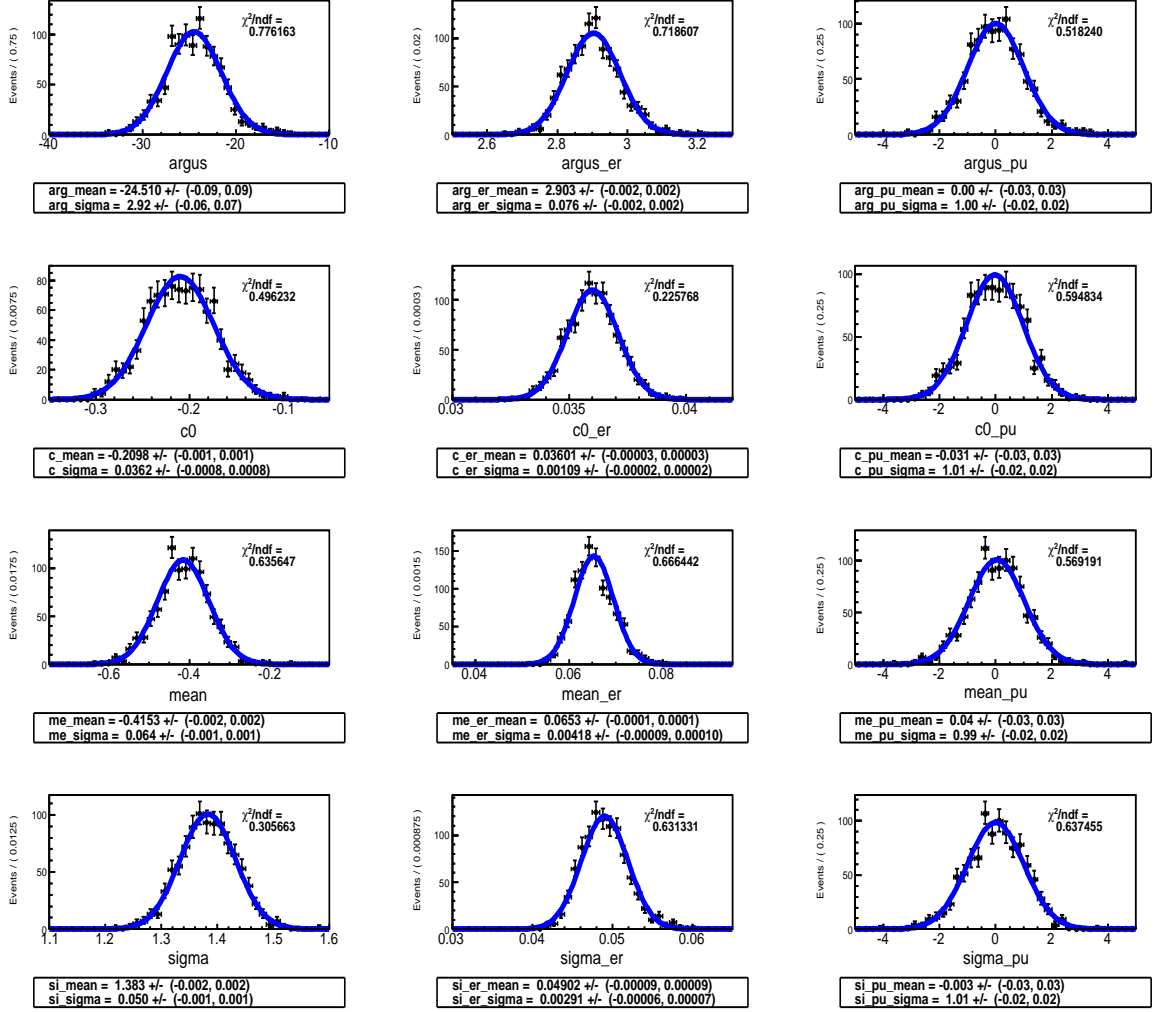


図 6.8: Toy MC におけるアンサンブルテストの結果で、 $Y_{sig}^{True} = 40$ ,  $Y_{q\bar{q}}^{True} = 2708$ ,  $Y_{B\bar{B}}^{True} = 67$ ,  $Y_{rare}^{True} = 35$ ,  $Y_{non-resonant}^{True} = 2$  がセットされている。左列がイールド、中央は誤差、右列がブル分布を表し、上から、コンテナウム  $q\bar{q}$  の  $M_{bc}$  のパラメータ  $a$ 、コンテナウム  $q\bar{q}$  の  $\Delta E$  のパラメータ  $C0_{q\bar{q}}$ 、 $NB^{TRANS}$  のダブルガウシアンのパラメータの  $\mu$  と  $\sigma$  である。

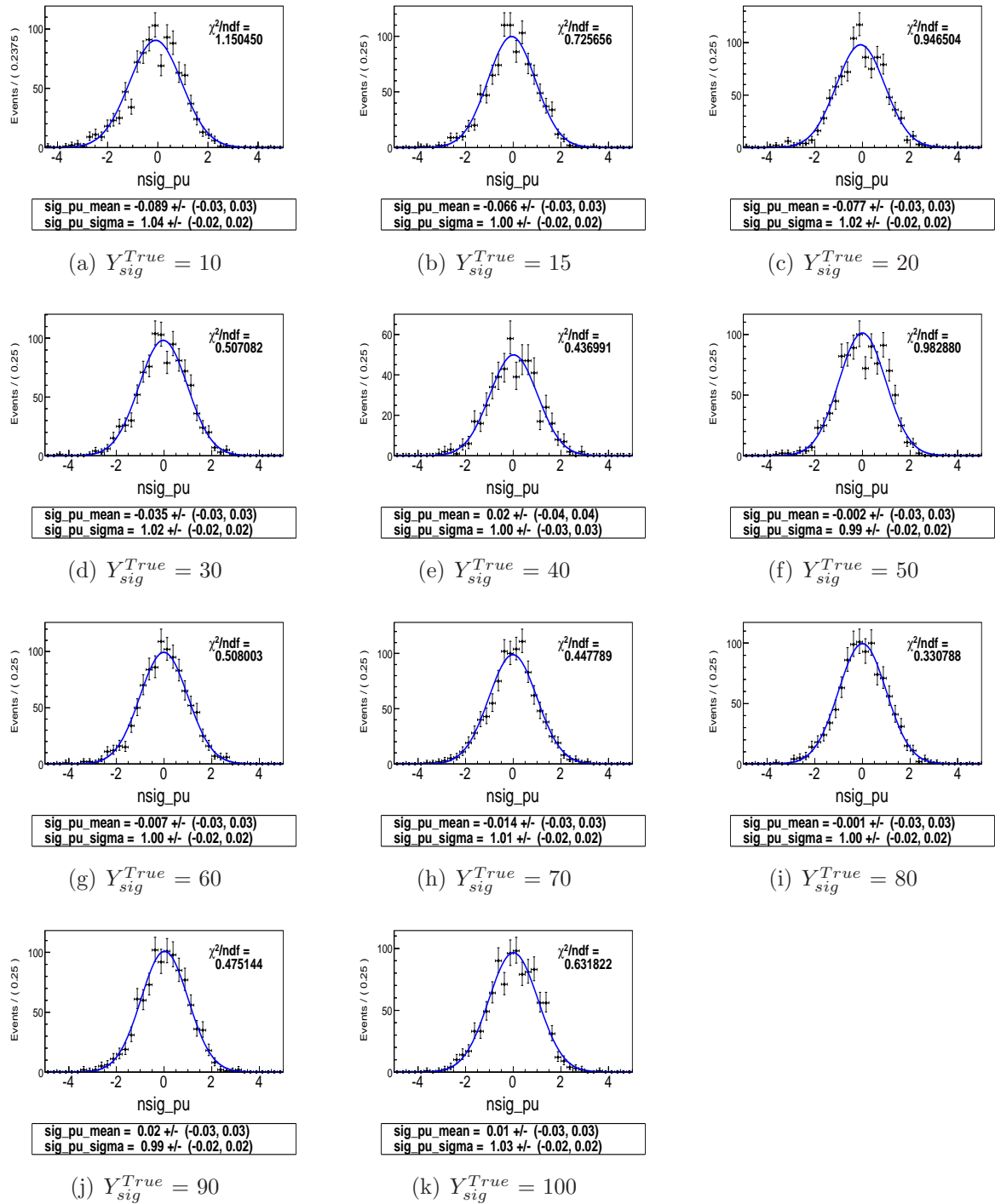


図 6.9: 10~100 のシグナルの数をインプットしたときのプル分布。プル分布はガウシアンでフィットされている。それぞれのプル分布の中央値は0、幅は1と一致している。



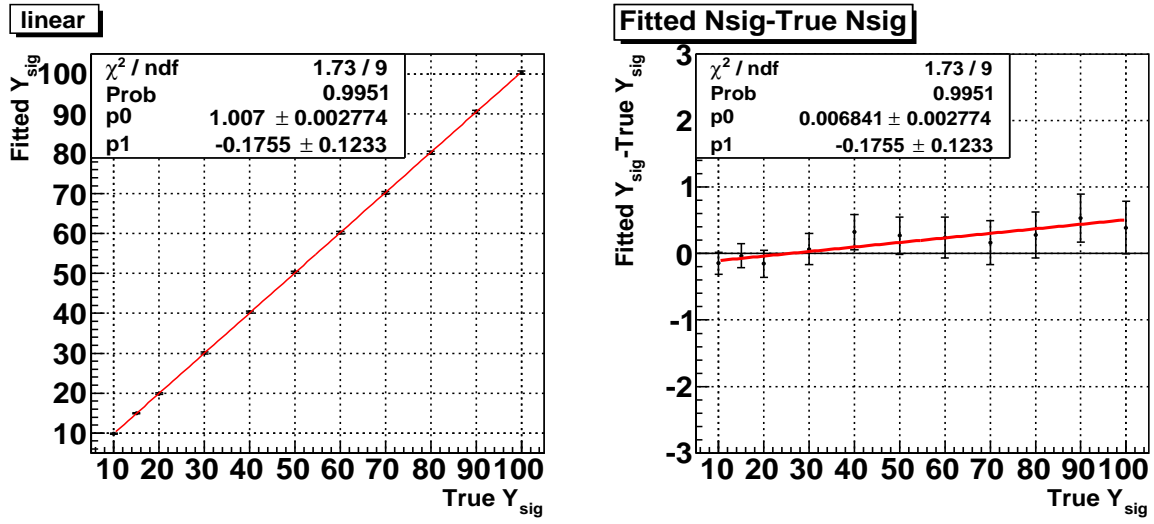


図 6.10: Toy MC でのリニアリティテストの結果。プロットは  $Y_{sig}^{True}$  をインプットしたときに抽出されたシグナル数の中央値であり、赤線はそれぞれのプロットを直線で  $\chi^2$  フィットした線を表す。このときインプットされた値は、 $Y_{sig}^{True} = 10, 20, \dots, 100, 15, Y_{q\bar{q}}^{True} = 2708, Y_{B\bar{B}}^{True} = 67, Y_{rare}^{True} = 35, Y_{non-resonant}^{True} = 2$  である。

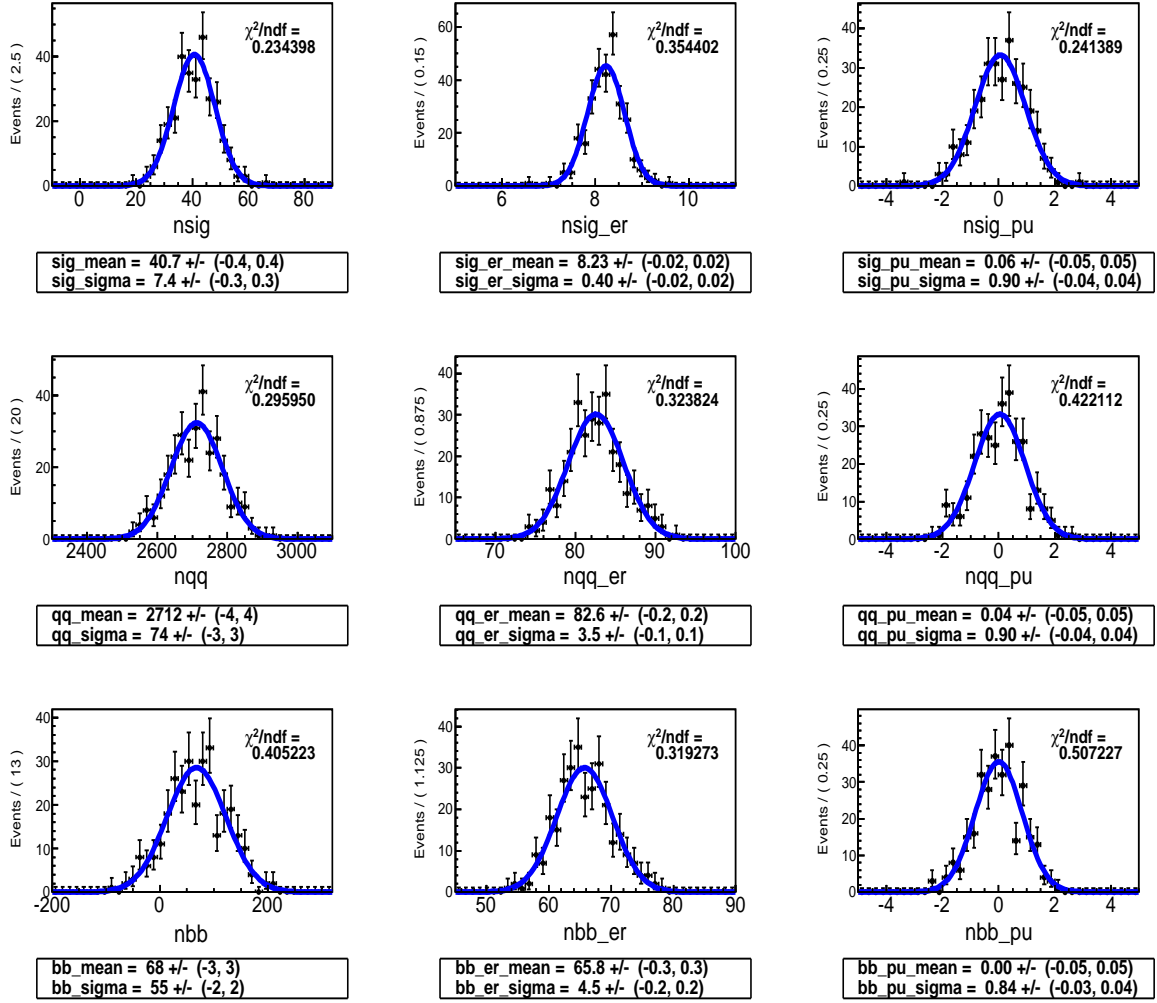


図 6.11: Gsim MC におけるアンサンブルテストの結果で、 $Y_{sig}^{True} = 40$ ,  $Y_{qq}^{True} = 2708$ ,  $Y_{BB}^{True} = 67$ ,  $Y_{rare}^{True} = 35$ ,  $Y_{non-resonant}^{True} = 2$  がセットされている。左列がイールド、中央は誤差、右列がブル分布を表し、上から、シグナル、コンテニウム  $q\bar{q}$ 、ジェネリック  $B\bar{B}$  である。それぞれのブル分布の中央値は 0、幅は 1 と一致している。

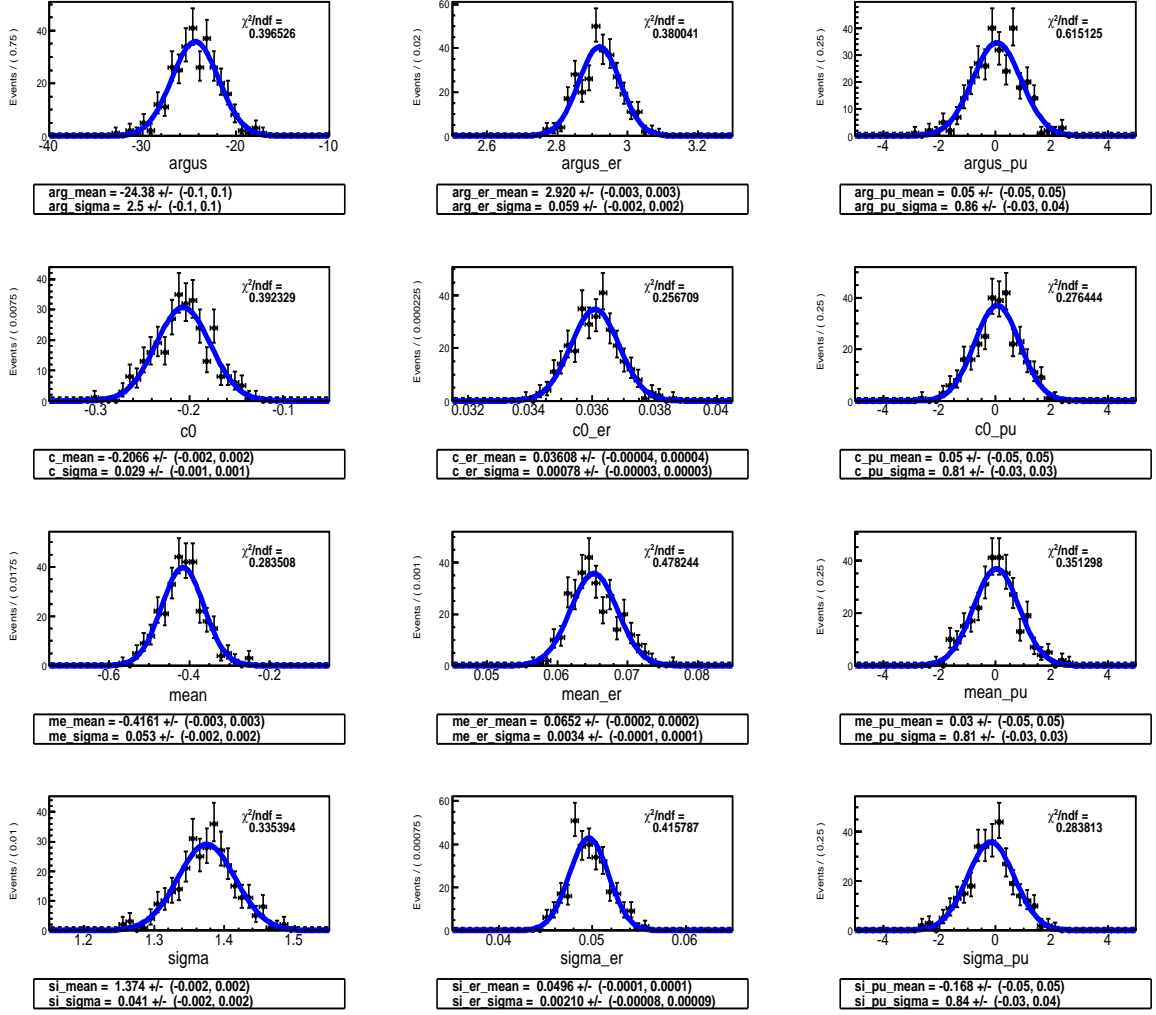


図 6.12: Gsim MC におけるアンサンブルテストの結果で、 $Y_{sig}^{True} = 40$ ,  $Y_{q\bar{q}}^{True} = 2708$ ,  $Y_{B\bar{B}}^{True} = 67$ ,  $Y_{rare}^{True} = 35$ ,  $Y_{non-resonant}^{True} = 2$  がセットされている。左列がイールド、中央は誤差、右列がプル分布を表し、上から、コンテニウム  $q\bar{q}$  の  $M_{bc}$  のパラメータ  $a$ 、コンテニウム  $q\bar{q}$  の  $\Delta E$  のパラメータ  $C0_{q\bar{q}}$ 、 $NB^{TRANS}$  のダブルガウシアンのパラメータの  $\mu$  と  $\sigma$  である。

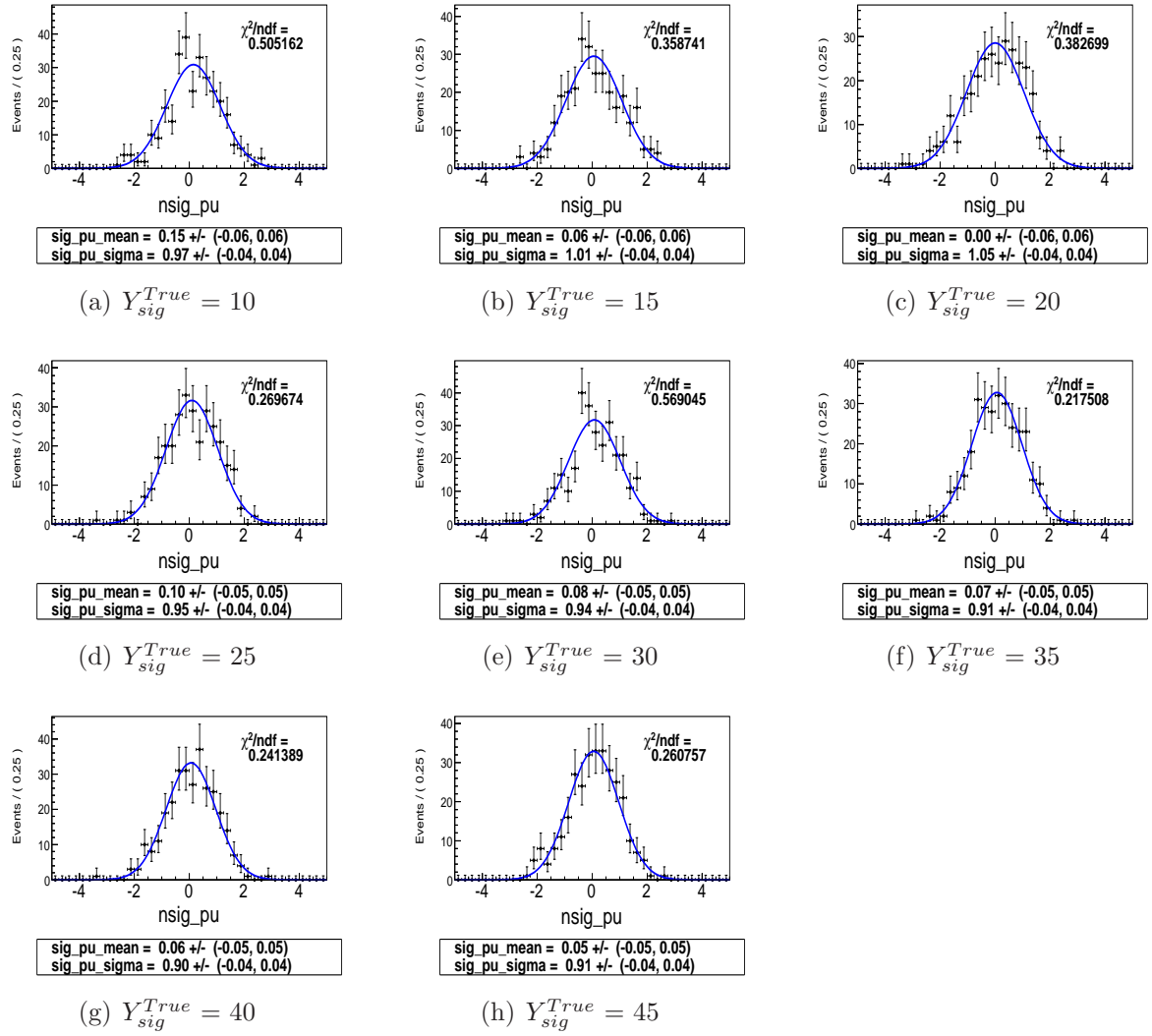


図 6.13: 10~45 のシグナルの数をインプットしたときのプル分布。プル分布はガウシアンでフィットされている。それぞれのプル分布の中央値は0、幅は1と一致している。

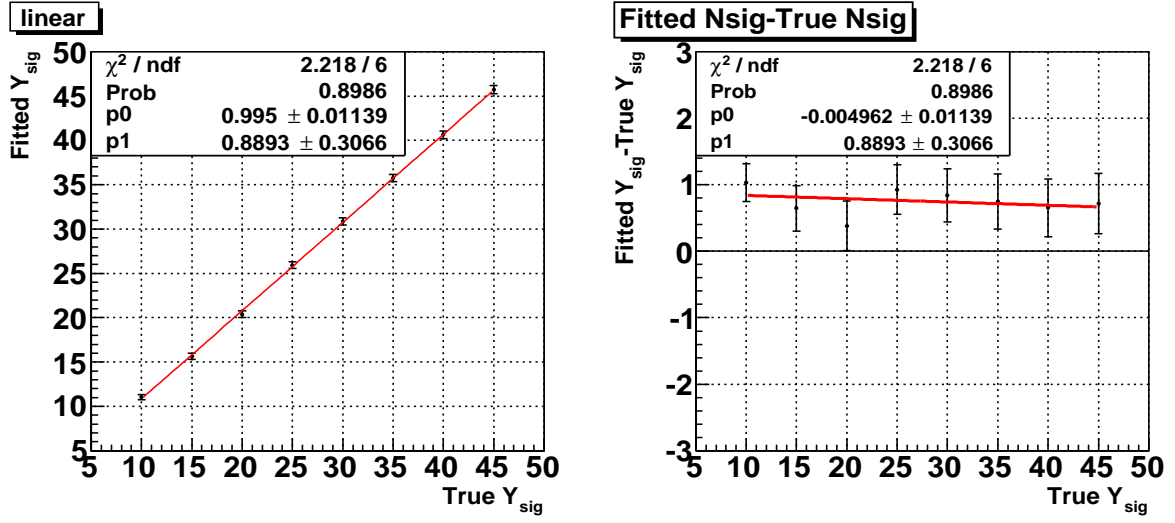


図 6.14: Gsim MC でのリニアリティテストの結果。プロットは  $Y_{sig}^{True}$  をインプットしたときに抽出されたシグナル数の中央値であり、赤線はそれぞれのプロットを直線で  $\chi^2$  フィットした線を表す。このときインプットされた値は、 $Y_{sig}^{True} = 10, 15, \dots, 45$ ,  $Y_{q\bar{q}}^{True} = 2708$ ,  $Y_{B\bar{B}}^{True} = 67$ ,  $Y_{rare}^{True} = 35$ ,  $Y_{non-resonant}^{True} = 2$  である。。

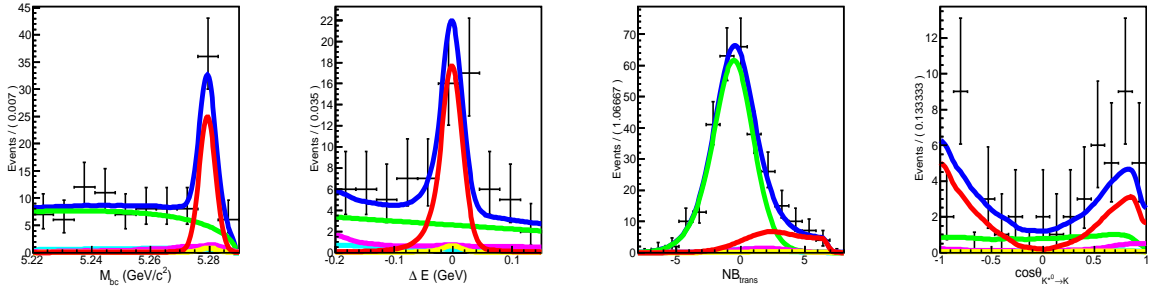


図 6.15: MC における  $M_{bc}$  (1 番左)、 $\Delta E$  (左から 2 番目)、 $NB^{TRANS}$  (左から 3 番目)、及び  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$  (左から 4 番目) の分布。擬似実験データはエラー付きのプロット、4次元フィットの結果は実線で示されている。青線、赤線、緑の線、水色の線、赤紫の線、及び黄色の線は、それぞれ、全ての合計、シグナル、コンテナウム  $q\bar{q}$ 、ジェネリック  $B\bar{B}$ 、レア  $B\bar{B}$ 、及び非共鳴を示す。このとき、 $Y_{sig}^{True} = 40$ ,  $Y_{q\bar{q}}^{True} = 270$ ,  $Y_{B\bar{B}}^{True} = 67$ ,  $Y_{rare}^{True} = 35$ ,  $Y_{non-resonant}^{True} = 2$  がセットされており、これらは MC から予想される値である。このサンプルの場合、4次元フィットは  $42 \pm \frac{9}{8}$  を返し、セットされたシグナル数と一致している。また、シグナルを見えやすくするためにそれぞれの分布は他の分布のシグナル領域によって投影されている。

$$\begin{aligned}
 &M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2, \\
 &-0.10 \text{ GeV} < \Delta E < 0.06 \text{ GeV}, \\
 &2.0 < NB^{TRANS} < 8.0
 \end{aligned}$$

# 第7章 コントロールサンプルによる実験データとMCの補正

## 7.1 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$ 崩壊による実験データとMCの補正

実験データから  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比を測定するにあたり、実験データとMCの差異を埋めるためにコントロールサンプルを用いる。コントロールサンプルは、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$ ,  $\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$ ,  $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ ,  $K^0 \rightarrow K_S^0$ ,  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の崩壊過程を用いる。この崩壊過程は、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊過程と最終状態が似ていることに加えて、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比より崩壊分岐比のオーダーが一つ大きいいため統計量が多く、 $K_S^0$  中間子が寿命を持っているためバックグラウンドの数が少ないことが期待できる。

### 7.1.1 イベントセレクション

$B^0 \rightarrow \eta' K^0$  MCは、 $5.0 \times 10^6$  イベントで生成された。 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  MCでは、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$ ,  $\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$ ,  $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ ,  $K^0 \rightarrow K_S^0$  崩壊、もしくは  $\bar{B}^0$  による崩壊が100%の確率で起こるようにした。なお、 $K_S^0$  はPDGに記載されている確率に従いジェネレータで崩壊させているため、 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  崩壊は100%の確率で起こるわけではない。以下は、コントロールサンプルである  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊に用いられたイベントセレクションである。 $K_S^0$  のセレクション以外のイベントセレクションは、シグナル ( $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊) のイベントセレクションと同じである。

- 荷電粒子の秘跡に  $|dr| < 0.2 \text{ cm}$ 、 $|dz| < 5.0 \text{ cm}$ 、及び  $P_T > 0.1 \text{ GeV}/c$  を要求
- $\eta'$  中間子の再構成に用いられる  $\pi$  中間子のために  $R_K < 0.9$  を要求
- $\eta$  中間子に、 $0.510 \text{ GeV}/c^2 < M_\eta < 0.575 \text{ GeV}/c^2$  の不変質量の領域、 $E_\gamma > 0.1 \text{ GeV}$ 、 $\frac{|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}|}{(E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})} < 0.9$ 、及び  $17.0^\circ < \theta_\gamma < 150.0^\circ$  を要求
- $\eta'$  中間子に、 $0.950 \text{ GeV}/c^2 < M_{\eta'} < 0.965 \text{ GeV}/c^2$  の不変質量の領域を要求
- $K_S^0$  中間子は、Mdst\_vee2 から nisKsFinder を要求 (図 7.1)
- $M_{bc} > 5.22 \text{ GeV}/c^2$
- $-0.20 \text{ GeV} < \Delta E < 0.15 \text{ GeV}$
- シグナル領域:  $M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$  かつ  $-0.10 \text{ GeV} < \Delta E < 0.06 \text{ GeV}$

- Best candidate selection のために各イベントで  $\chi^2 = \chi^2_{\eta'_{\text{vtx}}} + \chi^2_{K_S^0_{\text{vtx}}}$  が最小になる候補を要求

ここで、 $K_S^0$  中間子を再構成するために用いた nisKsFinder は、検出可能な粒子から再構成された寿命が長い中間子の情報が集められたテーブルである Mdst\_vee2 から、 $NB$  を用いて  $K_S^0$  中間子を選別するものであり、90%以上の純度かつ検出効率が約 85%で  $K_S^0$  中間子を得ることができる。

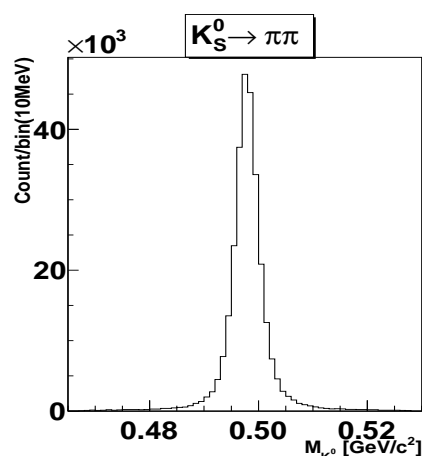


図 7.1:  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  MC における  $K_S^0$  中間子の不変質量分布である。 $K_S^0$  中間子の候補は、Mdst\_vee2 から再構成され、nisKsFinder のセクションを要求された。

### 7.1.2 コンテニウム $q\bar{q}$ の抑制

図 5.3 と図 7.2 を比較すると分かるように、2つ  $NB$  のトレーニングパラメータの分布はとても似ている。したがって、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の実験データと MC の差を精密に測定するために  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の  $NB$  トレーニング結果を  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊に適用し、コンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンドを抑制した。 $NB$  のアウトプットのカットによる実験データと MC の差異を調査するために、シグナルボックス用意した。シグナルボックスは、シグナル領域よりもシグナルの純度が高く、 $M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$  かつ  $|\Delta E| < 0.03 \text{ GeV}$  の領域と定義する。図 7.3 は、シグナルボックスにおける実験データと MC の  $NB$  アウトプットの差異を表す。また、 $NB$  アウトプットを選択する領域によるシグナルの検出効率の実験データと MC の差異については図 7.4 に示してあり、 $NB$  アウトプットに  $-0.3$  以上であることを要求したとき、実験データと MC の差は、 $0.9845 \pm 0.0198$  である。この値は、崩壊分岐比測定の補正值や系統誤差として見積もる。

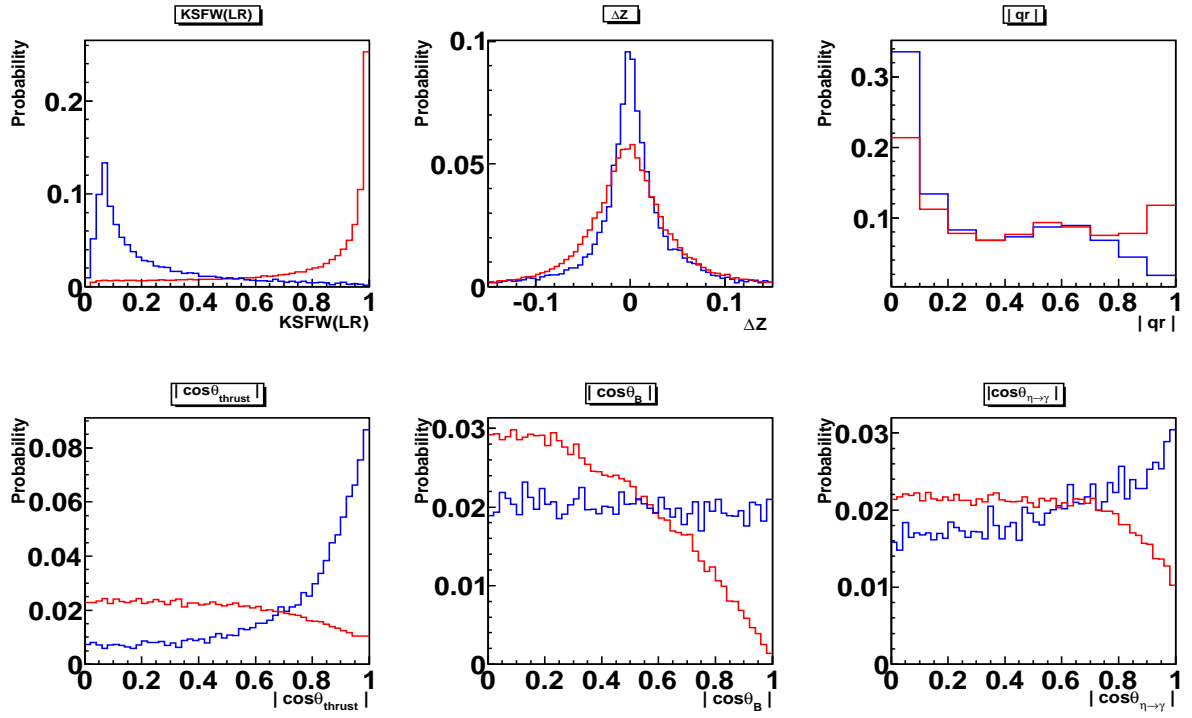


図 7.2:  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊とバックグラウンドを区別するための  $NB$  に使用するパラメータの分布。赤線が  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊、青線がコンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンドを表している。 $NB$  のために  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  MC を  $5.0 \times 10^5$  イベントとコンテニウム  $q\bar{q}$  MC を 3 ストリーム用意した。この図と図 5.3 を比較すると、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊と  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の  $NB$  のパラメータの分布はほとんど同じであることが確認できるので、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊のためのコンテニウム  $q\bar{q}$  の抑制には  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊によってトレーニングされた  $NB$  を適用した。



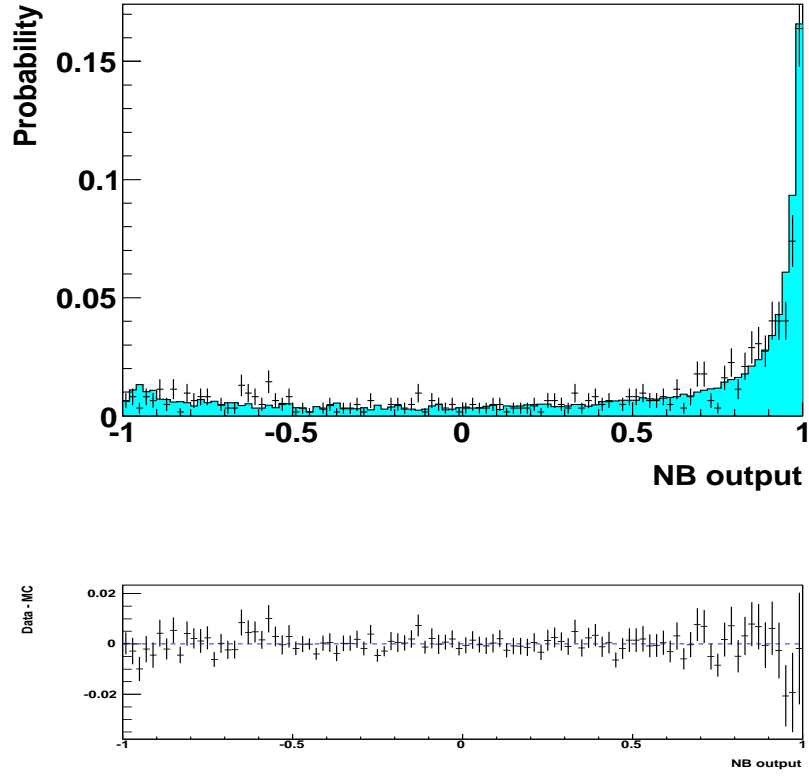


図 7.3: 上図は、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊のシグナルボックスにおける  $NB$  アウトプットの実験データと MC の分布を示し、プロットが実験データであり、水色で染められた領域が MC である。下図は、各ビンで (実験データの値 - MC の値) を実行した分布である。

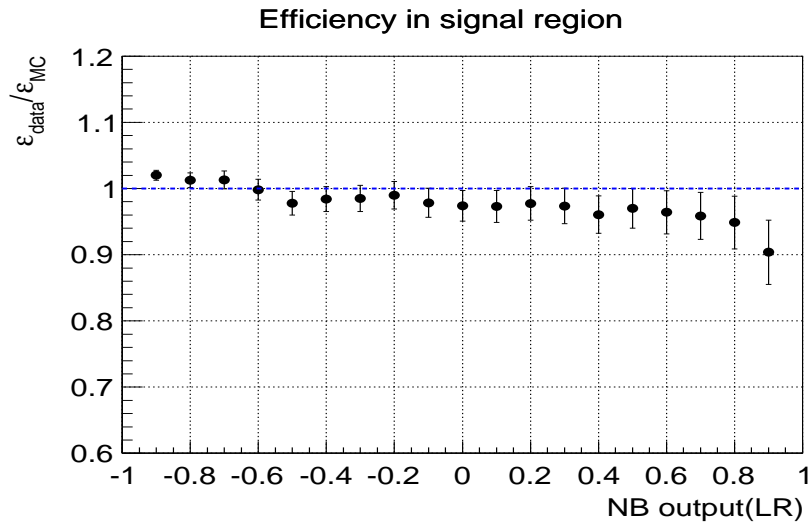


図 7.4:  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊のシグナルボックスにおける実験データと MC の検出効率の差異のエラー付きのグラフを示す。 $NB$  アウトプットが  $-0.3$  のとき、シグナルの純度は 95.37% であり、比率  $r = 0.9845 \pm 0.0198$  である。

### 7.1.3 MCサンプルへのフィット

$M_{bc}$ 、 $\Delta E$ 、及び  $NB^{TRANS}$  のために、クリスタルボール関数、クリスタルボール + 非対称なガウシアン、及びダブルガウシアンをそれぞれに用いた。これらの確率密度関数は、シグナルである  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  と同じである。 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  MCサンプルに対して、 $M_{bc}$ 、 $\Delta E$ 、及び  $NB^{TRANS}$  に1次元フィットを実行し、その結果を図7.5、図7.6、図7.7に示す。また、このモードはMCから予想されるジェネリック  $B\bar{B}$  からの寄与がとても小さい(平均: 4 イベント/1 ストリーム) ので、コンテニウム  $q\bar{q}$  とジェネリック  $B\bar{B}$  の2つで1つの成分として確率密度関数を決めている。

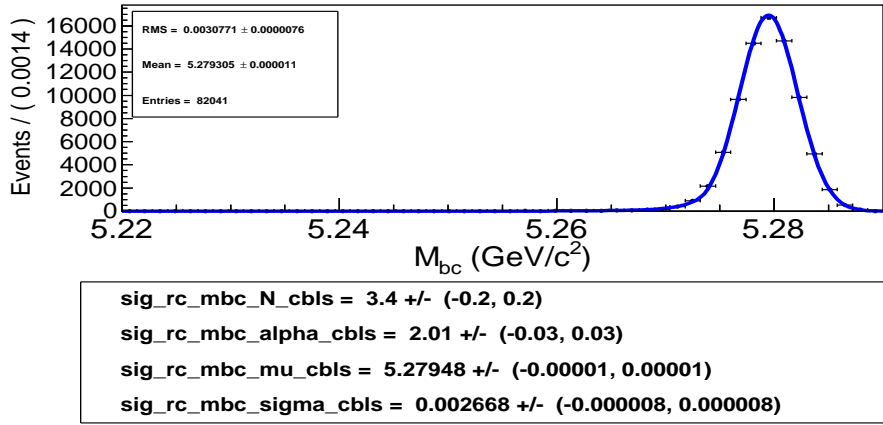


図 7.5:  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  MCにおける  $M_{bc}$  分布へのフィット。MCはエラー付きのプロット、1次元フィットの結果は実線で示されている。

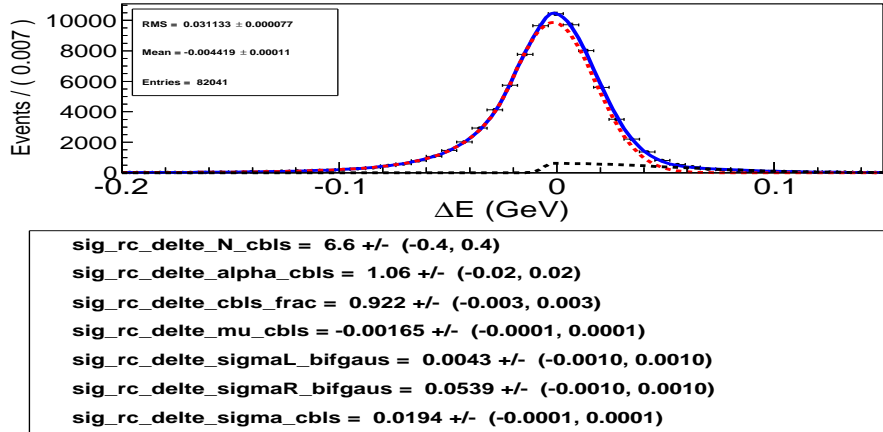


図 7.6:  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  MCにおける  $\Delta E$  分布へのフィット。MCはエラー付きのプロット、1次元フィットの結果は実線で示されている。

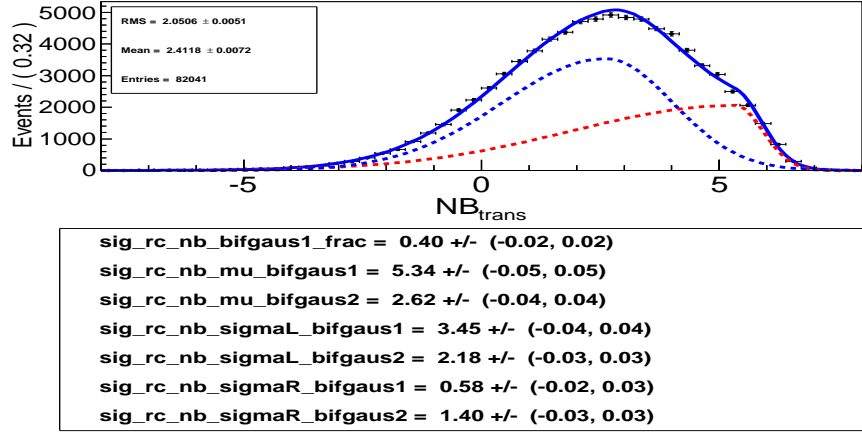


図 7.7:  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  MCにおける  $NB^{TRANS}$  分布へのフィット。MCはエラー付きのプロット、1次元フィットの結果は実線で示されている。

#### 7.1.4 実験データへのフィット・補正値の見積り

MCから得られた確率密度関数を用いて実験データの  $M_{bc}$  分布に1次元フィットを実行する。図 7.8 は、 $M_{bc}$  へのフィットの結果である。 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊のためにクリスタルボール関数の2つのパラメータ ( $\alpha$  &  $n$ ) はMCの値に固定された。バックグラウンドの成分のために、コンテニウム  $q\bar{q}$ + ジェネリック  $B\bar{B}$  にはアーガス関数を、レア  $B\bar{B}$  にはヒストグラム関数を用いた。

MCから得られた確率密度を用いて実験データの  $\Delta E$  分布に1次元フィットする。図 7.9 は、 $\Delta E$  へのフィットの結果である。 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊のためにクリスタルボール関数の2つのパラメータ ( $\alpha$  &  $n$ ) と非対称なガウシアン2つのパラメータ ( $\sigma_L$  &  $\sigma_R$ ) はMCの値に固定された。また、クリスタルボール関数と非対称なガウシアンの比率もMCの値に固定された。バックグラウンドの成分のために、コンテニウム  $q\bar{q}$ + ジェネリック  $B\bar{B}$  にはチェビシェフ関数を、レア  $B\bar{B}$  にはヒストグラム関数を用いた。

MCから得られた確率密度を用いて、 $M_{bc}$  と  $\Delta E$  のシグナル領域を適用された実験データの  $NB^{TRANS}$  分布に1次元フィットする。図 7.10 は  $NB^{TRANS}$  へのフィットの結果である。 $NB^{TRANS}$  の確率密度関数の補正値を得るために、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊の2つ非対称なガウシアンのパラメータ ( $\sigma_L$  (AG<sub>2</sub>) &  $\sigma_R$  (AG<sub>2</sub>)) と2つの非対称なガウシアンの比率をMCの値に固定した。バックグラウンドの成分であるコンテニウム  $q\bar{q}$ + ジェネリック  $B\bar{B}$  にはダブルガウシアンを、レア  $B\bar{B}$  にはヒストグラム関数を用いた。また、コンテニウム  $q\bar{q}$ + ジェネリック  $B\bar{B}$  のイベント数は、実験データの  $\Delta E$  のサイドバンド領域 ( $-0.20 \text{ GeV} < \Delta E < -0.12 \text{ GeV}$ , 及び  $0.08 \text{ GeV} < \Delta E < 0.15 \text{ GeV}$ ) を用いて得た数で固定した。(図 7.11) このとき、 $\Delta E$  は  $M_{bc}$  のシグナル領域を要求している。これは、 $NB^{TRANS}$  分布の場合、 $M_{bc}$  分布や  $\Delta E$  分布と異なり、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊とバックグラウンドの確率密度関数が非常に似ている上に、混じり合った状態にあるため、バックグラウンドのイベント数を固定しないと、求めたい  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊のための確率密度関数の補正値を正確に得ることができないからである。

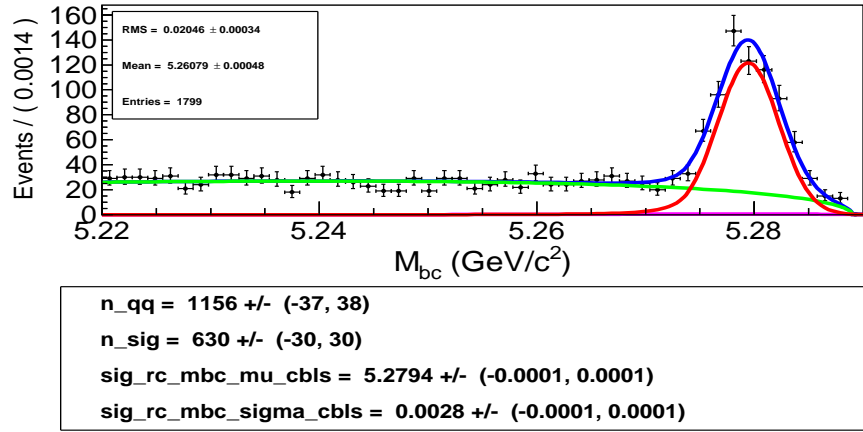


図 7.8:  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊での実験データにおける  $M_{bc}$  分布への 1 次元フィットの結果である。実験データはエラー付きのプロット、1 次元フィットの結果は実線で示されている。青線、赤線、緑の線、及び赤紫の線は、それぞれ、全ての合計、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊、コンテニウム  $q\bar{q}$ + ジェネリック  $B\bar{B}$ 、及びレア  $B\bar{B}$  を示す。

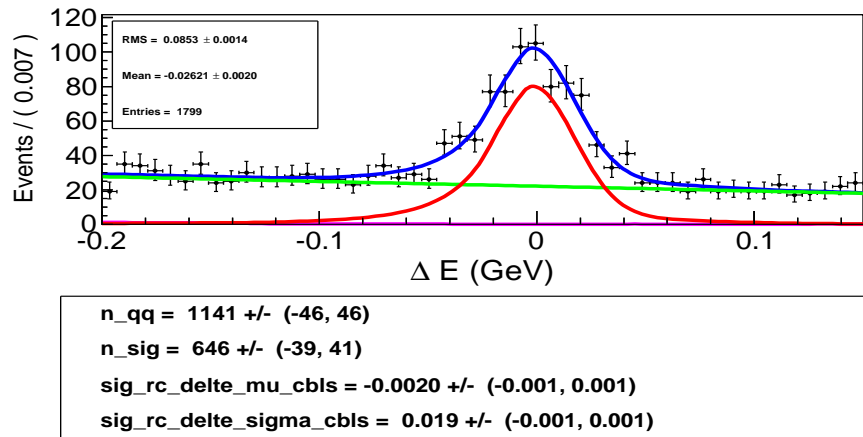


図 7.9:  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊での実験データにおける  $\Delta E$  分布への 1 次元フィットの結果である。実験データはエラー付きのプロット、1 次元フィットの結果は実線で示されている。青線、赤線、緑の線、及び赤紫の線は、それぞれ、全ての合計、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊、コンテニウム  $q\bar{q}$ + ジェネリック  $B\bar{B}$ 、及びレア  $B\bar{B}$  を示す。

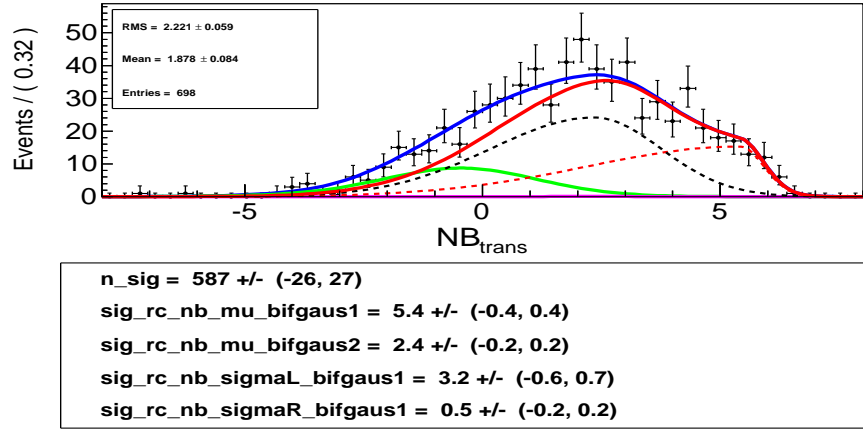


図 7.10:  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊での実験データにおける  $NB^{TRANS}$  分布への 1 次元フィットの結果である。実験データはエラー付きのプロット、1 次元フィットの結果は実線で示されている。青線、赤線、緑の線、及び赤紫の線は、それぞれ、全ての合計、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊、コンテニウム  $q\bar{q}$ + ジェネリック  $B\bar{B}$ 、及び  $B\bar{B}$  を示す。赤の点線、黒の点線は、それぞれ、シグナルの確率密度関数の 2 つ AG を示す。

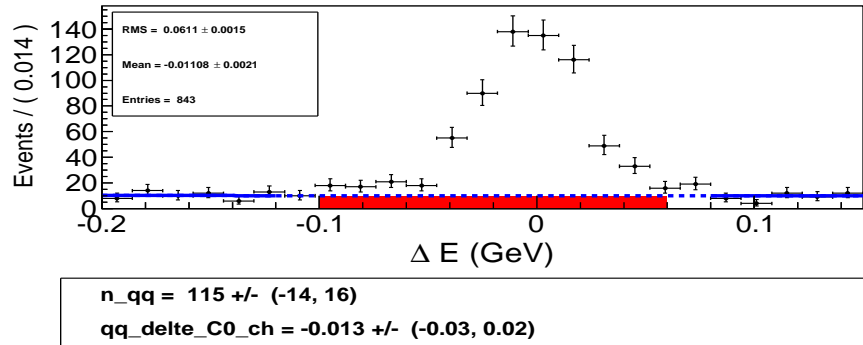


図 7.11:  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊での実験データにおける  $M_{bc}$  のシグナル領域を要求した後の  $\Delta E$  分布への 1 次元フィットの結果である。実験データはエラー付きのプロット、1 次元フィットの結果は実線で示されている。青線と赤で染められた面積はコンテニウム  $q\bar{q}$ + ジェネリック  $B\bar{B}$  と  $\Delta E$  のシグナル領域のコンテニウム  $q\bar{q}$ + ジェネリック  $B\bar{B}$  のイベント数を示す。 $\Delta E$  分布のサイドバンド領域のみでコンテニウム  $q\bar{q}$ + ジェネリック  $B\bar{B}$  の確率密度関数である 1 次のチェビシェフ関数のパラメータを決定した。フィットによって決定された関数より、 $M_{bc}$  のシグナル領域を要求された実験データの  $\Delta E$  のシグナル領域にあるコンテニウム  $q\bar{q}$ + ジェネリック  $B\bar{B}$  のイベント数は、115 イベントとなった。

上記の結果から実験データと MC の補正値を算出し、実験データから  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊を抽出するために 4 次元フィットを実行するときの補正値として用いる。表 7.1、表 7.2、及び表 7.3 は、それぞれ  $M_{bc}$ 、 $\Delta E$ 、及び  $NB^{TRANS}$  のための補正値をまとめている。これは図 7.5 と図 7.8、図 7.6 と図 7.9、もしくは図 7.7 と図 7.10 を比較することで算出さ

れた。中央値の補正值は実験データと MC の値の差、幅の補正值は実験データと MC の値の比率で求めており、それぞれの誤差は誤差伝播の法則に従っている。

パラメータ (GeV/c <sup>2</sup> )	MC	実験データ	補正值
$\mu$ (C.B)	$5.2795 \pm 0.0000$	$5.2794 \pm 0.0001$	$-0.0001 \pm 0.0001$
$\sigma$ (C.B)	$(2.6681 \pm 0.0081) \times 10^{-3}$	$(2.8055 \pm 0.1313) \times 10^{-3}$	$1.0515 \pm 0.0493$

表 7.1:  $M_{bc}$  の補正值のまとめ。

パラメータ (GeV)	MC	実験データ	補正值
$\mu$ (C.B) ( $=\mu$ (AG))	$(-1.6514 \pm 0.1325) \times 10^{-3}$	$(-2.0211 \pm 1.3368) \times 10^{-3}$	$-0.3697 \pm 1.3443$
$\sigma$ (C.B)	$(1.9391 \pm 0.0129) \times 10^{-2}$	$(1.9358 \pm 0.1488) \times 10^{-2}$	$0.9983 \pm 0.0770$

表 7.2:  $\Delta E$  の補正值のまとめ。

パラメータ	MC	実験データ	補正值
$\mu$ (AG1)	$5.3361 \pm 0.0499$	$5.4180 \pm 0.4357$	$+0.0819 \pm 0.4385$
$\mu$ (AG2)	$2.6184 \pm 0.0417$	$2.3535 \pm 0.2398$	$-0.2649 \pm 0.2434$
$\sigma_L$ (AG1)	$3.4481 \pm 0.0431$	$3.1944 \pm 0.6974$	$0.9264 \pm 0.2026$
$\sigma_R$ (AG1)	$(5.8055 \pm 0.2574) \times 10^{-1}$	$(5.0061 \pm 2.2296) \times 10^{-1}$	$0.8623 \pm 0.3979$

表 7.3:  $NB^{TRANS}$  の補正值のまとめ。

### 7.1.5 MCサンプルを用いた3次元フィット

すでに精密に測定されている  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊の崩壊分岐比を求め、PDG の値と比較し解析手順が正しいことを確認するために実験データに対して3次元フィットを実行する。その前段階として、MCを用いて3次元フィットの確率密度関数を決定する。3次元フィットは  $M_{bc}$ 、 $\Delta E$ 、及び  $NB^{TRANS}$  から成り立っており、表 7.4 にそれぞれに使用された関数とそのパラメータがまとめられている。 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊の  $M_{bc}$ 、 $\Delta E$ 、及び  $NB^{TRANS}$  に使用されている確率密度関数は  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊と同じである。図 7.12 から図 7.15 は3次元フィットの結果を示す。

種類	成分	確率密度関数	パラメータ	値 (固定・変動)
$B^0 \rightarrow \eta' K^0$ (RC)	Yield	-	-	(変動)
	$M_{bc}$	C.B	$\mu$	5.2795 (固定)
			$\sigma$	0.0026682 (固定)
			$\alpha$	2.0057 (固定)
			$n$	3.4142 (固定)
	$\Delta E$	C.B + AG	$\mu$ (C.B) (= $\mu$ (AG))	-0.00165121 (固定)
			$\sigma$ (C.B)	0.019391 (固定)
			$\alpha$ (C.B)	1.0641 (固定)
			$n$ (C.B)	6.6115 (固定)
			$\sigma_L$ (AG)	0.0043195 (固定)
			$\sigma_R$ (AG)	0.053931 (固定)
			$f$ (C.B)	0.92239 (固定)
	$NB^{TRANS}$	AG <sub>1</sub> + AG <sub>2</sub>	$\mu$ (AG <sub>1</sub> )	5.3359 (固定)
			$\sigma_L$ (AG <sub>1</sub> )	3.4479 (固定)
			$\sigma_R$ (AG <sub>1</sub> )	0.58064 (固定)
			$\mu$ (AG <sub>2</sub> )	2.6183 (固定)
			$\sigma_L$ (AG <sub>2</sub> )	2.1776 (固定)
			$\sigma_R$ (AG <sub>2</sub> )	1.4018 (固定)
			$f$ (AG <sub>1</sub> )	0.39580 (固定)
$B^0 \rightarrow \eta' K^0$ (SCF)	$M_{bc}$	Hist	Smooth (4)	(固定)
	$\Delta E$	Hist	Smooth (4)	(固定)
	$NB^{TRANS}$	Hist	Smooth (4)	(固定)
コンテニウム $q\bar{q}$ + ジェネリック $B\bar{B}$	Yield	-	-	(変動)
	$M_{bc}$	Argus	Cutoff	5.2890 (固定)
			$a$	-26.6949 (変動)
	$\Delta E$	A1	$C0$	-0.212228 (変動)
			$\mu$ (G <sub>1</sub> )	-0.417593 (変動)
			$\sigma$ (G <sub>1</sub> )	1.5479 (変動)
			$\mu$ (G <sub>2</sub> ) - $\mu$ (G <sub>1</sub> )	-1.53297 (固定)
			$\sigma$ (G <sub>2</sub> ) / $\sigma$ (G <sub>1</sub> )	3.6147 (固定)
			$f$ (G <sub>1</sub> )	0.56469 (固定)
レア $B\bar{B}$	Yield	-	-	(固定)
	$M_{bc}$	Hist	Smooth (4)	(固定)
	$\Delta E$	Hist	Smooth (4)	(固定)
	$NB^{TRANS}$	AG	$\mu$	2.4120 (固定)
			$\sigma_L$	2.5498 (固定)
			$\sigma_R$	1.8397 (固定)



表 7.4: それぞれの成分のための  $\Delta E$ 、 $M_{bc}$ 、及び  $NB^{TRANS}$  の確率密度関数とそのパラメータ。G、AG、C.B、Argus、Al、及び Hist はそれぞれ、ガウシアン、非対称なガウシアン、クリスタルボール関数、アーガス関数、 $l$  次のチェビシェフ関数、及びヒストグラム関数を示す。固定、変動は MC で最適化された値を 3 次元フィットときに固定するかどうかを意味する。

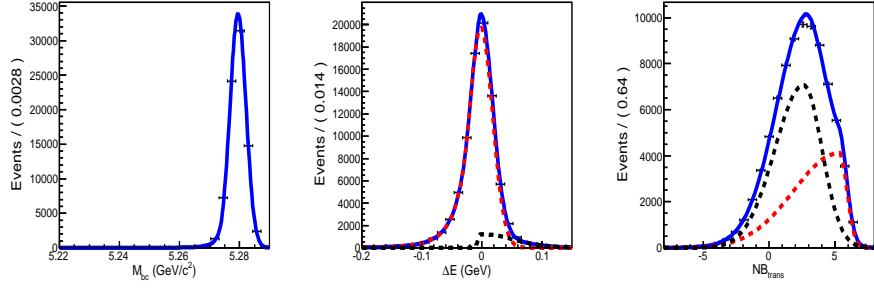


図 7.12:  $B^0 \rightarrow \eta'K^0$  MC(RC) における  $M_{bc}$ (1 番左)、 $\Delta E$ (左から 2 番目)、及び  $NB^{TRANS}$ (左から 3 番目) の分布。MC はエラー付きのプロット、3 次元フィットの結果は実線で表される。

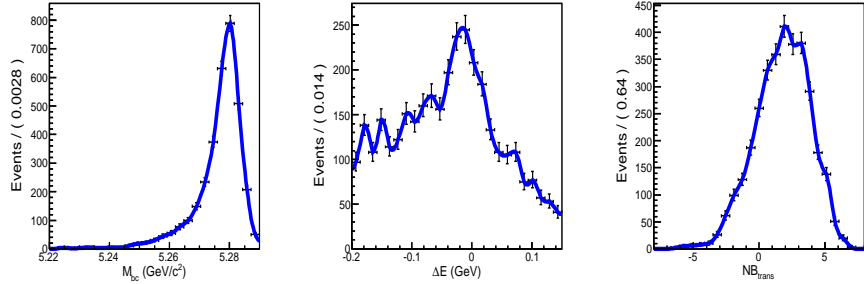


図 7.13:  $B^0 \rightarrow \eta'K^0$  MC(SCF) における  $M_{bc}$ (1 番左)、 $\Delta E$ (左から 2 番目)、及び  $NB^{TRANS}$ (左から 3 番目) の分布。MC はエラー付きのプロット、3 次元フィットの結果は実線で表される。

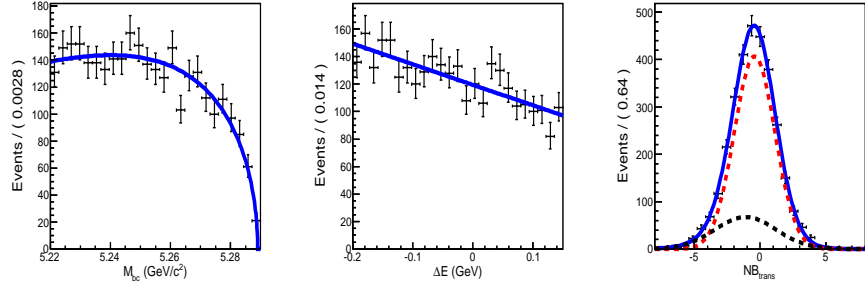


図 7.14: コンテニウム  $q\bar{q}$  MC+ ジェネリック  $B\bar{B}$  MC における  $M_{bc}$ (1 番左)、 $\Delta E$ (左から 2 番目)、及び  $NB^{TRANS}$ (左から 3 番目) の分布。MC はエラー付きのプロット、3次元フィットの結果は実線で表される。

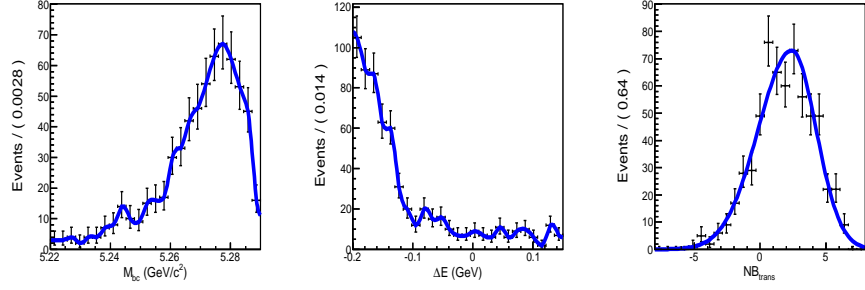


図 7.15: レア  $B\bar{B}$  MC における  $M_{bc}$ (1 番左)、 $\Delta E$ (左から 2 番目)、及び  $NB^{TRANS}$ (左から 3 番目) の分布。MC はエラー付きのプロット、3次元フィットの結果は実線で表される。

### 7.1.6 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$ 崩壊の崩壊分岐比測定

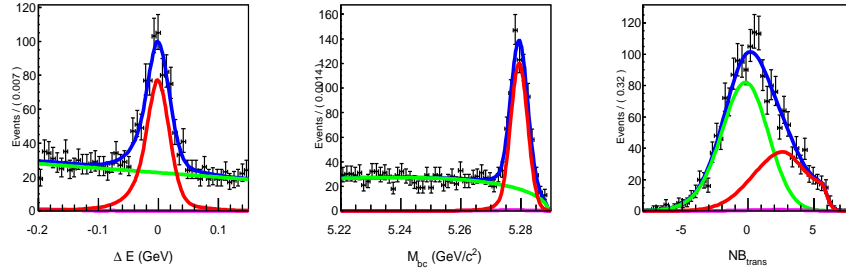
$B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊の崩壊分岐比を算出するために、実験データと MC の補正値を適用した 3次元フィット ( $M_{bc}$ 、 $\Delta E$ 、及び  $NB^{TRANS}$ ) を実験データに対して実行した。図 7.16 はその結果を示す。

$B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊の崩壊分岐比は、

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^0) &= \frac{Y_{B^0 \rightarrow \eta' K^0}}{N_{B\bar{B}} \times \varepsilon_{rec} \times \varepsilon_{R_{q\bar{q}}} \times PID_{corr} \times BF_{sub}} \\ &= (5.7 \pm 0.3) \times 10^{-5} \end{aligned} \quad (7.1)$$

と定義される。ここで、

- $Y_{B^0 \rightarrow \eta' K^0} = 621 \pm 27$  (図 7.16)
- $N_{B\bar{B}} = (771.581 \pm 10.566) \times 10^6$
- $\varepsilon_{rec} = (85364 \pm 292)/5 \times 10^6 = 0.1707 \pm 0.0006$




---

n_sig	=	621.15	+/-	(-26.477 , 27.167 )
n_qqbb	=	1164.8	+/-	(-35.336 , 36.055 )
qq_delte_C0_ch	=	-0.198529	+/-	(-0.050872, 0.051296)
qq_mbc_argpar_argus	=	-25.9338	+/-	(-4.6021 , 4.6216 )
qq_nb_mu_gaus1	=	-0.0790964	+/-	(-0.078883, 0.077539)
qq_nb_sigma_gaus1	=	1.6862	+/-	(-0.067412, 0.066707)

---

図 7.16: 実験データにおける  $M_{bc}$ (1 番左)、 $\Delta E$ (左から 2 番目)、及び  $NB^{TRANS}$ (左から 3 番目) の分布。実験データはエラー付きのプロット、3 次元フィットの結果は実線で示されている。青線、赤線、緑の線、及び赤紫の線は、それぞれ、全ての合計、シグナル、コンテニウム  $q\bar{q}$ + ジェネリック  $B\bar{B}$ 、及びレア  $B\bar{B}$  を示す。

- $\varepsilon_{R_{q\bar{q}}} = 0.9845 \pm 0.0198$  (図 7.4)
- $PID_{corr} = 0.9907 \pm 0.0188$  (実験データと MC の PID のための補正值)
- $BF_{\eta' \rightarrow \eta\pi\pi} = 43.4 \pm 0.7\%$  (PDG)
- $BF_{\eta \rightarrow \gamma\gamma} = 39.3 \pm 0.2\%$  (PDG)
- $BF_{K^0 \rightarrow K_S^0} = 50\%$  (PDG)

である。

本研究で得た  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^0) = (5.7 \pm 0.3) \times 10^{-5}$  と世界平均である  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^0)_{\text{PDG}} = (6.6 \pm 0.4) \times 10^{-5}$  を比較すると、我々の結果は世界平均と同一であると言える。なお、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  の崩壊分岐比は、世界平均と同一になることが確認できれば良いので、系統誤差は詳しく見積もっていない(ここでの誤差は上記の誤差のみとした)。

## 7.2 $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$ 崩壊による実験データと MC の補正

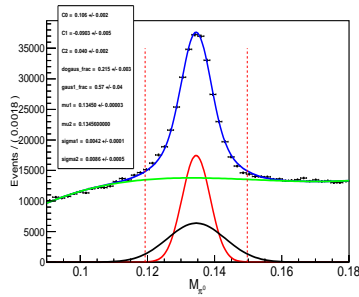
$B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊を抽出するための 4 次元フィットの確率密度関数の実験データと MC の補正值をコントロールサンプルである  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊から得た。しかしながら、 $\Delta E$  の幅が MC の値の方が実験データの値より大きくなる結果(エラーの範囲内で一

致) となった。Belle 実験の他の解析によると、一般的に  $\Delta E$  の幅は実験データの方が大きくなっている。これは MC では考慮されなかった効果があるため、実験データの方が検出器の分解能が悪いことが原因であると考えられる。したがって、新たに  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$ ,  $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  崩壊のコントロールサンプルを用いて、実験データと MC の  $\Delta E$  の幅を確認する。この崩壊過程は  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊の崩壊過程よりも崩壊分岐比が大きいことが過去の測定より分かっているため、 $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊よりも統計的に有意に  $\Delta E$  の幅を確認することができると考えられる。

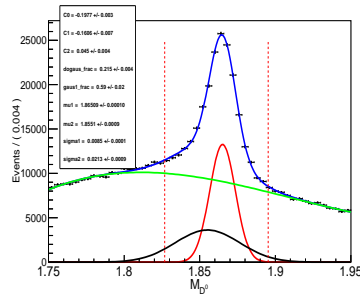
## 7.2.1 イベントセレクション

以下のイベントセレクションのための  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  MC を  $5.0 \times 10^6$  イベントで生成した。

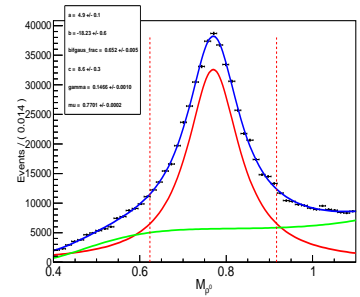
- 荷電粒子の飛跡に  $|dr| < 0.2 \text{ cm}$ ,  $|dz| < 5.0 \text{ cm}$ , 及び  $P_T > 0.1 \text{ GeV}/c$  を要求
- $D^0$  中間子の再構成に用いられる  $K$  中間子に  $R_K > 0.1$  を、 $\pi$  中間子に  $R_K < 0.9$  を要求
- $\rho^0$  中間子の再構成に用いられる  $\pi$  中間子に  $R_K < 0.4$  を要求
- $\pi^0$  中間子に、 $0.116 \text{ GeV}/c^2 < M_{\pi^0} < 0.153 \text{ GeV}/c^2$  の不変質量の領域 (図 7.17 (a)),  $E_\gamma > 50 \text{ MeV}$ ,  $\frac{|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}|}{(E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})} < 0.9$ ,  $17.0^\circ < \theta_\gamma < 150.0^\circ$ , 及び  $\chi_{\pi^0}^2 < 30$  を要求
- $D^0$  中間子に、 $1.827 \text{ GeV}/c^2 < M_{D^0} < 1.895 \text{ GeV}/c^2$  の不変質量の領域を要求 (図 7.17 (b))
- $\rho^0$  中間子に、 $0.623 \text{ GeV}/c^2 < M_{\rho^0} < 0.917 \text{ GeV}/c^2$  の不変質量の領域を要求 (図 7.17 (c))
- $M_{bc} > 5.22 \text{ GeV}/c^2$
- $-0.20 \text{ GeV} < \Delta E < 0.15 \text{ GeV}$
- Best candidate selection ために各イベントで  $\chi^2 = \chi_{D^0 \text{ vtx}}^2 + \chi_{\rho^0 \text{ vtx}}^2$  が最小になる候補を要求



(a)  $\pi^0$  中間子の不変質量分布はダブルガウシアン (赤線と黒線) と 3 次のチェビシェフ関数 (緑線) でフィットされた。



(b)  $D^0$  中間子の不変質量分布はダブルガウシアン (赤線と黒線) と 3 次のチェビシェフ関数 (緑線) でフィットされた。



(c)  $\rho^0$  中間子の不変質量分布はブライトウィグナー (赤線) と閾値関数 (緑線) でフィットされた。Threshold function =  $(M)^a \times e^{b(M)} + c(M)^2$ 、ここで  $M$  は  $M_{\rho^0}$ -PDG に記載されている 2 つ荷電  $\pi$  中間子の質量の合計値である。

図 7.17: 左から  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  MC における  $\pi^0$  中間子の不変質量分布、 $D^0$  中間子の不変質量分布、及び  $\rho^0$  中間子の不変質量分布を示す。赤の点線はそれぞれの不変質量の要求する範囲を示している。 $\pi^0$  中間子と  $D^0$  中間子 ( $\rho^0$  中間子) の質量領域はダブルガウシアンの  $2.5\sigma$  領域 (ブライトウィグナーの  $1\Gamma$  の領域) と一致する。

イベントセレクションのあと、コンテニウム  $q\bar{q}$  イベントを抑制するために KSFW(LR)  $> 0.5$  (図 7.18) を要求した。

## 7.2.2 MC と実験データへのフィット

10 ストリームのジェネリック  $B\bar{B}$  MC と実験データの  $\Delta E$  に 1 次元フィットをするために、クリスタルボール関数と 2 次のチェビシェフ関数を用いた。これらの結果は図 7.19 に示してある。ここで、 $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  MC はイベントセレクションを決定するためだけに使用し、フィットによる  $\Delta E$  の幅の確認はジェネリック  $B\bar{B}$  MC に含まれる  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  を用いた。 $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  の崩壊分岐比は大きいので、ジェネリック  $B\bar{B}$  MC に含まれる  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  崩壊のイベントは十分な数があるからである。また、実験データにフィットするときは、クリスタルボール関数の  $\alpha$  と  $n$  のパラメータは MC の値で固定された。

## 7.2.3 補正值の見積り

図 7.19 から実験データの  $\Delta E$  の幅は MC の幅よりも大きいことが確認できた。 $\Delta E$  のために用いる実験データと MC の補正值は表 7.5 にまとめてある。中央値の補正值は実験データと MC の値の差、幅の補正值は実験データと MC の値の比率で求めており、それぞれの誤差は誤差伝播の法則に従っている。 $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  崩壊の崩壊分岐比は  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊の崩壊分岐比よりも大きいので、 $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  崩壊から得られた補正值の方がより精密である。したがって、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の  $\Delta E$  の中央値と幅を補正するために

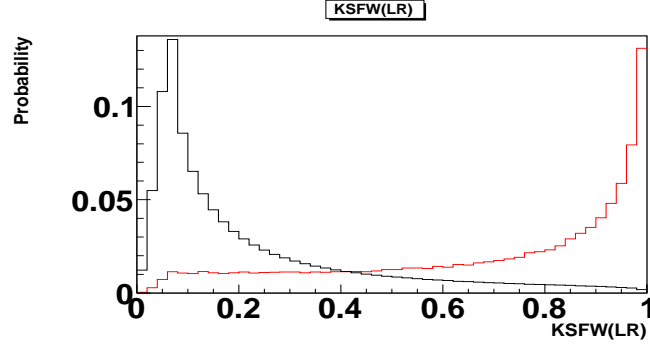
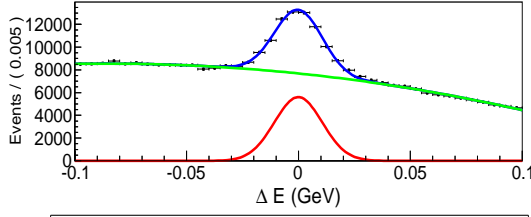


図 7.18: KSFW の尤度比の分布を示す。赤線と黒線はそれぞれ  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  イベントとコンテニウム  $q\bar{q}$  イベントを示す。コンテニウム  $q\bar{q}$  イベントを抑制するために KSFW の尤度比が 0.5 以上を要求する。

$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  崩壊から得られた補正值を使用することにする。 $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  崩壊から  $M_{bc}$  と  $NB^{TRANS}$  の補正值を得ることは難しいため、 $\Delta E$  の補正值は  $B^0 \rightarrow \eta' K^0$  崩壊から得られた補正值を使用する。この理由は、 $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  崩壊の  $M_{bc}$  のシグナル領域にピークがあるバックグラウンドが多くあり、正確に見積もることができない。また、 $NB$  のための  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  崩壊のトレーニングパラメータが  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊のトレーニングパラメータの分布と異なるため、 $NB^{TRANS}$  の補正值を見積もるのにふさわしくないからである (図 7.20)。

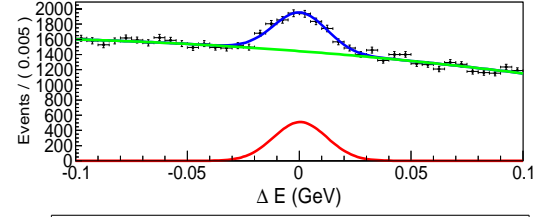
パラメータ (GeV)	MC	実験データ	補正值
$\mu$ (C.B)	$(-0.1075 \pm 0.1434) \times 10^{-3}$	$(0.4066 \pm 0.6738) \times 10^{-3}$	$(0.5141 \pm 0.6889) \times 10^{-3}$
$\sigma$ (C.B)	$(1.0669 \pm 0.0167) \times 10^{-2}$	$(1.1940 \pm 0.0748) \times 10^{-2}$	$1.1191 \pm 0.0723$

表 7.5:  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  崩壊から得られた  $\Delta E$  の補正值。



bkg\_delte\_C0\_ch = -0.2871 +/- 0.003  
 bkg\_delte\_C1\_ch = -0.0841 +/- 0.004  
 sig\_delte\_N\_cbls = 0 +/- 2  
 sig\_delte\_alpha\_cbls = 3.9 +/- 0.7  
 sig\_delte\_mu\_cbls = -0.00011 +/- 0.0001  
 sig\_delte\_sigma\_cbls = 0.0107 +/- 0.0002  
 sig\_frac = 0.093 +/- 0.002

(a) 10 ストリームのジェネリック  $B\bar{B}$  MC



bkg\_delte\_C0\_ch = -0.1588 +/- 0.007  
 bkg\_delte\_C1\_ch = -0.0247 +/- 0.010  
 sig\_delte\_mu\_cbls = 0.0004 +/- 0.0007  
 sig\_delte\_sigma\_cbls = 0.0119 +/- 0.0007  
 sig\_frac = 0.051 +/- 0.004

(b) 実験データ

図 7.19: MC と実験データはエラーバー付きのプロットで表され、1次元フィットの結果は実線によって表されている。赤線と緑線は、それぞれクリスタルボール関数と2次のチェビシェフ関数を示し、青線は2つの関数を足し合わせたものを示す。

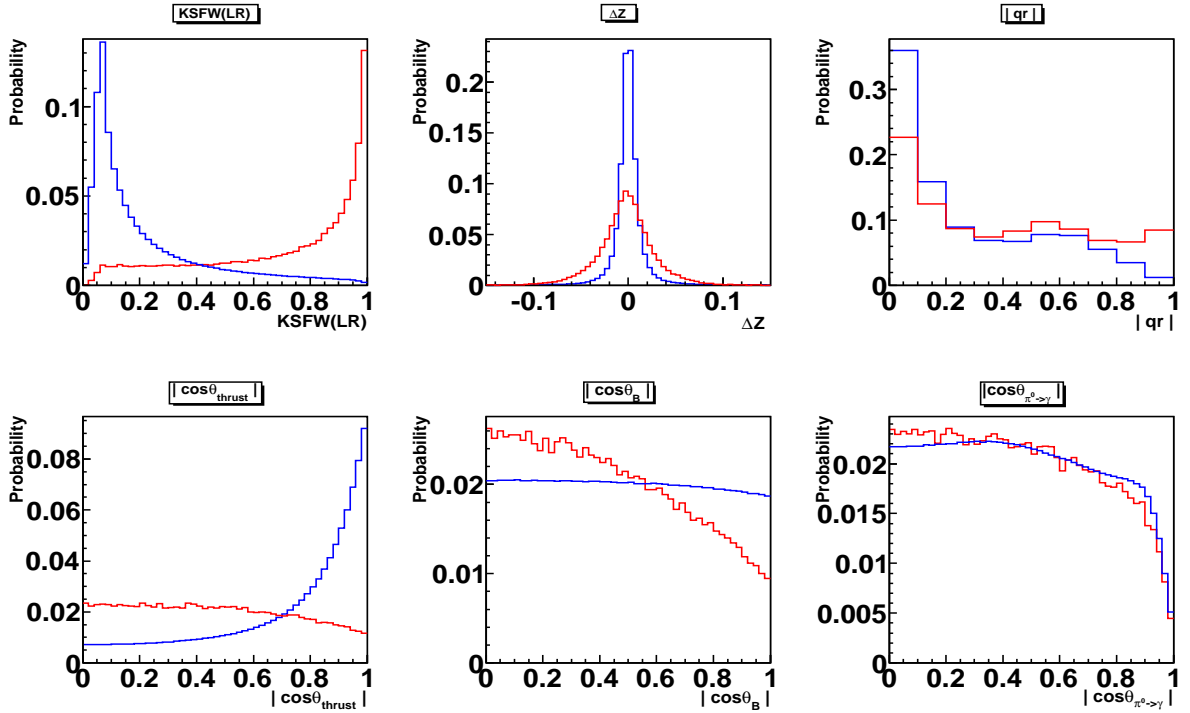


図 7.20:  $NB$  のトレーニングパラメータの分布。赤線と青線は、それぞれ  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  イベントとコンテニウム  $q\bar{q}$  イベントを示す。この図と図 5.3 を比較すると、トレーニングパラメータの分布が異なっていることが分かる。また、 $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  崩壊と  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊では、一つのパラメータ、つまり  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rho^0$  崩壊の  $\cos \theta_{\pi^0 \rightarrow \gamma}$  と  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の  $\cos \theta_{\eta \rightarrow \gamma}$  が異なっている。

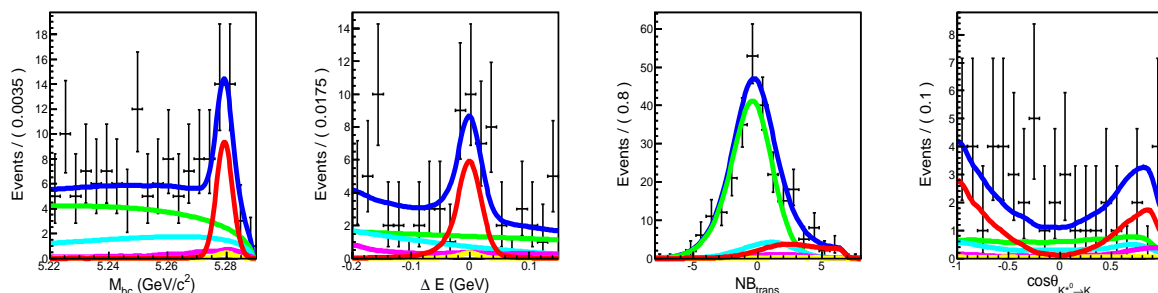


# 第8章 シグナルの抽出

## 8.1 実験データへ4次元フィット

実験データへ4次元フィット ( $\Delta E$ 、 $M_{bc}$ 、 $NB^{TRANS}$ 、及び  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$ ) を実行する。結果は図 8.1 に示されており、シグナルを見えやすくするためにそれぞれの分布は他の分布のシグナル領域によって投影されている。

- $M_{bc} > 5.27 \text{ GeV}/c^2$
- $-0.10 \text{ GeV} < \Delta E < 0.06 \text{ GeV}$
- $2.0 < NB^{TRANS} < 8.0$




---

n_sig	=	31.329	+/-	( -7.6086 , 8.5621 )
n_qq	=	2564.4	+/-	( -92.864 , 94.842 )
n_bb	=	253.29	+/-	( -82.011 , 81.398 )
qq_delte_C0_ch	=	-0.178586	+/-	( -0.038367, 0.039358 )
qq_mbc_argpar_argus	=	-20.0061	+/-	( -3.1439 , 3.1971 )
qq_nb_mu_gaus1	=	-0.275631	+/-	( -0.071859, 0.072513 )
qq_nb_sigma_gaus1	=	1.3659	+/-	( -0.055975, 0.057187 )

---

図 8.1: 実験データにおける  $M_{bc}$  (一番左)、 $\Delta E$  (左から 2 番目)、 $NB^{TRANS}$  (左から 3 番目)、及び  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$  (左から 4 番め目) の分布。実験データはエラー付きのプロット、4次元フィットの結果は実線で示されている。青線、赤線、緑の線、水色の線、赤紫の線、及び黄色の線は、それぞれ、全ての合計、シグナル、コンテニウム  $q\bar{q}$ 、ジェネリック  $B\bar{B}$ 、レア  $B\bar{B}$ 、及び非共鳴を示す。

実験データから抽出されたシグナルは  $31 \pm_8^9$  イベントであり、統計誤差のみでの信号の有意性 ( $\sqrt{-2\ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L}_{\max})}$ ) は、図 8.2 に示されるように  $6.0\sigma$  となった。加えて、 $K^*(892)^0(\bar{K}^*(892)^0)$  中間子が崩壊してできる  $K^+(K^-)$  中間子、もしくは  $\pi^-(\pi^+)$  中間子の電荷から、抽出されたシグナルが  $B$  中間子であるか  $\bar{B}^0$  中間子であるかを判別することができる。その結果、 $B$  中間子は  $19 \pm_5^6$  イベントであり、 $\bar{B}^0$  中間子は  $12 \pm_5^6$  イベントであった。

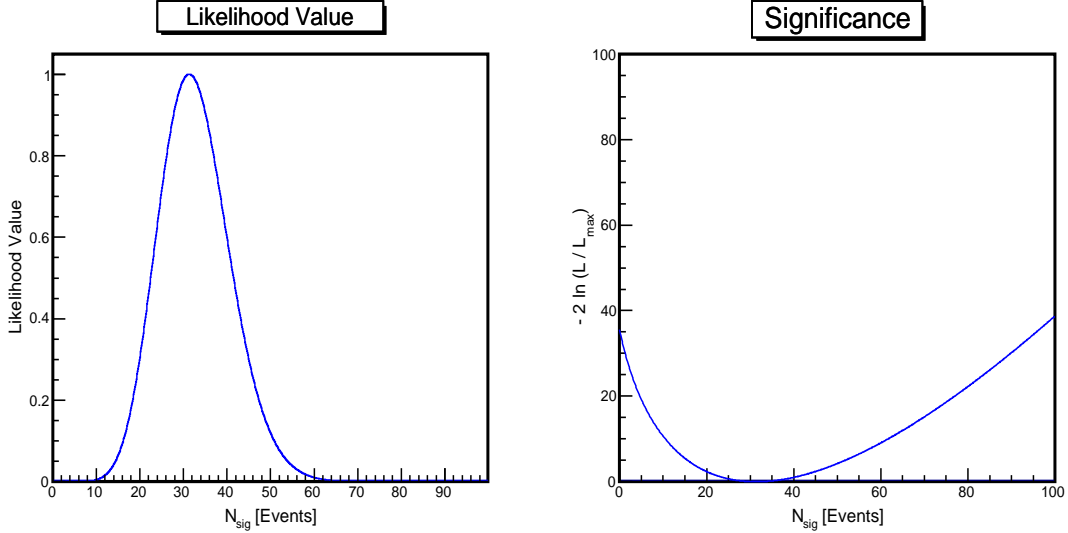


図 8.2: 2 つの図の横軸はシグナルのイベント数を表す。縦軸は尤度関数 (左図)、 $-2\ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L}_{\max})$  (右図) を示す。右図より、統計誤差のみを考慮した場合、シグナルの有意性 ( $\sqrt{-2\ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L}_{\max})}$ ) は  $6.0\sigma$  になることが分かる。

## 8.2 系統誤差

このセクションでは、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比の測定、及び  $\mathcal{A}_{CP}$  の測定についての系統誤差について述べる。

### 8.2.1 崩壊分岐比の測定についての系統誤差

以下は、崩壊分岐比の測定における系統誤差である。

- フィットバイアス

セクション 6.3 で言及したように、Gsim MC を用いて 4 次元フィットのフィットバイアスを既に見積もった。しかし実験データから抽出されたシグナル、コンテニウム  $q\bar{q}$ 、ジェネリック  $B\bar{B}$  のイベント数が MC の予想値と異なったため、それぞれのイベント数を実験データから抽出された数で最適化し、4 次元フィットのバイアスを求める必要があるために 300 擬似実験データを用意した。ここで、シグナル、レア  $B\bar{B}$ 、比共鳴事象は大量に生成された Gsim MC を用いた。シグナルは 300 擬似実験データがそれぞれ独立になるように選ばれている。一方、コンテニウム  $q\bar{q}$  とジェネ

リック  $B\bar{B}$  のイベントは、2つの理由から Toy MC を用いた。一つ目の理由は、コンテニウム  $q\bar{q}$  とジェネリック  $B\bar{B}$  の MC に保存されているイベント数が少ないため、300 擬似実験データ同士で同一イベントが多く存在することである。2つ目は、4次元フィットで固定されていないコンテニウム  $q\bar{q}$  の4つのパラメータを実験データの値で最適化するためである。また、この調査では実験データから得られたそれぞれの値の中央値を用いている。図 8.3 にこの条件における4次元フィットが返したシグナルの数とそのプル分布を示す。シグナルが31 イベントにセットされたとき、4次元フィットは  $31.8 \pm 0.4$  イベント返し、これは2.80%の系統誤差に相当する。

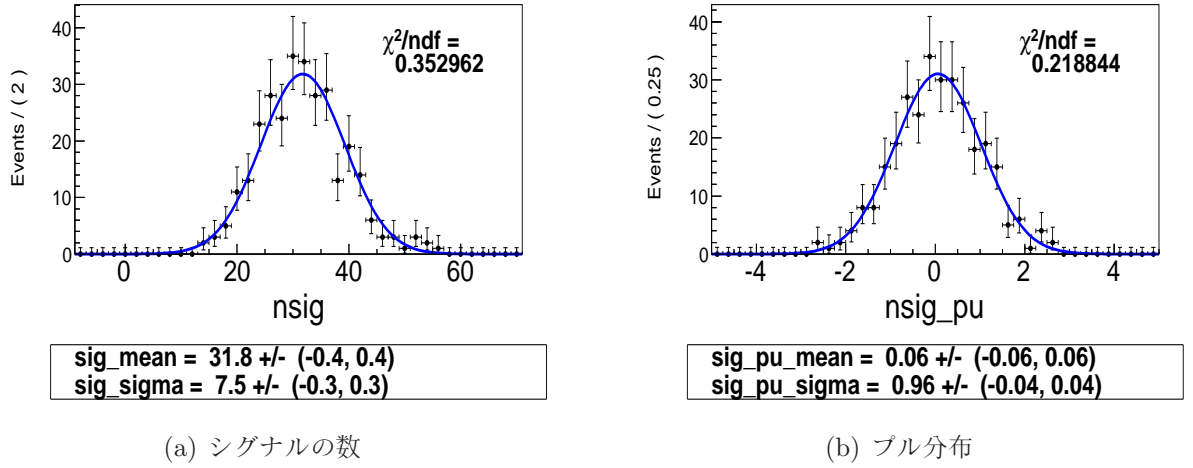


図 8.3: データはエラー付きのプロットで示され、フィット結果は実線で示されている。シグナルが31 イベントでセットされているとき、4次元フィットは  $31.8 \pm 0.4$  イベントを返す。

## ● 確率密度関数のモデル化

シグナルである  $B^0 \rightarrow \eta' K^{*}(892)^0$  崩壊、コンテニウム  $q\bar{q}$ 、ジェネリック  $B\bar{B}$ 、及びレア  $B\bar{B}$  のための確率密度関数の固定されてるパラメータは中央値に固定されているため、系統誤差を見積もる必要がある。そのために、4次元フィットで固定された値を(4次元フィットのパラメータを決定するとき得た)それぞれ  $\pm 1\sigma$  の誤差で振った場合の  $Y_{\eta' K^{*}(892)^0}$  と変化させていない  $Y_{\eta' K^{*}(892)^0}$  と比較し、その変化量  $\Delta Y_{\eta' K^{*}(892)^0}$  を変化させていない  $Y_{\eta' K^{*}(892)^0}$  で割ることにより系統誤差を見積もった。結果は表 8.1、表 8.2、表 8.3、及び表 8.4 に示されていて、それぞれの誤差は2乗和の平方根で足されている。

## ● ヒストグラム関数

ヒストグラム関数は非数値関数のため、それぞれのビンそれぞれのビンの統計誤差である  $\pm \sqrt{N}$  ( $N$  はビンの統計量) で変化させた場合の  $Y_{\eta' K^{*}(892)^0}$  と変化させていない  $Y_{\eta' K^{*}(892)^0}$  と比較し、その変化量を変化させていない  $Y_{\eta' K^{*}(892)^0}$  で割ることにより系統誤差を見積もった。このとき、それぞれの誤差は2乗和の平方根で足されている。

- 確率密度関数のための実験データと MC の補正值

シグナルである  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の  $M_{bc}$ 、 $\Delta E$ 、及び  $NB^{TRANS}$  の確率密度関数に実験データと MC の補正值を与えたが、その値は中央値に固定されているため、系統誤差を見積もる必要がある。そのために、それぞれの補正值をその  $\pm 1\sigma$  の誤差で振った場合の  $Y_{\eta' K^*(892)^0}$  と変化させていない  $Y_{\eta' K^*(892)^0}$  と比較し、その変化量  $\Delta Y_{\eta' K^*(892)^0}$  を変化させていない  $Y_{\eta' K^*(892)^0}$  で割ることにより系統誤差を見積もった。結果は表 8.5、表 8.6、及び表 8.7 に示されていて、それぞれの誤差は 2 乗和の平方根で足されている。

- シグナルの SCF の割合

$B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊における SCF の割合は 0.546% で固定されているため、その値を 0.273% (0.5 倍)、もしくは 0.819% (1.5 倍) した場合の  $Y_{\eta' K^*(892)^0}$  と変化させていない  $Y_{\eta' K^*(892)^0}$  と比較し、その変化量  $\Delta Y_{\eta' K^*(892)^0}$  を変化させていない  $Y_{\eta' K^*(892)^0}$  で割ることにより系統誤差を見積もった。

- レア  $B\bar{B}$  の割合

レア  $B\bar{B}$  バックグラウンドのイベント数は MC から予想されるイベント数 ( $Y_{rareB\bar{B}} = 35$ ) に固定されているため、その値を  $Y_{rareB\bar{B}} = 18$  (0.5 倍)、もしくは  $Y_{rareB\bar{B}} = 53$  (1.5 倍) した場合の  $Y_{\eta' K^*(892)^0}$  と変化させていない  $Y_{\eta' K^*(892)^0}$  と比較し、その変化量  $\Delta Y_{\eta' K^*(892)^0}$  を変化させていない  $Y_{\eta' K^*(892)^0}$  で割ることにより系統誤差を見積もった。

- 非共鳴事象の割合

非共鳴バックグラウンドのイベント数は予想されるイベント数 ( $Y_{non-resonant} = 2$ ) に固定されているため、その値を  $Y_{non-resonant} = 1$  (0.5 倍)、もしくは  $Y_{non-resonant} = 3$  (1.5 倍) した場合の  $Y_{\eta' K^*(892)^0}$  と変化させていない  $Y_{\eta' K^*(892)^0}$  と比較し、その変化量  $\Delta Y_{\eta' K^*(892)^0}$  を変化させていない  $Y_{\eta' K^*(892)^0}$  で割ることにより系統誤差を見積もった。

- シグナル MC の統計量

この誤差は、(RC と SCF の両方を含む) シグナル MC に 4 次元フィットをしたときに返される誤差から生じ、その結果は図 8.4 に示してある。4 次元フィットは、 $14773 \pm 121.5$  イベントを返し、これらの値は全てのカットを適用された後のシグナル MC に含まれるイベント数と、その統計誤差に等しい。

- $\epsilon_{PID}$

この誤差は、実験データと MC における荷電  $K$  中間子と荷電  $\pi$  中間子の PID である  $R_{K,\pi} < 0.9$ 、 $R_{K,\pi} > 0.6$ 、及び  $R_{K,\pi} < 0.4$  の要求によるそれぞれの粒子の検出効率の差異から生じる。系統誤差は  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ 、 $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  から得られ、 $D^{*+}$  中間子が崩壊して生成される  $\pi$  中間子はとても速度が遅い。そのため、 $D$  中間子が崩壊してできる  $K$  中間子と  $\pi$  中間子は  $R_{K,\pi}$  を要求しなくても、速度の遅い  $\pi$  中間子と電荷を比較することで粒子識別をすることができる。このサンプルを用いて得ら

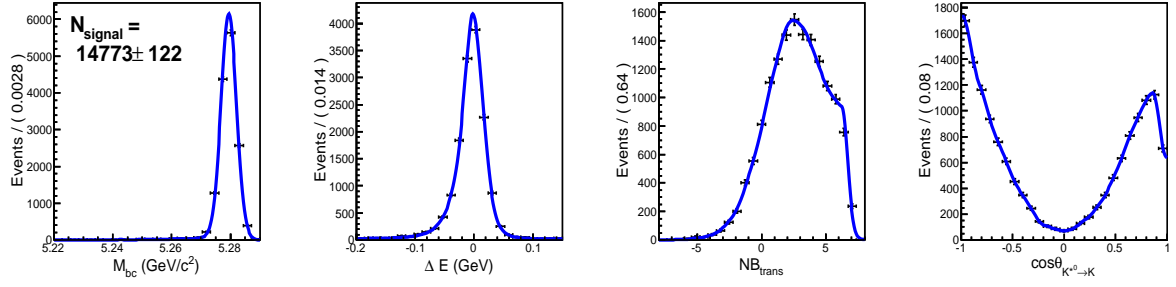


図 8.4: シグナル MC における  $M_{bc}$ (1 番左)、 $\Delta E$ (左から 2 番目)、 $NB^{TRANS}$ (左から 3 番目)、及び  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$ (左から 4 番目) の分布。MC はエラー付きのプロットで示され、4 次元フィットの結果は実線で示されている。

れたデータと MC の検出効率の比率は、 $\varepsilon_{\text{data}}^{\text{track}}/\varepsilon_{\text{MC}}^{\text{track}} = 0.9395 \pm 0.0318$  である。したがって、崩壊分岐比を 0.9395 で補正し、3.38% の系統誤差を加える。

- $\varepsilon_{\eta}$

この誤差は、実験データと MC における光子の検出効率の差異から生じ、 $D^{*+} \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^+$  崩壊から系統誤差は 4.00% であると見積もられた。

- $\varepsilon_{\text{trk}}$

この誤差は、実験データと MC における検出器での荷電粒子の検出効率の差異から生じ、 $D^{*+} \rightarrow D^0(K_S^0\pi^+\pi^-)\pi^+$  崩壊から系統誤差は 1.40%(1 トラックあたり 0.35%) と見積もられた。

- $\varepsilon_{R_{q\bar{q}}}$

この誤差は、 $B^0 \rightarrow \eta'K^0$ ,  $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$ ,  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $K^0 \rightarrow K_S^0$ ,  $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$  崩壊から得られた。 $B^0 \rightarrow \eta'K^*(892)^0$  と同じ  $R_{q\bar{q}}$  を要求し、この要求に対するデータと MC の差異である  $\varepsilon_{\text{data}}/\varepsilon_{\text{MC}} = 0.9845 \pm 0.0198$  を得た (図 7.4)。したがって、崩壊分岐比を 0.9845 で補正し、 $\pm 2.07\%$  の系統誤差を加える。カットによる誤差は、 $\text{error} = \sqrt{\text{efficiency} \times (1 - \text{efficiency})/N}$  で求められ、ここで  $N$  は  $R_{q\bar{q}}$  を要求していないときの  $B^0 \rightarrow \eta'K^0$  MC に含まれるイベント数である。

- $N_{B\bar{B}}$

この誤差は、ルミノシティの誤差より生じ、全データ量は  $N_{B\bar{B}} = (771.581 \pm 10.566) \times 10^6$  であるため、 $\delta N_{B\bar{B}} = 1.37\%$  となる。

表 8.8 に崩壊分岐比の測定のための系統誤差についてまとめる。

シグナルの確率密度関数			
パラメータ		不定性 (%)	
$M_{bc}$	$\mu$	+0.02	-0.03
$M_{bc}$	$\sigma$	+0.18	-0.19
$M_{bc}$	$\alpha$	+0.29	-0.24
$M_{bc}$	$n$	+0.15	-0.10
$\Delta E$	$\mu(C.B)$	+0.09	-0.10
$\Delta E$	$\sigma(C.B)$	+0.22	-0.24
$\Delta E$	$\alpha(C.B)$	+0.10	-0.11
$\Delta E$	$n(C.B)$	+0.15	-0.10
$\Delta E$	$f(C.B)$	+0.21	-0.21
$\Delta E$	$\sigma_L(AG)$	+0.18	-0.19
$\Delta E$	$\sigma_R(AG)$	+0.06	-0.07
$NB^{TRANS}$	$\mu(AG1)$	+0.77	-0.76
$NB^{TRANS}$	$\sigma_L(AG1)$	+0.69	-0.69
$NB^{TRANS}$	$\sigma_R(AG1)$	+0.28	-0.28
$NB^{TRANS}$	$\mu(AG2)$	+1.00	-1.03
$NB^{TRANS}$	$\sigma_L(AG2)$	+0.49	-0.51
$NB^{TRANS}$	$\sigma_R(AG2)$	+0.87	-0.87
$NB^{TRANS}$	$f(AG1)$	+1.19	-1.20
合計		+2.20	-2.22

表 8.1: シグナルの確率密度関数の固定されたパラメータを  $\pm 1\sigma$  で変化させることで得た系統誤差。

コンテニウム $q\bar{q}$ の確率密度関数			
パラメータ		不定性 (%)	
$NB^{TRANS}$	$\mu(G2)$	+0.23	-0.37
$NB^{TRANS}$	$\sigma(G2)$	+0.23	-0.38
$NB^{TRANS}$	$f(G1)$	+0.61	-0.73
合計		+0.69	-0.90

表 8.2: コンテニウム  $q\bar{q}$  の確率密度関数の固定されたパラメータを  $\pm 1\sigma$  で変化させることで得た系統誤差。

ジェネリック $B\bar{B}$ の確率密度関数			
パラメータ		不定性 (%)	
$M_{bc}$	$a$	+0.70	-0.68
$\Delta E$	$C0$	+0.41	-0.45
$\Delta E$	$C1$	+0.74	-0.66
$NB^{TRANS}$	$\mu$	+0.02	-0.00
$NB^{TRANS}$	$\sigma_L$	+0.12	-0.11
$NB^{TRANS}$	$\sigma_R$	+0.36	-0.07
合計		+1.12	-1.10

表 8.3: ジェネリック  $B\bar{B}$  の確率密度関数の固定されたパラメータを  $\pm 1\sigma$  で変化させることで得た系統誤差。

レア $B\bar{B}$ の確率密度関数			
パラメータ		不定性 (%)	
$NB^{TRANS}$	$\mu$	+0.33	-0.36
$NB^{TRANS}$	$\sigma_L$	+0.11	-0.11
$NB^{TRANS}$	$\sigma_R$	+0.23	-0.24
合計		+0.42	-0.45

表 8.4: レア  $B\bar{B}$  の確率密度関数の固定されたパラメータを  $\pm 1\sigma$  で変化させることで得た系統誤差。

シグナルの $M_{bc}$ における補正值			
パラメータ		不定性 (%)	
$M_{bc}$	$\mu$	+0.10	-0.20
$M_{bc}$	$\sigma$	+1.21	-1.44
合計		+1.21	-1.45

表 8.5: シグナルの  $M_{bc}$  の固定された実験データと MC の補正值を  $\pm 1\sigma$  で変化させることで得た系統誤差。

シグナルの $\Delta E$ における補正值			
パラメータ		不定性 (%)	
$\Delta E$	$\mu$	+0.23	-0.27
$\Delta E$	$\sigma$	+0.81	-1.04
合計		+0.84	-1.07

表 8.6: シグナルの  $\Delta E$  の固定された実験データと MC の補正值を  $\pm 1\sigma$  で変化させることで得た系統誤差。



シグナルの $NB^{TRANS}$ における補正值			
パラメータ		不定性 (%)	
$NB^{TRANS}$	$\mu(AG1)$	+0.32	-0.43
$NB^{TRANS}$	$\sigma_L(AG1)$	+2.04	-2.27
$NB^{TRANS}$	$\sigma_R(AG1)$	+0.38	-0.45
$NB^{TRANS}$	$\mu(AG2)$	+1.05	-1.16
合計		+2.35	-2.63

表 8.7: シグナルの  $NB^{TRANS}$  の固定された実験データと MC の補正值を  $\pm 1\sigma$  で変化させることで得た系統誤差。

源	不定性 (%)	
フィットバイアス	+2.80	-2.80
シグナルの確率密度関数	+2.20	-2.22
コンテニウム $q\bar{q}$ の確率密度関数	+0.69	-0.90
ジェネリック $B\bar{B}$ の確率密度関数	+1.12	-1.10
レア $B\bar{B}$ の確率密度関数	+0.42	-0.45
ヒストグラム関数	+0.67	-0.69
$M_{bc}$ におけるデータと MC の補正值	+1.21	-1.45
$\Delta E$ におけるデータと MC の補正值	+0.84	-1.07
$NB^{TRANS}$ におけるデータと MC の補正值	+2.35	-2.63
シグナルの SCF の割合	+2.25	-2.18
レア $B\bar{B}$ の割合	+2.54	-2.57
非共鳴事象の割合	+2.82	-2.73
MC の統計量	+0.82	-0.82
$\varepsilon_{PID}$	+3.38	-3.38
$\varepsilon_{\eta}$	+4.00	-4.00
$\varepsilon_{trk}$	+1.40	-1.40
$\varepsilon_{R_{q\bar{q}}}$	+2.07	-2.07
$N_{B\bar{B}}$	+1.37	-1.37
合計	+8.86	-8.98

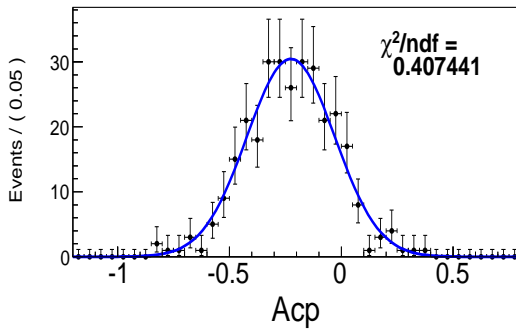
表 8.8: 崩壊分岐比の測定のため系統誤差のまとめ。

## 8.2.2 $\mathcal{A}_{CP}$

以下は、 $\mathcal{A}_{CP}$  の測定における系統誤差である。

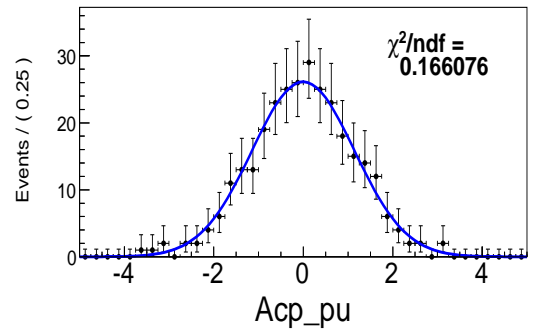
### • フィットバイアス

4次元フィットのバイアスを求める必要があるために300擬似実験データを用意した。ここで、シグナル、レア  $B\bar{B}$ 、比共鳴事象は大量に生成された Gsim MC を用いた。シグナルは300 擬似実験データがそれぞれ独立になるように選ばれている。一方、コンテニウム  $q\bar{q}$  とジェネリック  $B\bar{B}$  のイベントは、2つの理由から Toy MC を用いた。一つ目の理由は、コンテニウム  $q\bar{q}$  とジェネリック  $B\bar{B}$  の MC に保存されているイベント数が少ないため、300 擬似実験データ同士で同一イベントが多く存在することである。2つ目は、4次元フィットで固定されていないコンテニウム  $q\bar{q}$  の4つのパラメータを実験データの値で最適化するためである。また、この調査では実験データから得られたそれぞれの値の中央値を用いている。図 8.5 にこの条件における4次元フィットが返した  $\mathcal{A}_{CP}$  とそのプル分布を示す。 $\mathcal{A}_{CP}$  が  $-0.2255(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  を19 イベント、 $\bar{B}^0 \rightarrow \eta' \bar{K}^*(892)^0$  を12 イベント) にセットされたとき、4次元フィットは  $-0.2255 \pm 0.0114$  を返し、これは5.04%の系統誤差に相当する。



Acp\_mean = -0.226 +/- (-0.01, 0.01)  
Acp\_sigma = 0.197 +/- (-0.008, 0.008)

(a)  $\mathcal{A}_{CP}$



Acp\_pu\_mean = -0.001 +/- (-0.07, 0.07)  
Acp\_pu\_sigma = 1.15 +/- (-0.05, 0.05)

(b) プル分布

図 8.5: データはエラー付きのプロットで示され、フィット結果は実線で示されている。 $\mathcal{A}_{CP}$  が  $-0.2255$  でセットされているとき、4次元フィットは  $-0.2255 \pm 0.0114$  を返す。

### • 確率密度関数のモデル化

シグナルである  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊、コンテニウム  $q\bar{q}$ 、ジェネリック  $B\bar{B}$ 、及びレア  $B\bar{B}$  のための確率密度関数の固定されているパラメータは中央値に固定されているため、系統誤差を見積もる必要がある。そのために、4次元フィットで固定された値を(4次元フィットのパラメータを決定するときに得た)それぞれ  $\pm 1\sigma$  の誤差で振った場合の  $\mathcal{A}_{CP}$  と変化させていない  $\mathcal{A}_{CP}$  と比較し、その変化量  $\Delta\mathcal{A}_{CP}$  を変化させていない  $\mathcal{A}_{CP}$  で割ることにより系統誤差を見積もった。

- ヒストグラム関数

ヒストグラム関数は非数値関数のため、それぞれのビンをそれぞれのビンの統計誤差である  $\pm\sqrt{N}$  ( $N$  はビンの統計量) で変化させた場合の  $\mathcal{A}_{CP}$  と変化させていない  $\mathcal{A}_{CP}$  と比較し、その変化量  $\Delta\mathcal{A}_{CP}$  を変化されていない  $\mathcal{A}_{CP}$  で割ることにより系統誤差を見積もった。このとき、それぞれの誤差は2乗和の平方根で足されている。

- 確率密度関数のためのデータと MC の補正值

シグナルである  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の  $M_{bc}$ 、 $\Delta E$ 、及び  $NB^{TRANS}$  の確率密度関数に実験データと MC の補正值を与えたが、その値は中央値に固定されているため、系統誤差を見積もる必要がある。そのために、それぞれの補正值をその  $\pm 1\sigma$  の誤差で振った場合の  $\mathcal{A}_{CP}$  と変化させていない  $\mathcal{A}_{CP}$  と比較し、その変化量  $\Delta\mathcal{A}_{CP}$  を変化されていない  $\mathcal{A}_{CP}$  で割ることにより系統誤差を見積もった。

- シグナルの SCF の割合

$B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊における SCF の割合は 0.546% で固定されているため、その値を 0.273% (0.5 倍)、もしくは 0.819% (1.5 倍) した場合の  $\mathcal{A}_{CP}$  と変化させていない  $\mathcal{A}_{CP}$  と比較し、その変化量  $\Delta\mathcal{A}_{CP}$  を変化されていない  $\mathcal{A}_{CP}$  で割ることにより系統誤差を見積もった。

- レア  $B\bar{B}$  の割合

レア  $B\bar{B}$  バックグラウンドのイベント数は MC から予想されるイベント数 ( $Y_{rareB\bar{B}} = 35$ ) に固定されているため、その値を  $Y_{rareB\bar{B}} = 18$  (0.5 倍)、もしくは  $Y_{rareB\bar{B}} = 53$  (1.5 倍) した場合の  $\mathcal{A}_{CP}$  と変化させていない  $\mathcal{A}_{CP}$  と比較し、その変化量  $\Delta\mathcal{A}_{CP}$  を変化されていない  $\mathcal{A}_{CP}$  で割ることにより系統誤差を見積もった。

- 非共鳴事象の割合

非共鳴バックグラウンドのイベント数は予想されるイベント数 ( $Y_{non-resonant} = 2$ ) に固定されているため、その値を  $Y_{non-resonant} = 1$  (0.5 倍)、もしくは  $Y_{non-resonant} = 3$  (1.5 倍) した場合の  $\mathcal{A}_{CP}$  と変化させていない  $\mathcal{A}_{CP}$  と比較し、その変化量  $\Delta\mathcal{A}_{CP}$  を変化されていない  $\mathcal{A}_{CP}$  で割ることにより系統誤差を見積もった。

- 検出器によるバイアス

この誤差は、荷電粒子の電荷による検出器の検出効率の差異によって生じる。本研究では  $K^*(892)^0$  中間子の崩壊による  $K$  中間子と  $K^*(892)^0$  中間子の崩壊による  $\pi$  中間子について考慮する必要がある。表 8.9 に  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  崩壊から得た実験データにおける粒子の電荷ごとの検出効率をまとめた。また、電荷による検出効率の比  $\varepsilon_{K^+/K^-} = 1.0005$  と  $\varepsilon_{\pi^-/\pi^+} = 0.9996$  を算出した。本研究で得られる  $\mathcal{A}_{CP}$  は統計誤差が支配的なため、電荷による検出効率の差異にて  $\mathcal{A}_{CP}$  を補正しない。また、 $\varepsilon_{K^+/K^-} = 1.0005$  と  $\varepsilon_{\pi^-/\pi^+} = 0.9996$  を考慮した場合の  $\mathcal{A}_{CP}$  と変化させていない  $\mathcal{A}_{CP}$  と比較し、その変化量を変化されていない  $\mathcal{A}_{CP}$  で割ることにより系統誤差を見積もった。

表 8.10 に  $\mathcal{A}_{CP}$  の測定のための系統誤差についてまとめる。

粒子	実験データにおける検出効率
$K^*(892)^0$ 中間子の崩壊による $K^+$ 中間子	$0.8798 \pm 0.0044$
$\bar{K}^*(892)^0$ 中間子の崩壊による $K^-$ 中間子	$0.8793 \pm 0.0045$
$K^*(892)^0$ 中間子の崩壊による $\pi^-$ 中間子	$0.8923 \pm 0.0044$
$\bar{K}^*(892)^0$ 中間子の崩壊による $\pi^+$ 中間子	$0.8927 \pm 0.0042$

表 8.9: 実験データにおける粒子の電荷による検出効率のまとめ。

源	不定性 (%)	
フィットバイアス	+5.04	−5.04
シグナルの確率密度関数	+6.07	−6.05
コンテニウム $q\bar{q}$ の確率密度関数	+1.03	−0.53
ジェネリック $B\bar{B}$ の確率密度関数	+3.18	−2.35
レア $B\bar{B}$ の確率密度関数	+0.13	−0.09
ヒストグラム関数	+2.68	−2.67
$M_{bc}$ におけるデータと MC の補正值	+1.15	−1.29
$\Delta E$ におけるデータと MC の補正值	+1.72	−2.08
$NB^{TRANS}$ におけるデータと MC の補正值	+3.95	−6.01
シグナルの SCF の割合	+0.69	−0.64
レア $B\bar{B}$ の割合	+1.82	−2.27
非共鳴事象の割合	+1.54	−1.91
検出器によるバイアス	+0.15	−0.15
合計	+10.33	−11.23

表 8.10:  $\mathcal{A}_{CP}$  の測定のための系統誤差のまとめ。

### 8.3 崩壊分岐比測定

$B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比は、

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) &= \frac{Y_{B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0}}{N_{B\bar{B}} \times \varepsilon_{rec} \times \varepsilon_{R_{q\bar{q}}} \times PID_{corr} \times BF_{sub}} \\ &= [2.6 \pm_{0.6}^{0.7}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})] \times 10^{-6} \end{aligned} \quad (8.1)$$

と定義する。ここで、

- $Y_{B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0} = 31 \pm_8^9$  (図 8.1)
- $N_{B\bar{B}} = 771.581 \times 10^6$
- $\varepsilon_{rec} = 14773/1 \times 10^6 = 0.1477$  (図 8.4)
- $\varepsilon_{R_{q\bar{q}}} = 0.9845$  (図 7.4)
- $PID_{corr} = 0.9395$
- $BF_{\eta' \rightarrow \eta\pi\pi} = 43.4\%$  (PDG)
- $BF_{\eta \rightarrow \gamma\gamma} = 39.3\%$  (PDG)
- $BF_{K^*(892)^0 \rightarrow K\pi} = 66.7\%$  (PDG)

である。

図 8.6 は本研究における  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$  と過去に測定された  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$ 、及び標準理論からの予測値を比較したグラフである。本研究で得られた  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) = [2.6 \pm_{0.6}^{0.7}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})] \times 10^{-6}$  と PDG の  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)_{\text{PDG}} = [3.1 \pm 0.9] \times 10^{-6}$  を比較すると、本研究で得られた値は世界平均と良く一致していることが分かる。また、標準理論からの予測値と一致していることより、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊に対して、標準理論を超える新しい物理の寄与は発見できなかった。

### 8.4 有意性

$B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊がゼロではない有意性は、 $\sqrt{-2 \ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L}_{\max})}$  によって得られる。ここで、 $\mathcal{L}_{\max}$  ( $\mathcal{L}_0$ ) は、4次元フィット時にシグナルの数が固定されていないとき (0 にセットされたとき) の尤度関数の値である。系統誤差を考慮するために、統計誤差のみの尤度関数 (図 8.2) を表 8.11 に示された確率密度関数に関する系統誤差の幅をもつ非対称なガウシアンで畳み込みを実行した。その結果、図 8.7 に示されるように、系統誤差が考慮された  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊がゼロではない有意性は  $5.0\sigma$  になった。つまり、本研究は世界で初めて  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の「観測」に成功したことになる。

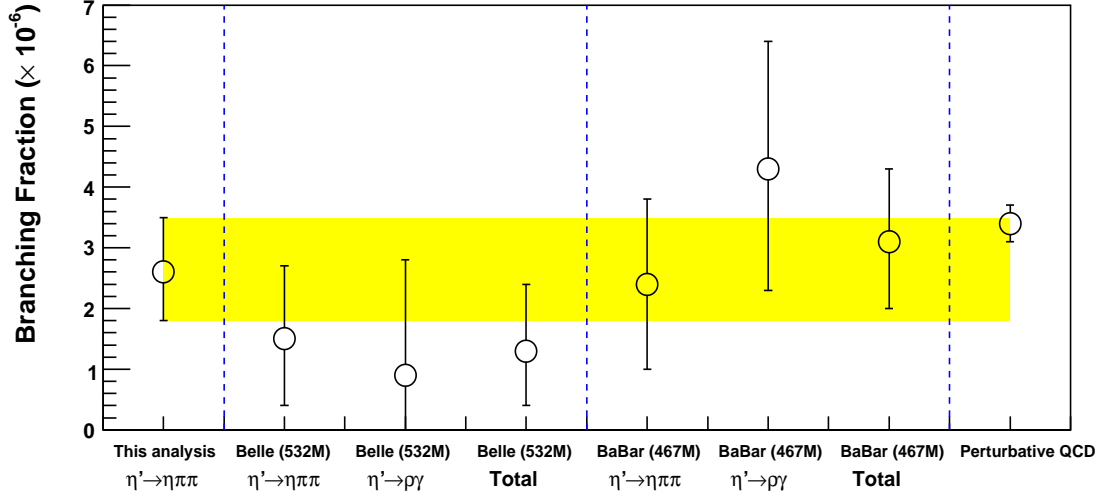


図 8.6: 本研究における  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$  と過去に測定された  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$ 、及び標準理論からの予測値を比較した。左から、本研究、Belle 実験の先行解析、*BaBar* 実験の解析、及び “perturbative QCD” [3] による値を示す。ここで、“perturbative QCD” の誤差は実験結果から求められた値であり、誤差の最低値を示す。黄色の帯は、本研究で得られた  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比である中央値の  $\pm 1.0\sigma$  を示す。

源	不定性 (%)	
フィットバイアス	+2.80	-2.80
シグナルの確率密度関数	+2.20	-2.22
コンテニウム $q\bar{q}$ の確率密度関数	+0.69	-0.90
ジェネリック $B\bar{B}$ の確率密度関数	+1.12	-1.10
レア $B\bar{B}$ の確率密度関数	+0.42	-0.45
ヒストグラム関数	+0.67	-0.69
$M_{bc}$ におけるデータと MC の補正值	+1.21	-1.45
$\Delta E$ におけるデータと MC の補正值	+0.84	-1.07
$NB^{TRANS}$ におけるデータと MC の補正值	+2.35	-2.63
シグナルの SCF の割合	+2.25	-2.18
レア $B\bar{B}$ の割合	+2.54	-2.57
非共鳴事象の割合	+2.82	-2.73
合計	+6.50	-6.67

表 8.11: 統計誤差による尤度関数を畳み込むために用いられた確率密度関数に関する系統誤差のまとめ。

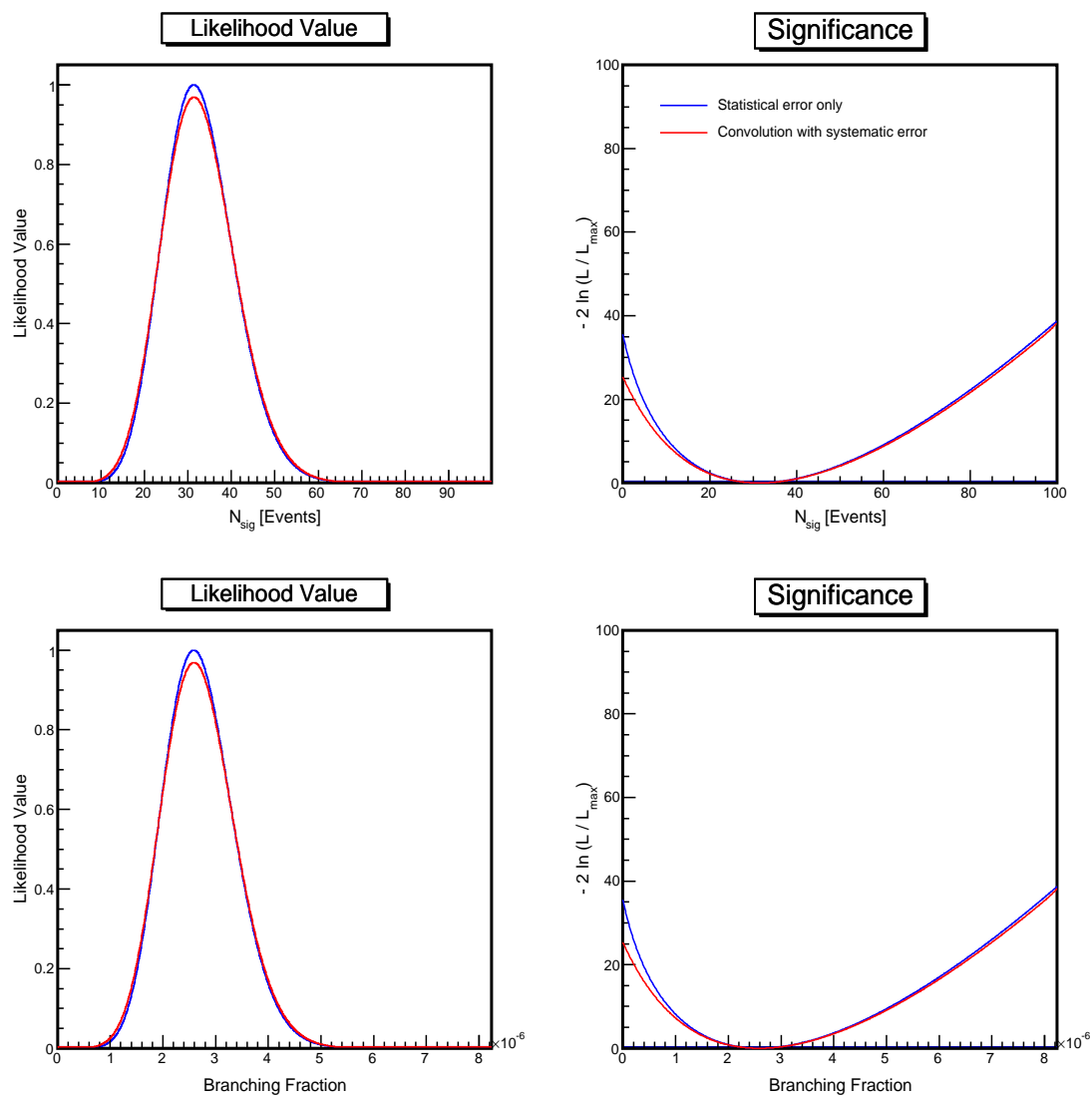


図 8.7: 上図と下図は、それぞれシグナルの数、もしくは崩壊分岐比に対する尤度関数 (左) と  $-2 \ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{\text{max}})$  分布 (右) である。青線は統計誤差のみ考慮した値で、赤線は統計誤差と系統誤差の両方を考慮した値である。



## 8.5 $\mathcal{A}_{CP}$ の測定

$B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の  $\mathcal{A}_{CP}$  は式 (1.47) より、

$$\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) = \frac{\Gamma_{\bar{B}^0 \rightarrow \eta' [K^- \pi^+]} - \Gamma_{B^0 \rightarrow \eta' [K^+ \pi^-]}}{\Gamma_{\bar{B}^0 \rightarrow \eta' [K^- \pi^+]} + \Gamma_{B^0 \rightarrow \eta' [K^+ \pi^-]}} \quad (8.2)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{Y_{\bar{B}^0 \rightarrow \eta' [K^- \pi^+]} - Y_{B^0 \rightarrow \eta' [K^+ \pi^-]}}{Y_{\bar{B}^0 \rightarrow \eta' [K^- \pi^+]} + Y_{B^0 \rightarrow \eta' [K^+ \pi^-]}} \quad (8.3) \\ &= 0.22 \pm 0.29(\text{stat}) \pm_{-0.02}^{+0.03}(\text{syst}) \end{aligned}$$

と定義する。ここで、

- $Y_{\bar{B}^0 \rightarrow \eta' [K^- \pi^+]} = 12 \pm_5^+6$
- $Y_{B^0 \rightarrow \eta' [K^+ \pi^-]} = 19 \pm_5^+6$
- $[K^- \pi^+] = \bar{K}^*(892)^0$
- $[K^+ \pi^-] = K^*(892)^0$

である。また、 $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$  の統計誤差は、抽出された  $B^0$  中間子と  $\bar{B}^0$  中間子の大きい方の統計誤差を用いて、誤差伝播の法則に従い導かれている。

また、図 8.8 に本研究で得られた  $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$  と他の結果を比較したグラフを示す。本研究で得られた  $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) = -0.22 \pm 0.29(\text{stat}) \pm_{-0.03}^{+0.02}(\text{syst})$  と PDG の  $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)_{\text{PDG}} = 0.02 \pm 0.23$  を比較すると、2つの値はエラーの範囲内で一致していることが分かる。本研究で得られた  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊における  $\mathcal{A}_{CP}$  は、統計誤差が 100%以上を占めているが、後続実験である Belle II 実験では、実験データの量を Belle 実験の 50 倍以上にすることを予定しているので、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊における  $\mathcal{A}_{CP}$  の統計誤差が小さくなり、 $\mathcal{A}_{CP}$  が破れているのかどうかを検証することができる可能性がある。

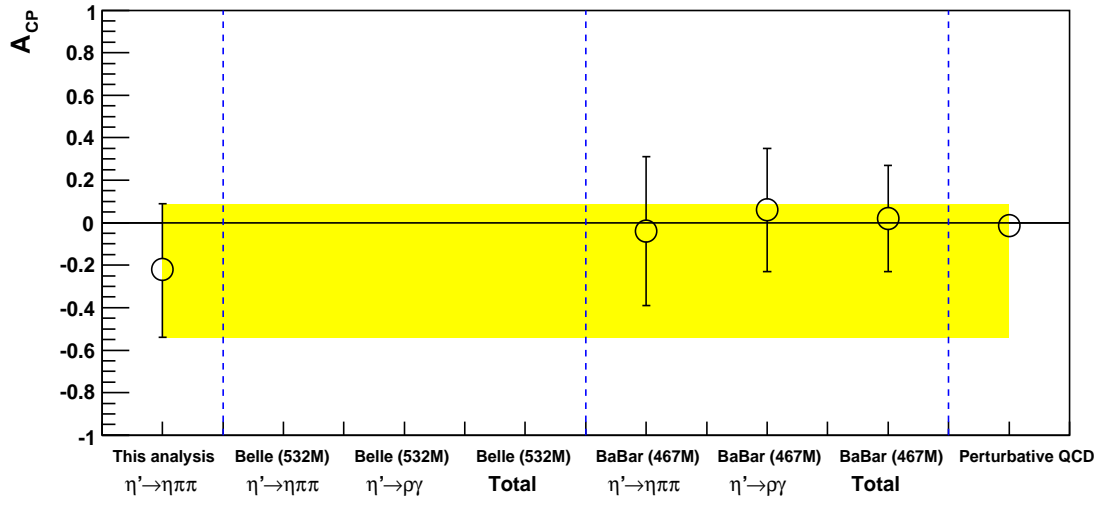


図 8.8: 本研究における  $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$  と過去に測定された  $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$ 、及び標準理論からの予測値を比較した。左から、本研究、*BaBar* 実験の解析、及び “perturbative QCD” [3] による値を示す。ここで、“perturbative QCD” の誤差は実験結果から求められた値であり、誤差の最低値を示す。Belle 実験の先行解析では  $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$  は測定されていない。黄色の帯は、本研究で得られた  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比である中央値の  $\pm 1.0\sigma$  を示す。

## 第9章 Belle II実験での $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$ 崩壊

前章で言及した通り、Belle 実験で得られた全データである  $772 \times 10^6 B\bar{B}$  イベントから  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊を抽出した結果、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比は  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) = [2.6 \pm_{0.6}^{0.7}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})] \times 10^{-6}$  と測定された。また、直接的な  $CP$  対称性の破れは  $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) = -0.22 \pm 0.29(\text{stat}) \pm_{0.03}^{0.02}(\text{syst})$  と測定された。ここで、崩壊分岐比における統計誤差は約 25% であり、直接的  $CP$  対称性の破れについては統計誤差は 100% 以上となっており、標準理論とのずれを観測するのには、まだ誤差が十分に小さい。そこで、この章では、2016 年に実験の開始が予定されている Belle II 実験で、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比と直接的な  $CP$  対称性の破れの誤差がどのくらい小さくなるかを見積もる。

### 9.1 仮定

Belle II 実験は加速器の瞬間ルミノシティを Belle 実験の約 40 倍にし、最終的に Belle 実験の約 50 倍である  $50ab^{-1}$  のデータ量を収集することを目標としている。Belle 実験における全データ量は  $1ab^{-1}$  であり、そのうち  $B$  中間子のデータ量は  $711fb^{-1}$  ある。もし、 $50ab^{-1}$  の全データが全て  $B$  中間子のデータであった場合、Belle II 実験での  $B$  中間子の統計量は約 70 倍になる。そこで、以下の仮定のもと、Belle II 実験での  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比と直接的な  $CP$  対称性の破れについて計算する。

- $50ab^{-1}$  の  $B$  中間子対のデータ量
- 検出器や加速器の性能は Belle 実験とものと同等
- レア  $B\bar{B}$  や非共鳴バックグラウンドの数は固定
- $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) = 2.6 \times 10^{-6}$
- $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) = -0.22$
- 系統誤差は本研究で得られた値

## 9.2 崩壊分岐比

Belle II 実験で予測される  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比の統計誤差を得るために、Toy MC を用いて擬似実験データを 1000 サンプル生成する。インプットされるシグナルとバックグラウンドの数は表 9.1 に示してあり、実際にはインプットする数をポアソン分布によりぼかした数を生成している。

種類 $j$	インプットするイベント数 $Y_j^{True}$ (イベント)
シグナル	$31 \times 70$
コンテニウム $q\bar{q}$	$2564 \times 70$
ジェネリック $B\bar{B}$	$253 \times 70$
レア $B\bar{B}$	$35 \times 70$
非共鳴	$2 \times 70$

表 9.1: Belle II 実験で予測される  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比を求めるためにインプットした値  $Y_j^{True}$  (イベント) のまとめ。

擬似実験の 1000 サンプルにそれぞれ 4 次元フィットをした結果、抽出されたシグナルの数の中央値、正の誤差、負の誤差は図 9.1 に示されている。フィットの結果、抽出されたシグナルの数は、 $2171^{+65}_{-64}$  イベントとなった。以上より、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  の崩壊分岐

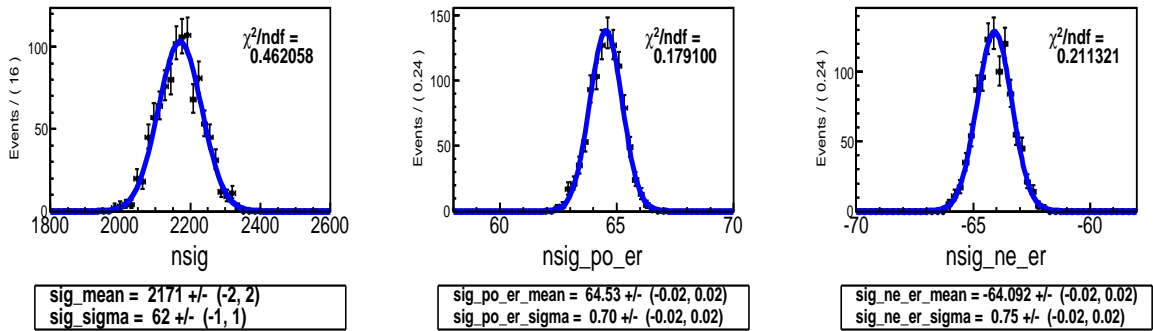


図 9.1: 1000 サンプルの Toy MC に対して 4 次元フィットを実行した結果であり、エラー付きのプロットは 4 次元フィットで得られた値の中央値 (左)、正の誤差 (中央)、負の誤差 (右) である。それぞれの分布はガウシアンでフィットされており、青線で示してある。

比を計算したところ、 $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) = [2.6 \pm 0.1(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})] \times 10^{-6}$  となり、統計誤差は約 3% となった。この結果を図 8.6 に付け加えると図 9.2 のようになる。Belle II 実験での予測値は、統計誤差が約 3% であり、系統誤差が約 9% となっており、系統誤差が支配的になっている。これより、系統誤差が小さくなるように解析手法をより工夫する必要があると考えられる。

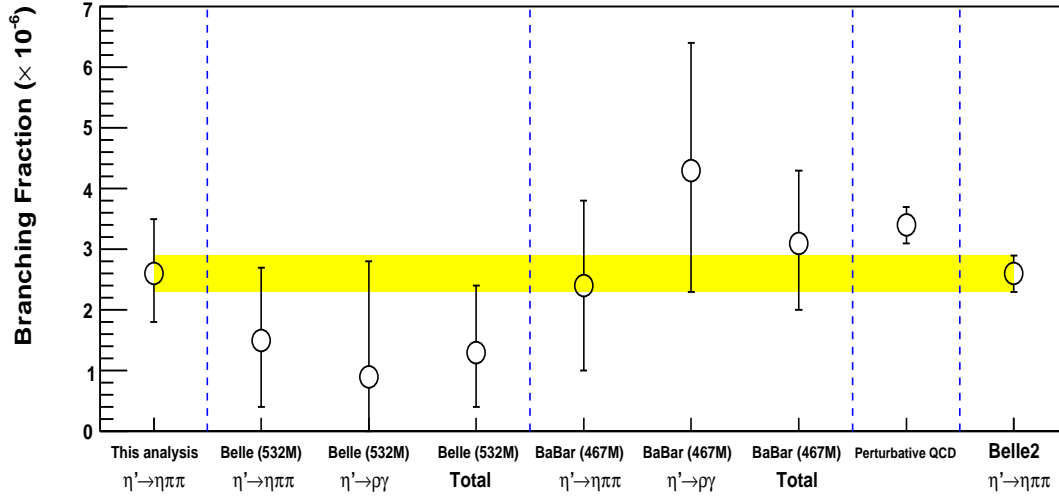


図 9.2: Belle II 実験における  $B(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$  の予測値と他の  $B(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$  結果を比較した。左から、本研究、Belle 実験の先行解析、*BaBar* 実験の解析、及び “perturbative QCD” [3] の値、Belle II 実験での予測値を示す。黄色の帯は、Belle II 実験での予測値から得られた  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比である中央値の  $\pm 1.0\sigma$  を示す。

### 9.3 $\mathcal{A}_{CP}$

Belle II 実験で予測される  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の  $\mathcal{A}_{CP}$  の統計誤差を得るために、Toy MC を用いて擬似実験データを 1000 サンプル生成する。インプットされるシグナルとバックグラウンドの数は、表 9.1 をそれぞれの  $B$  中間子と  $\bar{B}$  中間子に別けた数がインプットされるようにした。このとき、インプットされる数をポアソン分布によりぼかした数を生成している。

擬似実験の 1000 サンプルにそれぞれ 4 次元フィットをした結果、抽出された  $B$  中間子と  $\bar{B}$  中間子の数の中央値、正の誤差、負の誤差は、それぞれ図 9.3 と図 9.4 に示されている。フィットの結果、抽出された  $B$  中間子崩壊と  $\bar{B}$  中間子崩壊は、 $1329 \pm 49$  イベントと  $843 \pm_{41}^{42}$  イベントとなった。以上より、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の  $\mathcal{A}_{CP}$  を計算したところ、 $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) = -0.22 \pm 0.03(\text{stat}) \pm_{0.03}^{0.02}(\text{syst})$  となり、統計誤差は約 15% となった。この結果を図 8.8 に付け加えると図 9.5 のようになる。Belle II 実験での統計誤差は、本研究で得られた約 10% の系統誤差よりも大きい値である。Belle II 実験で  $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$  の統計誤差をより小さくするためには、本研究では取り入れなかった  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  崩壊に加えて  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  崩壊、 $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$  崩壊に加えて  $\eta' \rightarrow \rho\gamma$  崩壊を加えることが有効であると考えられる。また、系統誤差が小さくなるように解析手法をより工夫する必要もある。

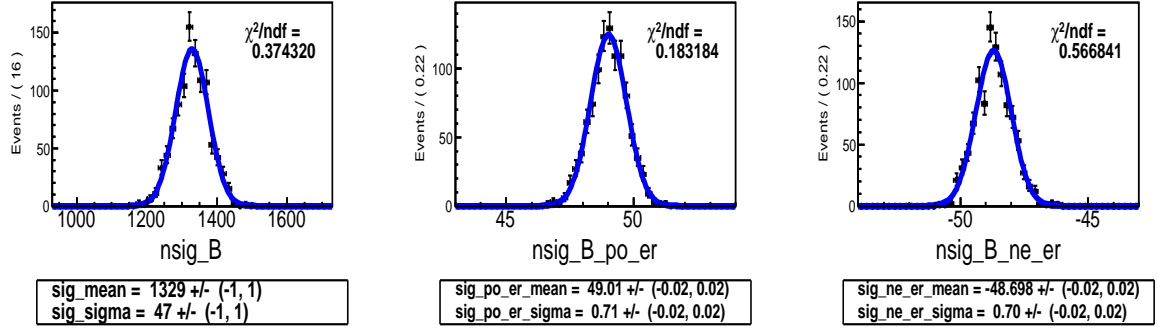


図 9.3: 1000 サンプルの Toy MC に対して 4 次元フィットを実行した結果であり、エラー付きのプロットは 4 次元フィットで得られた  $B$  中間子崩壊における値の中央値 (左)、正の誤差 (中央)、負の誤差 (右) である。それぞれの分布はガウシアンでフィットされており、青線で示してある。

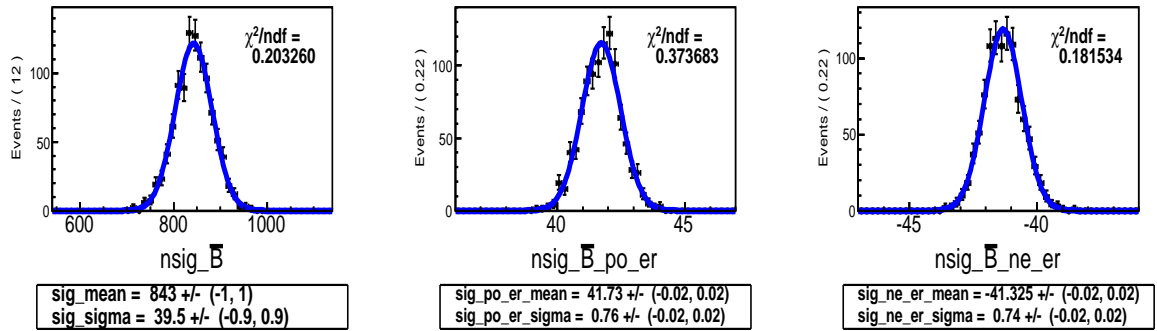


図 9.4: 1000 サンプルの Toy MC に対して 4 次元フィットを実行した結果であり、エラー付きのプロットは 4 次元フィットで得られた  $\bar{B}$  中間子崩壊における値の中央値 (左)、正の誤差 (中央)、負の誤差 (右) である。それぞれの分布はガウシアンでフィットされており、青線で示してある。

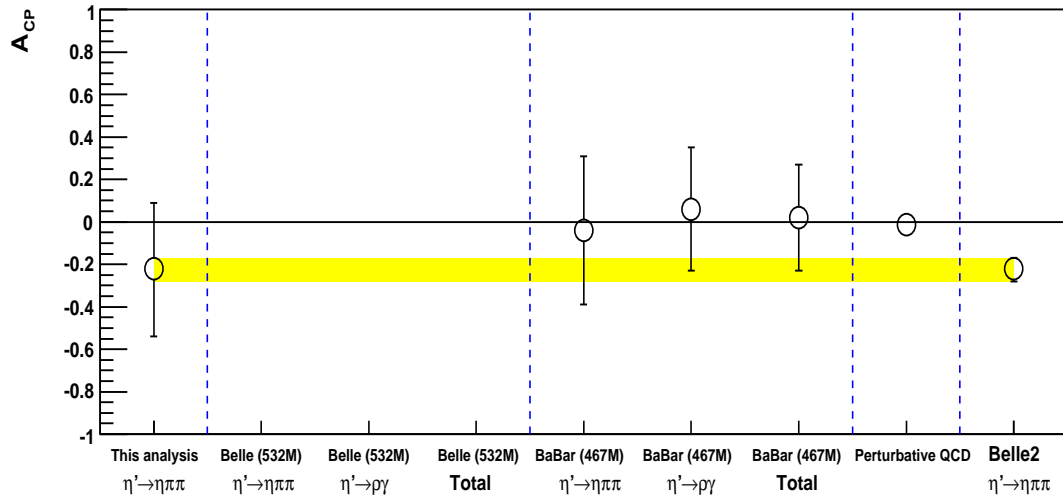


図 9.5: Belle II 実験における  $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$  の予測値と他の  $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$  結果を比較した。左から、本研究、*BaBar* 実験の解析、及び “perturbative QCD” の値、Belle II 実験での予測値を示す。Belle 実験の先行解析では  $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0)$  は測定されていない。黄色の帯は、Belle II 実験での予測値から得られた  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の  $A_{CP}$  である中央値の  $\pm 1.0\sigma$  を示す。



## 第10章 まとめ

本研究では、Belle実験で得られた全データである  $772 \times 10^6 B\bar{B}$  イベントを用いて  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊について探索をした。この実験データからニューラルネットワークや4次元フィットを用いて  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊を抽出した結果、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の崩壊分岐比は  $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) = [2.6 \pm_{-0.6}^{+0.7}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})] \times 10^{-6}$  と測定された。このとき、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊がゼロではない有意性は  $5.0\sigma$  となり、世界で初めて  $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊の「観測」に成功した。 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  の崩壊分岐比は標準理論からの予測値と良く一致していることより、 $B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0$  崩壊に対して、標準理論を越える新しい物理の寄与はない、もしくは小さいと考えられる。また、直接的な  $CP$  対称性の破れは  $\mathcal{A}_{CP}(B^0 \rightarrow \eta' K^*(892)^0) = -0.22 \pm 0.29(\text{stat}) \pm_{-0.03}^{+0.02}(\text{syst})$  と求まった。

# 付 録 A    NeuroBayes のトレーニングの詳細

この付録では、ニューロベイズのトレーニングの詳細について述べる。図 A.1 は、インプットした 6 つ変数をまとめたものである。ランクはシグナルとバックグラウンドを区別することができる変数の順位、ノードはインプットした変数に付けられた番号、フラグはそれぞれの変数にフィットする関数の番号である。本研究で用いられたフラグを以下に示す。

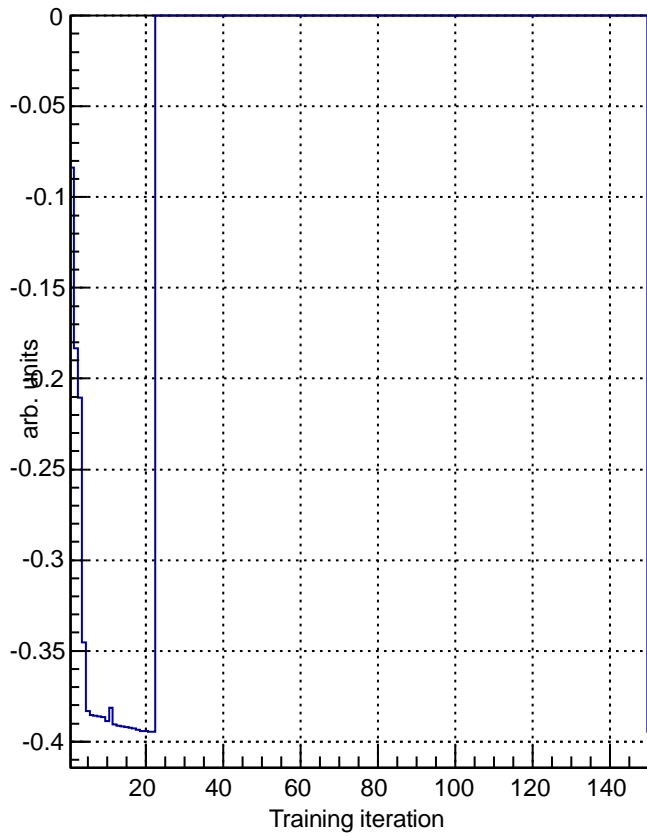
- 12 : transform to Gaussian with no delta-function
- 14 : regularized spline fit with no delta-function
- 15 : regularized monotonous spline fit with no delta-function
- 34 : regularized spline fit with delta-function

ランク	ノード	名前	フラグ
1	4	LR(KSFW)	12
2	5	$\Delta z$	34
3	3	$ qr $	14
4	2	$ \cos \theta_B $	15
5	7	$ \cos \theta_{\eta \rightarrow \gamma} $	14
6	6	$ \cos \theta_{\text{thrust}} $	14

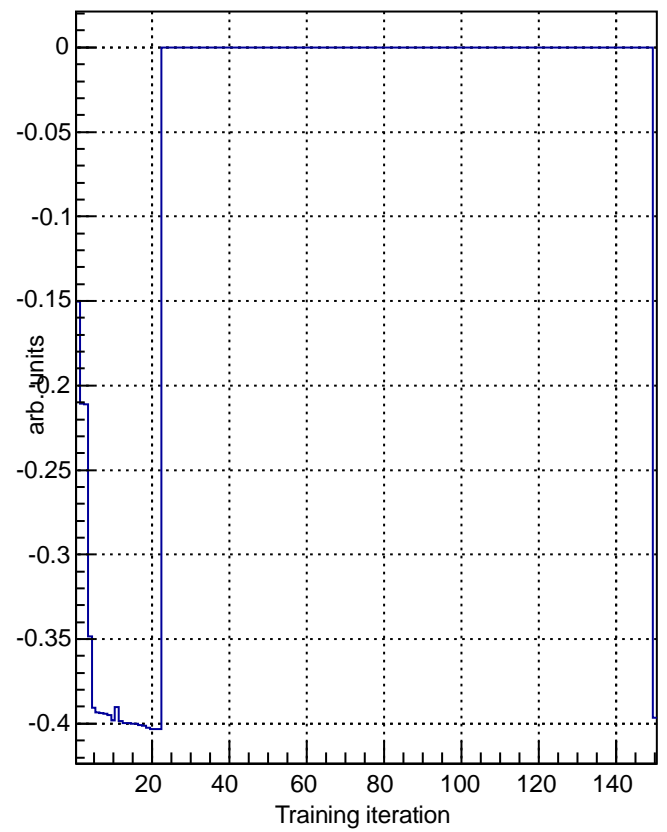
表 A.1: シグナルとコンテニウム  $q\bar{q}$  バックグラウンドを区別することができる変数の順位 (ランク)、ノードはインプットした変数に付けられた番号 (ノード)、フラグはそれぞれの変数にフィットする関数の番号 (フラグ) をまとめた表である。

以下のページは、ニューロベイズのトレーニングに関するページである。

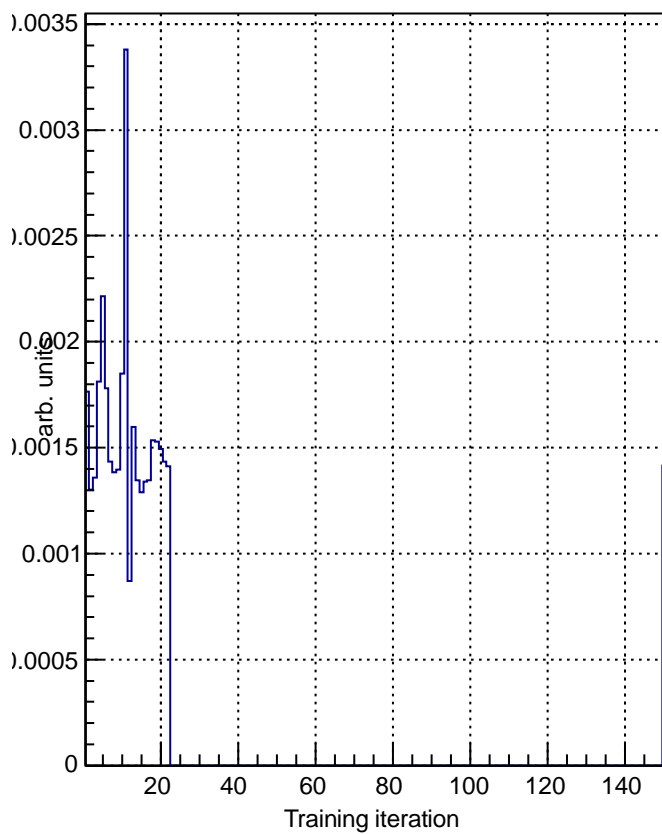
**Error**



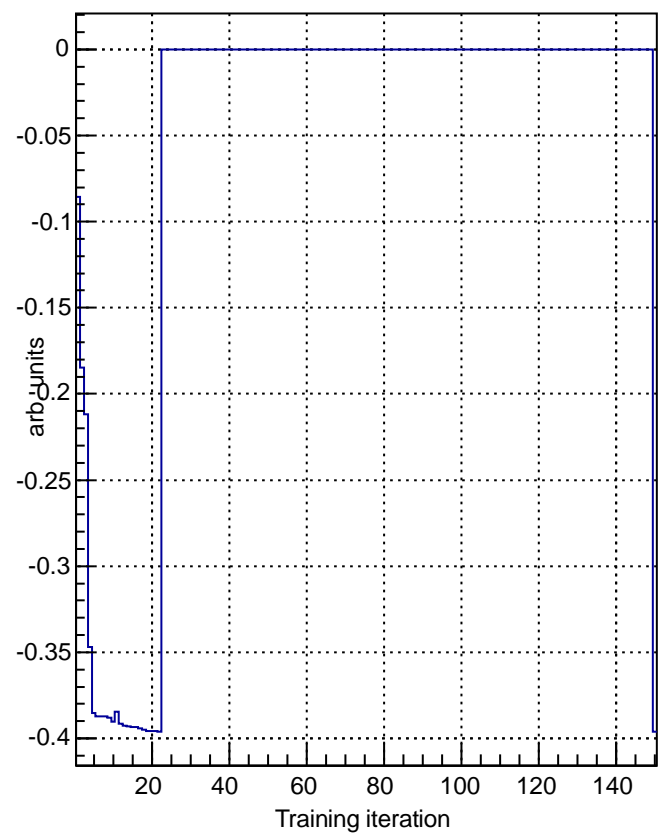
**Error Testsample**



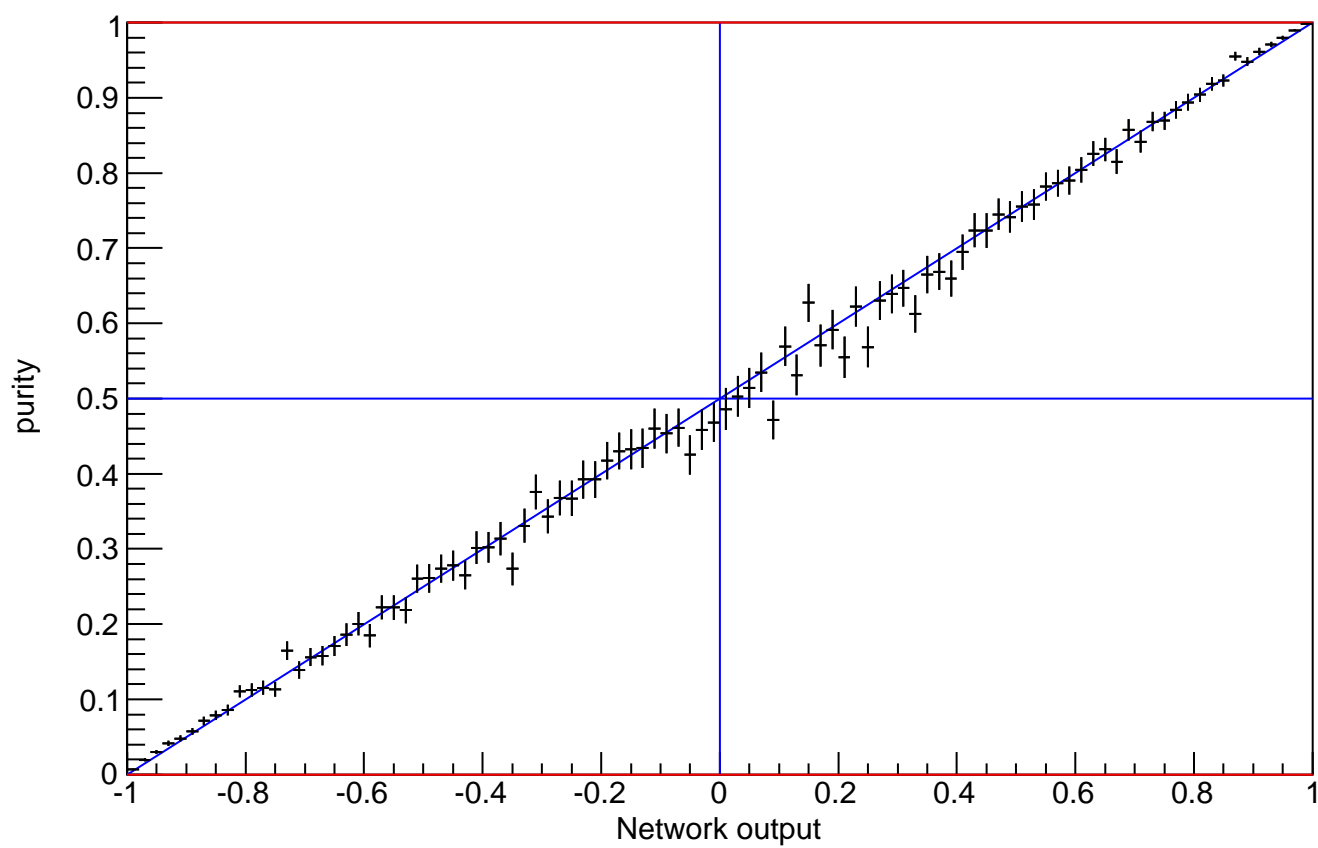
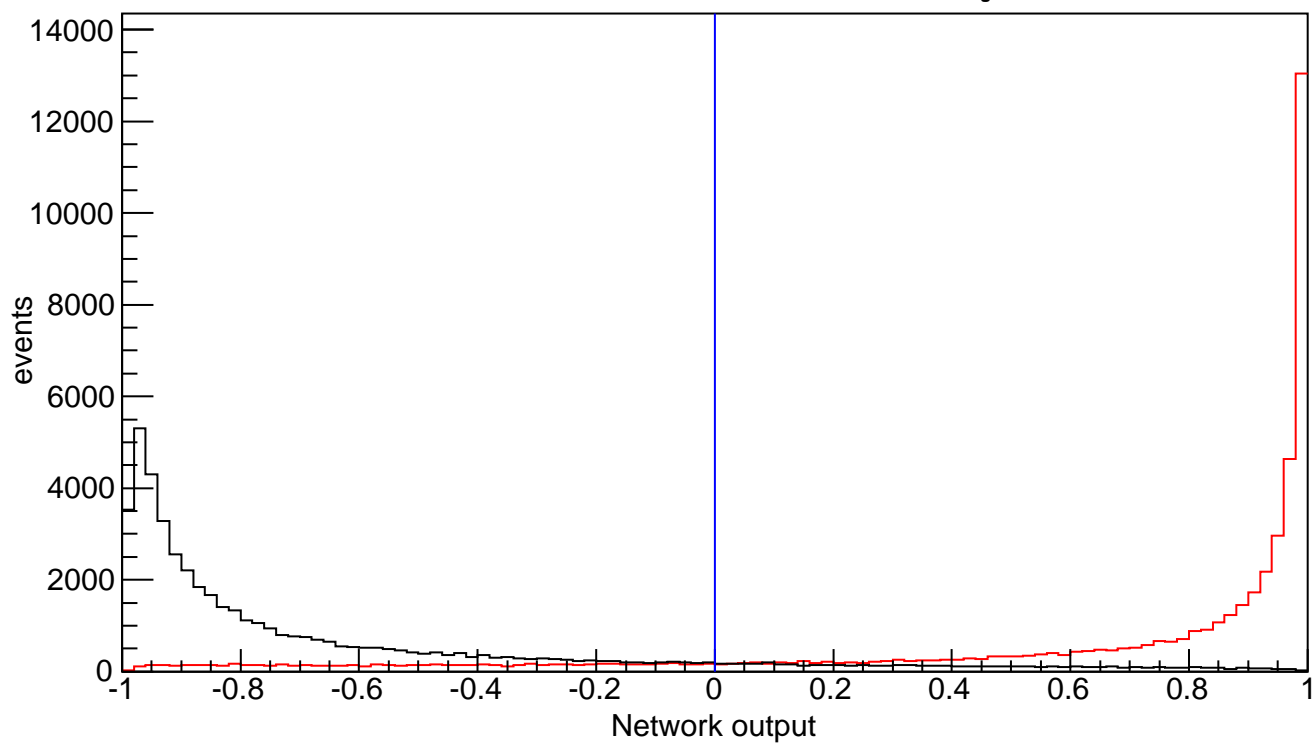
**regularisation param. \* weights**

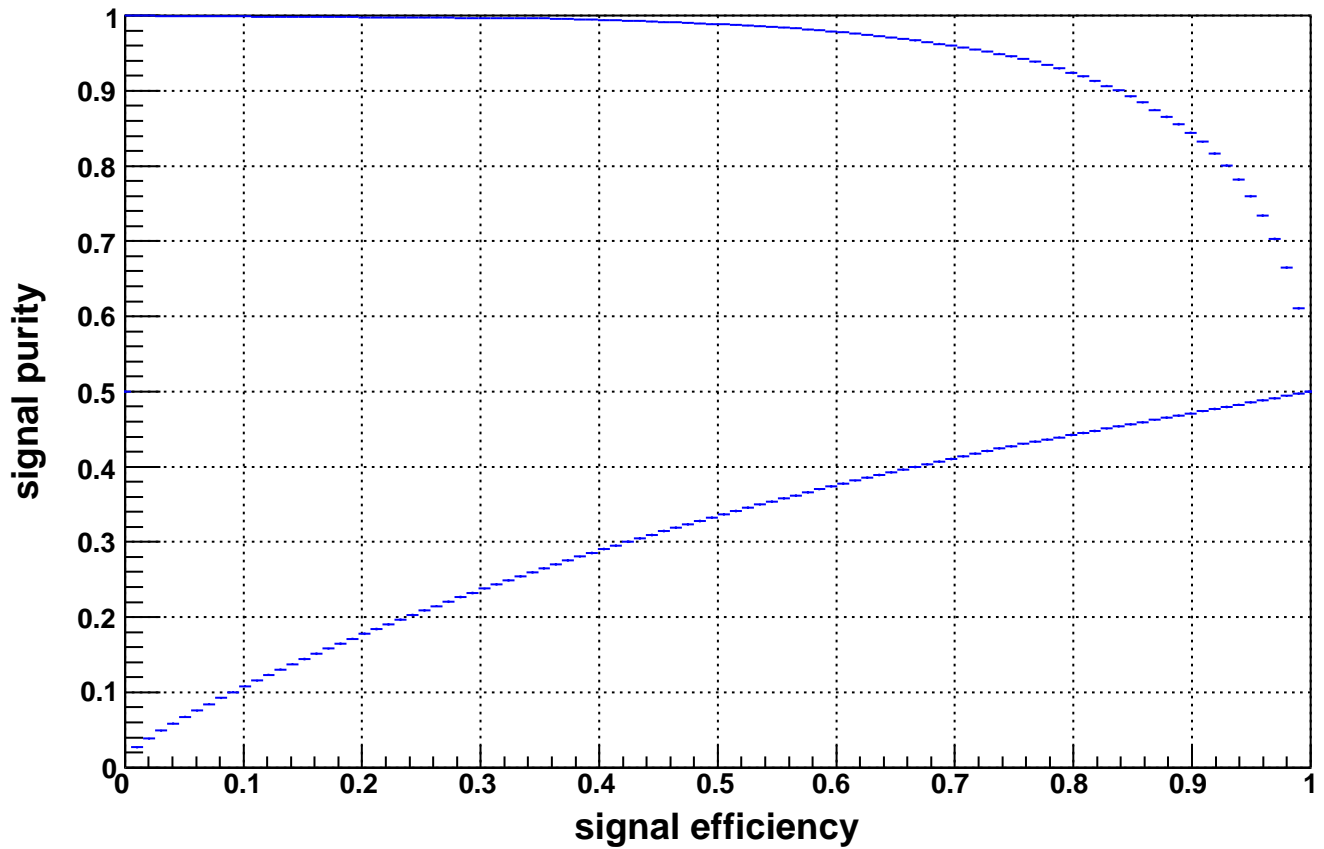


**Err-Weight Learnsample**

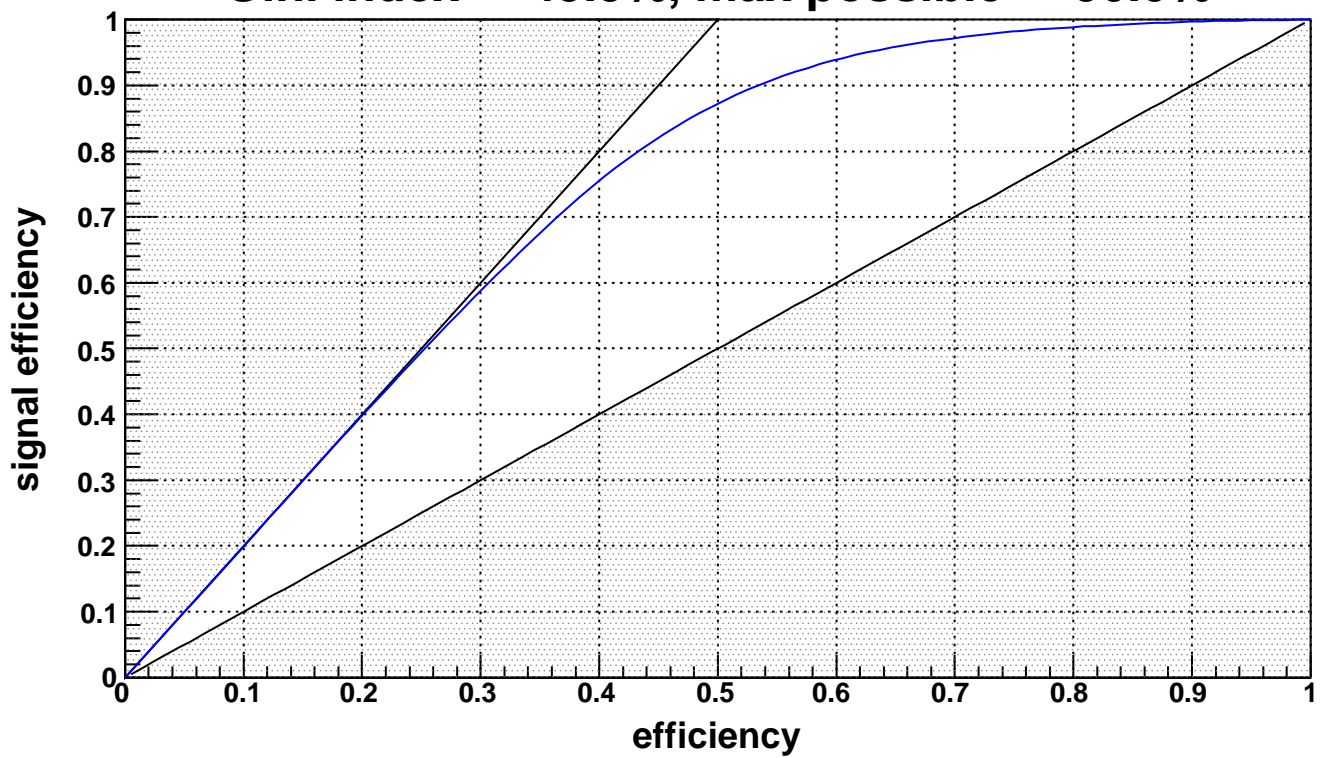


Output Node 1 (n = 100000 s = 50000 b = 50000  $p_{\text{sig}} = 0.5000$ )

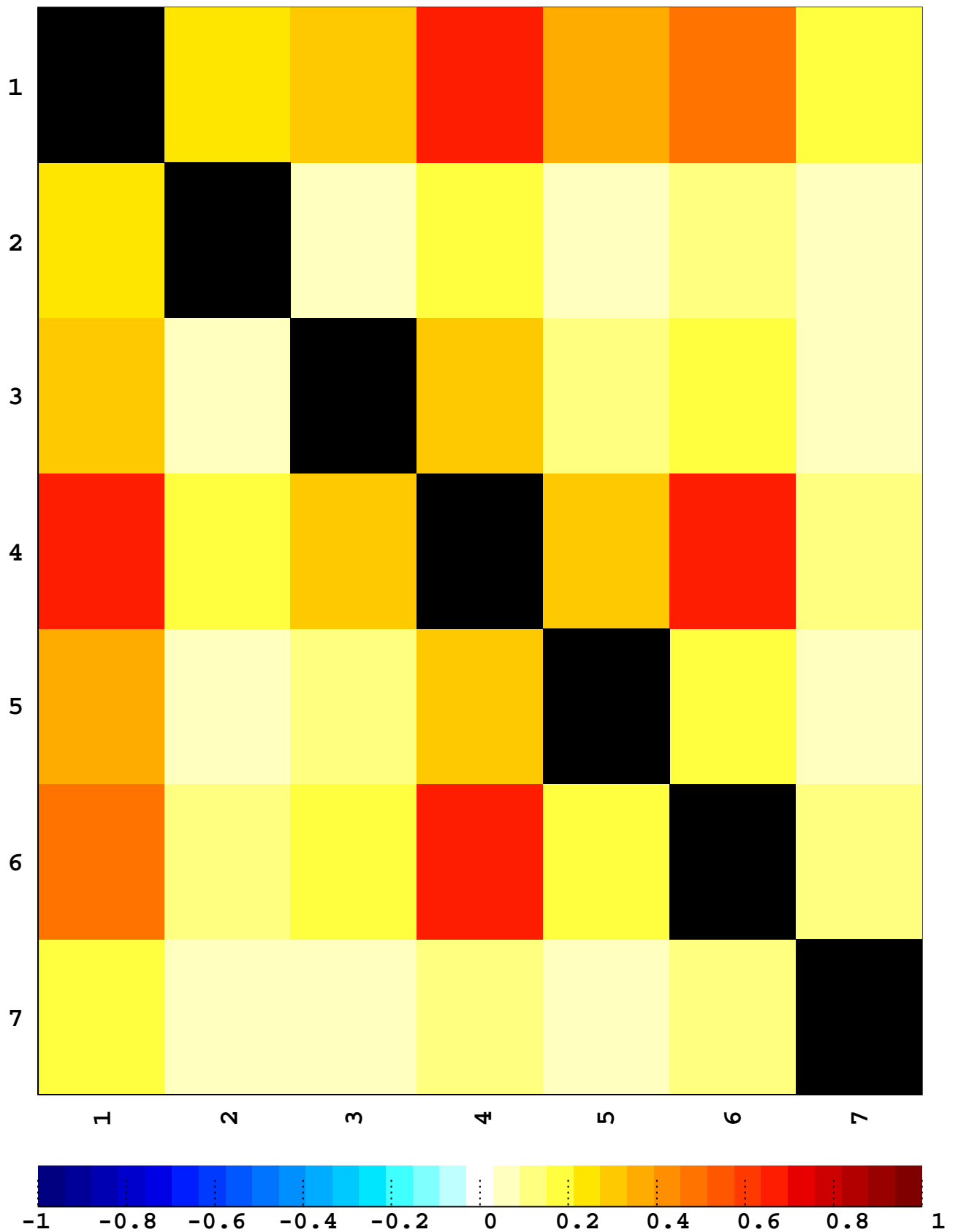




**Gini index = 45.5%, max possible = 50.0%**



## correlation matrix of input variables



Input node 2 : abs\_cosb

4th most important

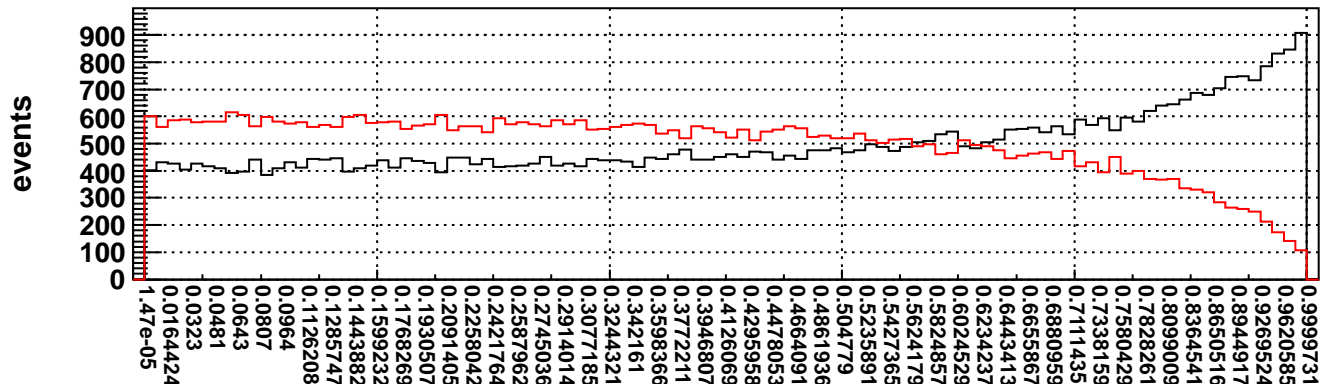
added signi. 31.26

signi. loss 30.18

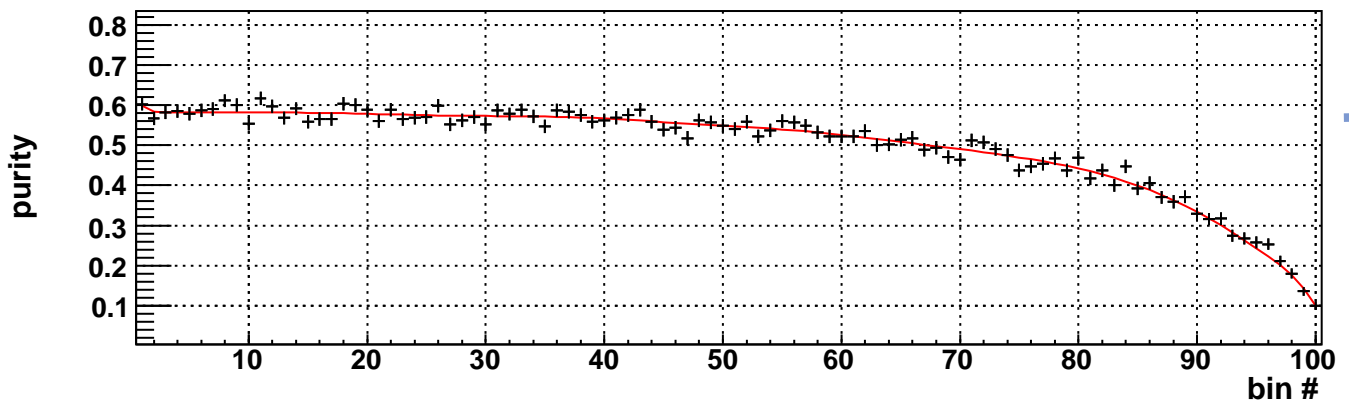
PrePro: 15 #2

only this 65.77

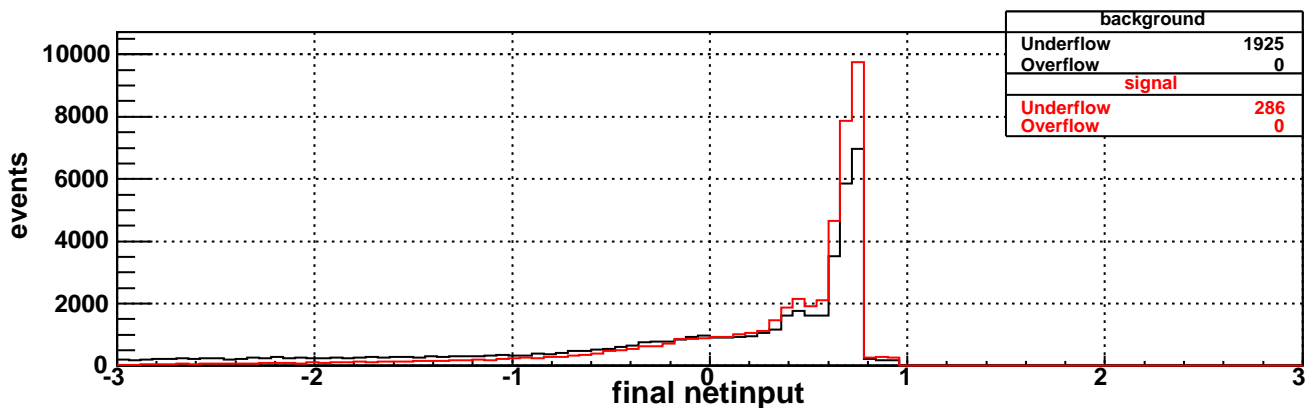
corr. to others 16.70%



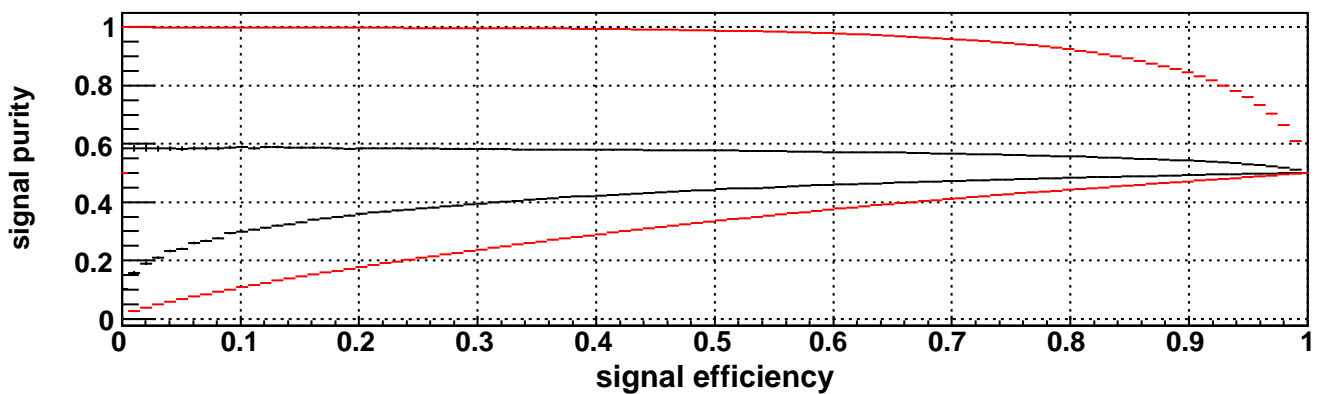
flat



spline fit



final



separation



Input node 3 : abs(qr)

3rd most important

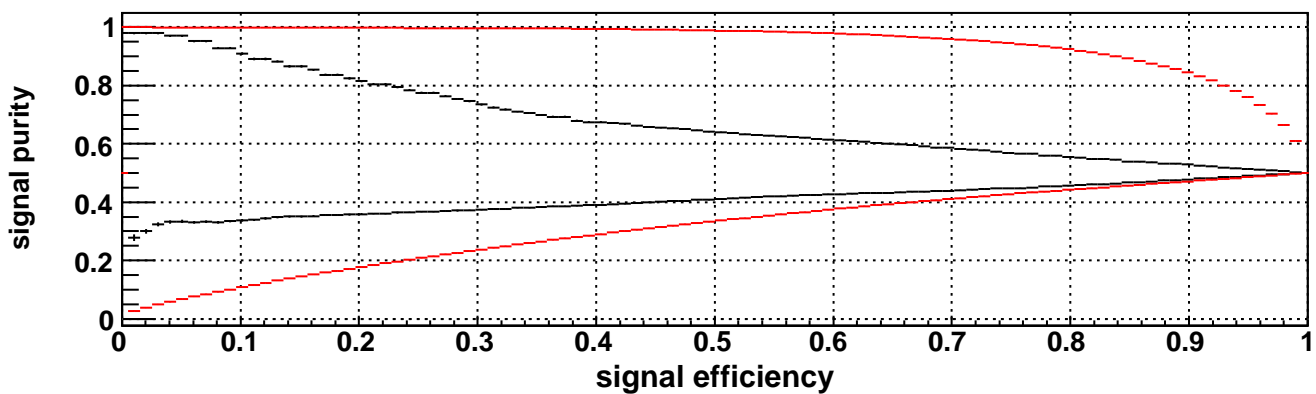
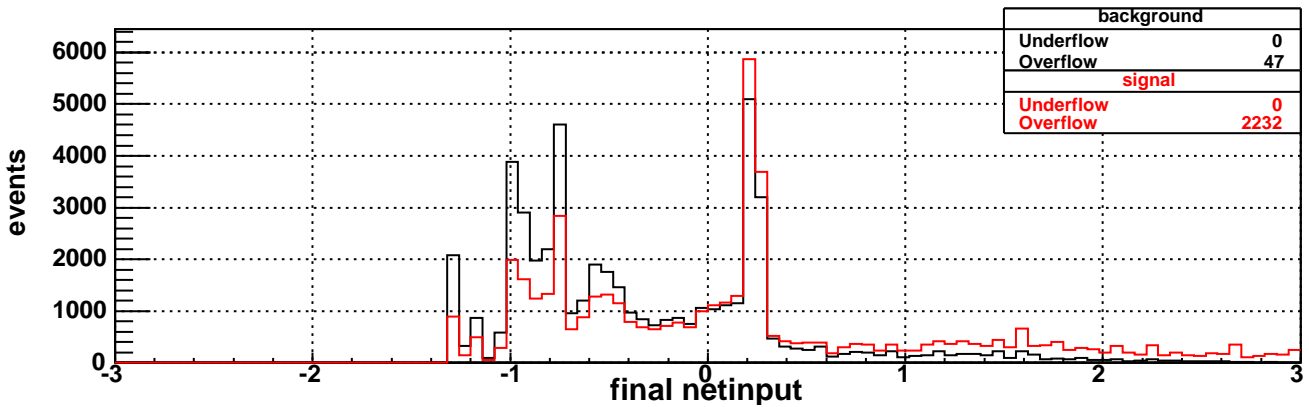
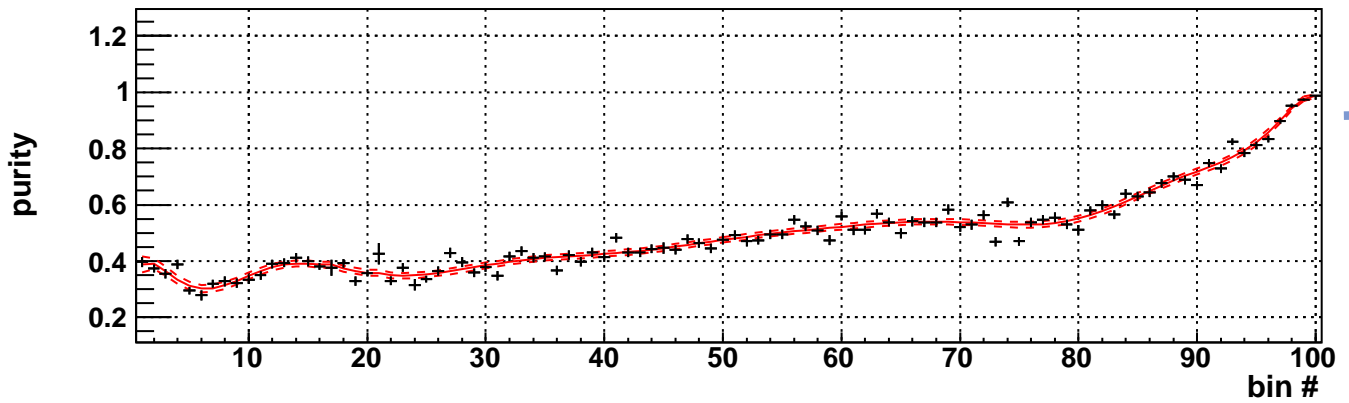
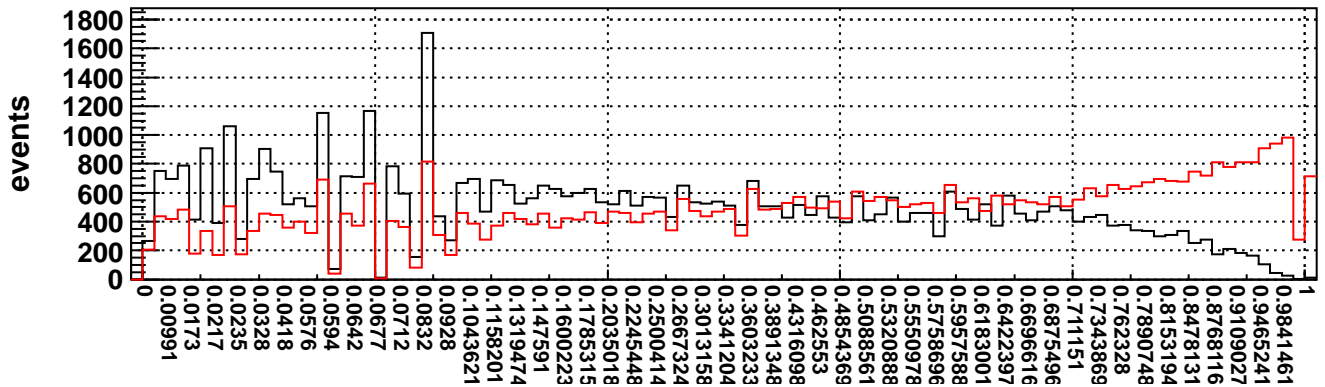
added signi. 32.89

signi. loss 32.12

PrePro: 14 #3

only this 90.42

corr. to others 28.40%



Input node 4 : k\_lr0

1st most important

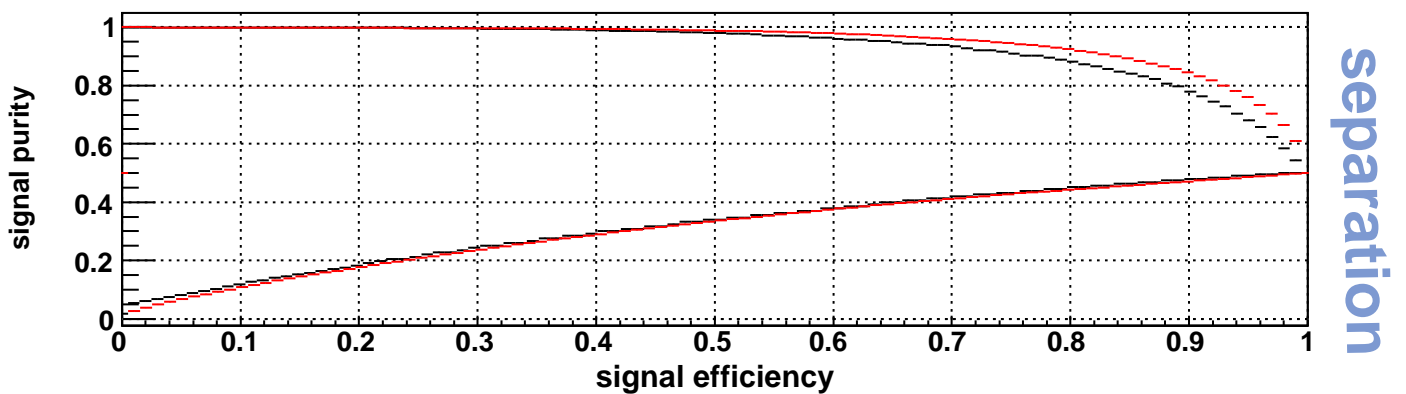
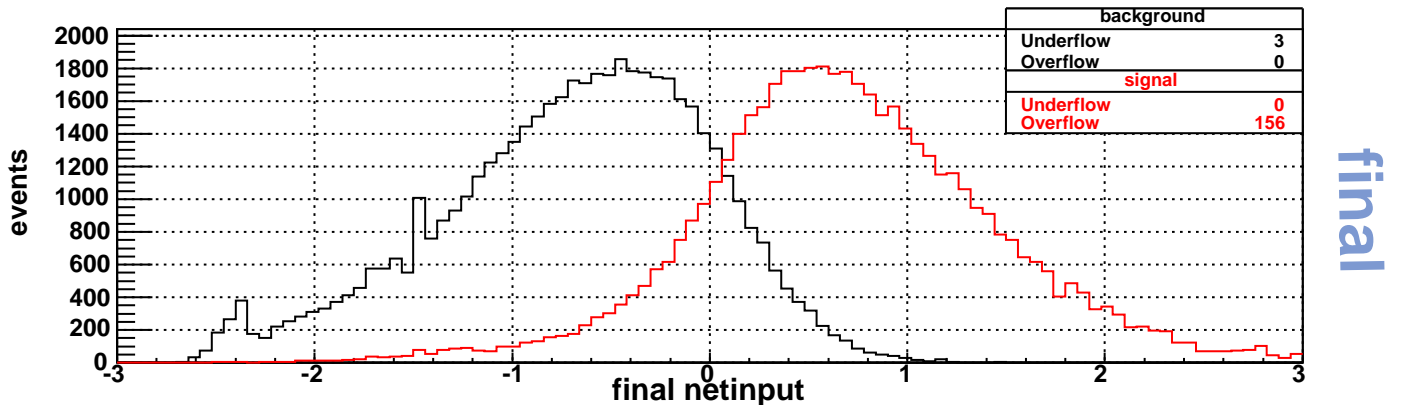
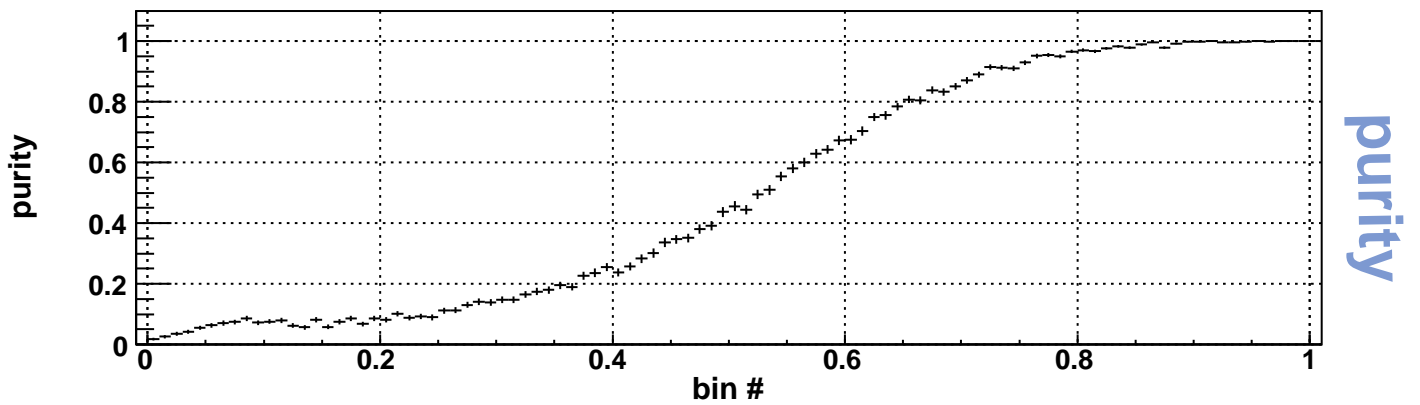
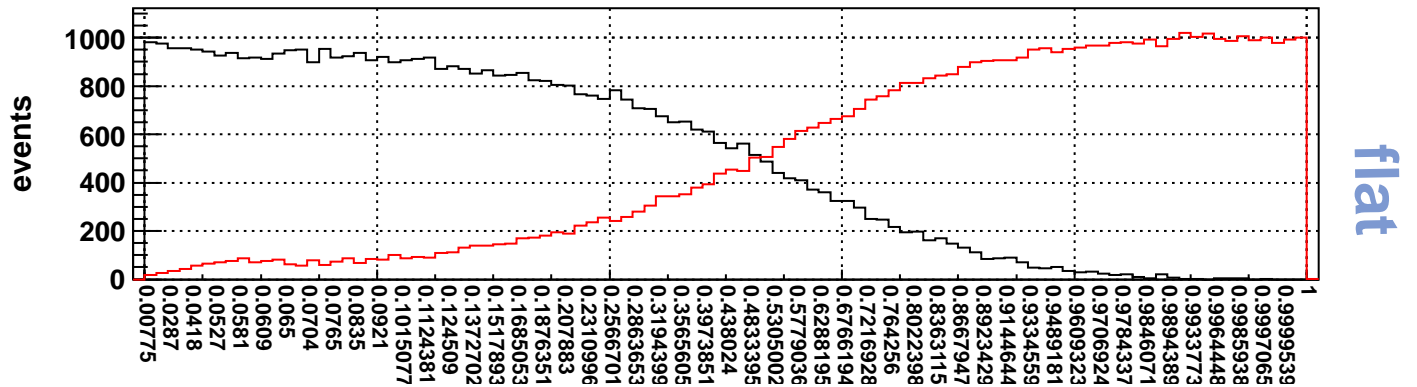
added signi. 207.15

signi. loss 111.60

PrePro: 12 #4

only this 207.15

corr. to others 70.50%



Input node 5 : b\_dz

2nd most important

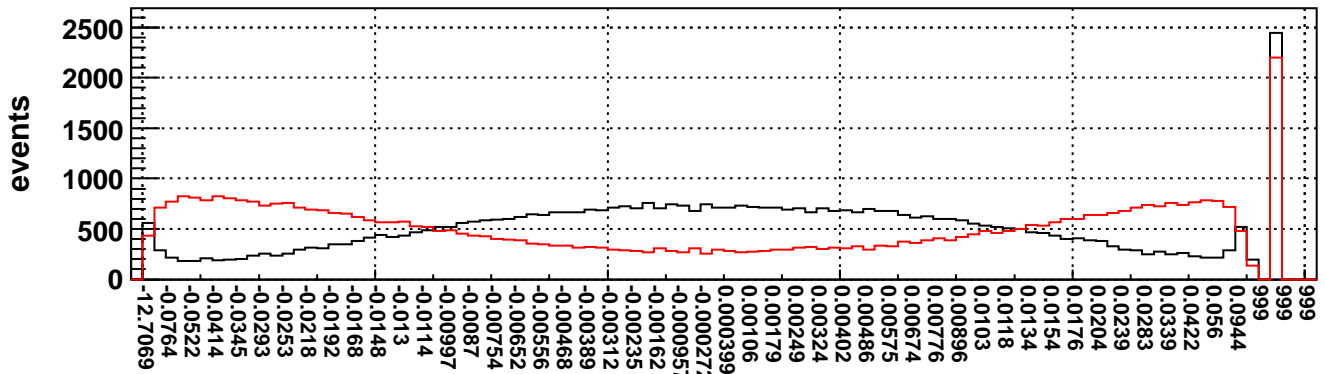
added signi. 48.06

signi. loss 47.06

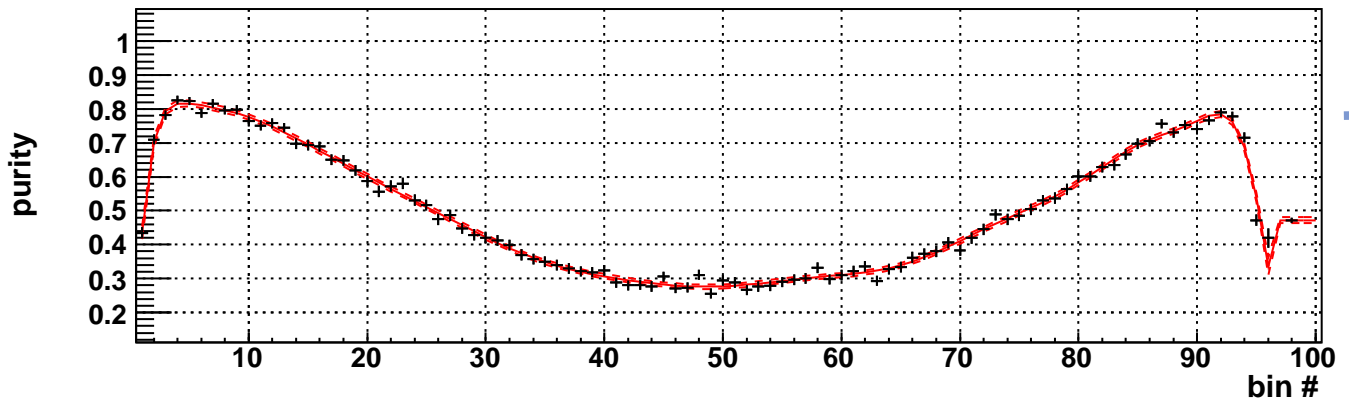
PrePro: 34 #5

only this 107.29

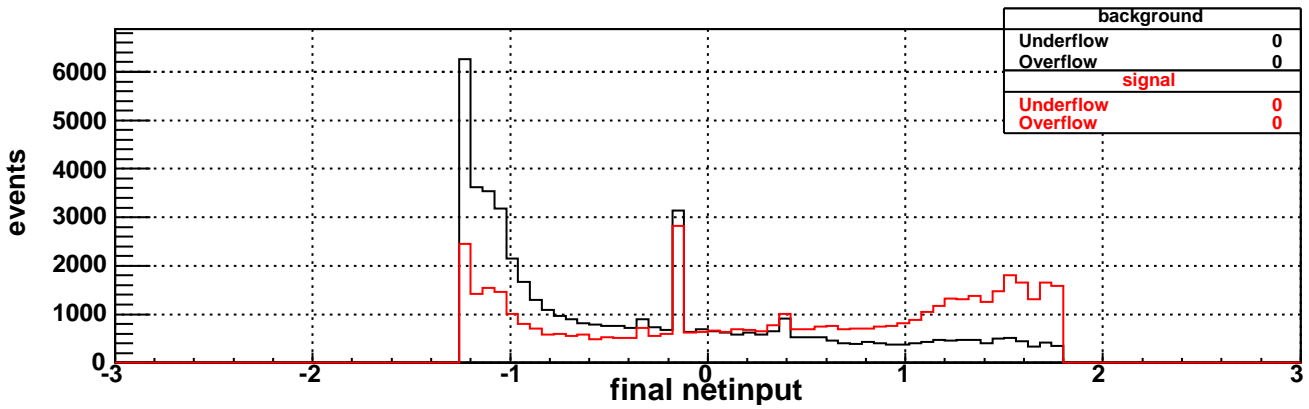
corr. to others 30.30%



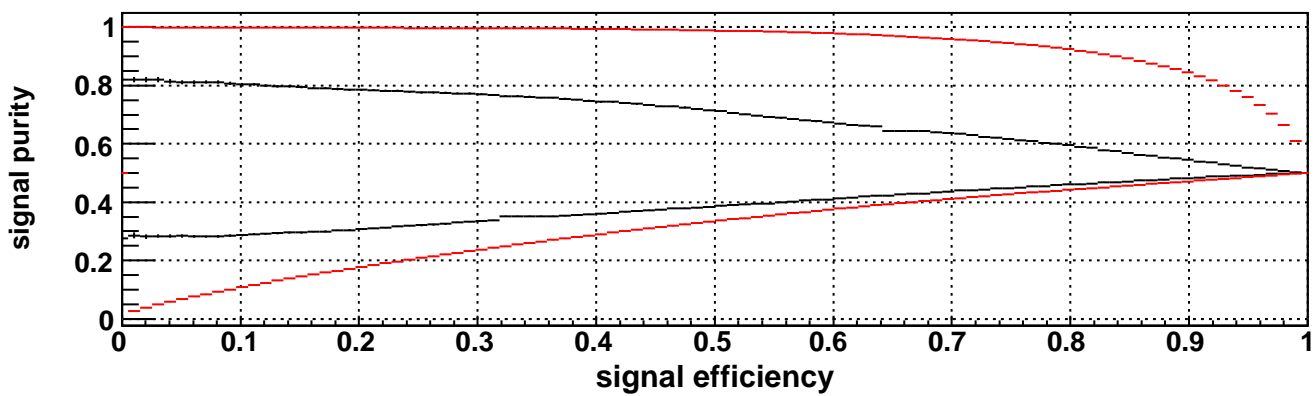
flat



spline fit



final



separation

Input node 6 : abscost

6th most important

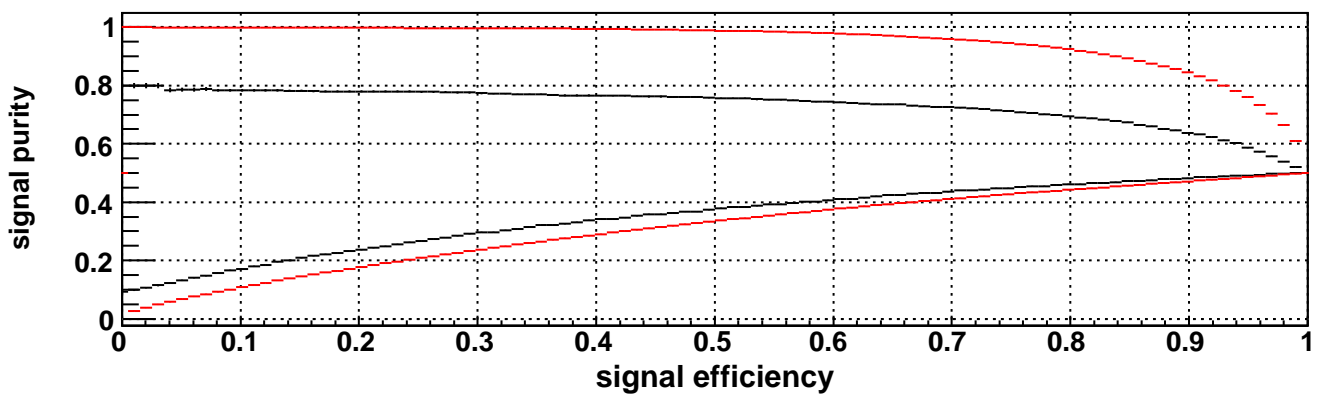
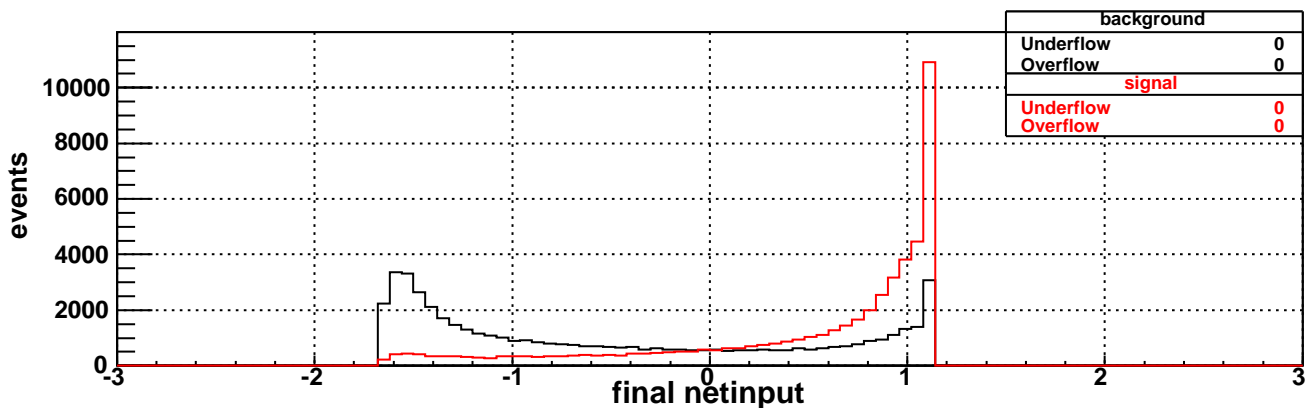
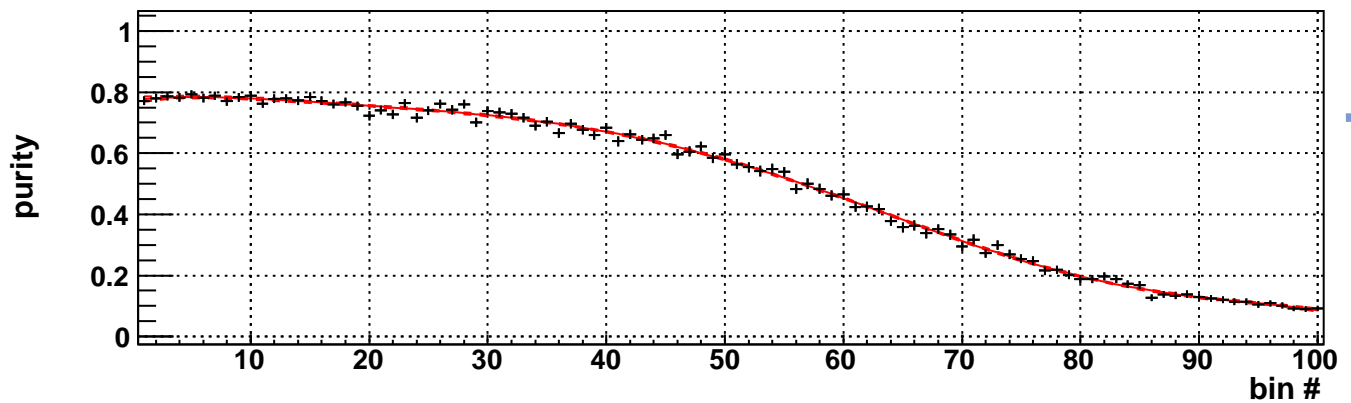
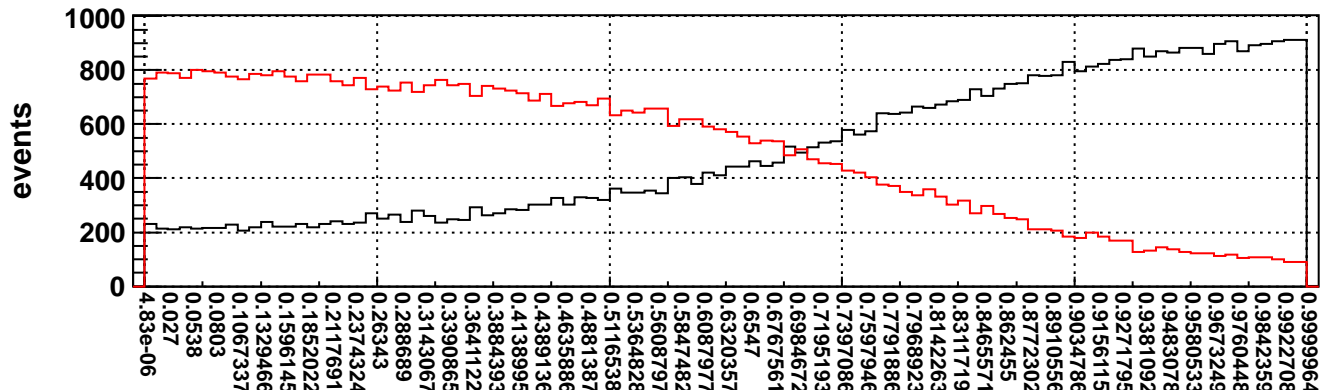
added signi. 21.03

signi. loss 21.03

PrePro: 14 #6

only this 149.34

corr. to others 65.40%



Input node 7 : hecosg0

5th most important

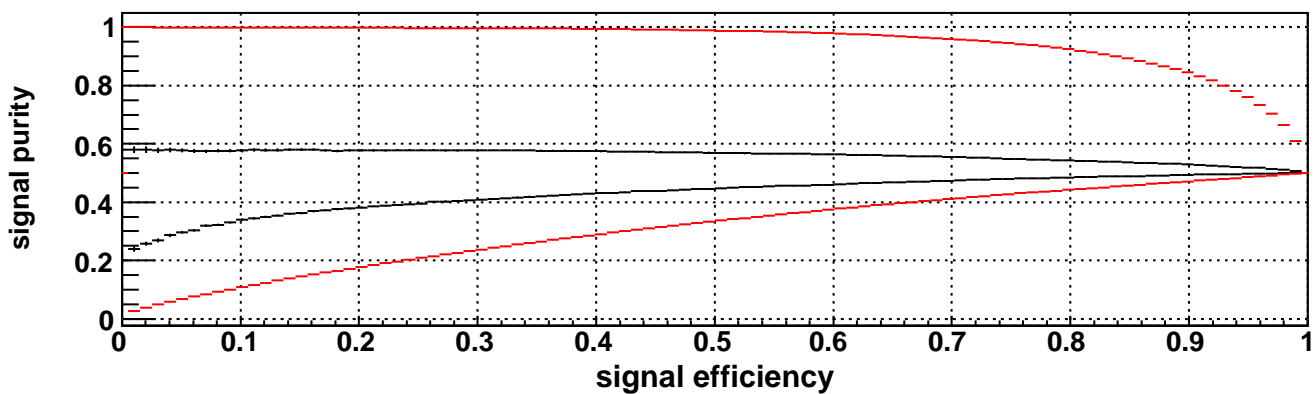
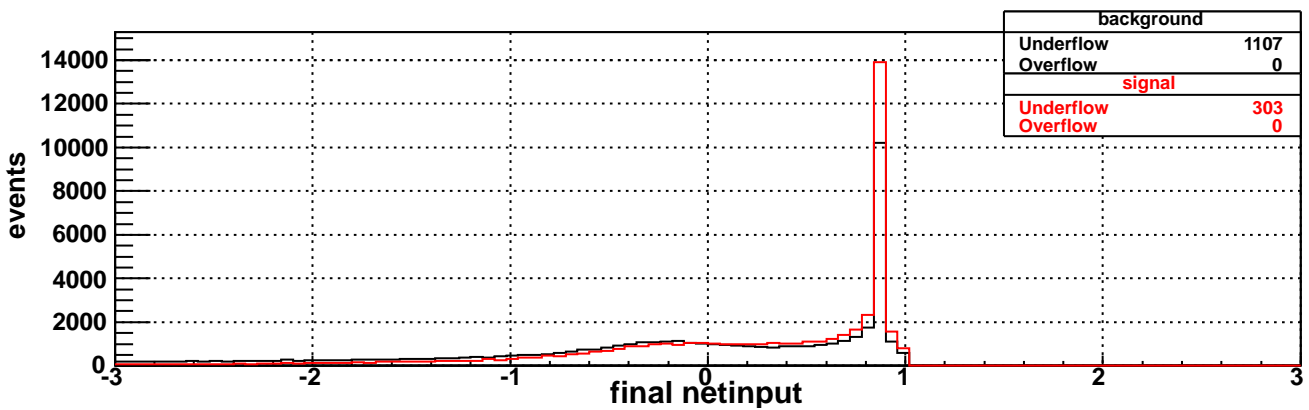
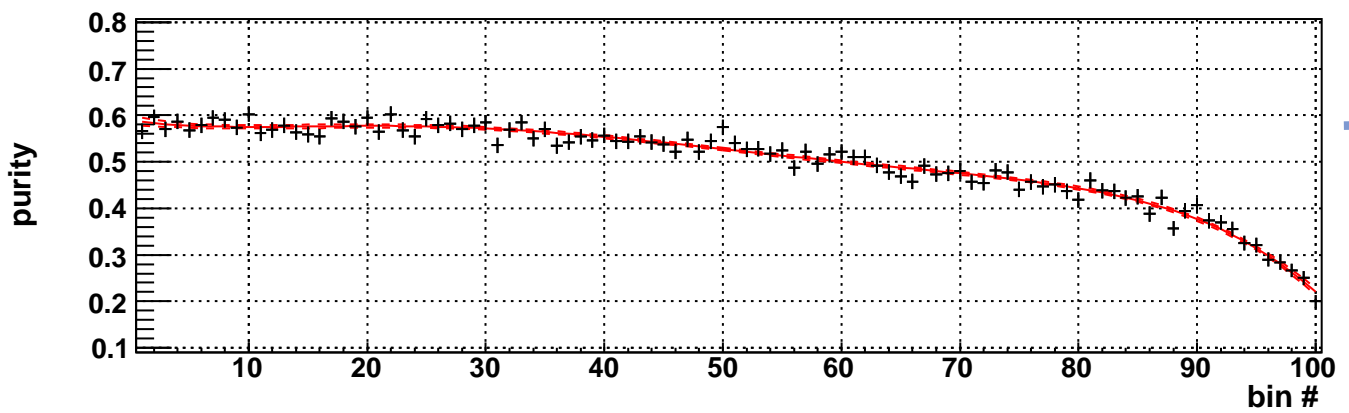
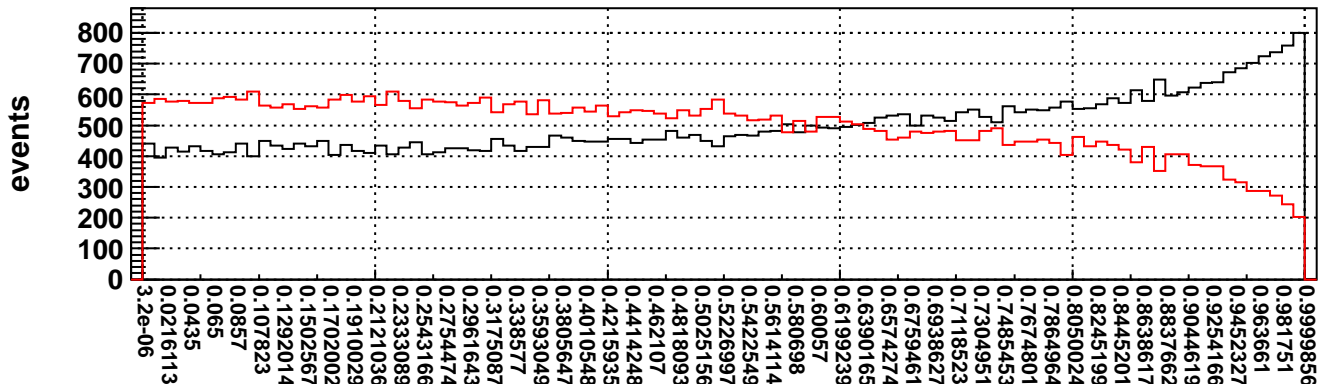
added signi. 21.74

signi. loss 21.30

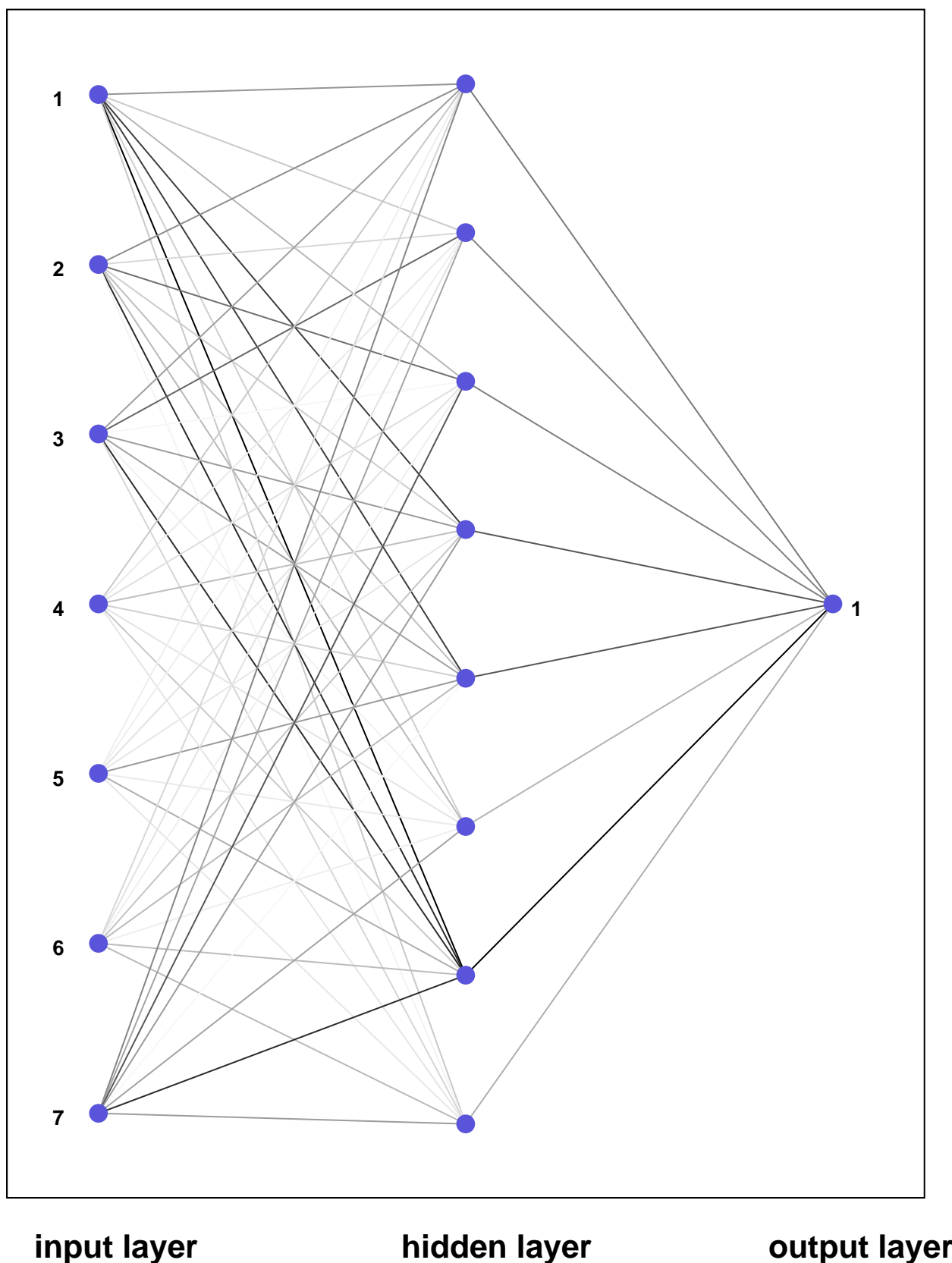
PrePro: 14 #7

only this 51.88

corr. to others 14.20%



## Network at iteration 150



## 付 録 B 4次元フィットの成分ごとの相関

4次元フィットである  $M_{bc}$ 、 $\Delta E$ 、 $NB^{TRANS}$ 、及び  $\cos \theta_{K^*(892)^0}$  の成分同士の相関を確認する。表 B.1 から表 B.6 と図 B.1 から図 B.6 を見ると、フィット成分同士の強い相関はないことが分かる。

	$M_{bc}$	$\Delta E$	$NB^{TRANS}$	$\cos \theta_{K^*(892)^0}$
$M_{bc}$		10.08%	0.14%	-0.53%
$\Delta E$			-0.56%	0.37%
$NB^{TRANS}$				1.60%
$\cos \theta_{K^*(892)^0}$				

表 B.1: シグナル MC(RC) における 4次元フィットの成分どうしの相関を表す数値。

	$M_{bc}$	$\Delta E$	$NB^{TRANS}$	$\cos \theta_{K^*(892)^0}$
$M_{bc}$		0.18%	7.57%	-0.37%
$\Delta E$			-6.79%	5.00%
$NB^{TRANS}$				3.36%
$\cos \theta_{K^*(892)^0}$				

表 B.2: シグナル MC(SCF) における 4次元フィットの成分どうしの相関を表す数値。

	$M_{bc}$	$\Delta E$	$NB^{TRANS}$	$\cos \theta_{K^*(892)^0}$
$M_{bc}$		-3.57%	4.11%	-2.65%
$\Delta E$			-2.66%	-0.11%
$NB^{TRANS}$				3.90%
$\cos \theta_{K^*(892)^0}$				

表 B.3: コンテニウム  $q\bar{q}$  MC における 4次元フィットの成分どうしの相関を表す数値。



	$M_{bc}$	$\Delta E$	$NB^{TRANS}$	$\cos \theta_{K^*(892)^0}$
$M_{bc}$		7.34%	-4.14%	8.25%
$\Delta E$			6.92%	-4.79%
$NB^{TRANS}$				0.63%
$\cos \theta_{K^*(892)^0}$				

表 B.4: ジェネリック  $B\bar{B}$  MC における 4 次元フィットの成分どうしの相関を表す数値。

	$M_{bc}$	$\Delta E$	$NB^{TRANS}$	$\cos \theta_{K^*(892)^0}$
$M_{bc}$		4.83%	-6.51%	-1.76%
$\Delta E$			9.33%	4.82%
$NB^{TRANS}$				1.81%
$\cos \theta_{K^*(892)^0}$				

表 B.5: レア  $B\bar{B}$  MC における 4 次元フィットの成分どうしの相関を表す数値。

	$M_{bc}$	$\Delta E$	$NB^{TRANS}$	$\cos \theta_{K^*(892)^0}$
$M_{bc}$		-8.84%	3.53%	-3.96%
$\Delta E$			-0.85%	-11.63%
$NB^{TRANS}$				3.95%
$\cos \theta_{K^*(892)^0}$				

表 B.6: 非共鳴 MC における 4 次元フィットの成分どうしの相関を表す数値。

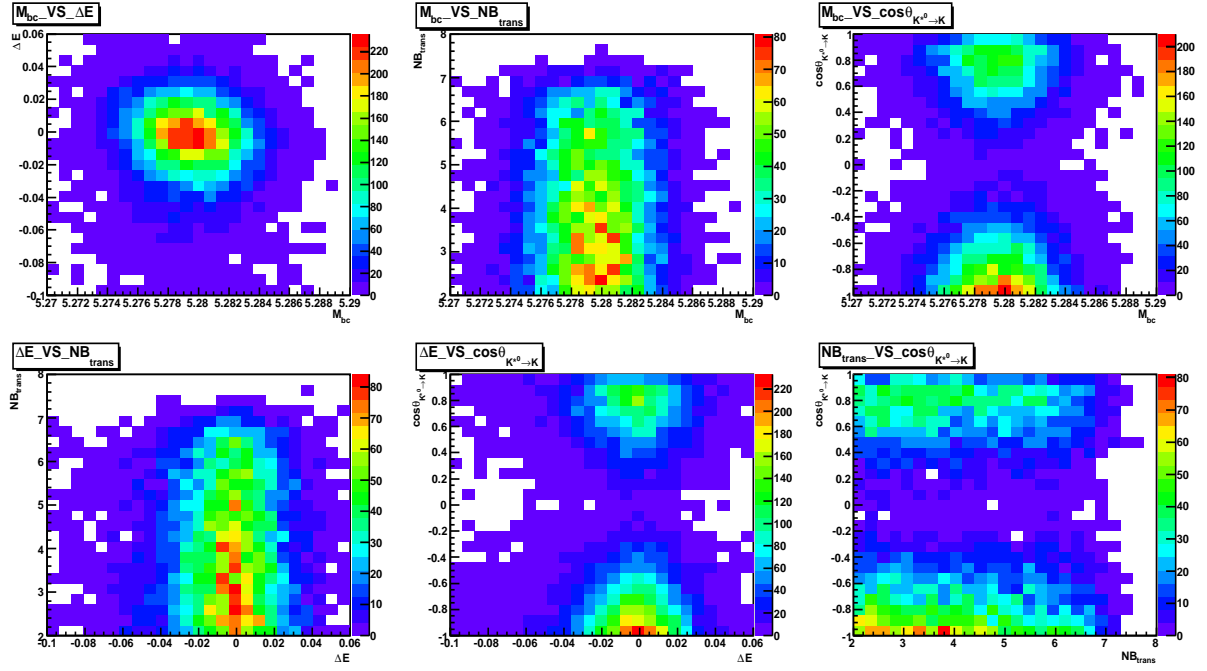


図 B.1: シグナル MC(RC) における 4次元フィットの成分どうしの相関を表す図。

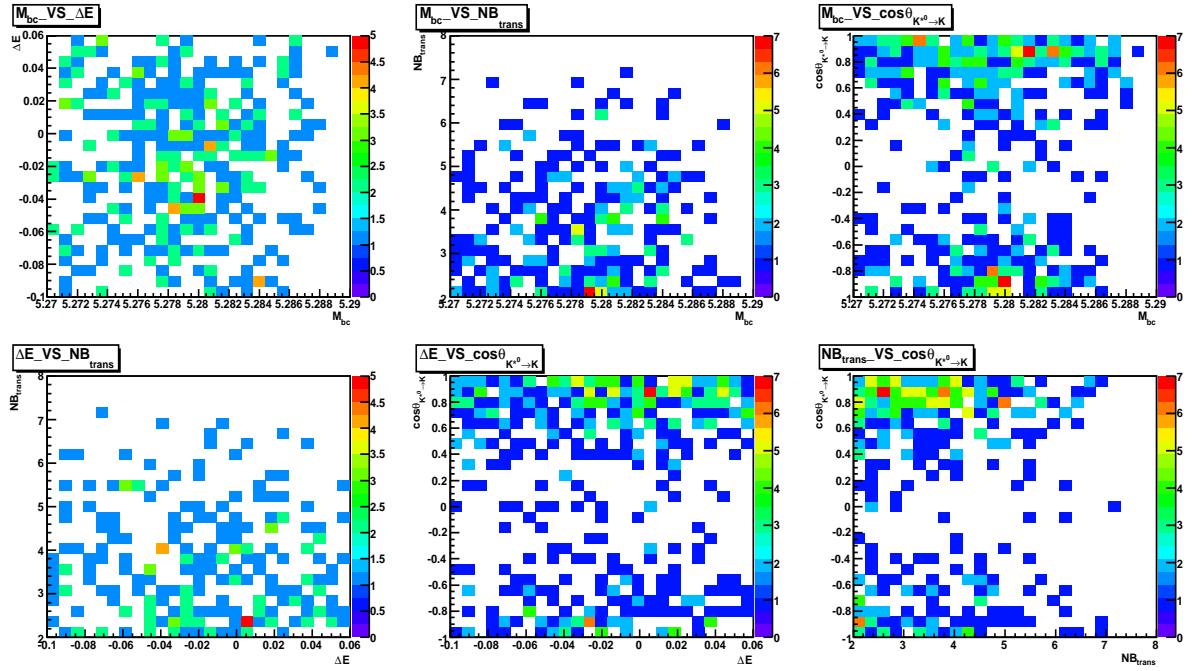


図 B.2: シグナル MC(SCF) における 4次元フィットの成分どうしの相関を表す図。

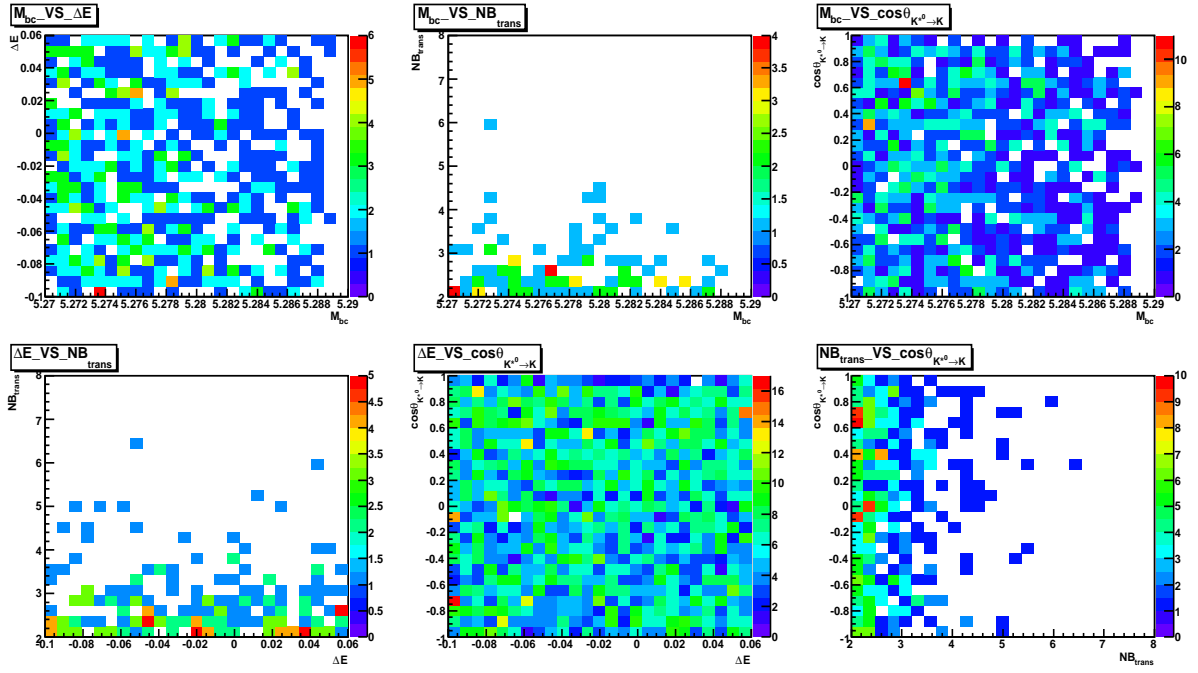


図 B.3: コンテニウム  $q\bar{q}$  MC における 4次元フィットの成分どうしの相関を表す図。

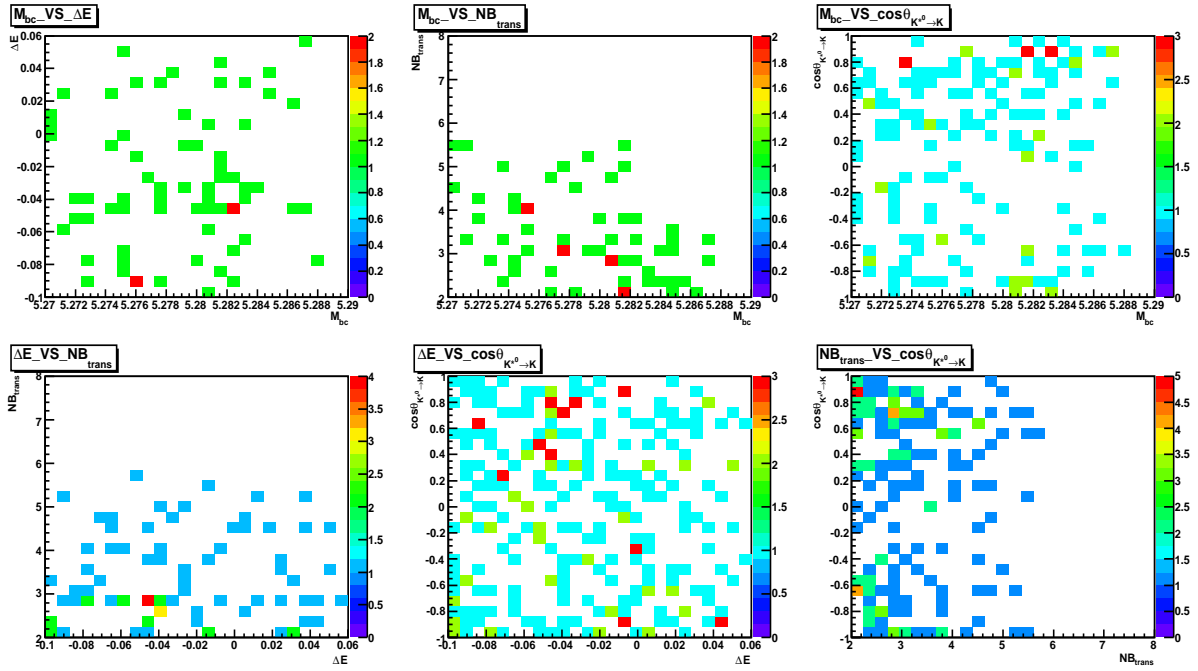


図 B.4: ジェネリック  $B\bar{B}$  MC における 4次元フィットの成分どうしの相関を表す図。

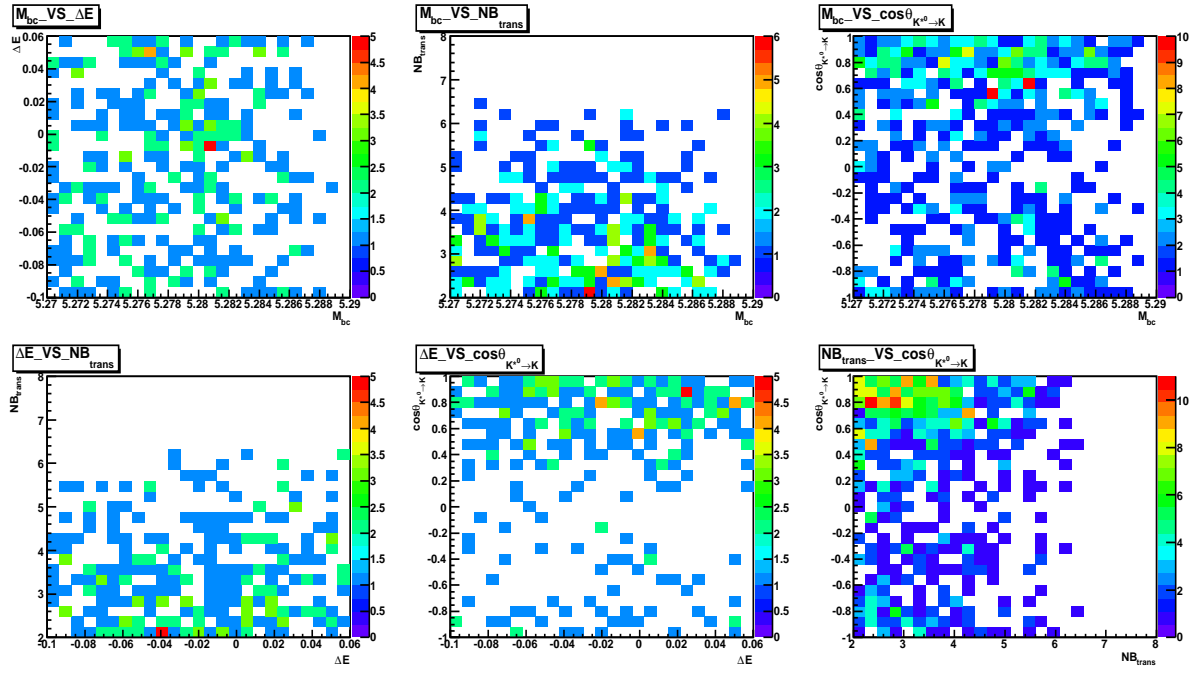


図 B.5: レア  $B\bar{B}$  MCにおける4次元フィットの成分どうしの相関を表す図。

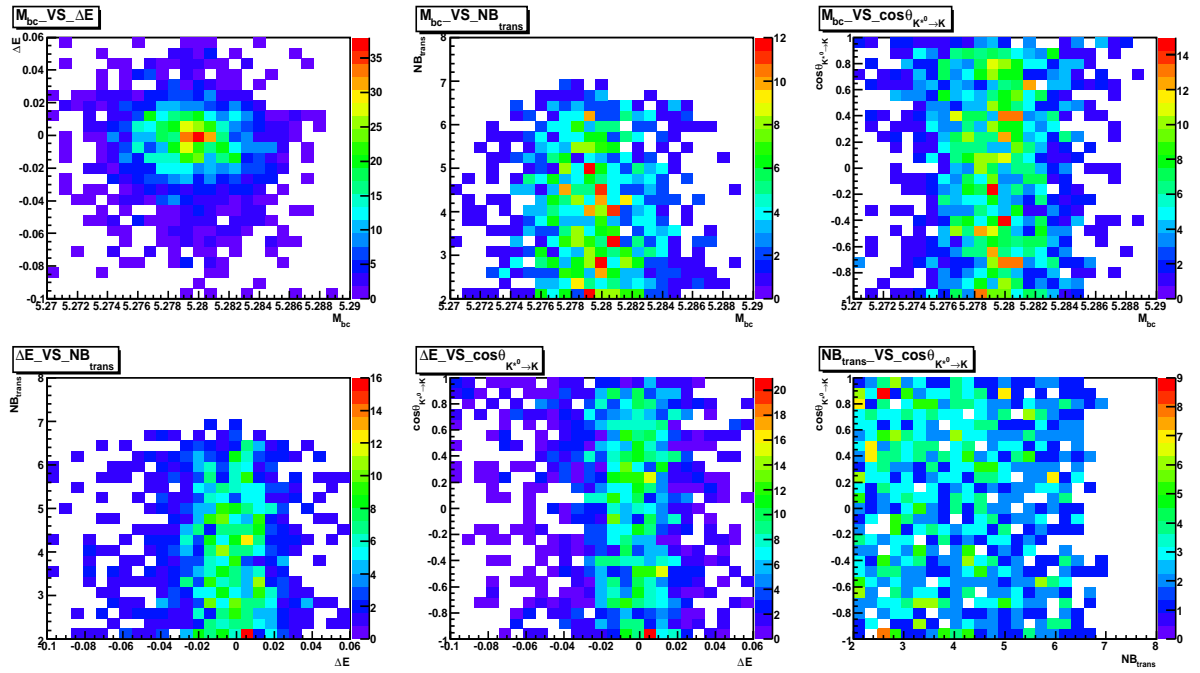


図 B.6: 非共鳴 MCにおける4次元フィットの成分どうしの相関を表す図。

## 付 録 C 確率密度関数

ここでは、本研究に用いられた確率密度関数の式を記述する。

### C.1 ガウシアン (Gaussian)

$$f(x) = \exp(-\frac{1}{2}(\frac{x - \mu}{\sigma})^2) \quad (\text{C.1})$$

### C.2 非対称なガウシアン (AG : Asymmetric Gaussian)

$$f(x) = \exp(-\frac{1}{2}(\frac{x - \mu}{\sigma_{\text{Left}}})^2) [x - \mu < 0], \quad (\text{C.2})$$

$$f(x) = \exp(-\frac{1}{2}(\frac{x - \mu}{\sigma_{\text{Right}}})^2) [x - \mu > 0] \quad (\text{C.3})$$

### C.3 ブライトウィグナー (BreitWigner)

$$f(x) = \frac{1}{(x - m)^2 + \frac{1}{4}g^2} \quad (\text{C.4})$$

### C.4 クリスタルボール関数 (C.B : Crystal-Ball)

$$f(x) = \frac{(\frac{n}{|\alpha|})^n e^{-\frac{1}{2}\alpha^2}}{(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - x)^n} [x < -|\alpha|], \quad (\text{C.5})$$

$$f(x) = \exp(-\frac{1}{2}(\frac{x - m}{s})^2) [x > -|\alpha|] \quad (\text{C.6})$$

## C.5 アーガス関数 (Argus)

$$f(x) = x(1 - (\frac{x}{m})^2)^P \cdot \exp(c(1 - (\frac{x}{m})^2)) \quad (\text{C.7})$$

## C.6 $l$ 次のチェビシェフ関数 (Chebychev)

$$f(x) = 1 + \sum_{l=1,n} a_l T_l(x), \quad (\text{C.8})$$

$$T_l(x) = \frac{1}{4\pi i} \oint \frac{(1-t^2)t^{-l-1}}{(1-2tx+t^2)} dt \quad (\text{C.9})$$

## C.7 非数値的な関数

以下の2つの関数は、非数値的な関数で、フィットモデルを関数化することが難易な時に用いる。

### C.7.1 ヒストグラム関数 (Histogram)

対象のイベントからヒストグラムを作成し、それをそのまま確率密度関数として用いる。ヒストグラム由来のガタつきを現象させるため、スムースドパラメータによりヒストグラムをある程度滑らかにすることができる。しかし、スムースドパラメータをインプットしても対象の1ビン当りのイベントが少ないとヒストグラムはガタついてしまう。

### C.7.2 ケイズ関数 (Keys)

対象イベントの1イベントごとをガウシアンで表し、それをイベントの数だけ足し合わせることによって確率密度関数を得る。ヒストグラム関数よりも滑らかであり、統計が少ないとしても滑らかな分布を得ることができる。ただし、計算時間が非常にかかる。

## 関連図書

- [1] H.-Y. Cheng and J. G. Smith, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 59, 215 (2009).
- [2] M. Beneke and M. Neubert, *Nucl. Phys.* B651, 225 (2003).
- [3] A. G. Akeroyd, C. H. Chen, and C. Q. Geng, *Phys. Rev. D* 75, 054003 (2007).
- [4] M. Beneke and M. Neubert, *Nucl. Phys.* B675, 333 (2003).
- [5] W. Wang, Y. M. Wang, D. S. Yang, and C. D. Lu, *Phys. Rev. D* 78, 034011 (2008).
- [6] C.-W. Chiang and Y.-F. Zhou, *J. High Energy Phys.* 03 (2009) 055.
- [7] P. del Amo Sanchez *et al.* (*BABAR* Collaboration), *Phys. Rev. D* 82, 011502 (2010).
- [8] J. Schümann *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* 75, 092002 (2007).
- [9] N. Cabibbo, “Unitary Symmetry and Leptonic Decays”, *Phys. Rev. Lett.* 10, 531 (1963).
- [10] M. Kobayashi and T. Maskawa, “CP violation in the renormalizable theory of weak interaction”, *Prog. Theor. Phys* 49, 652(1973).
- [11] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* 51, 1945(1983).
- [12] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* 86, 010001 (2012).
- [13] S. Kurokawa and E. Kikutani, *Nucl. Instr. and Meth. A* 499, 1 (2003), and other papers included in this volume; T. Abe *et al.*, *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 03A001 (2013) and following articles up to 03A011.
- [14] A. Abashian *et al.* (Belle Collab.), *Nucl. Instr. and Meth. A* **479**, 117 (2002); also, see the detector section in J. Brodzicka *et al.*, *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 04D001 (2012).
- [15] Z. Natkaniec *et al.* (Belle SVD2 Group), *Nucl. Instr. and Meth. A* **560**, 1(2006).
- [16] M. Feindt and U. Kerzel, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 559, 190 (2006).
- [17] The Fox-Wolfram moments were introduced in G. C. Fox week ending 10 JUNE 2011 and S. Wolfram, *Phys. Rev. Lett.* 41, 1581 (1978); S. H. Lee *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 91, 261801 (2003).



- [18] H. Kakuno *et al.* (Belle Collaboration), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 533, 516 (2004).
- [19] D. J. Lange, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 462, 152 (2001).
- [20] T. Skwarnicki, DESY Report No. F31-86-02, 1986.
- [21] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration), Phys. Lett. B 241, 278 (1990).
- [22] Kernel Estimation in High-Energy Physics, K. Cranmer, Comput. Phys. Commun. 136, 198 (2001).