付 録A　解析における補足

解析の補足として、本文中では用いなかった図や細部についてふれる。

A.1　事象選別に関する補足

(1) モンテカルロに用いた m_ρ の値について

4.3.3 節において、実験データとモンテカルロを比較する際、モンテカルロの値として表 4.3.3 にある値を使用した。この裏付けとして、m_ρ の値に「$m_\rho = 766.5\ MeV$ を使った場合の $(\pi^-\pi^0)^2$ 分布」を図 A.1 に、「$m_\rho = 775.3\ MeV$ を使った場合の $(\pi^-\pi^0)^2$ 分布」を図 A.3 に示した。また、図 A.1 と図 A.1 は図 A.1, 図 A.3 に対する $R = \frac{Data}{MC} - 1$ plot である。これらを見比べてみると、$m_\rho = 769.3\ MeV$ を用いた方にはわずかであるが peak shift が見られる。一方、$m_\rho = 775.3\ MeV$ を用いた方では、データとモンテカルロがよく合っていることが確かめられた。

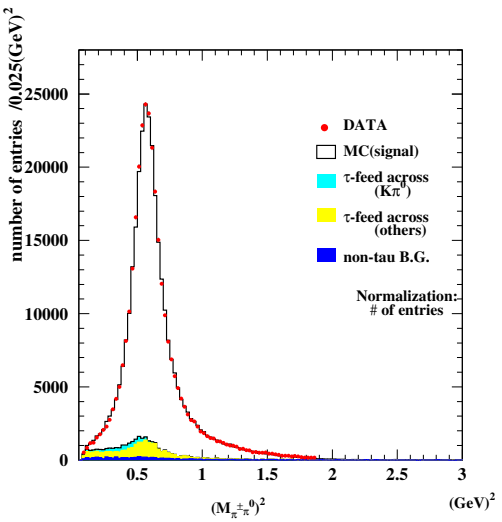

図 A.1: MC において $m_\rho = 775.3\ MeV$ を用いた場合の $(M_{\pi\pi^0})^2$ 分布。　$(m_\rho = 775.3\ MeV$ は τ, e^+e^- 実験における ρ 中間子の質量。) 図中の点やヒストグラムの意味は図 4.18 と同じである。

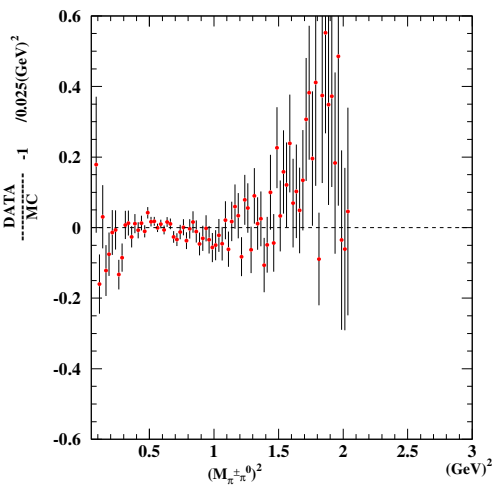

図 A.2: $(M_{\pi\pi^0})^2$ の $\frac{DATA}{MC} - 1$ plot。(MC において $m_\rho = 775.3\ MeV$ を用いた場合)

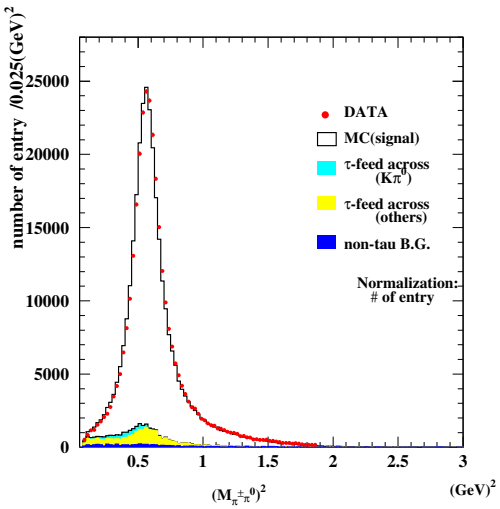

図 A.3: MC において $m_\rho = 769.3\ MeV$ を用いた場合の $(M_{\pi\pi^0})^2$ 分布。 $(m_\rho = 769.3\ MeV$ は PDG における ρ 中間子の質量。) 図中の点やヒストグラムの意味は図 4.18 と同じである。

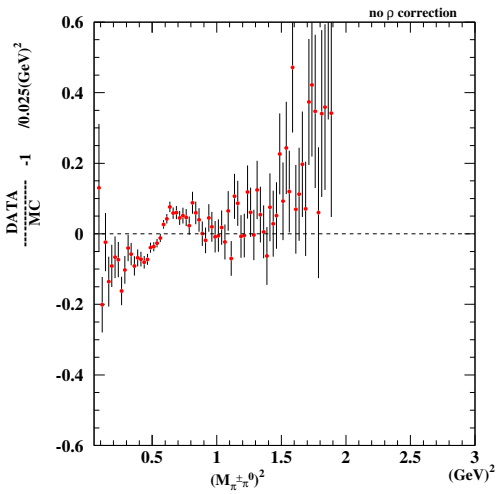

図 A.4: $(M_{\pi\pi^0})^2$ の $\frac{DATA}{MC} - 1$ plot。(MC において $m_\rho = 769.3\ MeV$ を用いた場合)

付 録B　SVD unfolding

B.1　簡単な例

ここでは unfolding の一番単純な例として、

$$\boldsymbol{A}_{ij}\boldsymbol{X}_j = \boldsymbol{b}_i \tag{B.1}$$

において、$i = 1, 2$、$j = 1, 2$、$\boldsymbol{A}$ は 2×2 の行列である場合を考える。つまり、

$$\begin{cases} \boldsymbol{X} = (X_1, X_2) \\ \boldsymbol{b} = (b_1, b_2) \\ \hat{\boldsymbol{A}} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1+\varepsilon & 1-\varepsilon \\ 1-\varepsilon & 1+\varepsilon \end{pmatrix} \end{cases} \tag{B.2}$$

ここで ε は検出器の resolution を決定する要素で

$$\begin{cases} \varepsilon = 1 \text{ の時 } : \hat{\boldsymbol{A}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} & \text{理想的な検出器。真の分布そのものが観測された分布として得られる。} \\ \varepsilon = 0 \text{ の時 } : \hat{\boldsymbol{A}} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} & \text{resolution は最悪であり、真の分布に依らず観測される分布は同じになる。} \end{cases}$$

ここで、responce matrix A は

$$\boldsymbol{A} \equiv \boldsymbol{U}\boldsymbol{S}\boldsymbol{V}^T \tag{B.3}$$

$$\begin{aligned} \boldsymbol{A}^{-1} &= \boldsymbol{V}\boldsymbol{S}^{-1}\boldsymbol{U}^{-1} \\ &= \boldsymbol{V}\boldsymbol{S}^{-1}\boldsymbol{U}^T \end{aligned} \tag{B.4}$$

$$\begin{cases} \boldsymbol{U} \text{ は直行行列なので } \ \boldsymbol{U}^T = \boldsymbol{U}^{-1} \\ \text{行列 } \boldsymbol{A} \text{ に対する固有値は } 1 \text{ と } \varepsilon \quad \begin{cases} \text{固有値 } 1 \text{ がのときの固有ベクトルは: } \ \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \\ \text{固有値が } \varepsilon \text{ のときの固有ベクトルは: } \ \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \end{cases} \end{cases}$$

以上より、

$$\begin{cases} \boldsymbol{U} = \boldsymbol{V} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \\ \boldsymbol{S} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \end{cases} \tag{B.5}$$

となる。これを使い、真の分布を表すと、

$$\begin{aligned} \boldsymbol{X} &= \boldsymbol{V}\boldsymbol{S}^{-1}\boldsymbol{U}^{T}\boldsymbol{b} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/\varepsilon \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+1/\varepsilon & 1-1/\varepsilon \\ 1-1/\varepsilon & 1+1/\varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} \\ &= \left\{ \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2\varepsilon} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \right\} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{B.6}$$

上の式において、2 項目の $\frac{1}{2\varepsilon} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$ のために統計誤差が拡大されてしまう。このように、数学的に解いて求めては、物理的に意味のない分布を得ることになってしまう。

B.2 SVD unfolding における smoothing(regularization)

第節でもふれたように、SVD unfolding では「物理量を扱う際、隣合う 2 つの bin の変化 no で saize

$$\begin{cases} \boldsymbol{\omega}_j = \frac{\boldsymbol{X}_j}{\boldsymbol{X}_j^{init}} \\ \sum_{j=1} \tilde{\boldsymbol{A}}_{ij}\boldsymbol{\omega}_j = \tilde{\boldsymbol{b}}_i \end{cases} \tag{B.7}$$

と定義し直して、responce matrix についても

$$\tilde{\boldsymbol{A}}\boldsymbol{C}^{-1} = \boldsymbol{U}\boldsymbol{S}\boldsymbol{V}^{T} \tag{B.8}$$

とする。そして、

$$\begin{cases} \boldsymbol{d} \equiv \boldsymbol{U}^{T}\tilde{\boldsymbol{b}} \\ \boldsymbol{Z} \equiv \boldsymbol{V}^{T}\boldsymbol{C}\boldsymbol{\omega} \end{cases} \tag{B.9}$$

を用いて統計的に意味のないところを探す。ただし、ここではなめらかに cut を入れるための要素を ξ として

$$|\boldsymbol{A}\boldsymbol{X} - \boldsymbol{b}|^2 + \xi|\boldsymbol{C}\boldsymbol{X}|^2 = minimum \tag{B.10}$$

と、なるようなところを探す。ここで、C は

$$\begin{cases} \boldsymbol{C}_{11} = \cdots = \boldsymbol{C}_{nn} = -1 \\ \boldsymbol{C}_{ii} = -2 \quad (i = 2 \sim n-1) \\ \boldsymbol{C}_{j\ j+1} = \boldsymbol{C}_{j+1\ j} = 1 \quad (j = 1 \sim n-1) \text{ その他の } \boldsymbol{C}_{ij} = 0 \end{cases} \tag{B.11}$$

と選ばれている。実際には以上の方法を用いてデータの unfolding を 行った。

B.3 unfoldingに関する分布

ここでは、本文中では取り扱わなかったunfoldingに関する分布の補足を行う。

B.3.1 SVD unfoldingのテスト

(関連節は5.2節)

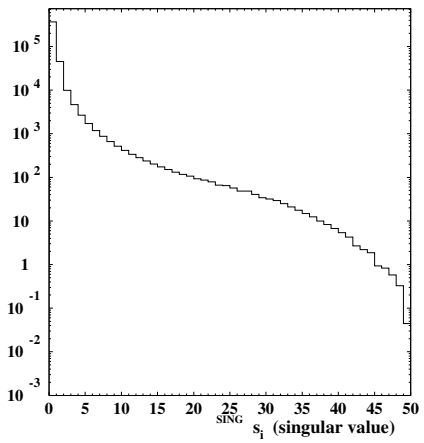

図 B.1: SVD unfoldingのテストにおけるsinglar value s_i 分布。 横軸にi、縦軸に s_i をとった図。

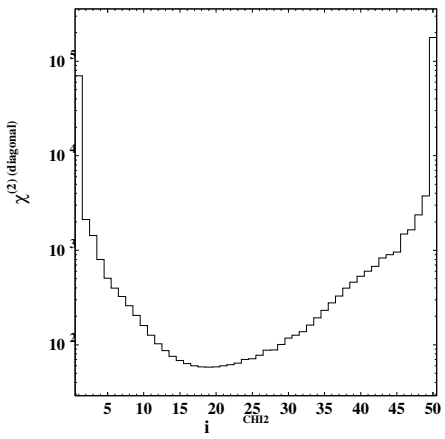

図 B.2: SVD unfoldingのテストにおける χ^2 分布。 横軸にi、縦軸に対角成分のみを考慮した場合の χ^2 分布をとった図。

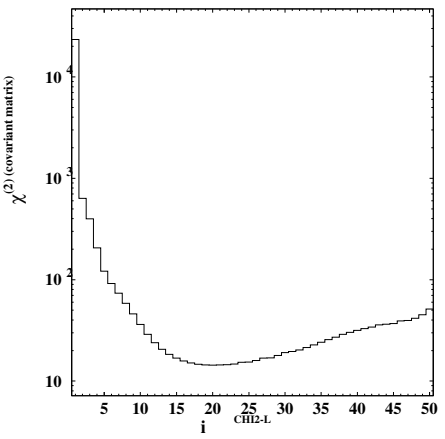

図 B.3: SVD unfoldingのテストにおける χ^2 分布。 横軸にi、縦軸に χ^2 分布をとった図。

B.3.2 データの unfolding

(関連節は 5.3 節)

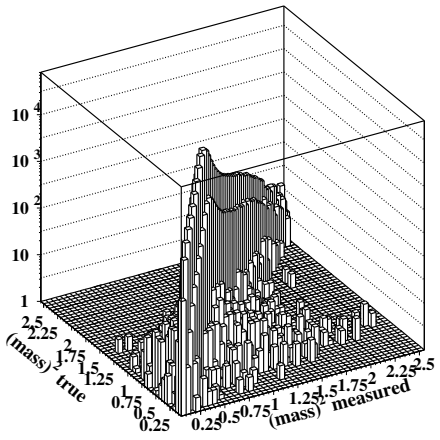

図 B.4: response matrix 分布 (event)。 図 5.10 の 2 次元 plot に対し、z 軸に entry 数をとった図。

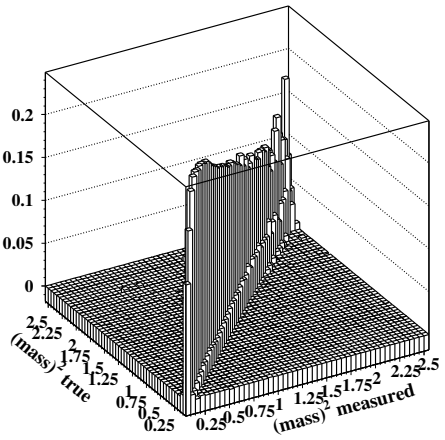

図 B.5: response matrix 分布 (確率)

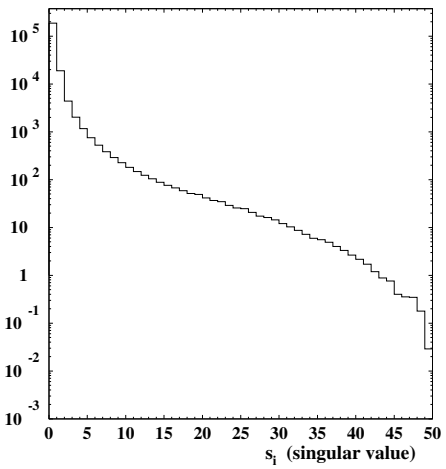

図 B.6: singlar value s_i 分布。 横軸に i、縦軸に s_i をとった図。

付 録C　誤差の取り扱い

C.1　fitting における誤差と χ^2 の取り扱い

(関連する節は 5.2、5.3)
普通、PAW 等の中で fitting する際、使われている χ^2 の定義は、

$$\chi^2(\alpha) = \sum_{i=1}^{n} \frac{(f(x_i,\alpha) - e_i)^2}{\sigma_i^2} \tag{C.1}$$

となっている。ここで、

$$\begin{cases} \alpha & \text{fitting 変数} \\ e_i & \text{実験データ} \\ f(x_i,\alpha) & \textit{fitting} \text{ に用いる関数} \end{cases}$$

である。
しかし、本論文で取り扱ったような場合は error matrix を考慮しなければならない。上の定義を error matrix が考慮されるように書き換えると

$$\chi^2(\alpha) = \sum_{ij} (f(x_i,\alpha) - e_i)(X^{-1})_{ij}(f(x_j,\alpha) - e_j) \tag{C.2}$$

となる。ここで、

$$\begin{cases} \alpha & \text{fitting の変数} \\ e_i & \text{実験データ} \\ f(x_i,\alpha) & \text{fitting に用いる関数} \\ (X^{-1})_{ij} & \text{error matrix の逆行列} \end{cases}$$

である。式 C.2 にあるような χ^2 の取り扱いをするために、「 MINUIT 」を用いた。

本解析で用いた error matrix の逆行列を図 C.1 に示した。

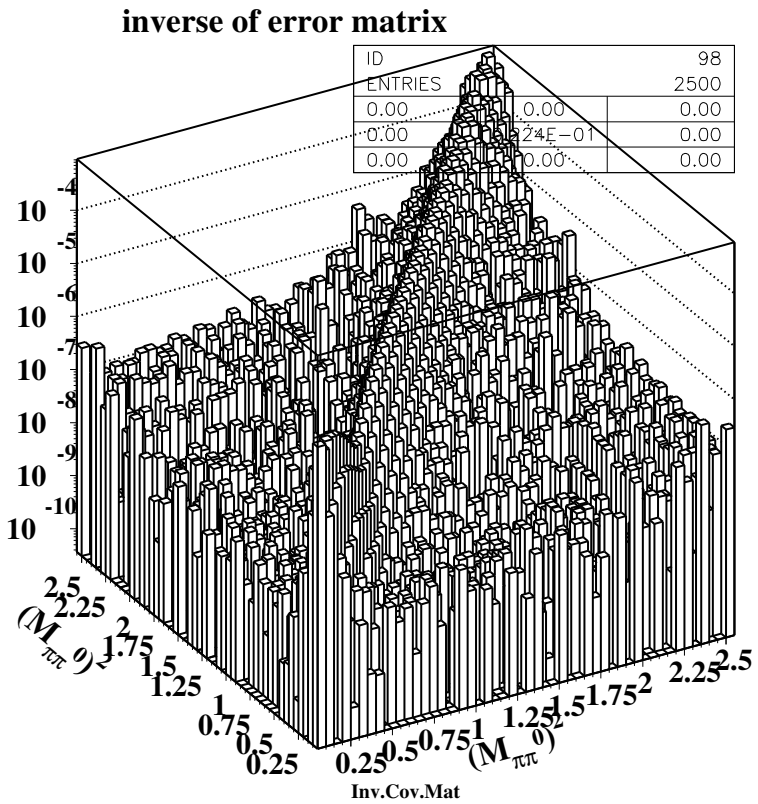

図 C.1: 本解析で用いた error matrix の逆行列。

C.2 ハドロン真空偏極項 $(a_\mu^{\pi\pi})$ を求める際の誤差の取り扱い

(関連する節は 5.5)

5.5 節でも、書いたように $a_\mu^{\pi\pi}$ を求める際の誤差の取り扱いを式 5.34 とした。

$$\Delta a_\mu^{\pi\pi} = \sum_{i,j} \left(\frac{da_\mu}{dn_i}\right) \left(\frac{da_\mu}{dn_j}\right) E_{i,j}$$

ここで用いた error matrix を図 C.2 に示した。

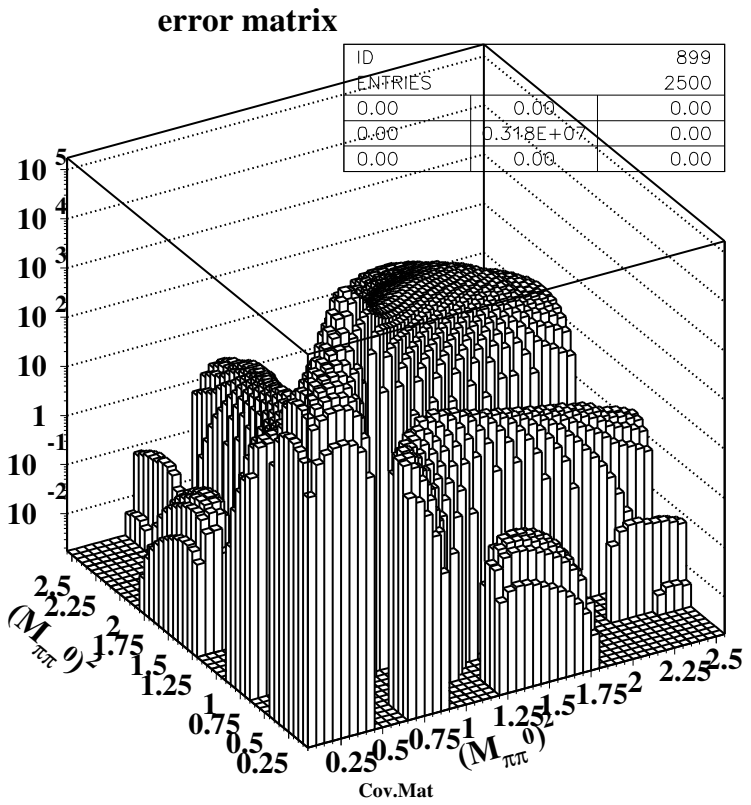

図 C.2: 本解析で用いた error matrix。 rank=8 となっている。

C.3 fitting に用いた変数間の相関関係

(関連する節は 5.2,5.3) 本論文において $(M_{\pi\pi^0})^2$ 分布を fit して M_ρ や Γ_ρ の値を得た。このように fit に使う変数が複数ある場合、一般に変数同士が互いに関連性を持って動いていることが知られている。5.3 節において fit した際の、変数間の相関関係を correlation matrix として示す。以下の correlation matrix 中の'$norm.$' は、fit する時の規格化定数である。

(1)*Kühn and Santamaria* モデル($\rho+\rho^{'}$, βandϕ are used)

$$\left(\begin{array}{c|ccccccc} & norm. & M_\rho & \Gamma_\rho & M_{\rho'} & \Gamma_{\rho'} & \beta & \phi \\ \hline norm. & 1.00 & & & & & & \\ M_\rho & 0.75 & 1.00 & & & & & \\ \Gamma_\rho & 0.22 & 0.32 & 1.00 & & & & \\ M_{\rho'} & -0.73 & -0.39 & 0.28 & 1.00 & & & \\ \Gamma_{\rho'} & -0.77 & -0.58 & 0.12 & 0.71 & 1.00 & & \\ \beta & -0.91 & -0.61 & 0.13 & 0.92 & 0.75 & 1.00 & \\ \phi & -0.76 & -0.43 & 0.23 & 0.95 & 0.58 & 0.95 & 1.00 \end{array}\right) \tag{C.3}$$

(2)*Gounaris and Sakurai* モデル($\rho+\rho^{'}$, βandϕ are used)

$$\left(\begin{array}{c|ccccccc} & norm. & M_\rho & \Gamma_\rho & M_{\rho'} & \Gamma_{\rho'} & \beta & \phi \\ \hline norm. & 1.00 & & & & & & \\ M_\rho & 0.74 & 1.00 & & & & & \\ \Gamma_\rho & 0.48 & 0.42 & 1.00 & & & & \\ M_{\rho'} & -0.64 & -0.38 & 0.15 & 1.00 & & & \\ \Gamma_{\rho'} & -0.76 & -0.59 & -0.02 & 0.72 & 1.00 & & \\ \beta & -0.89 & -0.67 & -0.08 & 0.86 & 0.84 & 1.00 & \\ \phi & -0.67 & -0.42 & 0.13 & 0.95 & 0.64 & 0.89 & 1.00 \end{array}\right) \tag{C.4}$$

付 録D　崩壊分岐比

ミューオンの異常磁気モーメントの真空偏極項を求める際、本解析で求めた spectral function と並び、重要な要素に $\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$ 崩壊における崩壊分岐比がある。
これについては、序論でも述べたようにすでに昨年の段階でこの前段階として $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ 崩壊[1]$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比 $(B_{h\pi^0})$ として、の崩壊分岐比測定が行われており [35]、

$$B_{h\pi^0} = 25.48 \pm 0.01(stat) \pm 0.53(sys)\ \% \tag{D.1}$$

が得られている。

今回の解析は、この解析に用いたものと同じデータを用いて行った。よって、確認のため、本解析に用いたデータを用いて $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比を求めた。

$\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比は、以下のように表せる。

$$B_{h\pi^0} = \frac{N_{h\pi^0}}{2N_{\tau\tau}} \cdot \frac{(1 - b^{non-\pi\pi^0} - b^{non-\tau})}{(1 - b_{\tau\tau})} \cdot \left(\frac{\epsilon_{\tau\tau}}{\epsilon^{\tau}_{h\pi^0}}\right) \cdot \frac{1}{\epsilon^{ID}_{h\pi^0}}. \tag{D.2}$$

ここで用いられている要素の意味は以下の通りである。

$$\begin{cases} N_{\pi\pi^0} & \text{観測された } \pi\pi^0 \text{ 崩壊の事象数} \\ N_{\tau\tau} & \tau\text{-pair event の数} \\ b_{\tau\tau} & \tau\text{-pair sample の中にバックグラウンドが存在する確率} \\ b^{\pi\pi^0} & \pi\pi^0 \text{ 崩壊事象における feed-across バックグラウンドの比} \\ b^{non-\tau} & \pi\pi^0 \text{ 崩壊事象における non-}\tau \text{ バックグラウンドの比} \\ \epsilon_{\tau\tau} & \text{最終的な } \tau\text{-pair 事象選別の efficiency} \\ \epsilon^{\tau}_{\pi\pi^0} \cdot \epsilon^{ID}_{h\pi^0} & \pi\pi^0 \text{ 崩壊の検出効率} \end{cases}$$

ただし、$\pi\pi^0$ 崩壊の検出効率 $(\epsilon^{\tau}_{\pi\pi^0} \cdot \epsilon^{ID}_{h\pi^0})$ に関しては、τ-pair 事象選別条件によって観測された $h\pi^0$ 事象の検出効率 $\cdot\ \epsilon^{\tau}_{\pi\pi^0}$ と τ-pair event の中から $h\pi^0$ 事象を選別する効率 $\cdot\ \epsilon^{ID}_{h\pi^0}$ の 2 つの項からなっている。

[1]ここで h とは、K 中間子または π 中間子を指す。

以上のようにして、本解析における $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比を求めると、

$$24.85 \pm 0.02(stat) \pm 0.30(sys)\ \% \tag{D.3}$$

となり、昨年得た結果と一致している。

また、崩壊分岐比を求める際の系統誤差の項目と、その要素がおよぼす値を以下の表 D.1 にまとめた。

結果の系統誤差 (sys) において最も大きな影響を与えているのは π^0 の検出効率による寄与である。
また、結果の中心値が、現在一般的に知られている平均値 (World average) よりも少し低めになっている。

PDG2002 による $\tau \to h\pi^0\nu_\tau$ の崩壊分岐比は

$B(h\pi^0) = 25.86 \pm 0.13\%$ である。 この値と、本研究から得た値を比較してみると

$$\frac{(B(h\pi^0)_{thisexp} - B(h\pi^0)_{PDG})}{B(h\pi^0)} = -1.01/25.85 = 0.039$$

となり、約-4%の違いが見られる。
これも、π^0 の検出効率がモンテカルロとデータで少し違いがあり、モンテカルロが実際よりも高い検出効率で見積もられているためだと思われる。
この改良も、これからの課題となる。

表 D.1: 崩壊分岐比の系統誤差

item	B	ΔB $= B - B_{ref}$	condition
standard	24.85%	0.0 %	
Exp. Dep.		±0.08%	e09-e19
[tracking]			
chg. tracking eff.	25.09 %	± 0.24 %	$\Delta\epsilon_{track} = \mp 2\%$
only Barrel track	24.89 %	+0.04 %	$24^\circ < \theta_{track} < 138^\circ$
(sum)	±0.24%	± 0.24%	
[π^0/γ selection]			
π^0 backg. sub.	24.72 %	±0.13 %	$\pi^0_L = 1.0$
	24.98 %		$\pi^0_L = 1.34$
π^0 signal region	24.87 %	+0.02 %	$[-7\sigma, 7\sigma]$
Barrel γ only	25.02 %	+0.17 %	$34 < \theta_\gamma < 128$
letf/right $\sigma_{L/R}$	24.87 %	+0.02 %	
γ energy scale		± 0.03%	
(sum)		±0.21 %	
[background in $N_{\tau\tau}$]			control sample
bhabha	24.81%	±0.03%	
	24.89%		
two-photon	24.83%	±0.02%	
	24.87%		
hadron($q\bar{q}$)	24.77%	±0.08%	
	24.93%		
(sum)		± 0.09%	
[background in $N_{h\pi^0}$]			
feed across		± 0.03 %	uncertainty of Br
non-τ		± 0.04 %	control sample
[gamma veto]	24.80%	-0.05 %	$E_{veto} = 0.1$ GeV
	24.90 %	+0.05 %	$E_{veto} = 0.3$ GeV
	24.74 %	-0.11 %	no-veto
(sum)		±0.05 %	
[trigger]			
trk. trg. eff.	24.72 %	∓0.13 %	$\Delta\epsilon^{trg}_{track} = \pm 5\%$
eng. trg. eff.	24.88 %	±0.03 %	$\Delta\epsilon^{trg}_{eng} = \pm 5\%$
(sum)		±0.14%	
[others]			
MC-diff	24.79 %	−0.06 %	b20010523
			b20020901
MC-stat.		±0.04%	b20020901

付 録E　他の実験

本解析では、得られた結果について、先に行われた他の実験の結果と比較している。ここでは、本論文の中で挙げた他の実験についてまとめる。表 E.1 を参照。また、比較のため本解析で用いたデータについてもまとめた。

表 E.1: 他の実験との比較

実験名	加速器	重心系のエネルギー	データ	参照
our experiment				
Belle	KEKB	10.58 (GeV)	$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$	
other experiments				
BNL			g-2 実験 ($E821$)	[1],[2]
CMD-2	VEPP-2M	0.61 $\sim$ 0.96 (GeV)	$e^+e^- \to \pi^+\pi^-$	[6],[12],[13]
ALEPH	LEP	Z mass peak(91GeV)	Z-boson $\to \tau^+\tau^-$	[6],[8],[9]
OPAL	LEP	Z mass peak (91GeV)	Z-boson $\to \tau^+\tau^-$	[6],[14]
CLEO	CESER	10.6 (GeV)	$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$	[6],[10],[11]

謝辞

本研究を行うにあたり、お世話になりました方々に紙面をお借りしてお礼を申し上げます。

はじめに、このようにすばらしい実験に携わる機会を与えてくださった、野口先生はじめ、奈良女子大学高エネルギー物理学研究室の先生方に感謝致します。
特に、直接指導してくださった林井先生には、大変お世話になりました。先生のおかげで、何もわからなかった私がこのように論文を書くことができました。先生からは、物理や解析の楽しさも教えていただきました。これは、私にとって何にも代えがたい大切な経験となりました。本当にありがとうございました。

また、解析を行うにあたり、大変お世話になりました居波さん、赤津さんをはじめ名古屋大学の皆様に心から感謝致します。
そして、いつも励まして下さった片岡先輩をはじめ研究室の皆様、お世話になりましたKEK の方々にもお礼を申し上げます。
最後に、私が充実した研究生活を送ることができるよう、支えてくださったすべての方々に感謝致します。

関連図書

[1] H.N. Brown *et al.*, Phys. Rev. Lett., **86**, 2227 (2001).

[2] G.W. Bennett *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 101804 (2002).

[3] A. Höcker,V. Kartvelishvili , Nucl. Instr. Meth. **A 372 , 487**, (1996).

[4] G. D'Agostini , Nucl. Instr. Meth. **A 362**, (1995).

[5] M. Davier an d A. Höcker, Phys. Lett., **B435**, 427(1998).

[6] M. Davier, S. Eidelman, A. Höcker and Z. Zhang, hep-ph/0208177.

[7] K. Hagiwara, A.D. Martin, D. Nomura, and T. Teubner, hep-ph/0209187.

[8] D. Buskulic *et al.*, (ALEPH Collaboration), Zeit. Phys. C **70**, 579 (1996).

[9] R. Barate *et al.*, (ALEPH Collaboration), Zeit. Phys. C **76**, 15 (1997).

[10] S. Anderson *et al.*, (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **61**, 112002 (2000).

[11] M, Artuso *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72** 3762 (1994).

[12] R.R. Akhmetshin *et al.*, (CMD-2 Collaboration), Phys. Lett. B **527** (2002) 161.

[13] CMD-2 Collaboration , hep-ex/0112031.

[14] K. Ackerstaff *et al.*, Euro. Phys. Jour. C **4** 193, (1998).

[15] M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. B **345** 93, (1995).

[16] F. Matorras , hep-ex/0211054

[17] A. Abashian *et al.*(Belle Collaboration), Nucl. Instr. Meth. A **479**, 117 (2002).

[18] G. Alimonti *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A453** (2000) 71.

[19] H. Hirano *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A455** (2000) 294; M. Akatsu *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A454** (2000) 322.

[20] H. Ikeda *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A441** (2000) 401.

[21] T. Iijima *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A453** (2000) 321.

[22] H. Kichimi *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A453** (2000) 315.

[23] A. Abashian *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A449** (2000) 112.

[24] Y. Ushiroda *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A438** (1999) 460.

[25] K. Inami, "A Search for T/CP Violation in $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, Belle note *430*.

[26] KORALB(v.2.4)/TAUOLA(v.2.6): S. Jadach and Z. Wąs, Comp. Phys. Commun. **85** (1995) 453 and *ibid*, **64** (1991) 267, *ibid*, **36** (1985) 191; S. Jadach, Z. Wąs, R. Decker and J.H. Kühn, Comp. Phys. Commun. **76** (1993) 361, *ibid*, **70** (1992) 69, *ibid*, **64** (1991) 275.

[27] F.A. Berends,P.H. Daverveldt and R. Kleiss, Camp. Phys. Commun.**40** (1986) 285.

[28] S. Jadach, W. Placzek, E.R. Was, B.F.L. Ward and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **70** (1992) 305.

[29] S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Was, Comput. Phys. Commun. **130** (2000) 260; S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Was, Phys. Rev. **D63** (2001) 113009.

[30] The QQ B meson decay event generator was developped by the CLEO Collaboration. See the following URL:
http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/
soft/QQ.

[31] S. Jadach, W. Placzek, E.R. Wąs, B.F.L. Ward and Z. Wąs, Comput. Phys. Commun. **102** (1997) 229.

[32] S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Wąs, Comput. Phys. Commun. **130** (2000) 260; S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Wąs, Phys. Rev. **D63** (2001) 113009.

[33] F.A. Berends,P.H. Daverveldt and R. Kleiss, Camp. Phys. Commun.**40** (1986) 285.

[34] R. Brun *et al.*, GEANT 3.21, CERN Report No. DD/EE/84-1 (1987).

[35] 片岡真由子
2001 年度 修士学位論文 「タウ粒子ハドロニック崩壊 ($\tau \to h\pi^0\nu$) の崩壊分岐比測定」

[36] 岡崎知子
2000 年度 修士学位論文 「$\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ 崩壊における CP 非保存現象の探索」