

修士論文

Tevatron/CDF 実験における  $\tau$  粒子を終状態に含む  
 $WZ/ZZ$  生成断面積測定

早稲田大学 先進理工学研究科 物理学及応用物理学専攻  
寄田浩平研究室 船越雄二郎

2012年2月7日

## 概要

本研究では米国立フェルミ加速器研究所にある陽子反陽子衝突型加速器 Tevatron/CDF 実験において取得された  $8.3 \text{ fb}^{-1}$  のデータを用いて、ウィークボソン対 (ダイボソン) 生成断面積測定を行った。

ダイボソン生成過程の理解は標準模型、特に電弱理論の検証や、ダイボソンを終状態に含む新物理探索につながる。現状において Tevatron 実験でのダイボソン生成断面積は、主にレプトン (電子,  $\mu$  粒子) を用いて測定されており、測定結果は標準模型により算出される理論値とよく一致している。しかし、ハドロンへ崩壊する  $\tau$  粒子を含む終状態での測定結果はなく、レプトンユニバーサリティの観点から、 $\tau$  粒子を用いて生成断面積を測定することは非常に重要である。また、 $\tau$  粒子を含む  $WZ/ZZ$  事象は、標準模型で予言されているものの未発見であるヒッグス粒子探索の直接的な背景事象であるため、ヒッグス粒子探索のためにも、この生成過程の実験的な理解が必須である。

以上の動機から本研究では、 $WZ/ZZ$  事象において、終状態に 3 つまたは 4 つのレプトン (ハドロンへと崩壊する  $\tau$  粒子を少なくとも 1 つ含む) 事象を信号事象として測定を行った。また、測定手法の相互検証のため、 $\tau$  粒子なしの場合の測定も同時に行った。

ダイボソン生成断面積は非常に小さい (数 pb) ため、事象選別では最小限の要求を課すことで信号事象をできる限り残し、候補事象に対し多変量解析法を用いる。多変量解析では多数の変数の相関を含めた全ての情報を考慮するため、個別の変数に対するカットによる事象選別よりも信号事象と背景事象を効率的に分離することができる。本研究では多変量解析法として線形分離を基本概念とする Support Vector Machine (SVM) を採用した。

生成断面積測定では標準模型による理論値との比  $\alpha$  を求める ( $\sigma_{\text{Meas}} = \alpha \sigma_{\text{Theory}}$ )。SVM 応答出力分布に最尤法を適応することで  $\alpha$  に対する尤度分布を得た。擬実験による最頻値分布より  $\tau$  粒子なしの場合は  $\alpha = 1.0^{+0.3}_{-0.2}$  となり  $4\sigma$  程度で測定可能であり、これまでの測定と同程度の感度を持つ。 $\tau$  粒子を含む場合には  $1\sigma$  程度で感度がないため、95 % の信頼度での上限値を算出した結果、統計によるばらつきのみを考慮した擬実験から見積もった 95 % 信頼度での  $\alpha$  の上限値  $\alpha_{\text{limit}}$  は

$$\alpha_{\text{limit}}^{\text{stat.}} = 2.8^{+1.0}_{-0.8}$$

さらに系統誤差を考慮した擬実験から見積もった上限値は

$$\alpha_{\text{limit}}^{\text{stat.+syst.}} = 3.2^{+1.3}_{-1.0}$$

を得た。

## 目次

1	導入と研究背景	1
1.1	素粒子標準模型	1
1.2	ダイボソン生成と崩壊	7
1.3	本研究の動機	11
2	Tevatron/CDF 実験 Run II	13
2.1	Tevatron II と各種前段加速器	13
2.2	CDF II 検出器	17
3	事象選択と候補事象	25
3.1	データとモンテカルロシミュレーションサンプル	25
3.2	事象選択	25
3.3	信号事象と背景事象	28
4	系統誤差	30
5	多変量解析法による事象選別	33
5.1	多変量解析法	33
5.2	事象選別の流れ	37
5.3	入力変数	37
5.4	SVM 応答出力	38
6	生成断面積測定法	51
6.1	最尤法による測定法	51
6.2	擬実験による試験	52
7	結果	57
8	まとめと展望	58
	謝辞	59

## 図目次

1	$\tau$ 粒子崩壊のファインマンダイアグラム	2
2	Tevatron におけるヒッグス粒子生成断面積 (上)[1] とヒッグス粒子の質量 $M_H$ と分岐比 (下)	4

3	Tevatron/CDF, $D\bar{D}$ 実験 (最上段), LHC/ATLAS(中段),CMS(下段) によるヒッグス粒子探索結果. Tevatron 実験の結果は 2011 年夏のもので解析に用いられたデータは $8.6 \text{ fb}^{-1}$ までのもの, ATLAS/CMS 実験の結果は 2011 年冬のもので解析にはそれぞれ $4.9 \text{ fb}^{-1}/4.7 \text{ fb}^{-1}$ までのデータが用いられた. . . . .	6
4	Tevatron ( $p\bar{p}$ 衝突) でのダイボソン生成過程 (leading order) を表すファインマンダイアグラム. s-channel (左図) と t-channel (右図). . . . .	7
5	Tevatron/CDF, $D\bar{D}$ 実験による生成断面積測定結果. 結果は 2011 年夏のもので $8 \text{ fb}^{-1}$ までのデータが測定に用いられている. . . . .	8
6	Tevatron/CDF, $D\bar{D}$ 実験による生成断面積の実測値と理論値の比. 結果は 2011 年夏のもので $8 \text{ fb}^{-1}$ までのデータが測定に用いられている. . . . .	8
7	LHC/ATLAS 実験による生成断面積測定結果. . . . .	10
8	LHC/CMS 実験による生成断面積測定結果. . . . .	10
9	$WH/ZH$ 随伴生成 (左) と $WZ/ZZ$ 生成 (右) のファインマン図. . . . .	11
10	上空からの写真. 上空写真. 手前のリングがメインインジェクタで奥のリングが Tevatron. . . . .	13
11	Tevatron と各種前段加速器の構成図. . . . .	14
12	Tevatron における 1 ストアごとの最高瞬間ルミノシティ (上) と積分ルミノシティ (下). . . . .	16
13	CDF 検出器俯瞰図. 色の違いは検出器の違いを表している. . . . .	17
14	シリコン飛跡検出器の構成図. $r-\phi$ 平面 (左), $r-z$ 平面 (右) での L00, SVX, ISL の配置を表す. . . . .	19
15	$r-z$ 平面における飛跡検出器とカロリメータの配置図. . . . .	19
16	ミュオン検出器の $\eta-\phi$ 平面における配置図. . . . .	21
17	CLC の位置. . . . .	21
18	CDF で取得するデータの流れ. . . . .	22
19	CDF 検出器によるデータ取得効率と取得したデータ量 (積分ルミノシティ). . . . .	23
20	CDF 検出器による粒子識別の概念図. 内側 (左) から飛跡検出器, 電磁カロリメータ, ハドロンカロリメータ, ミュオン検出器に並んでおり, 各検出器への応答の違いから粒子を識別する. . . . .	24
21	同定されるレプトンの $\eta-\phi$ 平面で占める領域. . . . .	27
22	SVM の概念図 (変数が 2 つの場合). 黒い直線が A, B の 2 つのクラスを分ける識別超平面である. サポートベクターが識別超平面から 2 つのクラスへの距離であるマージンを決める. . . . .	34
23	SVM のソフトマージンの概念図 (変数が 2 つの場合). 識別超平面が $g(\vec{x}) = 0$ (黒い直線), クラス A,B のサポートベクターを通る直線が $g(\vec{x}) = \pm 1$ (点線) である. $g(\vec{x}) = 1$ から, 反対側に入り込んだ (点線の丸で囲まれた) 事象までの距離が $\xi_i/ \vec{w} $ となる. . . . .	36
24	入力変数空間をより高次元の特徴空間へ写像し, 写像先で線形識別器のマージン最大化を行うことで入力変数空間での非線形識別を行う. . . . .	36

25	各事象に対する応答値を得る流れ．1 事象に対する SVM からの 3 つの応答 $R_1, R_2, R_3$ をある関数 $f(R_1, R_2, R_3)$ によって応答 $R$ としてまとめる．	38
26	SVM( $L0, 1$ ) への入力変数 1．それぞれ青が信号事象，赤が訓練相手の背景事象の分布を表している．	40
27	SVM( $L0, 1$ ) への入力変数 2．それぞれ青が信号事象，赤が訓練相手の背景事象の分布を表している．	41
28	SVM( $L0, 2$ ) への入力変数 1．それぞれ青が信号事象，赤が訓練相手の背景事象の分布を表している．	42
29	SVM( $L0, 2$ ) への入力変数 2．それぞれ青が信号事象，赤が訓練相手の背景事象の分布を表している．	43
30	SVM( $L1, 1$ ) への入力変数 1．それぞれ青が信号事象，赤が訓練相手の背景事象の分布を表している．	44
31	SVM( $L1, 2$ ) への入力変数 1．それぞれ青が信号事象，赤が訓練相手の背景事象の分布を表している．	45
32	SVM( $L1, 3$ ) への入力変数 1．それぞれ青が信号事象，赤が訓練相手の背景事象の分布を表している．	46
33	SVM( $L2$ ) への入力変数 1．それぞれ青が信号事象，赤が訓練相手の背景事象の分布を表している．	47
34	上段が $lll$ 事象の訓練結果 (SVM( $L0, 1$ ) が左, SVM( $L0, 2$ ) が右)．中段と下段左が $ll\tau$ 事象の訓練結果 (SVM( $L1, 1$ ) が中段左, SVM( $L1, 2$ ) が中段右, SVM( $L1, 3$ ) が下段左)．下段右が $e\mu\tau/l\tau\tau$ (SVM( $L2$ )) の訓練結果．青が信号事象，赤が訓練相手の背景事象に対する SVM 応答出力分布でそれぞれ 1:1 に規格化したもの．	48
35	$lll$ に対する SVM( $L0, 1$ ), SVM( $L0, 2$ ) の応答を式 5.13 によってまとめた最終的な応答分布．黒線が信号事象で色つきの分布が各背景事象の応答出力分布を表す．	49
36	$ll\tau$ 事象に対する SVM( $L1, 1$ ), SVM( $L1, 2$ ), SVM( $L1, 3$ ) の応答を式 5.14 によってまとめた最終的な応答分布．黒線が信号事象で色つきの分布が各背景事象の応答出力分布を表す．右図は縦軸を対数表示したもの．	49
37	$e\mu\tau$ 事象に対する信号事象，各背景事象に対する SVM( $L2$ ) の応答出力分布．黒線が信号事象で色つきの分布が各背景事象の応答出力分布を表す．右図は縦軸を対数表示したもの．	50
38	$l\tau\tau$ 事象に対する信号事象，各背景事象に対する SVM( $L2$ ) の応答出力分布．黒線が信号事象で色つきの分布が各背景事象の応答出力分布を表す．右図は縦軸を対数表示したもの．	50
39	10000 個の各擬データにおける $lll$ 事象に対する尤度 $L(\alpha)$ 分布の最頻値分布 (左図) と，擬データの入力値 $\alpha_{input}$ と出力 (最頻値分布の中央値) との線形性 (右図)．	54
40	10000 個の各擬データにおける $ll\tau$ 事象に対する尤度 $L(\alpha)$ 分布の最頻値分布 (左図) と，擬データの入力値 $\alpha_{input}$ と出力 (最頻値分布の中央値) との線形性 (右図)．	54
41	$lll$ 事象に対する尤度 $L(\alpha)$ の pull 分布を正規分布でフィットした場合の平均値 (左図) と標準偏差 (右図)．	55

42	系統誤差を考慮した 10000 個の各擬データにおける $lll$ 事象に対する尤度 $L(\alpha)$ 分布の最頻値分布 (左図) と, 擬データの入力値 $\alpha_{input}$ と出力 (最頻値分布の中央値) との線形性 (右図). . . . .	56
43	系統誤差を考慮した 10000 個の各擬データにおける $ll\tau$ 事象に対する尤度 $L(\alpha)$ 分布の最頻値分布 (左図) と, 擬データの入力値 $\alpha_{input}$ と出力 (最頻値分布の中央値) との線形性 (右図). . . . .	56

表目次

1	標準模型における素粒子の基本性質 [2]. 電荷の $e$ は素電荷を表す. . . . .	1
2	$\tau^-$ の主な崩壊モードと分岐比 [2]. . . . .	2
3	ゲージボソン $W, Z$ の主要崩壊モードと分岐比 [2]. . . . .	3
4	ダイボソン $WZ, ZZ$ の崩壊モードと分岐比 [2]. $l, q$ はそれぞれレプトン, クォークを表す. . . . .	9
5	Tevatron/CDF,DØ 実験, LHC/ATLAS,CMS 実験による $WZ/ZZ$ 生成断面積測定結果. $L$ は積分ルミノシティであり解析に用いられたデータ量を表す. 生成過程の $l, j$ はそれぞれレプトン ( $e, \mu$ ), ジェットを表す. ただし, CMS による $ZZ \rightarrow llll$ についてはハドロオンへと崩壊する $\tau$ 粒子を含む. (stat.), (syst.), (lumi.) はそれらがそれぞれ統計誤差, 系統誤差, ルミノシティによる誤差であることを表す. . . . .	9
6	各種カロリメータの占有領域, 放射長 $X_0$ , 吸収長 $\lambda_0$ を単位とした厚さとエネルギー分解能. . . . .	20
7	$WZ/ZZ$ の期待される生成事象数. . . . .	25
8	Tight CEM Electron 同定のカット変数と値. . . . .	26
9	検出器によって分類した粒子同定とトリガー要求を満たす組み合わせ. . . . .	27
10	各レプトンカテゴリーで期待される事象数. $l = e, \mu, L = e, \mu, \tau, \tau$ はハドロニッククタクタウである. . . . .	29
11	生成断面積における系統誤差. . . . .	30
12	$lll$ 事象における系統誤差. . . . .	30
13	$ll\tau$ 事象における系統誤差. . . . .	31
14	$e\mu\tau$ 事象における系統誤差. . . . .	31
15	$l\tau\tau$ 事象における系統誤差. . . . .	31
16	$LLLL$ 事象における系統誤差. . . . .	32
17	各事象群における系統誤差の合計. . . . .	32
18	SVM の訓練カテゴリー. . . . .	37
19	各 SVM への入力変数と分離の度合いの順位. . . . .	39
20	統計のみを考慮した擬データに対する尤度 $L(\alpha)$ 分布から見積もった測定値. . . . .	53
21	統計のみを考慮した擬データに対する尤度 $L(\alpha)$ 分布に対する 95 % 信頼度での $\alpha$ の上限値. . . . .	53
22	系統誤差を考慮した擬データに対する尤度 $L(\alpha)$ 分布から見積もった測定値. . . . .	55

---

23	系統誤差を考慮した擬データに対する尤度 $L(\alpha)$ 分布に対する 95 % 信頼度での $\alpha$ の上限値 . . . . .	55
----	---	----

## 1 導入と研究背景

### 1.1 素粒子標準模型

私たちが存在しているこの自然を構成している粒子の最小単位を素粒子という．どのような種類の素粒子が存在するのか，また素粒子がどのような仕組みに従っているのかを解明しようとする試みが素粒子物理学である．現在，素粒子物理における実験結果を最もよく説明する理論体系が素粒子標準模型（以下，標準模型，または Standard Model: SM）である．

標準模型は大きく分けて 4 種類の素粒子と，3 種類の基本的な力（相互作用）によって記述されている（表 1）．4 種類の素粒子とは，物質を構成する粒子であるレプトンとクォーク，物質粒子同士の相互作用を媒介するゲージボソン，そして質量の起源と考えられているヒッグス粒子である．3 種類の力とは電磁力，弱い力，強い力であり，それぞれ光子 ( $\gamma$ )，ウィークボソン ( $W^\pm, Z$ )，グルーオン ( $g$ ) が力を媒介する．

		電荷 ( $e$ )	スピン	質量 [MeV/c <sup>2</sup> ]	相互作用
レプトン	$e$	-1	$\frac{1}{2}$	$0.510998910 \pm 0.000000013$	電磁力，弱い力
	$\nu_e$	0	$\frac{1}{2}$	$< 2.25 \times 10^{-4}$	弱い力
	$\mu$	-1	$\frac{1}{2}$	$105.658367 \pm 0.000004$	電磁力，弱い力
	$\nu_\mu$	0	$\frac{1}{2}$	$< 0.19$	弱い力
	$\tau$	-1	$\frac{1}{2}$	$1776.82 \pm 0.16$	電磁力，弱い力
	$\nu_\tau$	0	$\frac{1}{2}$	$< 18.2$	弱い力
クォーク	$u$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	1.7 – 3.1	電磁力，弱い力，強い力
	$d$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	4.1 – 5.7	電磁力，弱い力，強い力
	$c$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$(1.29^{+0.05}_{-0.11}) \times 10^3$	電磁力，弱い力，強い力
	$s$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$100^{+30}_{-20}$	電磁力，弱い力，強い力
	$t$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$(172.9 \pm 0.6 \pm 0.9) \times 10^3$	電磁力，弱い力，強い力
	$b$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$(4.19^{+0.18}_{-0.06}) \times 10^3$	電磁力，弱い力，強い力
ゲージボソン	$g$	0	1	0	強い力
	$\gamma$	$< 1 \times 10^{-35}$	1	$< 1 \times 10^{-18}$ eV	電磁力
	$W$	$\pm 1$	1	$80.399 \pm 0.023$	弱い力
	$Z$	0	1	$91.1876 \pm 0.0021$	弱い力

表 1 標準模型における素粒子の基本性質 [2]．電荷の  $e$  は素電荷を表す．

#### レプトン

レプトンは物質を構成する素粒子のうち，強い相互作用はせず，電磁相互作用，弱い相互作用のみをするもので， $e, \mu, \tau$  と表記される荷電レプトンと  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  と表記される中性レプトンの 6 種類がある．荷電レプトンはそれぞれ電子， $\mu$  粒子（またはミューオン）， $\tau$  粒子と呼ばれ，中性レプトンはそれぞれ電子ニュートリノ，ミューニュートリノ，タウニュートリノと呼ばれる．

$\tau$  粒子は約  $1.8 \text{ GeV}/c^2$  というレプトンの中で最も大きな質量を持つため寿命は短く ( $c\tau \sim 87 \text{ } \mu\text{m}$ ) , 多くの崩壊モードを持つ ( 図 1 , 表 2 ) . 弱い相互作用によって以下のようにレプトン

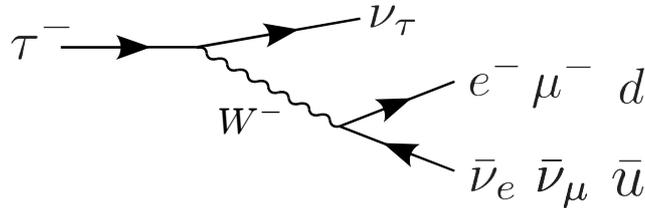


図 1  $\tau$  粒子崩壊のファインマンダイアグラム .

( $l = e, \mu$ ) へ崩壊するモードをレプトニック崩壊 (分岐比  $\sim 35 \%$ ) といい , レプトニック崩壊する  $\tau$  粒子をレプトニックタウと呼ぶ .

$$\tau^- \longrightarrow l^- + \bar{\nu}_l + \nu_\tau \quad (l = e, \mu) \quad (1.1)$$

また , 以下のようにハドロン ( $X_h$ ) へ崩壊するモードをハドロニック崩壊 (分岐比  $\sim 65 \%$ ) といい , ハドロニック崩壊する  $\tau$  粒子をハドロニックタウと呼ぶ .

$$\tau^- \longrightarrow l^- + nX_h^\pm + mX_h^0 + \nu_\tau \quad (n = 1, 3, 5, \dots \quad m = 0, 1, 2, \dots) \quad (1.2)$$

ここで  $X_h^\pm$  は荷電ハドロン (ほぼ  $\pi^\pm$  中間子) であり , 電荷保存から  $n$  は奇数である . 特に  $n = 1$  のモード (分岐比  $\sim 50 \%$ ) を 1 プロング ,  $n = 3$  のモード (分岐比  $\sim 15 \%$ ) を 3 プロングと呼ぶ .  $X_h^0$  は中性ハドロンであり , ほとんどが  $\pi^0$  中間子である .

	崩壊モード		分岐比 [%]
レプトニック ( $\sim 35 \%$ )	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$		$17.82 \pm 0.04$
	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$		$17.39 \pm 0.04$
ハドロニック ( $\sim 65 \%$ )	1 プロング ( $\sim 50 \%$ )	$\pi^- \nu_\tau$	$10.91 \pm 0.07$
		$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$25.51 \pm 0.09$
		$\pi^- 2\pi^0 \nu_\tau$	$9.29 \pm 0.11$
		$\pi^- 3\pi^0 \nu_\tau$	$1.04 \pm 0.07$
	3 プロング ( $\sim 15 \%$ )	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$9.31 \pm 0.06$
		$\pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$4.61 \pm 0.06$

表 2  $\tau^-$  の主な崩壊モードと分岐比 [2] .

## クォーク

クォークは物質を構成する粒子のうちレプトンとは異なり 4 つの基本的な相互作用すべてをするもので ,  $u, d, c, s, t, b$  の 6 種類がある . それぞれアップクォーク , ダウンクォーク , チャームクォーク , ストレンジクォーク , トップクォーク , ボトムクォークと呼ばれ , 正の電荷を持つ  $u, c, t$  と負の

電荷を持つ  $d, s, b$  のそれぞれ 1 つ計 2 つのクォークをまとめて世代と呼ばれる組があり, 1 世代目が  $\{u, d\}$ , 2 世代目が  $\{c, s\}$ , 3 世代目が  $\{t, b\}$  の組み合わせである. 世代が大きくなるほど質量は大きくなる.

### ゲージボソン

グルーオン  $g$  によって媒介される強い相互作用はグルーオン-クォーク間のみ働く力であり, 量子色力学 (Quantum ChromoDynamics: QCD) によって記述される. 光子  $\gamma$  によって媒介される電磁相互作用とウィークボソン  $W, Z$  によって媒介される弱い相互作用は Glashow-Weinberg-Salam の電弱理論によって統一的に記述される. グルーオンと光子が質量 0 であるのに対して, ウィークボソンは陽子の 80 ~ 90 倍という大きな質量を持つ.

$W$  ボソンはハドロンへ分岐比約 66 %, レプトンへ分岐比約 33 % で崩壊する (表 3). 一方,  $Z$  ボソンは荷電レプトン対へ分岐比約 10 %, ニュートリノ対へ分岐比約 20 %, ハドロンへ分岐比約 70 % で崩壊する.  $W, Z$  ボソンとレプトンの結合, 崩壊は  $e, \mu, \tau$  において等しいと考えられており, その普遍性はレプトンユニバーサルリティと呼ばれる. Tevatron 実験では  $W$  ボソンの崩壊においてレプトンユニバーサルリティを測定している [3].

	崩壊モード	分岐比 [%]
$W$	$e\nu$	$10.75 \pm 0.13$
	$\mu\nu$	$10.57 \pm 0.15$
	$\tau\nu$	$11.25 \pm 0.20$
	hadrons	$67.60 \pm 0.27$
$Z$	$e^+e^-$	$3.363 \pm 0.004$
	$\mu^+\mu^-$	$3.366 \pm 0.007$
	$\tau^+\tau^-$	$3.367 \pm 0.008$
	invisible	$20.00 \pm 0.06$
	hadrons	$69.91 \pm 0.06$

表 3 ゲージボソン  $W, Z$  の主要崩壊モードと分岐比 [2].

### ヒッグス粒子

$SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  ゲージ対称性の下では粒子は質量を持ってない. しかし,  $W, Z$  ボソンは 100 GeV 近い質量を持つことが実験的にわかっている. 標準模型ではゲージ対称性を保ちながら粒子に質量を与えるヒッグス機構を採用することで粒子の質量獲得を説明し得る. ヒッグス機構により中性のスカラー粒子であるヒッグス粒子 ( $H$ ) が予言されているが, 未だ発見されていない. また, 標準模型では粒子の質量と結合の強さは予言できない.

ヒッグス粒子の生成断面積はヒッグス粒子の質量に依存する. Tevatron ではグルーオンフュージョンによる生成断面積が最も大きく, 次いで  $WH/ZH$  随伴生成の断面積が大きい (図 2 上).

ヒッグス粒子崩壊分岐比はヒッグス粒子の質量によって大きく変化する (図 2 下). 120 GeV/ $c^2$  以下の低質量領域では  $b$  クォーク対への崩壊  $H \rightarrow b\bar{b}$  が最も多く, 次いで  $\tau$  粒子対への崩壊  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$

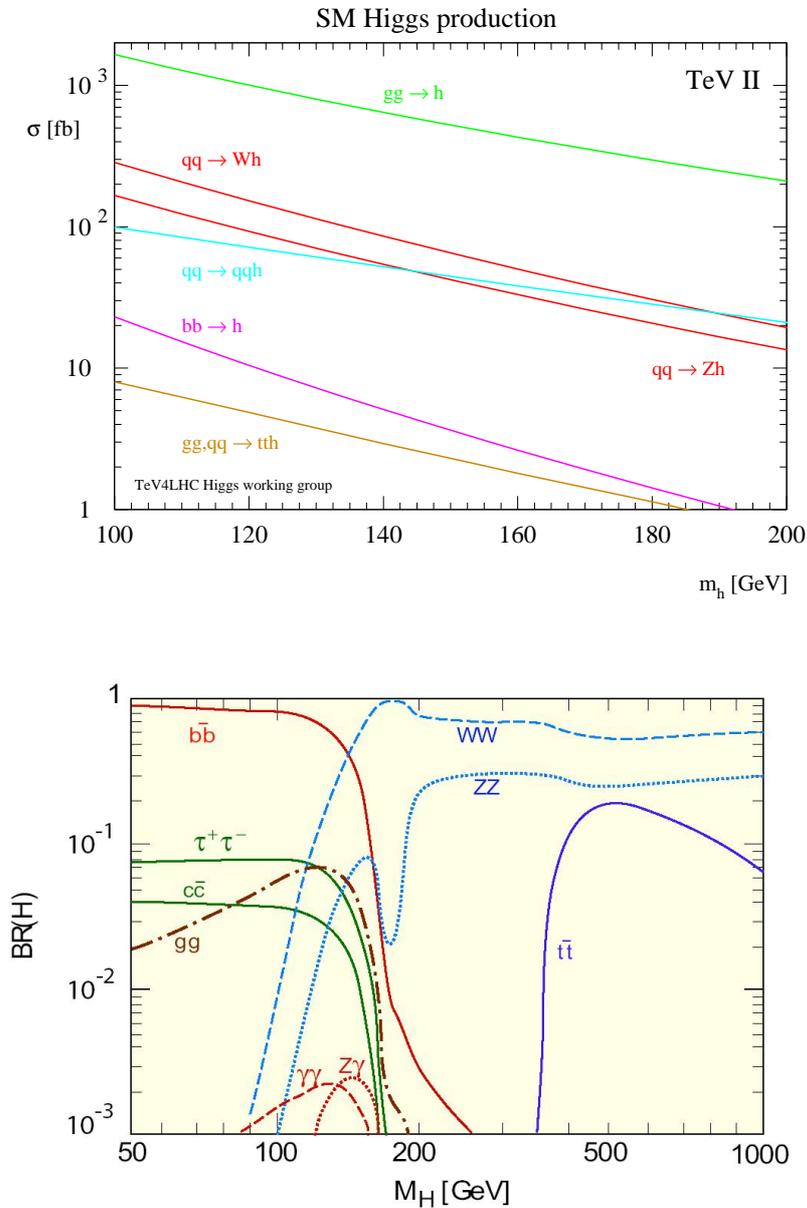


図2 Tevatron におけるヒッグス粒子生成断面積 (上)[1] とヒッグス粒子の質量  $M_H$  と分岐比 (下) .

が多い．一方， $140 \text{ GeV}/c^2$  以上の高質量領域では  $W$  ボソン対への崩壊  $H \rightarrow W^+W^-$  が支配的である．

CERN の LEP-2 実験によってヒッグス粒子の質量  $M_H < 114.4 \text{ GeV}/c^2$  の領域は 95 % の信頼度で棄却されている．また，Tevatron 実験における  $8.6 \text{ fb}^{-1}$  までのデータを用いた 2011 年夏の結果 [4] では， $156 < M_H < 177 \text{ GeV}/c^2$  の領域が 95 % の信頼度で棄却されている (図 3 上)．また，LHC/ATLAS 実験の 2011 年冬の結果では  $112.7 < M_H < 115.5 \text{ GeV}/c^2$ ， $131 < M_H < 237 \text{ GeV}/c^2$ ，そして  $251 < M_H < 468 \text{ GeV}/c^2$  の領域が 95 % の信頼度で棄却されている (図 3 中段，下段)．さらに LHC/CMS 実験の 2011 年冬の結果では  $127 - 600 \text{ GeV}/c^2$  の領域が 95 % の信頼度で棄却されている．

したがって、ヒッグス粒子が存在するとすれば低質量領域  $115.5 < M_H < 127 \text{GeV}/c^2$  にあることが尤もらしく、この領域では  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  の分岐比は高いと考えられるため  $\tau$  粒子を終状態に含むヒッグス粒子探索が重要になる。

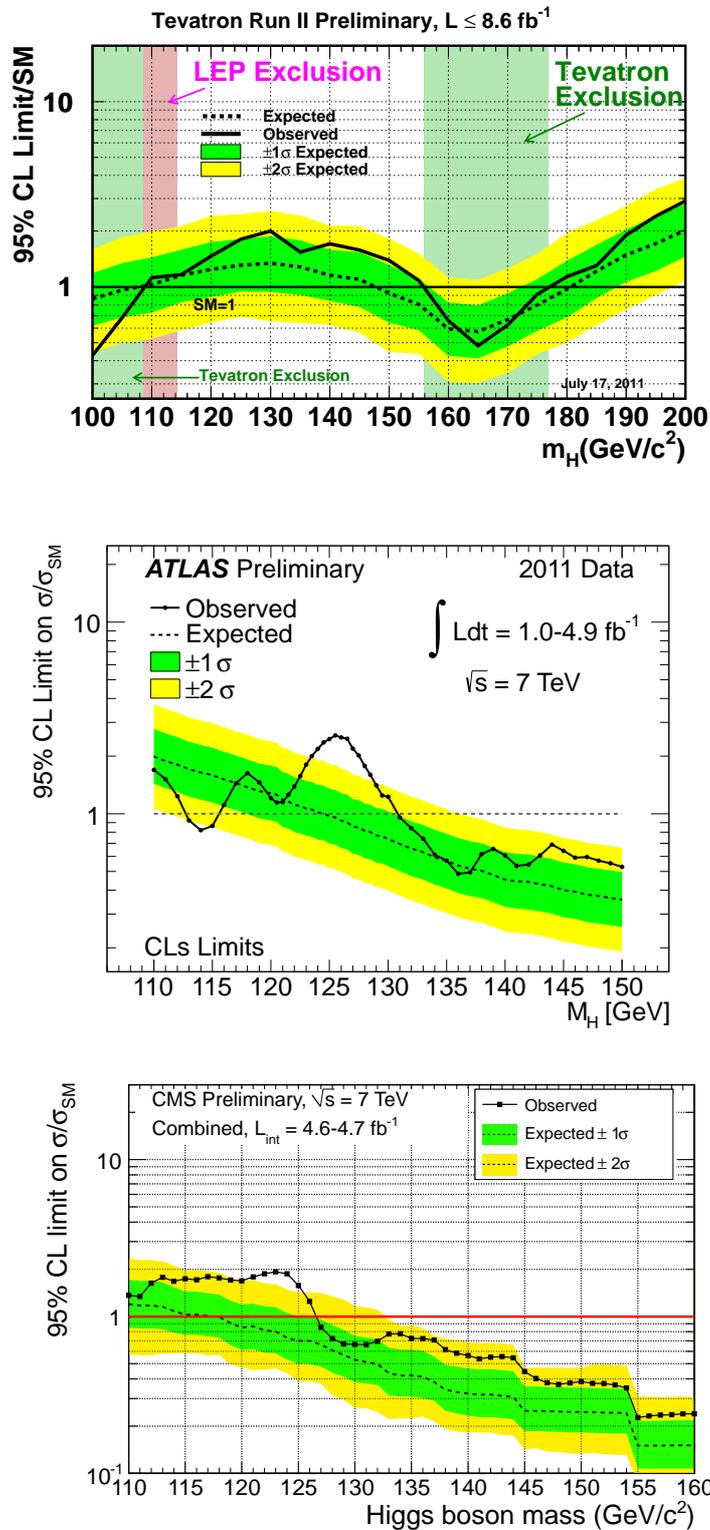


図3 Tevatron/CDF,  $D\bar{D}$  実験 (最上段), LHC/ATLAS(中段),CMS(下段) によるヒッグス粒子探索結果. Tevatron 実験の結果は 2011 年夏のもので解析に用いられたデータは  $8.6 \text{ fb}^{-1}$  までのもの, ATLAS/CMS 実験の結果は 2011 年冬のもので解析にはそれぞれ  $4.9 \text{ fb}^{-1}/4.7 \text{ fb}^{-1}$  までのデータが用いられた.

## 1.2 ダイボソン生成と崩壊

ダイボソン (Di-Boson) 生成とはウィークボソン対生成過程のことである．Tevatron ( $p\bar{p}$  衝突) では図 4 のような過程でダイボソンが生成される．

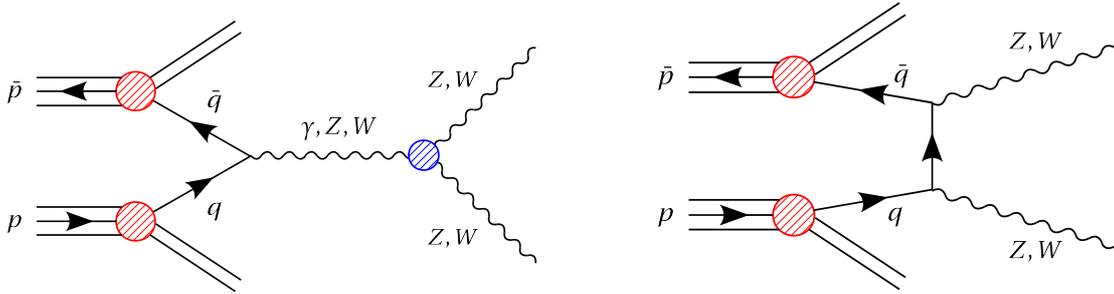


図 4 Tevatron ( $p\bar{p}$  衝突) でのダイボソン生成過程 (leading order) を表すファインマンダイアグラム．s-channel (左図) と t-channel (右図)．

ダイボソン生成断面積は非常に小さい．ある生成過程の生成断面積  $\sigma$  は以下のように，2 つの粒子が衝突した際にその過程が生成される事象数  $N$  と積分ルミノシティ  $L_{\text{int}}$  を用いて表される．

$$N = \sigma L_{\text{int}} \quad (1.3)$$

積分ルミノシティ  $L_{\text{int}}$  は加速器の性能やデータを取得する期間などによってコントロールできるものである．一方，その生成過程の起こりやすさを表す生成断面積  $\sigma$  は自然が決める量であり，衝突する粒子の種類とそれらのエネルギーのみによって決まる．Tevatron( $p\bar{p}$  衝突, 重心系エネルギー 1.96 TeV) での  $WZ, ZZ$  生成断面積はそれぞれ約 3, 1 pb 程度であり (図 5), CDF が取得した全データ量, 約  $10 \text{ fb}^{-1}$  の中には,  $\sim 30000 WZ$ ,  $\sim 10000 ZZ$  が含まれていることになる．

これまでのダイボソン生成断面積の測定値は標準模型の予言値とよく一致している．Tevatron (図 6), LHC/ATLAS (図 7), LHC/CMS (図 8) の結果を示す．

$WZ, ZZ$  の崩壊モードとその分岐比を表 4 に，さらにチャンネルごとの測定結果を表 5 に示す． $WZ, ZZ$  とともに全レプトン過程 ( $l\nu ll/llll$ ) への分岐比が最も小さいが，背景事象が少ないため信号/雑音比が良くダイボソン生成断面積測定の主チャンネルとなっている．Tevatron 実験では荷電レプトン  $e, \mu$  を用いた 3 レプトンチャンネルで  $WZ$  生成が 2007 年に，4 レプトンチャンネルで  $ZZ$  生成が 2008 年に発見された [15, 16]．しかし，Tevatron 実験では明示的に  $\tau$  粒子を用いての結果はない．

一方， $WZ, ZZ$  とともに全ハドロンチャンネルへの分岐比が最も大きい，QCD 等による背景事象が多く，また信号事象と背景事象の分離も困難であり，このチャンネルでの測定結果は出ていない．また，終状態に荷電レプトンとハドロンの両方を含むチャンネルでは分岐比は比較的低くなるが，レプトンを要求することで背景事象を抑えることができる．CDF では荷電レプトン  $e, \mu$  と  $b$  ジェットを用いた結果が 2011 年に出ている (表 5)．

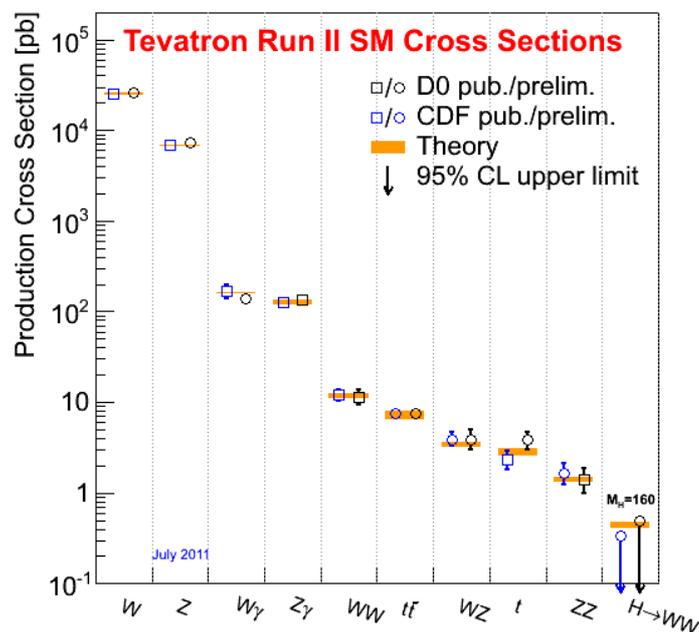


図5 Tevatron/CDF,  $D\bar{D}$  実験による生成断面積測定結果．結果は2011年夏のもので  $8 \text{ fb}^{-1}$  までのデータが測定に用いられている．

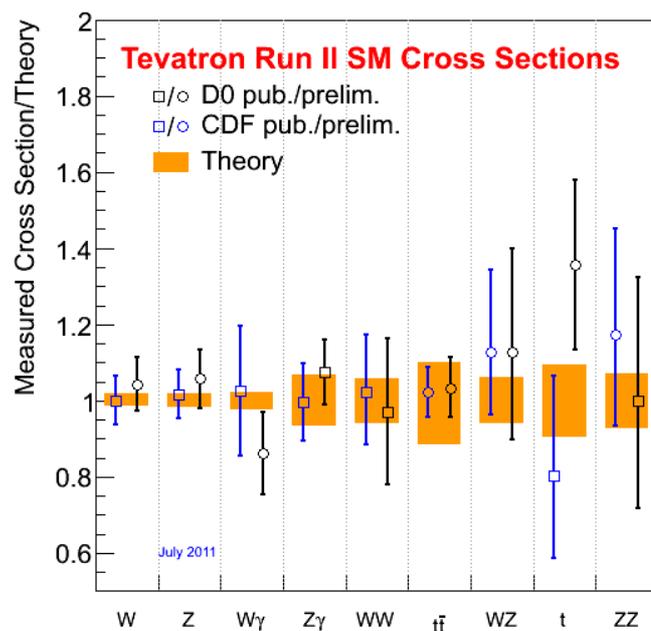


図6 Tevatron/CDF,  $D\bar{D}$  実験による生成断面積の実測値と理論値の比．結果は2011年夏のもので  $8 \text{ fb}^{-1}$  までのデータが測定に用いられている．

	崩壊モード	分岐比 [%]
$WZ$	$l\nu ll$	3.3
	$l\nu\nu\nu$	6.5
	$l\nu q\bar{q}$	22.6
	$q\bar{q}'ll$	6.8
	$q\bar{q}'\nu\nu$	13.5
	all hadronic	47.2
$ZZ$	$llll$	1.2
	$ll\nu\nu$	4.0
	$\nu\nu\nu\nu$	4.0
	$llq\bar{q}$	14.1
	$\nu\nu q\bar{q}$	27.9
	all hadronic	48.8

表 4 ダイボソン  $WZ, ZZ$  の崩壊モードと分岐比 [2] .  $l, q$  はそれぞれレプトン , クォークを表す .

生成過程	実験	$L$ [ $\text{fb}^{-1}$ ]	測定値 [pb]	理論値 [pb]
$WZ \rightarrow l\nu ll$	CDF[5]	7.1	$3.9 \pm 0.8(\text{stat.} + \text{syst.})$	$3.46 \pm 0.21$
	DØ [6]	4.1	$3.89^{+1.07}_{-0.90}(\text{stat.} + \text{syst.})$	
	ATLAS[7]	1.02	$20.5^{+3.1}_{-2.8}(\text{stat.})^{+1.4}_{-1.3}(\text{syst.})^{+0.9}_{-0.8}(\text{lumi.})$	$17.3^{+1.3}_{-0.8}$
	CMS[8]	1.1	$17.0 \pm 2.4(\text{stat.}) \pm 1.1(\text{syst.}) \pm 1.0(\text{lumi.})$	
$ZZ \rightarrow llll$	CDF[9]	6.1	$2.18^{+0.64}_{-0.63}(\text{stat.}) \pm 0.30(\text{syst.})$	$1.4 \pm 0.1$
	DØ[10]	6.4	$1.40^{+0.43}_{-0.37}(\text{stat.}) \pm 0.14(\text{syst.})$	
	ATLAS[11]	1.02	$8.5^{+2.7}_{-2.3}(\text{stat.})^{+0.4}_{-0.3}(\text{syst.}) \pm 0.3(\text{lumi.})$	$6.5^{+0.3}_{-0.2}$
	CMS[8]	1.1	$3.8^{+1.5}_{-1.2}(\text{stat.}) \pm 0.2(\text{syst.}) \pm 0.2(\text{lumi.})$	
$WZ/ZZ \rightarrow lljj$	CDF[12]	6.6	$< 1.3 \times \text{SM} (95 \% \text{ CL})$	
$ZZ \rightarrow ll\nu\nu$	CDF[13]	5.9	$1.45^{+0.60}_{-0.51}(\text{stat.}) \pm 0.7(\text{syst.})$	
	DØ[14]	2.7	$2.01 \pm 0.93(\text{stat.}) \pm 0.29(\text{syst.})$	

表 5 Tevatron/CDF,DØ 実験 , LHC/ATLAS,CMS 実験による  $WZ/ZZ$  生成断面積測定結果 .  $L$  は積分ルミノシティであり解析に用いられたデータ量を表す . 生成過程の  $l, j$  はそれぞれレプトン ( $e, \mu$ ) , ジェットを表す . ただし , CMS による  $ZZ \rightarrow llll$  についてはハドロンへと崩壊する  $\tau$  粒子を含む . (stat.), (syst.), (lumi.) はそれらがそれぞれ統計誤差 , 系統誤差 , ルミノシティによる誤差であることを表す .

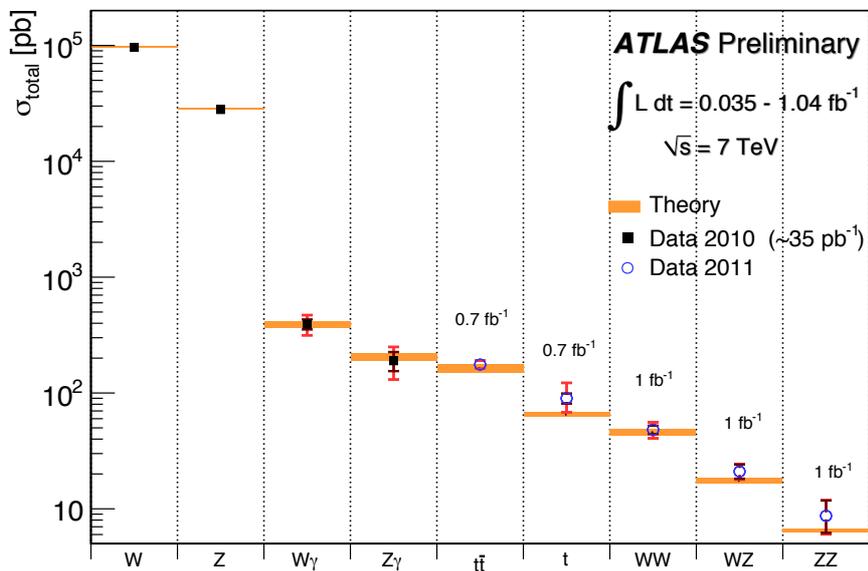


図7 LHC/ATLAS 実験による生成断面積測定結果 .

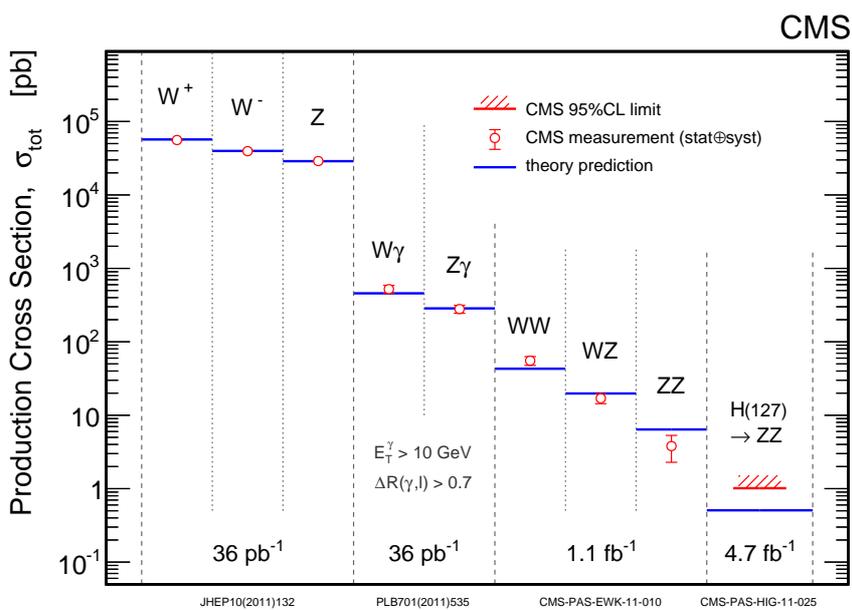


図8 LHC/CMS 実験による生成断面積測定結果 .

### 1.3 本研究の動機

#### 標準模型と新物理における動機

ダイボソン生成過程は3つのウィークボソン同士の結合 (Trilinear Gaugeboson Coupling: TGC) による生成過程を含み, TGC の寄与が標準模型で予想される値と一致するかどうかという点で標準模型の特に電弱理論の検証となる.

また TGC の寄与を高めるような新物理やダイボソンへと崩壊する新粒子など新物理探索においてダイボソンが鍵となる. これまで  $e, \mu$  を用いたダイボソン測定では誤差の範囲内で標準模型との一致が確認されているが, 新たに  $\tau$  粒子を用いた測定を行い,  $e/\mu$  へ崩壊するモード,  $\tau$  へ崩壊するモードの比較を行うことで,  $\tau$  粒子へ崩壊しやすい新物理が見える可能性がある.

以上より, これまで測定されていない  $\tau$  粒子を含むチャンネルでのダイボソン生成断面積測定は重要な意味を持つ.

#### ヒッグス粒子探索における動機

ダイボソン生成過程は標準模型で予言されているものの未だ発見されていないヒッグス粒子探索において重要な背景事象となり得る. Tevatron, LHC 実験の結果からヒッグス粒子が存在するならば, その質量は  $120 \text{ GeV}/c^2$  付近が有力視されている. この質量領域ではヒッグス粒子が  $\tau$  粒子対へ崩壊する分岐比が  $b$  クォーク対に次いで高いが,  $WH/ZH$  随伴生成においてヒッグス粒子が  $\tau$  粒子対へと崩壊したものと  $\tau$  粒子を含む  $WZ/ZZ$  生成過程は終状態が等しくなる (図9). そのため

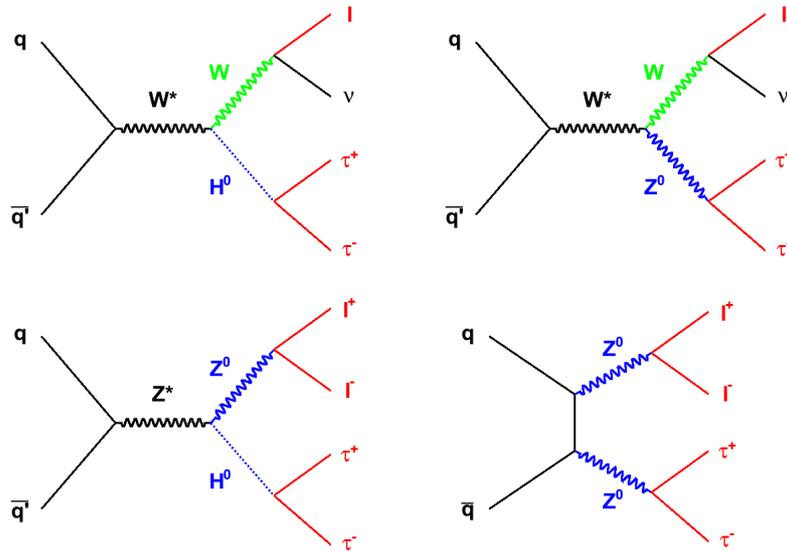


図9  $WH/ZH$  随伴生成 (左) と  $WZ/ZZ$  生成 (右) のファインマン図.

$WH/ZH$  随伴生成と  $WZ/ZZ$  生成の差は  $\tau$  粒子対で組んだ質量くらいしかなく, その質量分解能がヒッグス粒子探索の感度に影響する. またダイボソン生成断面積の誤差が大きいと, その誤差の範囲内でヒッグス粒子が埋もれてしまう可能性もある. 以上より  $\tau$  粒子を用いたヒッグス粒子探索にはダイボソン生成過程の精密な理解が必須となるが, それにも関わらず  $\tau$  粒子を含む終状態単独での

ダイボソン生成断面積測定は行われていない。したがって  $\tau$  粒子を含むチャンネルでのダイボソン生成断面積測定はヒッグス粒子探索においても重要な意味を持つ。

## 2 Tevatron/CDF 実験 Run II

Tevatron/CDF 実験は、アメリカ・シカゴから西に約 40 km 離れた場所にある米国立フェルミ加速器研究所 (Fermilab) で行われた。Fermilab ではトップクォーク、ボトムクォーク、 $WZ$  生成の発見や、トップクォーク、 $W$  ボソン質量の精密測定など、素粒子物理学において重要な結果を多数残している。

Tevatron 実験は Fermilab 内に設置されている陽子反陽子衝突型の円形加速器を用いて行われた。陽子・反陽子は 2 点で衝突し、2 つの衝突点には検出器が置かれ、それぞれの検出器を用いて CDF 実験、 $D\bar{D}$  実験グループが測定を行った。Tevatron "Run II" は 2001 年 3 月 5 日から 2011 年 9 月 30 日の期間を表し、CDF "II" は物理データを取得した時期であり、2002 年 2 月から 2011 年 9 月 30 日の運転終了までの期間を表す。

以下では、Tevatron と各種前段加速器、CDF 検出器の概要を述べる。

### 2.1 Tevatron II と各種前段加速器

Tevatron 加速器は Fermilab 内に設置された重心系エネルギー 1.96 TeV の陽子反陽子衝突型加速器である (図 10)。



図 10 上空からの写真。上空写真。手前のリングがメインインジェクタで奥のリングが Tevatron。

Tevatron 加速器はメインリングである Tevatron と、Tevatron の前段階の加速を行う各種前段加速器から構成される (図 11)。

#### 陽子ビーム生成

初めに Cockroft-Walton DC 加速器内で水素ガスが加速され、2 つの電子と 1 つの陽子から成る水素イオン  $H^-$  が作られる。 $H^-$  は 750 KeV まで加速され、線形加速器である Linac に入射される。130 m の長さを持つ Linac で  $H^-$  を 400 MeV まで加速し、円周 475 m のシンクロトロンである Booster に入射する。 $H^-$  は Booster に入る前にカーボンホイールを通過して 2 つの電子が取り除

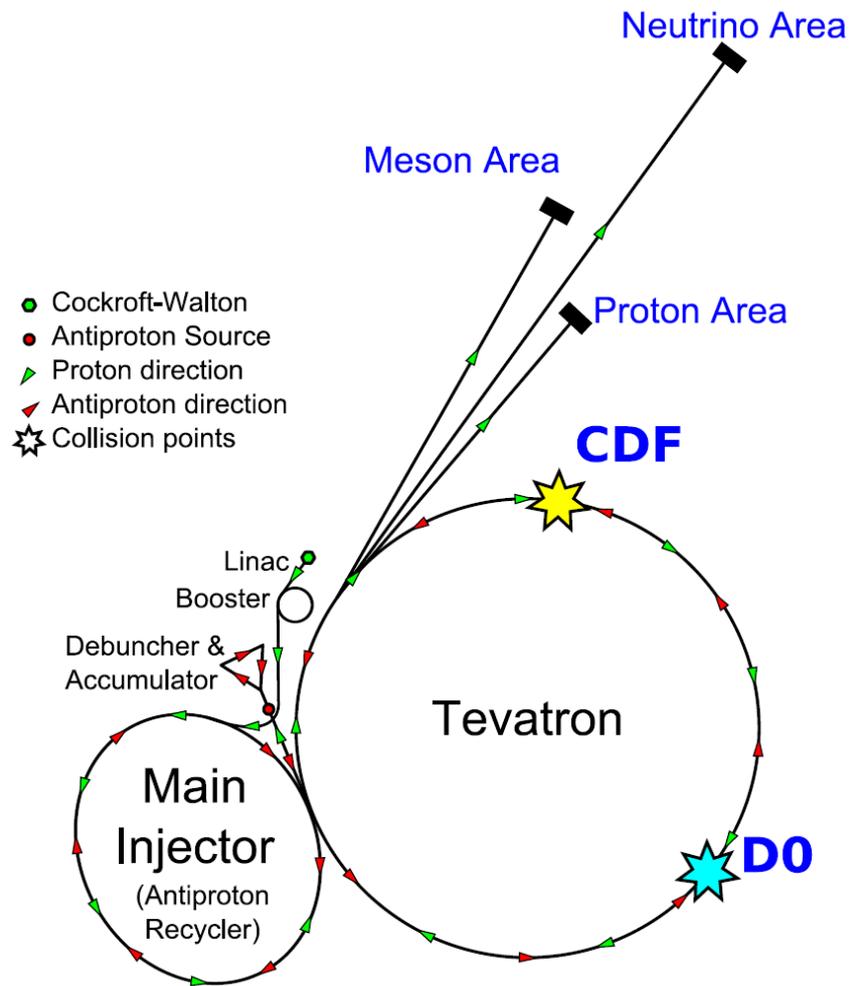


図 11 Tevatron と各種前段加速器の構成図。

かれ陽子が生成される。生成された陽子は Booster で 8 GeV まで加速されメインインジェクタに入射される。

#### メインインジェクタ

メインインジェクタは Tevatron 隣に位置するシンクロトロンで、8 GeV の陽子、反陽子が入射される。メインインジェクタには以下の 4 つの役割がある。

- 8 GeV の陽子を 150 GeV まで加速する
- 反陽子生成のために 8 GeV の陽子を 120 GeV まで加速する
- 8 GeV の反陽子を 150 GeV まで加速する
- 150 GeV まで加速した陽子・反陽子を Tevatron へ送る

#### 反陽子生成

メインインジェクタで 120 GeV まで加速された陽子は Antiproton Source(7 cm 厚のニッケル)に照射される。陽子とニッケルの反応によって反陽子を含む二次粒子が生成される。生成された反

陽子のエネルギーは約 8 GeV を最大値として広く分布する．生成される二次粒子は反陽子以外にも様々な粒子を含み， $10^6$  個の陽子に対して約 18 個の割合で反陽子が生成される．

### Tevatron

Tevatron は半径約 1 km のシンクロトロンであり，メインインジェクタで 150 GeV まで加速された陽子と反陽子を 980 GeV まで加速させる．陽子と反陽子は Tevatron のリング内を反対方向に移動し CDF 検出器，DØ 検出器の設置されている 2 点で衝突する．

陽子と反陽子の衝突率  $R$  [事象/sec] は衝突断面積  $\sigma$  と用いて

$$R = \sigma L \quad (2.1)$$

ここで  $L$  は瞬間ルミノシティと呼ばれる量で，Tevatron 実験では粒子の回転周期  $f$ ，ビームの面積を表す  $A$ ，バンチの数  $n_b$ ，バンチ内の陽子数，反陽子数  $N_p, N_{\bar{p}}$  によって

$$L = \frac{f n_b N_p N_{\bar{p}}}{A} \quad (2.2)$$

と表される．陽子反陽子が安定して衝突している時間をストア（10 時間程度）と呼びデータ取得における時間単位として用いられる．1 ストア内での最高瞬間ルミノシティの最高値は  $414.0 [\mu\text{b} \cdot \text{sec}]^{-1}$  である（図 12）． $L$  の積分値  $\int L dt$  は積分ルミノシティと呼ばれ Tevatron が送り出したデータ量を表す．Tevatron は 2011 年 9 月 30 日の運転終了までに約  $12 \text{ fb}^{-1}$  のデータを送り出した（図 12）．

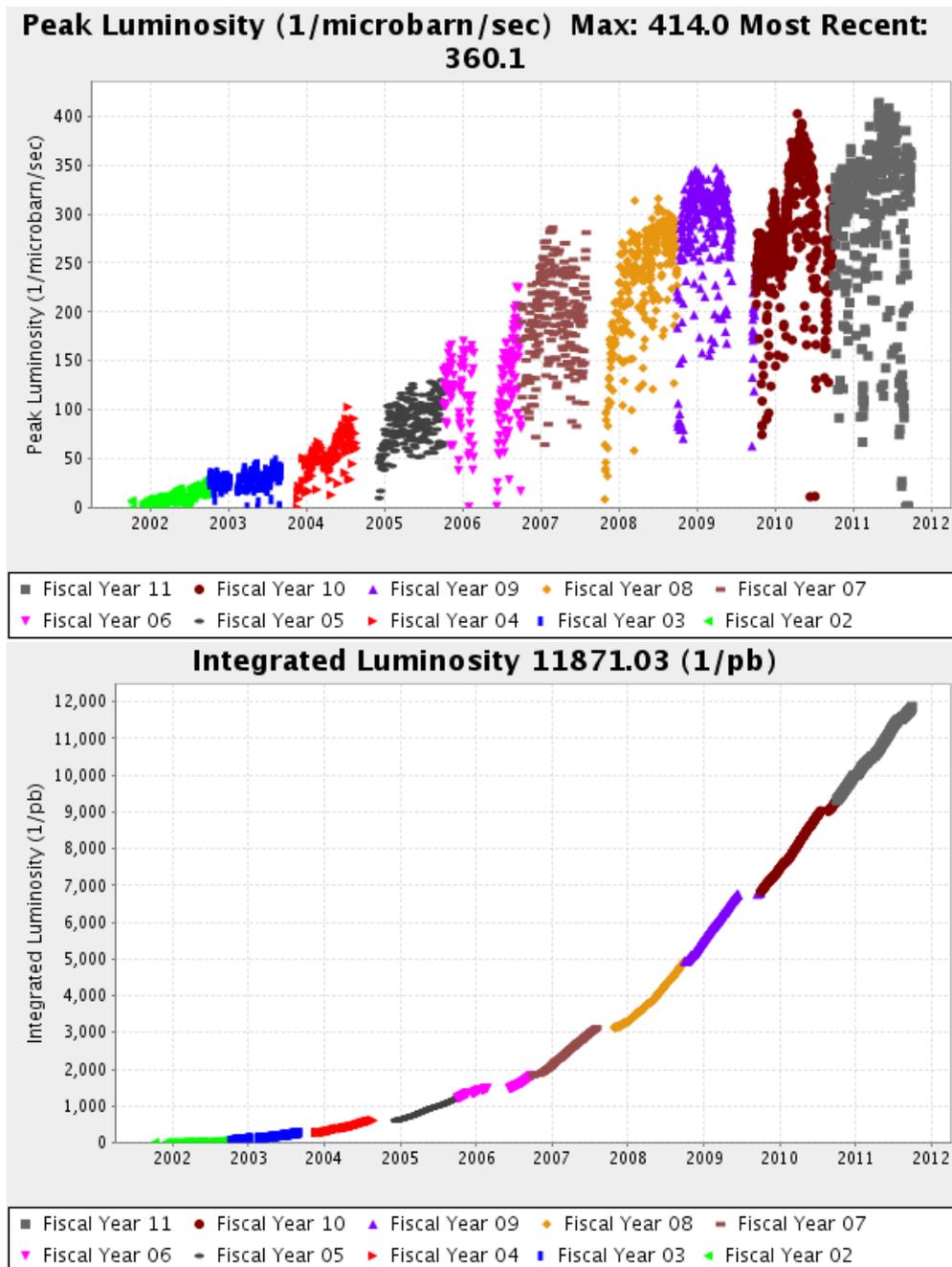


図 12 Tevatron における 1 ストアごとの最高瞬間ルミノシティ (上) と積分ルミノシティ (下) .

## 2.2 CDF II 検出器

Collider Detector at Fermilab (CDF) 検出器は, Tevatron のビーム衝突点を覆うように設置されている汎用型の複合型検出器である [17]. CDF は約 10 m 四方の円筒に近い形状でビーム軸に対して前後対称の構成になっている (図 13).

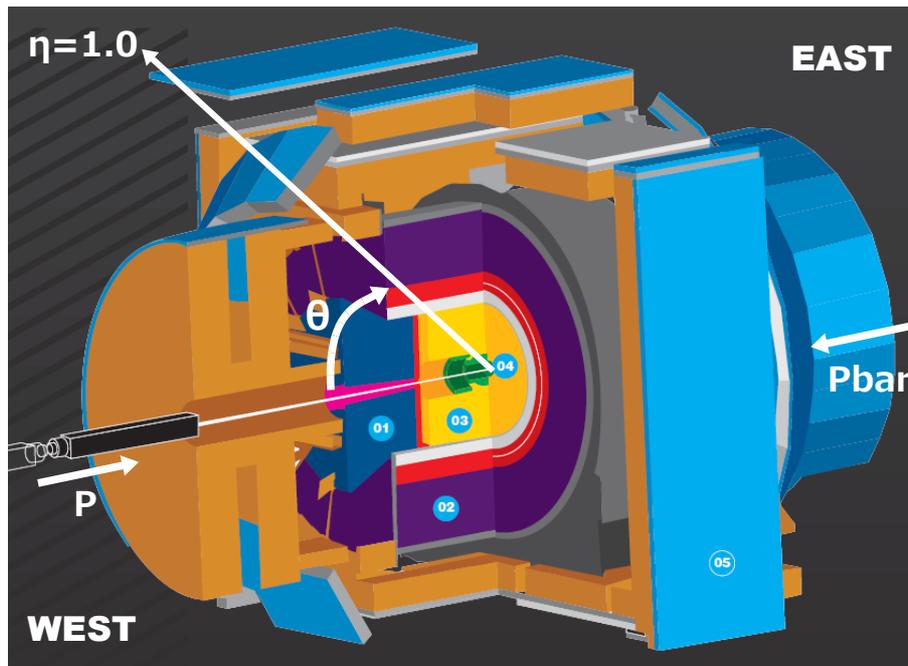


図 13 CDF 検出器俯瞰図 . 色の違いは検出器の違いを表している .

CDF の中心であるビーム衝突点を原点として左手系のデカルト座標  $x, y, z$  が以下のように定義されている .

- $x$  軸: Tevatron の中心から水平に外側へ進む向き
- $y$  軸: 鉛直上向き
- $z$  軸: 陽子ビームの進む向き

さらに  $z$  軸からの距離  $r$ , 球座標における, 方位角  $\phi$ , 極角  $\theta$  が以下のように定義されている .

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (2.3)$$

$$\phi = \tan^{-1} \frac{y}{x} \quad (2.4)$$

$$\theta = \tan^{-1} \frac{r}{z} \quad (2.5)$$

またローレンツ不変量であるラピディティ  $Y$  は粒子のエネルギー  $E$  と運動量の  $z$  成分で定義される .

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.6)$$

高エネルギーでは  $E \sim pc$ ,  $p_z = p \cos \theta$  であるので

$$Y \sim -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \equiv \eta \quad (2.7)$$

上記のように定義される  $\eta$  は擬似ラピディティと呼ばれる。粒子の生成数  $dN/d\eta$  がほぼ一定であるため検出器上での位置を表すには一般に  $\eta$  が  $\theta$  の代わりに用いられる。さらに  $\eta, \phi$  の差によって

$$\Delta R_{12} = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2} \quad (2.8)$$

と定義される  $\Delta R$  が  $\eta - \phi$  平面上での距離を表すのに用いられる。

CDF は飛跡検出・運動量測定・エネルギー測定, 粒子同定を行うため, ビーム衝突点から外側に向かって ( $|y|$  の大きくなる向きに) 以下のような順序で各種検出器が配置されている (名称・詳細は後述)。

- 飛跡検出器: 飛跡検出・運動量測定 (L00, SVX, ISL, COT)
- ソレノイドコイル: 飛跡検出のための磁場 (1.4 T) を発生
- カロリメータ: エネルギー測定 (CEM, CHA, PEM, PHA, WHA)
- ミューオン検出器:  $\mu$  粒子同定 (CMU, CMP, CMX, IMU)

#### 飛跡検出器

荷電粒子の飛跡検出とその運動量測定はシリコン検出器とドリフトチェンバーの 2 種の飛跡検出器によって行われる。各種飛跡検出器の名称を以下にまとめる。

- L00: Layer 00
- SVX: Silicon VerteX detector
- ISL: Intermediate Silicon Layer
- COT: Central Outer Tracker

シリコン検出器は円筒型でビームパイプに沿って内側から L00, SVX, ISL の順で設置されている (図 14)。ビーム衝突点に最も近く精度の良いシリコン検出器ではビームの一次反応点や, 特に  $b$  クォーク由来の粒子に特徴的な二次反応点の検出が可能である。

シリコン検出器の外側 ( $40 \text{ cm} < r < 137 \text{ cm}$ ) には円筒型のドリフトチェンバーである COT が設置されている。ビーム方向の長さは 3.1 m で  $|\eta| < 1$  の領域を覆っている (図 15)。

#### カロリメータ

エネルギー測定は電磁シャワーを中心に測定する電磁カロリメータ (ElectroMagnetic calorimeter), ハドロンシャワーを中心に測定するハドロンカロリメータ (Hadronic calorimeter) で行われる。CDF で用いられているカロリメータの名称を以下にまとめる。

- CEM: Central ElectroMagnetic Calorimeter
- CES: Central Electormagnetic Shower counter
- CHA: Central HAdronic calorimeter
- PEM: Plug ElectroMagnetic calorimeter

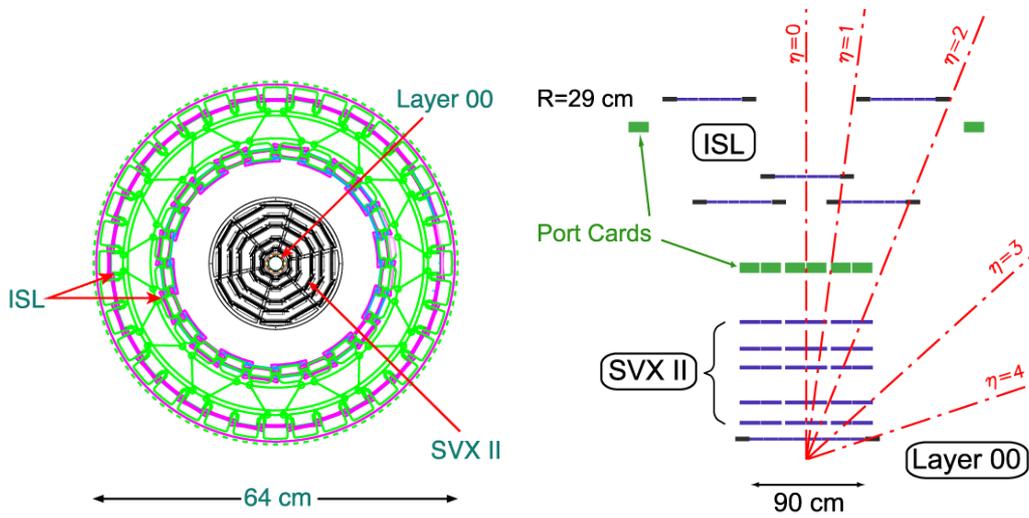


図 14 シリコン飛跡検出器の構成図 .  $r-\phi$  平面 (左),  $r-z$  平面 (右) での L00, SVX, ISL の配置を表す .

### CDF Tracking Volume

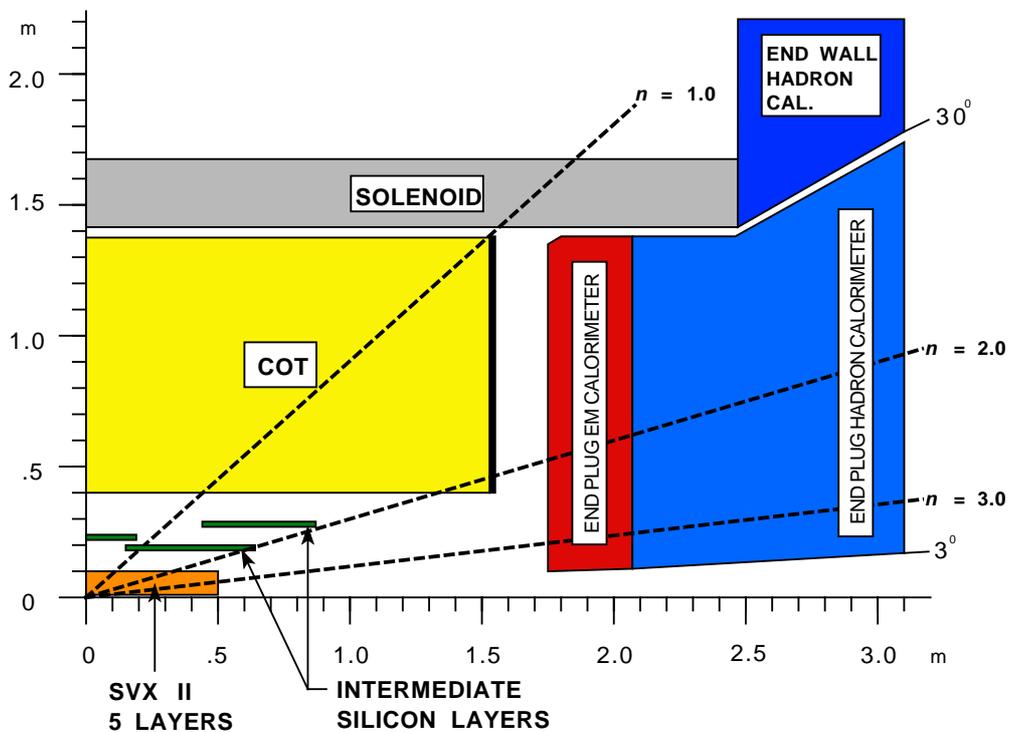


図 15  $r-z$  平面における飛跡検出器とカロリメータの配置図 .

- PES: Plug Electromagnetic Shower counter
- PHA: Plug HAdronic calorimeter
- WHA: Wall HAdronic calorimeter

各種カロリメータは飛跡検出器の外側に配置されており (図 15),  $0 \leq \phi < 2\pi$ ,  $|\eta| < 3.64$  の領域を覆っている .

電磁カロリメータは鉛とシンチレーション検出器を交互に挟んだサンプリングカロリメータである . 飛跡検出器の円筒の側面側を覆うように CEM, 円筒における円の面を覆うように PEM が配置されている . CEM, PEM の内部でシャワーがほぼ最大になる深さにそれぞれ CES, PEM というシャワー検出器が埋め込まれている . CES は MWPC のモジュールで方位各方向のシャワーの広がり測ることができる . ハドロンカロリメータは鉛とシンチレーション検出器を交互に挟んだサンプリングカロリメータである . 各種カロリメータの覆う領域, 厚さ, エネルギー分解能を表 6 に示す .

検出器	領域	厚さ	エネルギー分解能
CEM	$ \eta  < 1.1$	$19X_0$	$13.5\%/\sqrt{E_T[\text{GeV}]} \oplus 2\%$
CHA	$ \eta  < 0.9$	$4.5\lambda_0$	$50\%/\sqrt{E_T[\text{GeV}]} \oplus 3\%$
WHA	$0.9 <  \eta  < 1.3$	$4.5\lambda_0$	$75\%/\sqrt{E_T[\text{GeV}]} \oplus 4\%$
PEM	$1.1 <  \eta  < 3.6$	$21X_0, 1\lambda_0$	$16\%/\sqrt{E_T[\text{GeV}]} \oplus 1\%$
PHA	$1.2 <  \eta  < 3.6$	$7\lambda_0$	$80\%/\sqrt{E_T[\text{GeV}]} \oplus 5\%$

表 6 各種カロリメータの占有領域, 放射長  $X_0$ , 吸収長  $\lambda_0$  を単位とした厚さとエネルギー分解能 .

### ミューオン検出器

CDF の最外層にはミューオン検出器が設置されている . 相互作用をほとんどしないニュートリノ以外の多くの粒子はミューオン検出器にたどり着く前に内側で吸収される . しかし, ミューオンはレプトンであるため主に電磁相互作用によってエネルギーを落とすが, 電子の約 200 倍の質量を持つため電磁カロリメータにはエネルギーを落とさず最外層のミューオン検出器まで到達する .

CDF におけるミューオン検出器の名称を以下にまとめる .

- CMU: Central MUon detector
- CMP: Central Muon uPgrade
- CMX: Central Muon eXtension
- IMU: Intermediate MUon detector

各ミューオン検出器の配置を図 16 に示す .

### ルミノシティ検出器

CDF では Cherenkov Luminosity Counter (CLC) [18] という検出器によってビームのルミノシティを測定している . CLC はプラグカロリメータ (PEM, PHA) の内側にビームパイプを覆うように設置されている ( $3.7 < |\eta| < 4.7$ , 図 17). ガスチェレンコフ検出器を用いてミニマムバイアスと呼

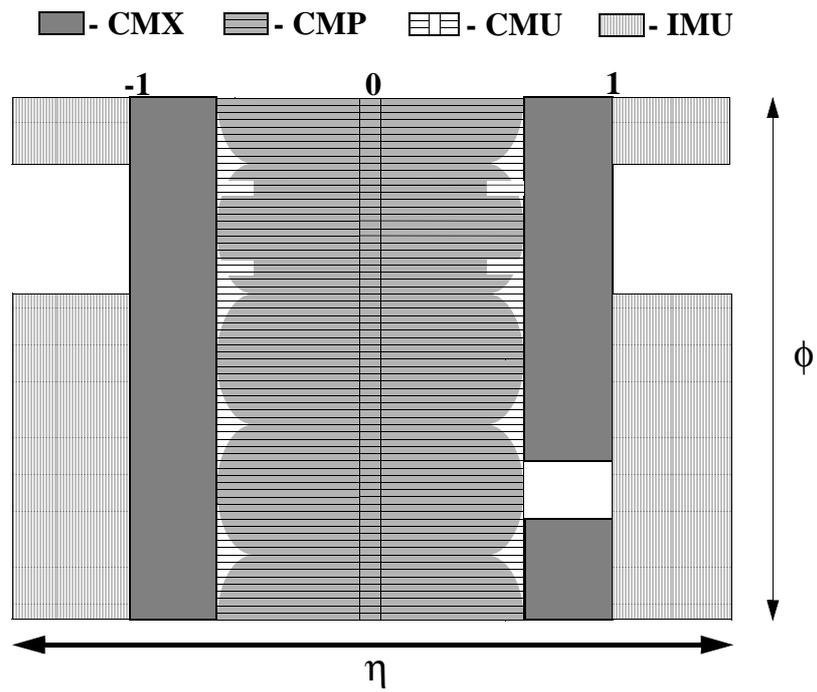


図 16 ミューオン検出器の  $\eta - \phi$  平面における配置図 .

ばれる事象における  $p\bar{p}$  の非弾性散乱を測定することでルミノシティを測定する .

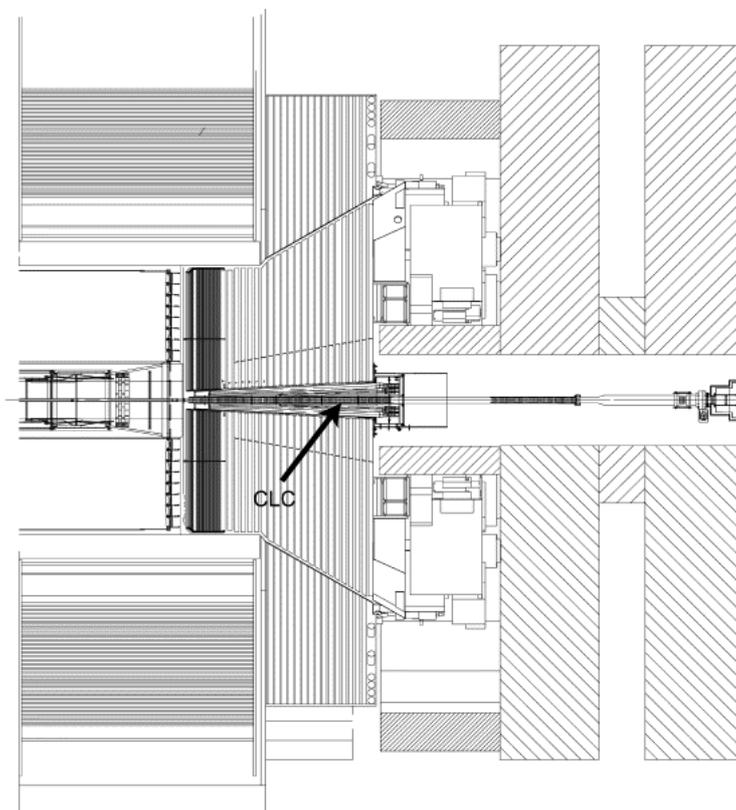


図 17 CLC の位置 .

## CDF 検出器によるデータ取得

Tevatron Run II では 7.6 MHz という非常に高い頻度でビームのバンチが交差するため、物理的に興味のある事象を失うことなく効率的にデータを取得する手法が必要となる。CDF ではオンラインで事象選択をかけるトリガーと呼ばれるシステムを採用してデータを取得している。CDF のトリガーはハードウェアレベルで事象選択をする LEVEL 1, LEVEL2 とソフトウェアレベルで選択を行う LEVEL3 という 3 段階の構成になっている (図 18)。

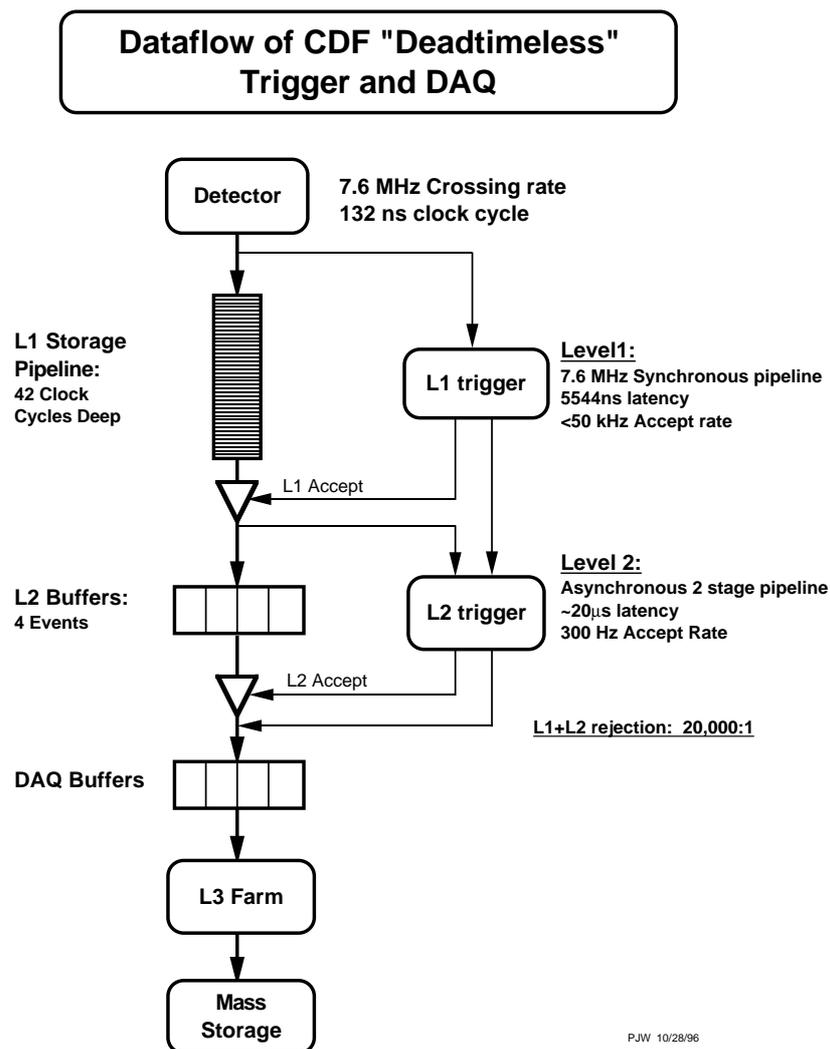


図 18 CDF で取得するデータの流れ。

Tevatron が送り出したデータに対する CDF のデータ取得効率は平均 80 % 以上で、2011 年 9 月 30 日の運転終了までに約  $10 \text{ fb}^{-1}$  のデータを取得した (図 19)。

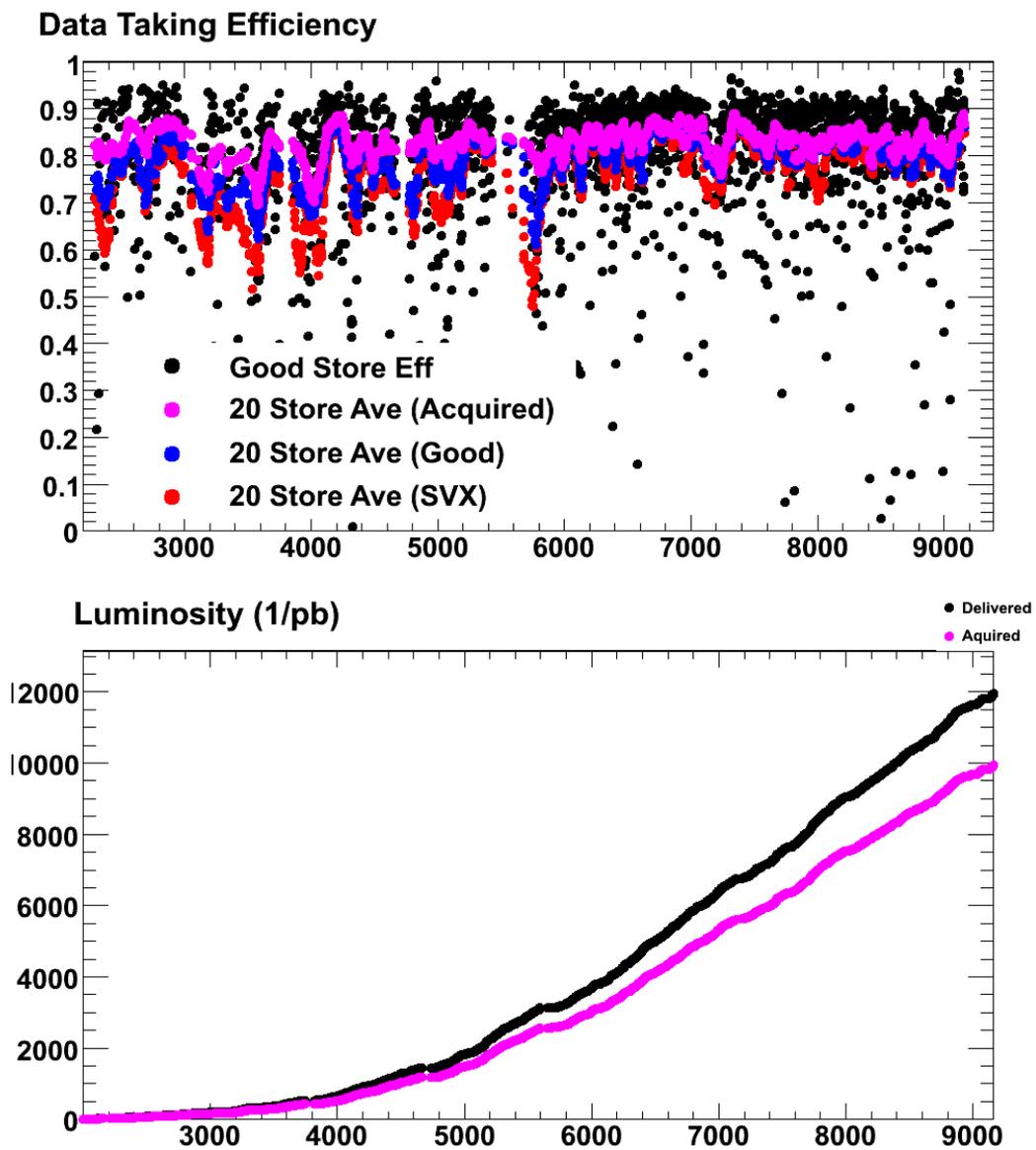


図 19 CDF 検出器によるデータ取得効率と取得したデータ量 (積分ルミノシティ)。

## CDF における粒子同定

CDF では各検出器を組み合わせることで基本的なオブジェクトとなる光子，電子，ミューオン，ハドロンを同定することができる (図 20)．光子は電荷をもたないため飛跡を残さず，電磁カロリメータに多くのエネルギーを落とす．電子は飛跡検出器に飛跡を残し電磁カロリメータに多くのエネルギーを落とす．ミューオンはカロリメータにはイオン化によるエネルギー損失のみでエネルギーをほぼ落とさずに内側の飛跡検出器と最外層のミューオン検出器に飛跡を残す．ハドロンはハドロンカロリメータに多くのエネルギーを落とし，また内側の飛跡検出器に飛跡を残すかどうかで電荷の有無がわかる．ニュートリノは電荷を持たないため飛跡を残さずカロリメータにもエネルギーを落とさない．重心系では全ての粒子のビームに垂直な方向のエネルギーのベクトル和は 0 になるはずだが，ニュートリノが生成された事象ではニュートリノ分のエネルギーが消失しているためベクトル和が 0 にならない．そこで，全エネルギーのベクトル和の逆符号のものを消失横運動量  $\cancel{E}_T$  として定義することでニュートリノを間接的に扱う．

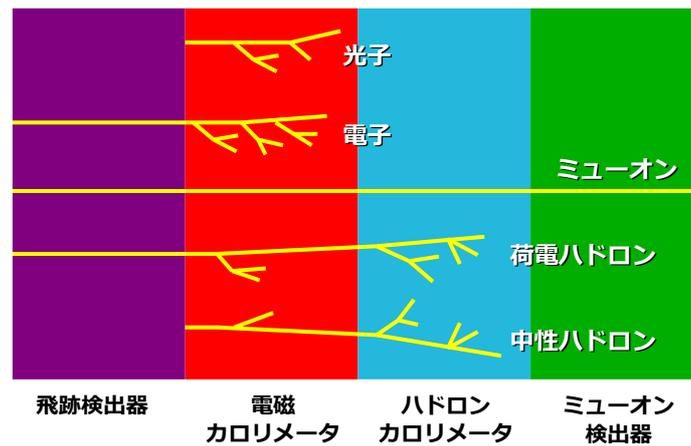


図 20 CDF 検出器による粒子識別の概念図．内側 (左) から飛跡検出器，電磁カロリメータ，ハドロンカロリメータ，ミューオン検出器に並んでおり，各検出器への応答の違いから粒子を識別する．

### 3 事象選択と候補事象

導入で述べたように本研究は  $WH/ZH$  随伴生成においてヒッグス粒子が  $\tau$  粒子対へと崩壊するチャンネルを想定した場合に、重要な背景事象となる  $WZ/ZZ$  生成断面積測定である。したがって、 $WZ/ZZ$  のうち  $Z$  が  $\tau$  粒子対へと崩壊し、またその他はレプトン ( $L = e, \mu, \tau$ ) へと崩壊するもの

$$WZ/ZZ \longrightarrow L\nu\tau\tau/LL\tau\tau \quad (3.1)$$

を信号事象とする。8 fb<sup>-1</sup> のデータで期待される信号事象は約 350 程度である (表 7)。

	$\int Ldt = 8 \text{ fb}^{-1}$	$\int Ldt = 10 \text{ fb}^{-1}$
$WZ \rightarrow L\nu + \tau\tau$	~ 310 事象	~ 390 事象
$ZZ \rightarrow LL + \tau\tau$	~ 38 事象	~ 48 事象

表 7  $WZ/ZZ$  の期待される生成事象数。

#### 3.1 データとモンテカルロシミュレーションサンプル

本研究で用いたデータは”Lepton plus track trigger”と呼ばれるトリガーによって 2011 年までに収集されたもので、データ量は積分ルミノシティ 8.3 fb<sup>-1</sup> である。Lepton plus track trigger は  $P_T > 8 \text{ GeV}/c$  を満たす電子 ( $e$ ) またはミュー粒子 ( $\mu$ ) の候補と、 $P_T > 5 \text{ GeV}/c$  の孤立した飛跡があることを要求する。前者が  $e, \mu$  の候補で、後者が  $e, \mu$ 、クラックトラック (Crack Track: CrkTrk)、ハドロニックタウのシードトラックに当たる。

期待される事象数を見積もるために用いたモンテカルロ法によるシミュレーションサンプル (以下モンテカルロサンプル、または MC) を以下に示す。

- $WZ, ZZ, WW$ : PYTHIA を基に作成されたサンプルでウィークボソンはインクルーシブに崩壊する。
- $Z + jets, W + jets$ : Alpgen によって生成し PYTHIA によってハドロン化したサンプル。
- $W\gamma, Z\gamma$ : Baur によって生成し PYTHIA によってハドロン化したサンプル。
- $t\bar{t}$ : PYTHIA を基にトップクォークの質量は  $172.5 \text{ GeV}/c^2$  で作成されたサンプル。

モンテカルロサンプルにはトリガーの要求を満たすために、孤立したレプトン (CEM の  $e$ 、または CMUP/CMX の  $\mu$ )、また  $P_T > 10 \text{ GeV}/c$  の孤立した飛跡を 1 つ要求し、さらにこれら 2 つが  $\Delta R(lep, trk) > 0.175$  を満たすことを要求する。

#### 3.2 事象選択

本研究の事象選択は CDF での終状態  $l\nu\tau\tau/ll\tau\tau$  における事象選択 [19] に則っている。

まず解析で扱う粒子の同定について簡単に述べる。電子、ミューオンの同定に用いたカットは [20] に従った。電子は中心領域の Tight CEM(TCEM)、Loose CEM(TCEM) とプラグ領域の PHX の

3つに分類し，横エネルギーと横運動量の要求は  $E_T > 10\text{GeV}$  ,  $P_T > 8\text{GeV}/c^2$  に下げた．例として Tight CEM Electron 同定のカットに用いる変数と値を表 8 にまとめる．ミューオンは CMUP,

	TCEM
Region	Central
Fiducial	Track Fiducial to CES
Track $P_T$	$\geq 10$ (5 if $E_T < 20$ )
# Ax Super Layer(5hits)	$\geq 3$
# St Super Layer(5hits)	$\geq 2$
Conversion	Excluded
Had/EM	$\leq 0.055 + 0.00045E$
Iso/ $E_T$	$\leq 0.1$
Lshr	$\leq 0.2$
E/P	$< 2.5 + 0.015E_T$
Signed CES $\Delta X$	$-3\text{ cm} \leq q\Delta X \leq 1.5\text{ cm}$
Tracks	beam constrained track

表 8 Tight CEM Electron 同定のカット変数と値．

CMX, CMU, CMP, BMU, CMIOCES, CMIOPEs の 7 つに分類し，横エネルギーと横運動量の要求は  $E_T > 10\text{GeV}$  ,  $P_T > 20\text{GeV}/c^2$  に下げた．ハドロンへと崩壊する  $\tau$  粒子の同定に用いたカットは [21] に従い 1 プロング, 3 プロングの  $\tau$  を扱っている．CDF の「穴」に入った飛跡，クラックトラックの同定は [20] に従い，電磁オブジェクト (クラックトラック  $e$ ) , ミューオンオブジェクト (クラックトラック  $\mu$ ) に分類した．各粒子同定のタイプとトリガー要求の組み合わせを表 9 に，また各粒子同定の  $\eta - \phi$  平面で占める領域を図 21 に示す．

次に事象選択のためのカットについて述べる．まず CDF で標準的に用いられているバーテックススコアリティを要求する．また異なるバーテックス由来のレプトンを同定するのを避けるために  $z$ -バーテックスの位置を要求する．さらに 2 つのレプトンを 1 つのレプトンと同定するのを避けるために  $\eta - \phi$  平面で離れていることを要求する．レプトンの数は 3 または 4 とし，3 つの場合は  $WZ$  を想定して電荷の和の絶対値が 1 , 4 つの場合は  $ZZ$  を想定して電荷の和の絶対値が 0 になることを要求する．また支配的な背景事象である Drell-Yan, QCD 事象を抑えるために全エネルギーに対する  $\cancel{E}_T$  の優位度  $\cancel{E}_T/\sqrt{\sum E_T}$  への要求も課す．事象選択のためのカットを以下にまとめる．

- Vertex quality
  - good quality vertex
  - $\Delta z(\text{vetex}) < 60.0\text{ cm}$
- ハドロニックタウを含む 3 または 4 レプトン
  - $\Delta z(\text{vetex}, \text{lepton}) < 4.0\text{ cm}$
  - $\Delta z(\text{lepton}, \text{lepton}) < 4.0\text{ cm}$
  - $\Delta R(\text{lepton}, \text{lepton}) > 0.2$

トリガー要求		3番目と4番目のレプトン
$e$ または $\mu$	孤立した飛跡	
TCEM	TCEM	TCEM
CMUP	LCEM	LCEM
CMX	CMUP	PHX
	CMX	CMUP
	CMU	CMX
	CMP	CMU
	CMIOPEs	CMP
	HadTau	CMIOCES
	CrkTrk $e$	BMU
	CrkTrk $\mu$	CMIOPEs
		HadTau
		CrkTrk $e$
		CrkTrk $\mu$

表 9 検出器によって分類した粒子同定とトリガー要求を満たす組み合わせ .

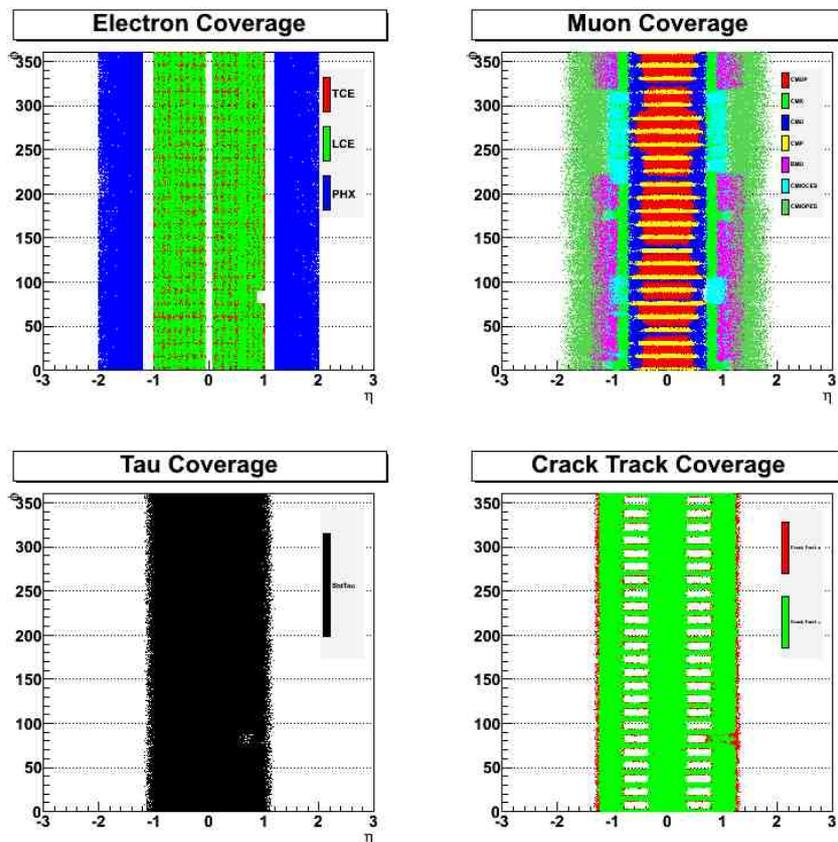


図 21 同定されるレプトンの  $\eta - \phi$  平面で占める領域 .

- $\sum Q_{\text{lep}} = 1$ (3 レプトン) または  $\sum Q_{\text{lep}} = 0$ (4 レプトン)
- $\#_T / \sqrt{\sum E_T} > 1$

### 3.3 信号事象と背景事象

モンテカルロサンプルにルミノシティと検出効率によるスケールを行うことで信号事象, 背景事象の数を見積もる. モンテカルロサンプルの 1 事象に対して重み  $w_i$  を定義する.

$$w_i = \frac{\sigma \times B \times L_i \times \epsilon_i^{\text{vetex}} \times \epsilon_i^{\text{trigger}} \times s_i^{\text{lepID}} \times s_i^{\text{lepFake}} \times s_i^{\text{cov}}}{N^{\text{gen}}} \quad (3.2)$$

- $\sigma$ : 各モンテカルロサンプルの生成断面積
- $B$ : 分岐比
- $N^{\text{gen}}$ : 観測可能 ( $|Z_0| < 60\text{cm}$ ) なモンテカルロ事象数
- $L_i$ : 各レプトンに応じた積分ルミノシティ
- $\epsilon_i^{\text{vetex}}$ : z-vertex の要求の効率
- $\epsilon_i^{\text{trigger}}$ : トリガー要求の効率
- $\times s_i^{\text{lepID}}$ : レプトンの同定のスケールファクター (data/MC)
- $s_i^{\text{lepFake}}$ : レプトンフェイクのスケールファクター (data/MC)
- $s_i^{\text{cov}}$ : フォトンコンバージョンの除去のスケールファクター (data/MC)

上記の  $w_i$  より期待される事象数  $N^{\text{MC}}$  は

$$N^{\text{MC}} = \sum_i^{N^{\text{pass}}} w_i \quad (3.3)$$

より得られる. ここで  $N^{\text{pass}}$  は事象選択を通った事象数である.

レプトンの表記を  $l = e, \mu, L = e, \mu, \tau, \tau$  をハドロニックタウとして, レプトンが 3 つの場合を  $lll$  事象,  $ll\tau$  事象,  $e\mu\tau$  事象,  $l\tau\tau$  事象の 4 つに分け, レプトンが 4 つの場合を  $LLLL$  と表す. 見積もった各事象群の期待される事象数とデータの事象数を表 10 に示す.

	3L				4L
	$lll$	$ll\tau$	$e\mu\tau$	$l\tau\tau$	$LLLL$
$ZZ$	$8.75 \pm 1.19$	$3.13 \pm 0.55$	$0.29 \pm 0.06$	$0.33 \pm 0.07$	$1.21 \pm 0.18$
$WZ$	$31.32 \pm 4.15$	$5.01 \pm 0.80$	$0.90 \pm 0.15$	$0.69 \pm 0.12$	$0.09 \pm 0.02$
$WW$	$2.18 \pm 0.47$	$2.83 \pm 0.73$	$0.37 \pm 0.13$	$0.67 \pm 0.29$	$0.01 \pm 0.01$
$DY(ee)$	$180.95 \pm 27.40$	$114.21 \pm 31.91$	$0.02 \pm 0.01$	$1.14 \pm 0.55$	$0.71 \pm 0.17$
$DY(\mu\mu)$	$77.49 \pm 12.08$	$72.90 \pm 20.97$	$1.02 \pm 0.44$	$1.45 \pm 0.39$	$0.39 \pm 0.10$
$DY(\tau\tau)$	$16.57 \pm 1.99$	$30.43 \pm 8.79$	$3.45 \pm 1.42$	$10.21 \pm 3.53$	$0.07 \pm 0.02$
$Z\gamma$	$16.41 \pm 2.66$	$6.60 \pm 2.07$	$1.93 \pm 0.83$	$0.79 \pm 0.30$	$0.09 \pm 0.03$
$t\bar{t}$	$25.43 \pm 5.23$	$8.40 \pm 2.31$	$0.75 \pm 0.26$	$0.50 \pm 0.20$	$0.32 \pm 0.08$
$W\gamma$	$0.44 \pm 0.12$	$0.46 \pm 0.15$	$0.26 \pm 0.11$	$0.04 \pm 0.03$	$0.00 \pm 0.00$
$W + Jets$	$15.93 \pm 3.22$	$20.51 \pm 6.23$	$0.49 \pm 0.24$	$7.28 \pm 2.71$	$0.00 \pm 0.00$
$QCD$	$15.93 \pm 10.70$	$34.44 \pm 13.18$	$0.00 \pm 1.26$	$3.61^{+6.20}_{-3.61}$	$1.44 \pm 1.04$
total	$390.63 \pm 32.84$	$298.46 \pm 41.94$	$9.47^{+2.16}_{-1.76}$	$26.71^{+7.68}_{-5.79}$	$4.32 \pm 1.08$
Data	356	249	8	22	6

表 10 各レプトンカテゴリーで期待される事象数 .  $l = e, \mu$  ,  $L = e, \mu, \tau$  ,  $\tau$  はハドロニックタウである .

## 4 系統誤差

モンテカルロサンプルによる見積もりに対するルミノシティの系統誤差は 5.9% とした。またモンテカルロサンプルにおける生成断面積理論値に対する系統誤差は [22] より表 11 の値とした。

Source	Systematic Uncertainties [%]						
	$ZZ$	$WZ$	$WW$	$t\bar{t}$	$W\gamma/Z\gamma$	$Z/\gamma^*$	$W$
$\sigma$	6.0	6.0	6.0	10.0	5.0	5.0	5.0
Higher Order Diagrams	10.0	10.0	10.0	10.0	11.0	-	-

表 11 生成断面積における系統誤差。

事象選択における系統誤差を表 12-16 にまとめ、以下で各項目の概要を述べる。

- $Z$  vertex cut:  $|Z_{\text{vertex}}| < 60$  cm については全ての MC サンプルに対して 0.5 % とした。
- $\epsilon^{\text{trigger}}$ : Trigger Efficiency についての系統誤差でレプトンタイプ CEM/CMUP/CMX, 孤立した飛跡の数に依存する。
- $s^{\text{leptonID}}$ : レプトン同定のスケールファクタ (data/MC)。
- $s^{\text{lepton fake}}$ : ジェットからレプトンのフェイク率スケールファクタ (data/MC) に対する系統誤差。
- JES: 系統誤差で  $\cancel{E}_T$  の優位度へのカットに対する Jet Energy Scale の系統誤差。
- MC stat: MC サンプルの統計によるもの。

さらに各系統誤差を各事象群ごとにまとめたものを表 17 に示す。

Source	Systematic Uncertainties [%]									
	$ZZ$	$WZ$	$WW$	$DY(ee)$	$DY(\mu\mu)$	$DY(\tau\tau)$	$Z\gamma$	$t\bar{t}$	$W\gamma$	$W$
$ Z_{\text{vertex}} $	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
$\epsilon^{\text{trigger}}$	1.5	1.4	1.5	1.3	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	1.5
$s^{\text{leptonID}}$	0.7	0.7	0.7	0.6	0.7	0.7	0.7	0.7	0.6	0.7
$s^{\text{lepton fake}}$	2.1	0.6	15.5	11.9	12.2	12.6	6.9	13.5	12.7	18.7
JES	1.7	0.0	0.3	0.7	2.2	0.3	5.1	0.2	1.9	0.2
MC stat	2.2	1.2	7.4	0.8	1.1	2.9	2.4	1.7	19.6	3.4

表 12  $lll$  事象における系統誤差。

Source	Systematic Uncertainties [%]									
	$ZZ$	$WZ$	$WW$	$DY(ee)$	$DY(\mu\mu)$	$DY(\tau\tau)$	$Z\gamma$	$t\bar{t}$	$W\gamma$	$W$
$ Z_{\text{vertex}} $	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
$\epsilon^{\text{trigger}}$	1.1	1.1	1.0	1.0	1.0	1.1	1.1	1.0	0.8	1.0
$s^{\text{leptonID}}$	2.4	2.4	2.4	2.4	2.4	2.4	2.4	2.4	2.4	2.4
$s^{\text{lepton fake}}$	10.7	8.0	26.7	26.0	26.6	15.1	27.1	22.4	22.8	28.7
JES	1.3	1.1	0.0	3.2	5.1	0.6	6.6	0.1	2.0	0.2
MC stat	3.7	2.9	7.6	1.5	1.7	2.2	4.1	3.1	20.0	3.1

表 13  $ll\tau$  事象における系統誤差 .

Source	Systematic Uncertainties [%]									
	$ZZ$	$WZ$	$WW$	$DY(ee)$	$DY(\mu\mu)$	$DY(\tau\tau)$	$Z\gamma$	$t\bar{t}$	$W\gamma$	$W$
$ Z_{\text{vertex}} $	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
$\epsilon^{\text{trigger}}$	1.4	1.4	1.1	1.1	1.3	1.1	1.4	1.1	1.0	0.7
$s^{\text{leptonID}}$	2.4	2.4	2.4	2.4	2.4	2.4	2.4	2.4	2.4	2.4
$s^{\text{lepton fake}}$	9.0	6.5	26.6	20.8	31.4	25.2	39.4	27.8	19.3	41.9
JES	0.0	0.3	2.2	0.0	0.8	1.5	0.5	0.8	0.0	0.0
MC stat	12.9	7.2	20.9	57.7	12.6	7.7	10.2	12.4	35.4	25.8

表 14  $e\mu\tau$  事象における系統誤差 .

Source	Systematic Uncertainties [%]									
	$ZZ$	$WZ$	$WW$	$DY(ee)$	$DY(\mu\mu)$	$DY(\tau\tau)$	$Z\gamma$	$t\bar{t}$	$W\gamma$	$W$
$ Z_{\text{vertex}} $	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
$\epsilon^{\text{trigger}}$	1.0	1.1	0.9	1.0	1.1	1.1	1.1	1.0	0.7	0.9
$s^{\text{leptonID}}$	3.3	3.3	3.3	3.3	3.3	3.3	3.3	3.3	3.3	3.3
$s^{\text{lepton fake}}$	10.4	6.8	38.1	43.3	39.9	24.8	32.8	34.2	28.8	34.8
JES	5.5	0.0	0.0	3.3	1.6	1.2	1.6	0.0	0.0	1.1
MC stat	12.5	8.1	16.9	18.3	12.5	4.9	12.6	14.7	70.7	8.7

表 15  $l\tau\tau$  事象における系統誤差 .

Source	Systematic Uncertainties [%]									
	$ZZ$	$WZ$	$WW$	$DY(ee)$	$DY(\mu\mu)$	$DY(\tau\tau)$	$Z\gamma$	$t\bar{t}$	$W\gamma$	$W$
$ Z_{\text{vertex}} $	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	-	-
$\epsilon^{\text{trigger}}$	1.5	1.4	0.7	1.3	1.4	1.2	1.5	1.4	-	-
$s^{\text{leptonID}}$	1.4	1.2	2.4	1.2	1.4	1.8	1.9	1.0	-	-
$s^{\text{lepton fake}}$	2.0	13.8	26.7	20.8	21.8	23.2	17.5	18.1	-	-
JES	0.3	0.0	0.0	1.9	0.7	0.0	4.6	0.0	-	-
MC stat	5.8	17.1	100	6.9	8.3	23.6	30.2	12.5	-	-

表 16  $LLLL$  事象における系統誤差 .

	Total Systematic Uncertainties [%]				
	3L				4L
	$lll$	$ll\tau$	$e\mu\tau$	$l\tau\tau$	$LLLL$
$ZZ$	13.6	17.5	20.7	21.9	14.6
$WZ$	13.2	15.9	16.5	17.2	25.7
$WW$	21.7	30.8	36.4	43.8	$^{+104.4}_{-100.0}$
$DY(ee)$	15.1	27.9	62.1	48.1	23.9
$DY(\mu\mu)$	15.6	28.8	42.9	27.1	25.2
$DY(\tau\tau)$	12.0	28.9	41.3	34.6	30.9
$Z\gamma$	16.2	31.4	42.9	37.8	37.7
$t\bar{t}$	20.6	27.5	34.2	40.4	26.8
$W\gamma$	27.1	33.3	42.5	77.6	-
$W + Jets$	21.2	30.4	50.2	37.2	-

表 17 各事象群における系統誤差の合計 .

## 5 多変量解析法による事象選別

本研究では、候補事象に対する信号事象らしさ、背景事象らしさの評価を定義するために、多変量解析の一手法であるサポートベクターマシン (Support Vector Machine:SVM) を用いる。この章では多変量解析のアルゴリズムと、多変量解析法による信号事象と背景事象の分離について述べる。

### 5.1 多変量解析法

多変量解析法とは多数の変数を統計的な手法によって処理し、事象群に対する何らかの情報を得るものである。多変量解析は機械学習を利用して行われる。機械学習は一般に教師あり学習と教師なし学習に分かれ、教師あり学習は、あらかじめ用意した「答え」のわかっているサンプル (訓練サンプル) を用いて、各手法に固有のアルゴリズムで訓練を行うことで最適化した識別器を未知のサンプルに適用して評価を得るものである。一方、教師なし学習は指定されたサンプルに隠された構造 (変数同士の相関など) を探るものである。

本研究では、教師あり学習を用いた多変量解析法により未知の候補事象に対して信号事象らしさ、背景事象らしさを表す値を定義する。多変量解析法では変数同士の複雑な相関まで考慮するので、各変数に対して個別のカットを行うことによる事象選別よりも効率的に分類を行うことができる。

今回用いる多変量解析法は、 $n$  個の変数を各成分にもつ  $n$  次元ベクトル  $\vec{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)$  を入力として、候補事象に対する評価である出力値  $y$  を返す

$$y = f(\vec{x}) \quad (5.1)$$

上記のような関数であると考えられる。以下では  $\vec{x}$  を入力変数、関数  $f$  の返す出力値  $y$  を応答と呼ぶ。入力から出力を決める「関数  $f$  の構造」がその多変量解析法の「分類のアルゴリズム」を表す。また関数  $f$  内のパラメータは、訓練サンプルを用いて決定する。言い換えると、「関数  $f$  内のパラメータを決める方法」がその多変量解析法の「訓練のアルゴリズム」を表している。

以下で SVM の分類・訓練のアルゴリズム [23, 24] を述べる。

#### マージン最大化による線形識別

SVM は  $n$  個の入力変数のつくる  $n$  次元超空間内で分類を行う。候補事象は超空間内の 1 点として分布するが、信号・背景事象の特徴をつかんだ適当な変数を選べば、信号事象と背景事象の分布する場所にそれぞれ固有の偏りが生じると考えられる。SVM は信号事象の分布する場所と背景事象の分布する場所の間に  $n - 1$  次元の超平面を張る (図 22)。超平面をうまく選べば信号事象と背景事象を分類することができる。超平面の選び方は無数に存在するが、SVM では信号事象群と背景事象群の「真ん中」を通る超平面が分類に最適であると考えられる。具体的には、超平面から信号事象群、背景事象群への距離を表すマージンと呼ばれる量を定義し、マージンが最大となる超平面を選ぶ。

以下では、クラス A に属する事象とクラス B に属する計  $N$  個の事象における分類を考える。ある事象  $i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) がクラス A に属する場合は  $y_i = +1$ 、クラス B に属する場合は  $y_i = -1$  としてラベル  $y$  を定義する。

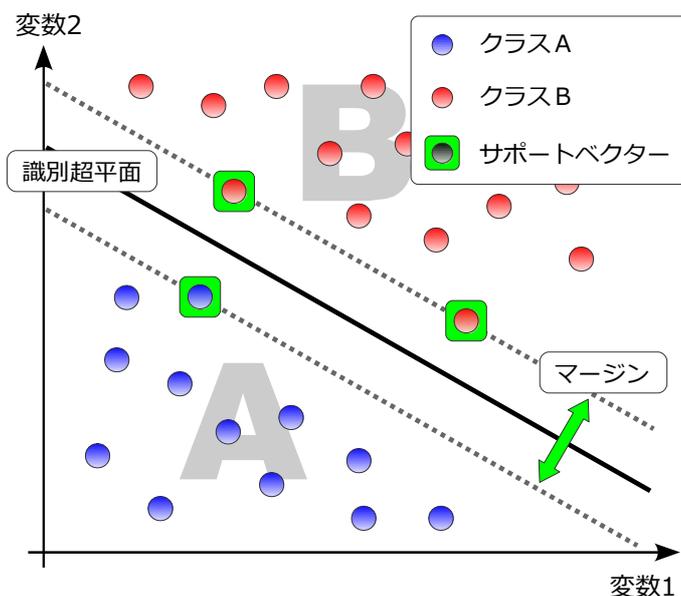


図 22 SVM の概念図 (変数が 2 つの場合). 黒い直線が A, B の 2 つのクラスを分ける識別超平面である. サポートベクターが識別超平面から 2 つのクラスへの距離であるマージンを決める.

$n$  次元の入力変数ベクトル  $\vec{x}$  に対して識別関数  $g(\vec{x})$  を

$$g(\vec{x}) = \vec{w} \cdot \vec{x} + b \quad (5.2)$$

と定義すると,  $g(\vec{x}) = 0$  を満たす点の集合は, 入力変数空間  $\vec{x}$  内における  $n - 1$  次元超平面を表す. SVM は訓練サンプルによって, 識別超平面  $g(\vec{x}) = 0$  から各クラスへの距離であるマージンが最大になるようにパラメータ  $\vec{w}, b$  を選ぶ.

識別超平面から訓練サンプル  $\vec{x}_i$  までの距離  $d_i$  は

$$d_i = \frac{|\vec{w} \cdot \vec{x}_i + b|}{|\vec{w}|} \quad (5.3)$$

と表される. ここで識別関数に  $y_i \cdot g(\vec{x}_i) \geq 1$  という制約<sup>\*1</sup> を加えると,  $\min_{i=1,2,\dots,N} |\vec{w} \cdot \vec{x}_i + b| = 1$  となるため,

$$\min_{i=1,2,\dots,N} d_i = \min_{i=1,2,\dots,N} \frac{|\vec{w} \cdot \vec{x}_i + b|}{|\vec{w}|} = \frac{1}{|\vec{w}|} \quad (5.4)$$

よって, マージンは  $2/|\vec{w}|$  と表される.

以上より,  $y_i (\vec{w} \cdot \vec{x}_i + b) \geq 1$  という制約条件の下,  $2/|\vec{w}|$  を最大化することが, SVM におけるマージン最大化となる. この制約条件付きの最適化問題はラグランジュ乗数  $\alpha_i$  を導入すると,

$$L = \frac{1}{2} |\vec{w}|^2 - \sum_{i=1}^N \alpha_i \{y_i (\vec{w} \cdot \vec{x}_i + b) - 1\} \quad (5.5)$$

<sup>\*1</sup> この制約は  $\begin{cases} g(\vec{x}) \geq 1 & (y_i = +1) \\ g(\vec{x}) \leq -1 & (y_i = -1) \end{cases}$  をまとめたものである. また, 識別関数のパラメータ  $\vec{w}, b$  は定数倍しても識別超平面は変わらない.

という  $L$  が  $\vec{w}, b$  について最小,  $\alpha$  について最大化する問題に書き換えられる.  $\vec{w}, b$  についての条件より

$$\vec{w} = \sum_{i=1}^N \alpha_i y_i \vec{x}_i \quad \sum_{i=1}^N \alpha_i y_i = 0 \quad (5.6)$$

このとき識別関数は

$$g(\vec{x}) = \sum_{i=1}^N \alpha_i y_i \vec{x}_i \cdot \vec{x} + b \quad (5.7)$$

となる.

上記の最適化問題を解くと, 多くが  $\alpha_i = 0$  となり  $\alpha_i > 0$  を満たすものは  $g(\vec{x}) = \pm 1$  上にある最小距離を与える事象となることが知られている. すなわち, 図 22 のように, 識別平面からの距離が最小である少数の訓練事象のみを用いて最適な識別関数が決まる. これらの事象は分類の最適化をサポートすることからサポートベクターと呼ばれ, SVM の名称の由来となっている.

### ソフトマージン

上記では線形識別器によって分類可能な場合について述べたが, 実際は線形識別器では完全に分けられない場合が多い. そこで SVM では完全な線形識別器ではなく誤りを許すソフトマージンを採用している.

各クラスに属する事象に対して, 反対側へどれだけはみ出しているかを表す  $\xi_i (\geq 0)$  を定義する. 制約条件を

$$y_i (\vec{w} \cdot \vec{x}_i + b) \geq 1 - \xi_i \quad (5.8)$$

と書き換えると, 反対側に入り込んだ事象  $\vec{x}_i$  までの距離は  $\xi_i / |\vec{w}|$  となる (図 23).

この制約の下でのマージン最大化は一般的に

$$\frac{1}{2} |\vec{w}|^2 + C \sum_{i=1}^N \xi_i \quad (5.9)$$

を最小化することで行われる. ここで定数  $C$  はコストパラメータと呼ばれ, 第 1 項の表すマージンと第 2 項の表すはみ出しの程度のバランスを決める量であり, 最適値は実験によって決めなくてはならない.

### 高次元写像による非線形識別

SVM の最大の特徴は, 入力変数空間を高次元へ写像することで, 線形識別器の考え方を保ちながら非線形識別を行うことができる点である (図 24).  $n$  次元ベクトル  $\vec{x}$  を  $n'$  次元 ( $n' > n$ ) ベクトル  $\vec{\Phi}(\vec{x})$  へと移すような写像  $\Phi$  があるとす. ここで, この写像  $\Phi$  に対して関数  $K$  を

$$K(\vec{x}_i, \vec{x}_j) = \vec{\Phi}(\vec{x}_i) \cdot \vec{\Phi}(\vec{x}_j) \quad (5.10)$$

と定義すると, 写像先の  $n'$  次元空間での識別関数は式 5.7 より,

$$g(\vec{\Phi}(\vec{x})) = \sum_{i=1}^N \alpha_i y_i \vec{\Phi}(\vec{x}_i) \cdot \vec{\Phi}(\vec{x}) + b = \sum_{i=1}^N \alpha_i y_i K(\vec{x}_i, \vec{x}) + b \quad (5.11)$$

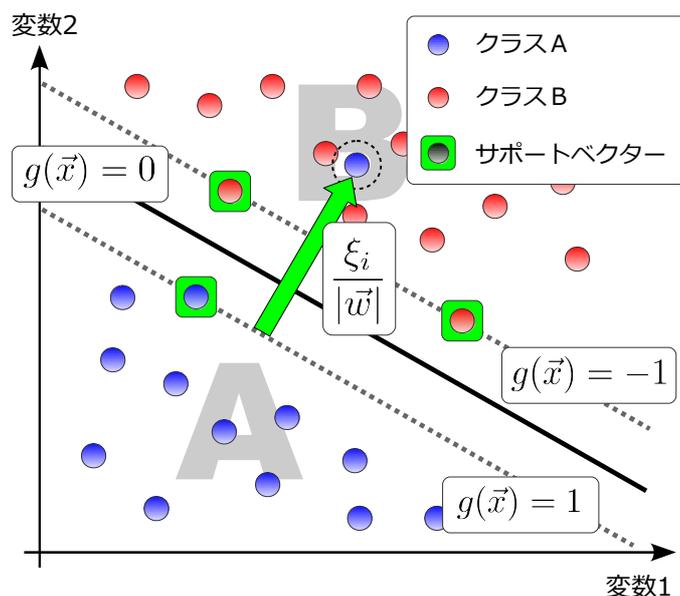


図 23 SVM のソフトマージンの概念図 (変数が 2 つの場合). 識別超平面が  $g(\vec{x}) = 0$  (黒い直線), クラス A, B のサポートベクターを通る直線が  $g(\vec{x}) = \pm 1$  (点線) である.  $g(\vec{x}) = 1$  から, 反対側に入り込んだ (点線の丸で囲まれた) 事象までの距離が  $\xi_i / |\vec{w}|$  となる.

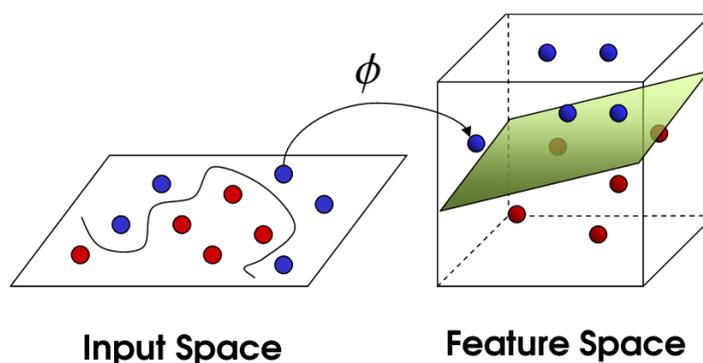


図 24 入力変数空間をより高次元の特徴空間へ写像し, 写像先で線形識別器のマージン最大化を行うことで入力変数空間での非線形識別を行う.

と表すことができる. したがって関数  $K$  の形を与えてしまえば, 写像  $\phi$  の具体的な形がわからなくても写像先での最適化を行うことができる. 本研究では関数  $K$  として

$$K(\vec{x}_i, \vec{x}_j) = \exp\left(-\frac{|\vec{x}_i - \vec{x}_j|^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.12)$$

を用いた [25].

## 5.2 事象選別の流れ

候補事象の信号・背景事象らしさを評価するために、複数の SVM を用意する。SVM の訓練はモンテカルロ法によるシミュレーションサンプルを用いて行う。

$lll$  事象 ( $L0$ ) では信号事象 ( $WZ/ZZ$ ) と  $DY(ee/\mu\mu)$ ,  $WZ/ZZ$  と  $t\bar{t}$  で訓練した 2 つの SVM ( $SVM(L0, 1)$ ,  $SVM(L0, 2)$ ) を用意する (表 18)。 $ll\tau$  事象 ( $L1$ ) では  $WZ/ZZ$  と  $DY(ee/\mu\mu)$ ,  $WZ/ZZ$  と  $DY(\tau\tau)$ ,  $WZ/ZZ$  と  $t\bar{t}$  で訓練した 3 つの SVM ( $SVM(L1, 1)$ ,  $SVM(L1, 2)$ ,  $SVM(L1, 3)$ ) を用意する。 $e\mu\tau/l\tau\tau$  事象 ( $L3$ ) は使用できるシミュレーションサンプルが少ないため 2 つの事象を合わせ、信号事象とモンテカルロシミュレーションによる全背景事象で  $SVM(L2)$  の訓練を行った。

$L0 : lll$	$L1 : ll\tau$	$L2 : e\mu\tau/l\tau\tau$
$WZ/ZZ$ 対 $DY(ee/\mu\mu)$ $\equiv SVM(L0, 1)$	$WZ/ZZ$ 対 $DY(ee/\mu\mu)$ $\equiv SVM(L1, 1)$	$WZ/ZZ$ 対 全背景事象 (MC) $\equiv SVM(L2)$
$WZ/ZZ$ 対 $t\bar{t}$ $\equiv SVM(L0, 2)$	$WZ/ZZ$ 対 $DY(\tau\tau)$ $\equiv SVM(L1, 2)$	
	$WZ/ZZ$ 対 $t\bar{t}$ $\equiv SVM(L1, 3)$	

表 18 SVM の訓練カテゴリー。

$lll, ll\tau$  事象では複数の SVM を用意したため、1 つの事象に対して複数の SVM 応答が得られる。これらの複数の応答をまとめて 1 つの値とすることで最終的な応答とする。例えば  $ll\tau$  事象では、1 つの事象に対して  $SVM(L1, 1)$ ,  $SVM(L1, 2)$ ,  $SVM(L1, 2)$  から計 3 つの応答が得られる。それらの応答をそれぞれ  $R_1, R_2, R_3$  とした場合、最終的な応答を  $R = f(R_1, R_2, R_3)$  のように適当な演算によって定義する (図 25)。同様に  $lll$  事象では、 $SVM(L0, 1)$ ,  $SVM(L1, 2)$  から得られた計 2 つの応答  $R_1, R_2$  より、最終的な応答を  $R = f(R_1, R_2)$  によって定義する。

今回は  $lll, ll\tau$  の 1 事象に対する最終的な応答  $R(lll), R(ll\tau)$  を以下のように定めた。

$$R(lll) = \sqrt{\frac{R_1 \cdot R_2}{2}} \quad (5.13)$$

$$R(ll\tau) = \frac{R_1 \cdot R_2 + R_2 \cdot R_3 + R_3 \cdot R_1}{3} \quad (5.14)$$

## 5.3 入力変数

各 SVM では訓練対称となる信号事象と背景事象が異なるため、各 SVM に与える入力変数も異なる。本研究で採用した入力変数と信号事象と背景事象におけるその変数の分離の度合いの順位を表 19 に示す。変数に関連する名称を以下のように定義する。

LCOMB レプトンの組み合わせであり、例えば  $lll$  事象では  $eee, ee\mu, e\mu\mu$  などを区別している。

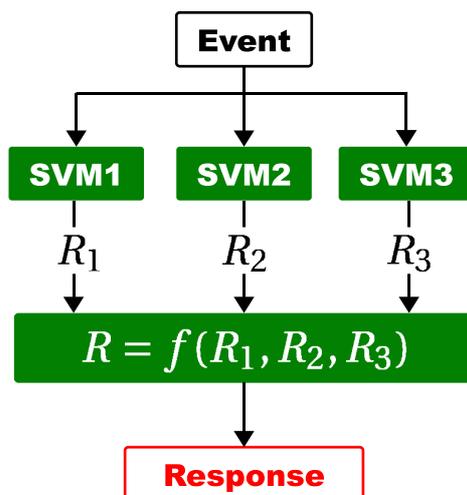


図 25 各事象に対する応答値を得る流れ．1 事象に対する SVM から 3 つの応答  $R_1, R_2, R_3$  をある関数  $f(R_1, R_2, R_3)$  によって応答  $R$  としてまとめる．

# of Jets  $E_T > 15$  GeV のジェットの数

$H_T$  レプトン  $P_T$  と  $\cancel{E}_T$  のスカラー和

$l_1$  レプトンのうち最も  $P_T$  の高いもの

$l_2$  レプトンのうち  $P_T$  が 2 番目に高いもの

$l_3$  レプトンのうち  $P_T$  が 3 番目に高いもの

$l_4$  レプトンのうち  $P_T$  が 4 番目に高いもの

$\sum_{\text{sig}} P_T^{\text{trk}}$  ハドロニック  $\tau$  のシグナルコーン内に入ったトラックの  $P_T$  のスカラー和

$\sum_{\text{iso}} P_T^{\text{trk}}$  ハドロニック  $\tau$  のアイソレーションコーン内に入ったトラックの  $P_T$  のスカラー和

$\sum_{\text{sig}} \Delta R^{\text{trk}}$  ハドロニック  $\tau$  のシグナルコーン内に入ったトラックとシードトラックの  $\Delta R$  の和

$\sum_{\text{iso}} \Delta R^{\text{trk}}$  ハドロニック  $\tau$  のアイソレーションコーン内に入ったトラックとシードトラックの  $\Delta R$  の和

また，2 つの分布の分離の度合い  $s$  を以下のように定める．

$$s = \frac{1}{2} \int \frac{\{y_S(x) - y_B(x)\}^2}{y_S(x) + y_B(x)} dx \quad (5.15)$$

2 つの分布が完全に分かれていれば  $s = 1$ ，完全に重なっている場合は  $s = 0$  となるような量である．

#### 5.4 SVM 応答出力

$ll$  事象における SVM( $L0, 1$ ), SVM( $L0, 2$ ) の訓練結果，また  $ll\tau$  事象における SVM( $L1, 1$ ), SVM( $L1, 2$ ), SVM( $L1, 3$ ) の訓練結果，さらに  $e\mu\tau, l\tau\tau$  事象における SVM( $L1, 1$ ), SVM( $L1, 2$ ), SVM( $L1, 3$ ) の訓練結果をを図 34 に，まとめて示す．

信号事象と全背景事象に対する SVM の最終的な応答を以下にまとめる． $ll$  事象に対する SVM( $L0, 1$ ), SVM( $L0, 2$ ) の応答から式 5.13 で定めた応答出力分布を信号事象，各背景事象ごとに図 35 に示す．また  $ll\tau$  事象に対する SVM( $L1, 1$ ), SVM( $L1, 2$ ), SVM( $L1, 3$ ) の応答から式 5.14 で定め

変数	L0		L1			L3
	SVM(L0, 1)	SVM(L0, 2)	SVM(L1, 1)	SVM(L1, 2)	SVM(L1, 3)	SVM(L2)
LCOMB	2	2	-	11	2	9
# of Jets	22	1	-	-	1	-
$H_T$	8	17	6	6	-	7
$\cancel{E}_T$	6	10	1	-	7	-
$\cancel{E}_T/\sqrt{\sum E_T}$	-	-	4	-	-	-
$P_T(l_1)$	17	11	14	8	-	5
$P_T(l_2)$	13	8	-	10	10	-
$P_T(l_3)$	4	3	-	7	3	-
$\sum P_T(Leps)$	-	-	-	2	-	-
$\Delta\phi(l_1, \cancel{E}_T)$	18	12	-	15	12	-
$\Delta\phi(l_2, \cancel{E}_T)$	19	-	-	-	-	-
$\Delta\phi(l_3, \cancel{E}_T)$	14	18	-	-	9	-
$\Delta R(l_2, l_3)$	21	-	-	-	-	-
$\Delta R(l_1, l_2)$	20	13	11	-	13	-
$\Delta R(l_1, l_3)$	16	19	-	-	-	-
$M_T(l_1, \cancel{E}_T)$	11	15	5	12	-	8
$M_T(l_2, \cancel{E}_T)$	3	16	2	-	15	-
$M_T(l_3, \cancel{E}_T)$	1	-	3	-	14	-
$M_T(Leps + \cancel{E}_T)$	7	14	-	4	-	6
$M(Leps + \cancel{E}_T)$	5	9	8	1	-	4
$M(Leps)$	9	4	7	3	5	-
$M_T(l_2, l_3)$	10	7	-	13	8	3
$M_T(l_1, l_2)$	15	5	-	5	4	-
$M_T(l_1, l_3)$	12	6	-	9	6	-
Visible $E_T$			-	-	-	2
Visible $M$			12	-	11	-
$\sum_{sig} P_T^{trk}$			-	-	-	-
$\sum_{iso} P_T^{trk}$			10	-	-	-
$\sum_{sig} \Delta R^{trk}$			9	-	-	1
$\sum_{iso} \Delta R^{trk}$			13	-	-	-
入力変数の総数	22	19	14	15	15	9
図番号	26,27	28,29	30	31	32	33

表 19 各 SVM への入力変数と分離の度合いの順位 .

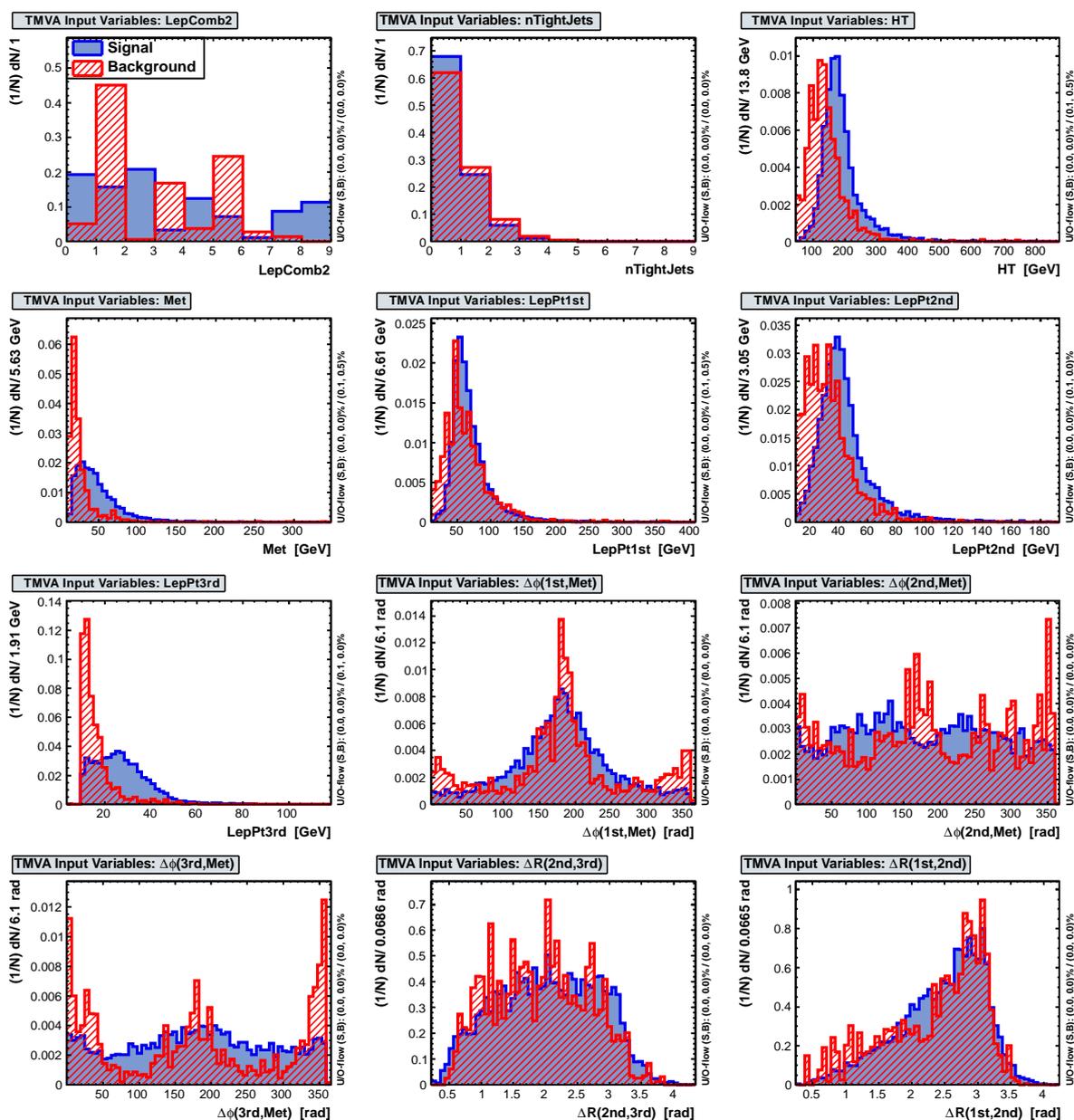


図 26 SVM(L0, 1) への入力変数 1. それぞれ青が信号事象, 赤が訓練相手の背景事象の分布を表している.

た応答出力の分布を信号事象, 各背景事象ごとに図 36 に示す. さらに  $e\mu\tau$  事象に対する SVM(L2) の応答出力分布を信号事象, 各背景事象ごとに図 37 に,  $ll\tau$  事象に対する SVM(L2) の応答出力分布を信号事象, 各背景事象ごとに図 38 に示す.

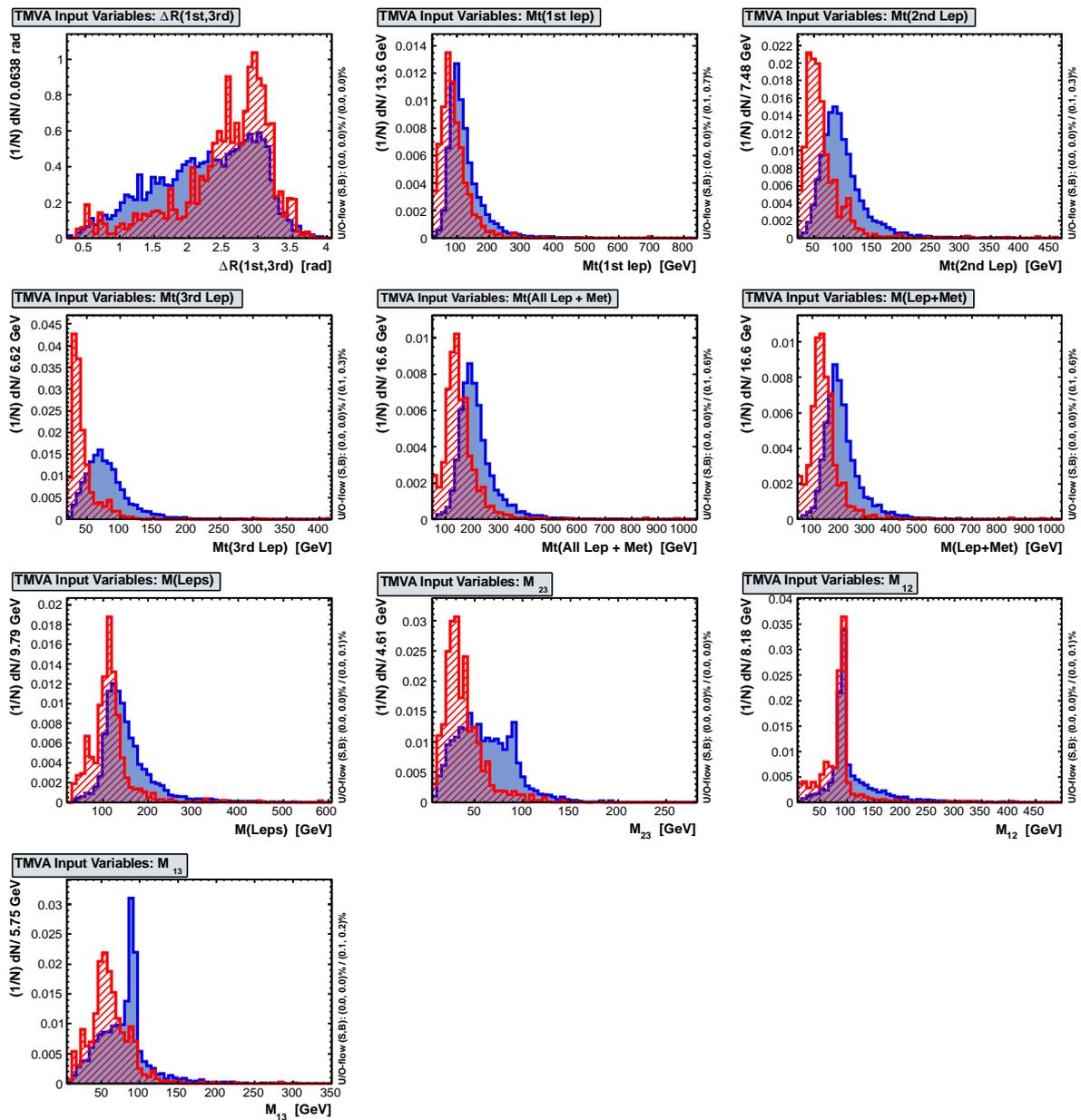


図 27 SVM(L0, 1) への入力変数 2. それぞれ青が信号事象, 赤が訓練相手の背景事象の分布を表している.

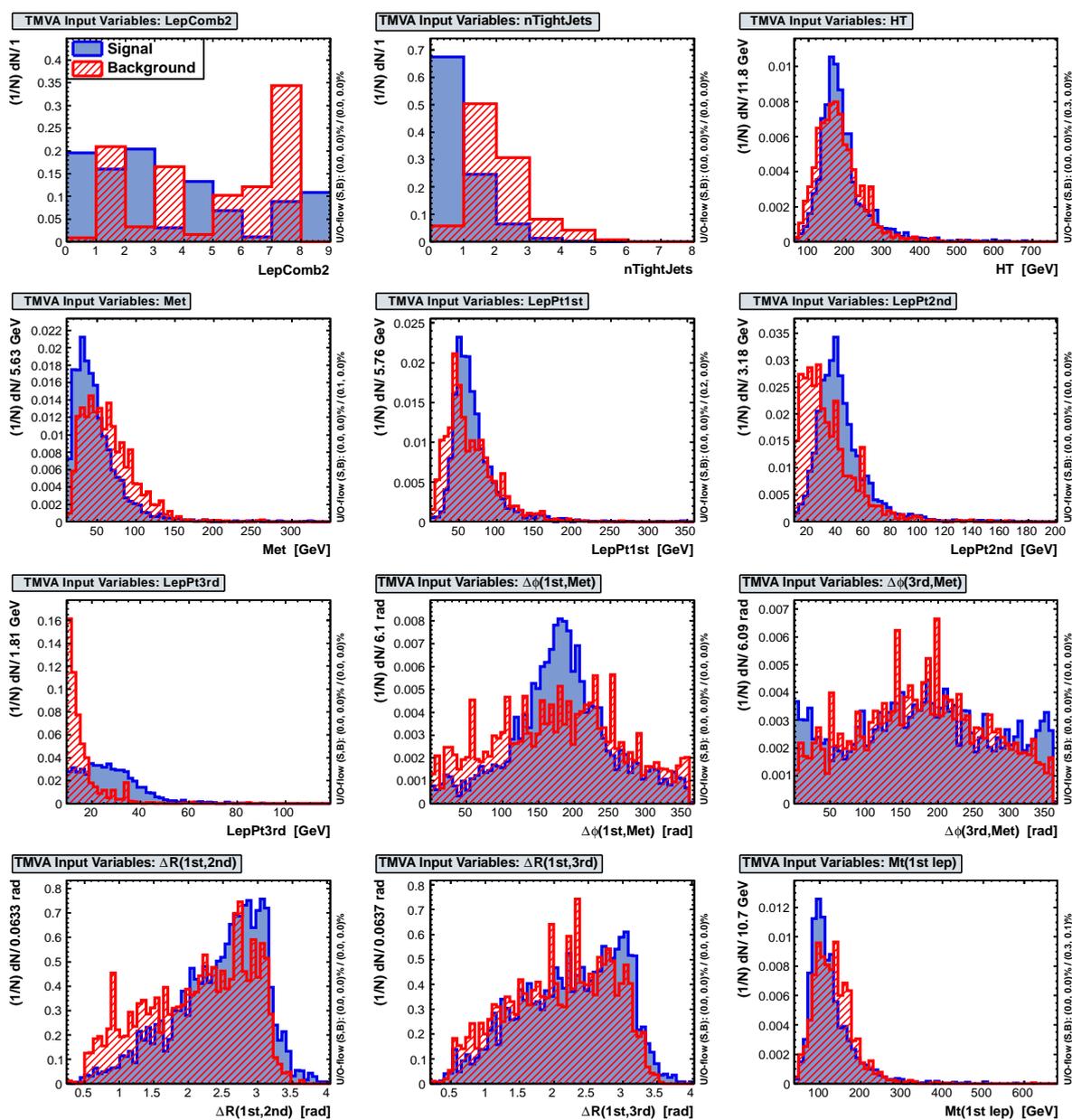


図 28 SVM(L0, 2) への入力変数 1. それぞれ青が信号事象, 赤が訓練相手の背景事象の分布を表している.

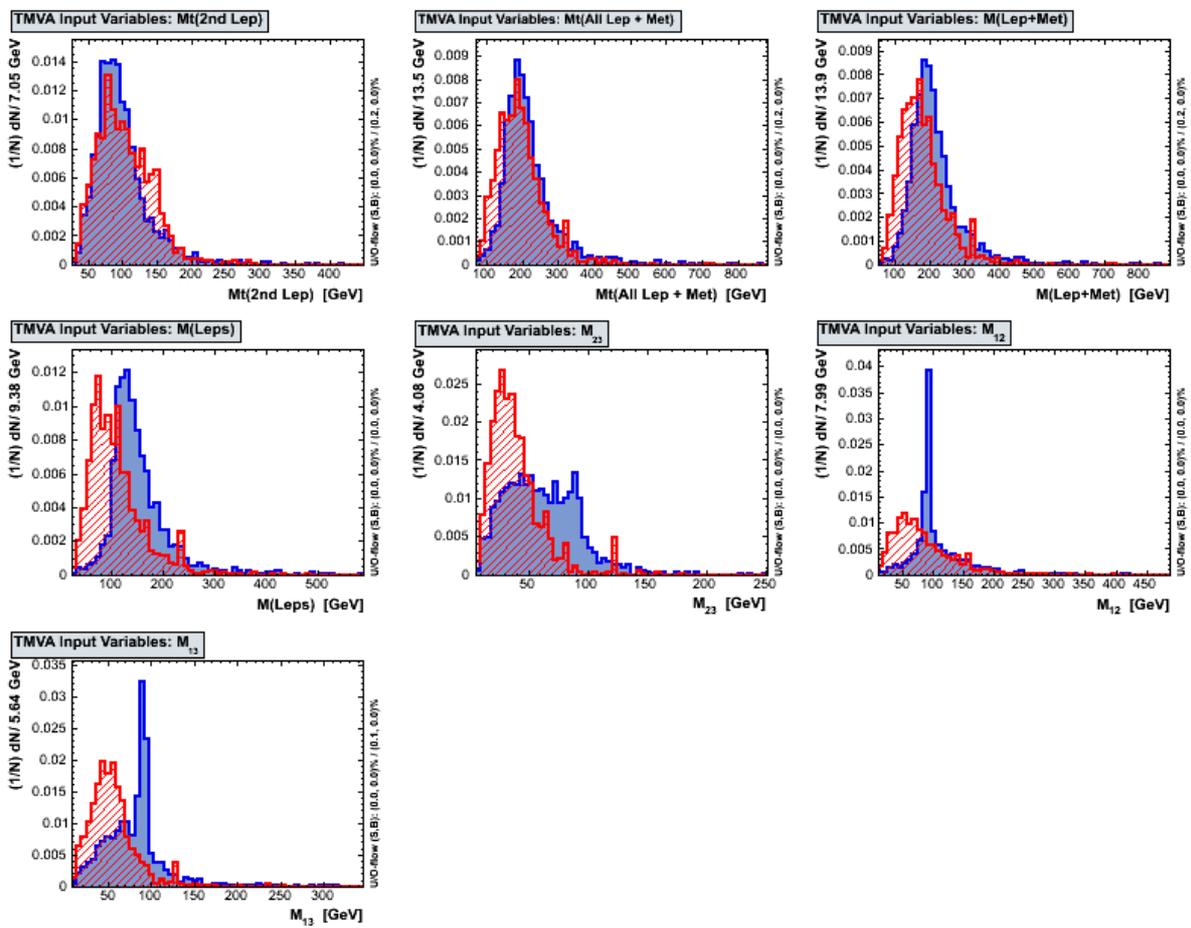


図 29 SVM(L0, 2) への入力変数 2. それぞれ青が信号事象, 赤が訓練相手の背景事象の分布を表している.

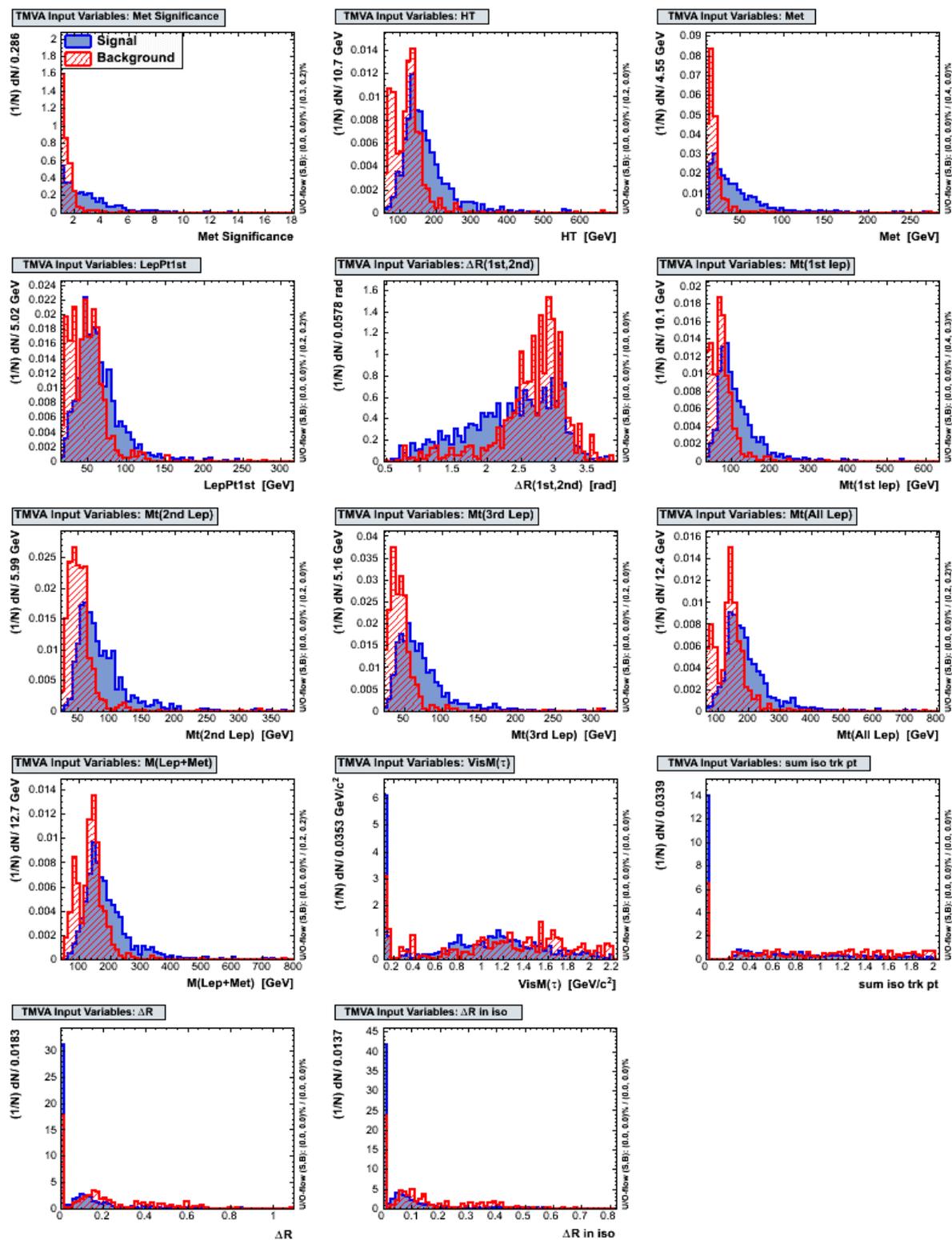


図 30 SVM(L1,1) への入力変数 1. それぞれ青が信号事象, 赤が訓練相手の背景事象の分布を表している.

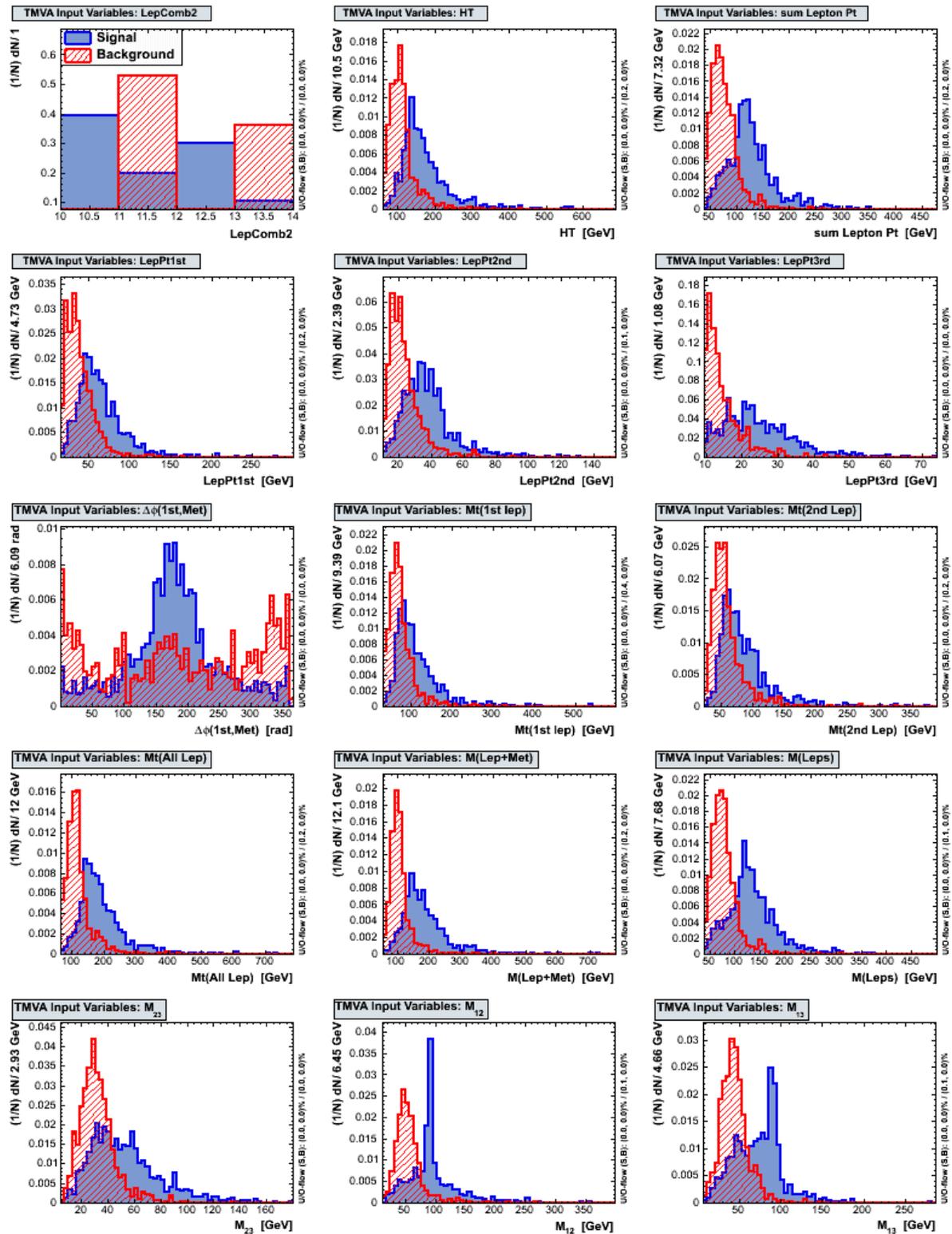


図 31 SVM(L1,2) への入力変数 1. それぞれ青が信号事象, 赤が訓練相手の背景事象の分布を表している.

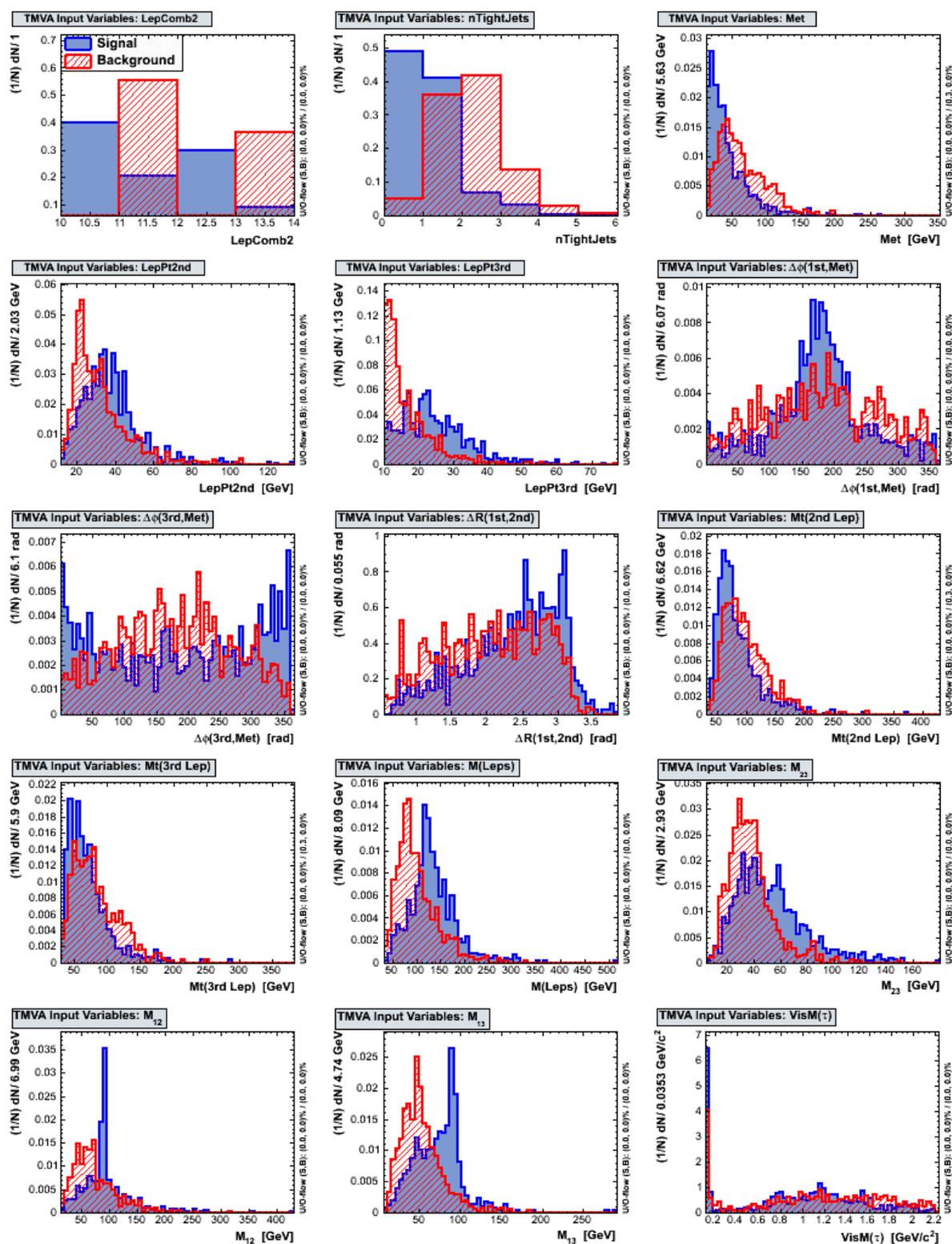


図 32 SVM(L1,3) への入力変数 1. それぞれ青が信号事象, 赤が訓練相手の背景事象の分布を表している.

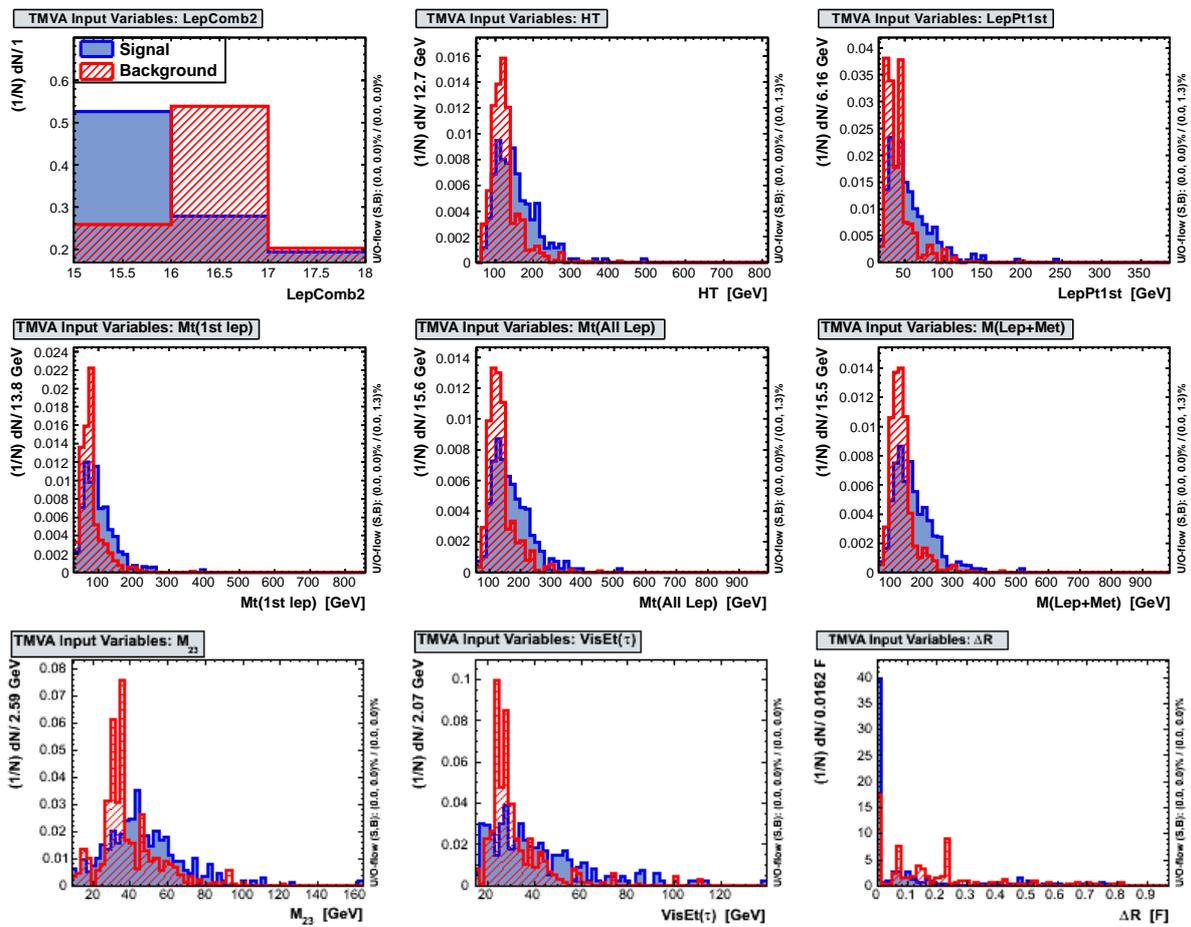


図 33 SVM(L2) への入力変数 1. それぞれ青が信号事象, 赤が訓練相手の背景事象の分布を表している.

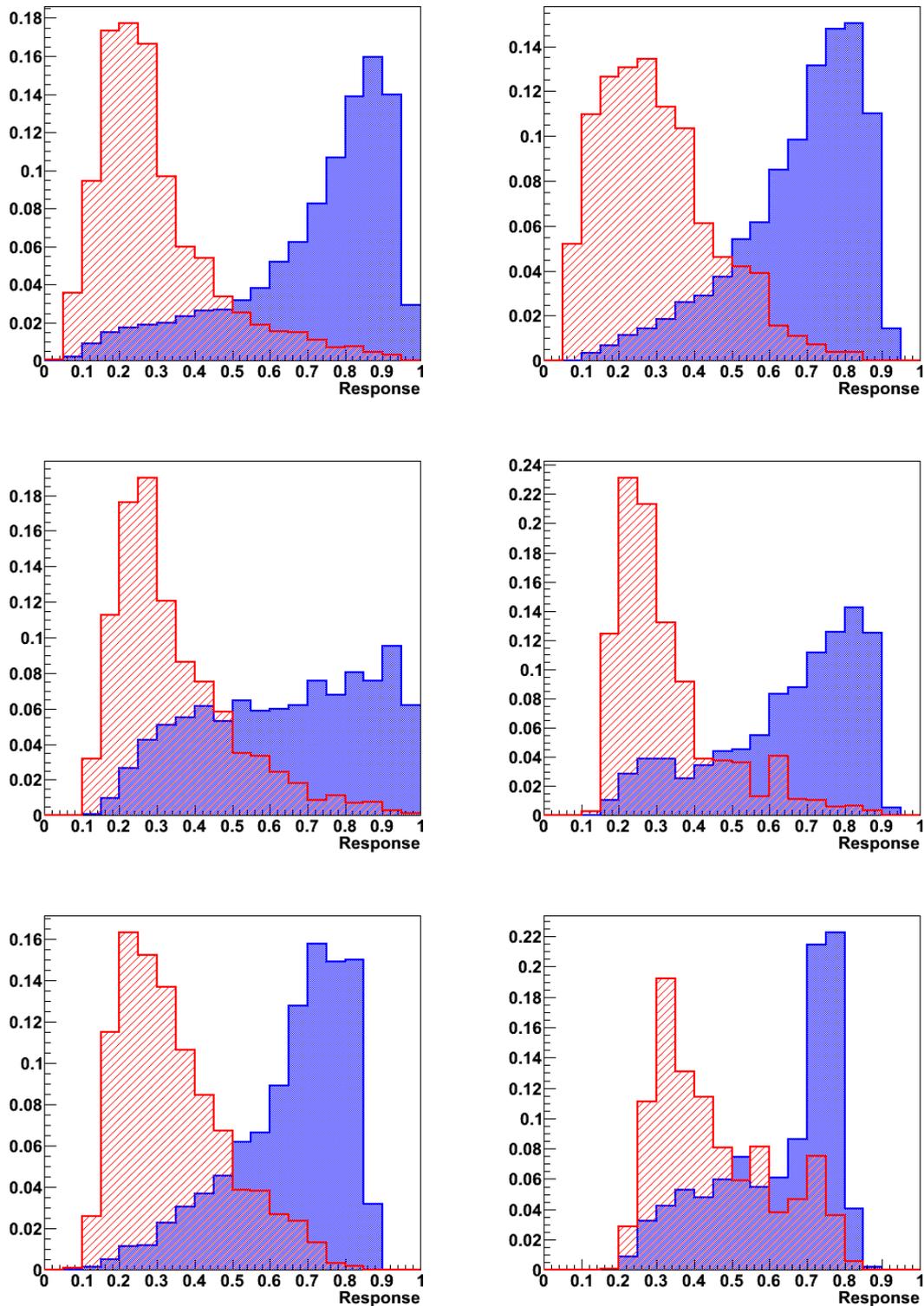


図 34 上段が  $lll$  事象の訓練結果 ( $SVM(L0,1)$  が左,  $SVM(L0,2)$  が右). 中段と下段左が  $ll\tau$  事象の訓練結果 ( $SVM(L1,1)$  が中段左,  $SVM(L1,2)$  が中段右,  $SVM(L1,3)$  が下段左). 下段右が  $\epsilon\mu\tau/l\tau\tau(SVM(L2))$  の訓練結果. 青が信号事象, 赤が訓練相手の背景事象に対する SVM 応答出力分布でそれぞれ 1:1 に規格化したもの.

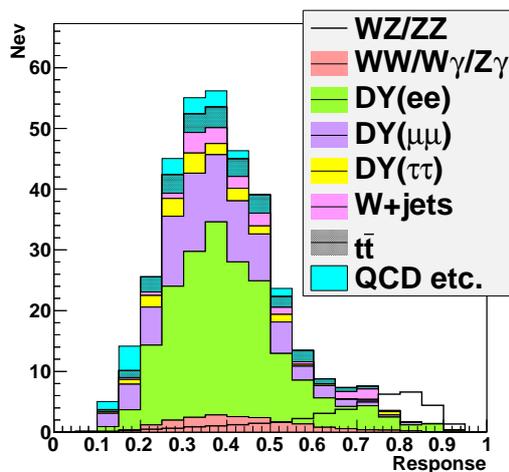


図 35  $ll$  に対する  $SVM(L0, 1), SVM(L0, 2)$  の応答を式 5.13 によってまとめた最終的な応答分布 . 黒線が信号事象で色つきの分布が各背景事象の応答出力分布を表す .

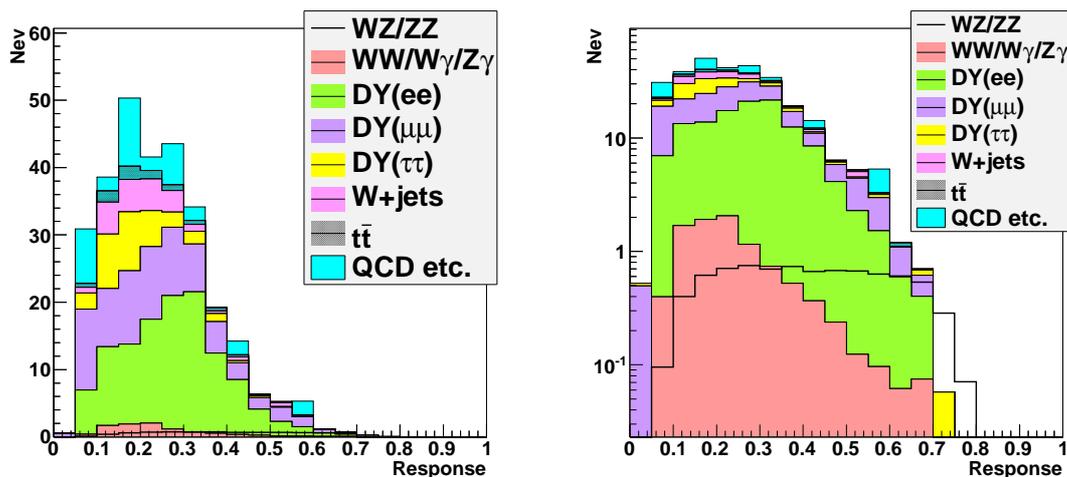


図 36  $ll\tau$  事象に対する  $SVM(L1, 1), SVM(L1, 2), SVM(L1, 3)$  の応答を式 5.14 によってまとめた最終的な応答分布 . 黒線が信号事象で色つきの分布が各背景事象の応答出力分布を表す . 右図は縦軸を対数表示したもの .

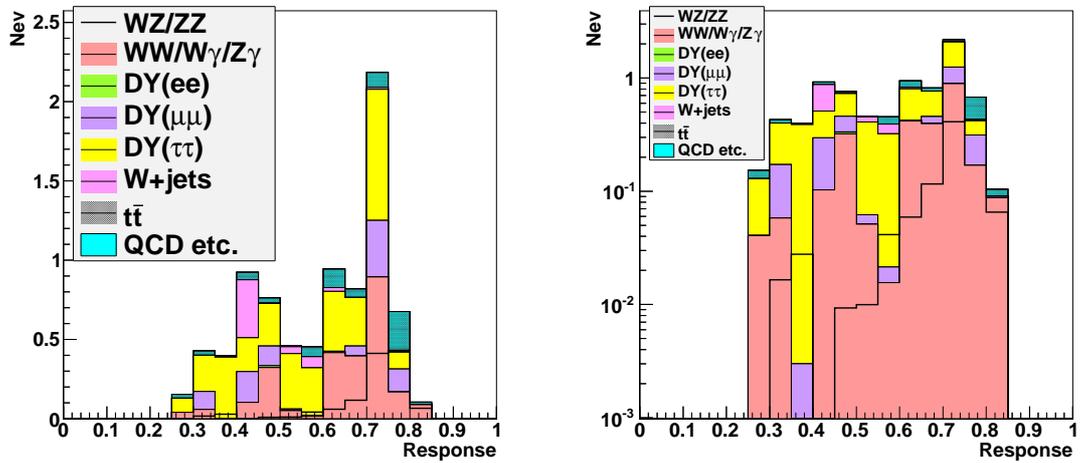


図 37  $e\mu\tau$  事象に対する信号事象，各背景事象に対する SVM(L2) の応答出力分布．黒線が信号事象で色つきの分布が各背景事象の応答出力分布を表す．右図は縦軸を対数表示したもの．

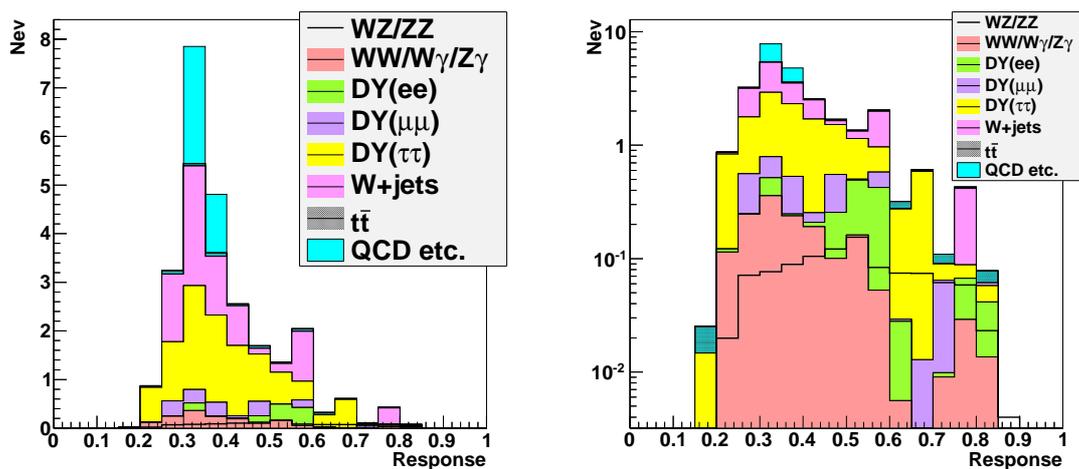


図 38  $l\tau\tau$  事象に対する信号事象，各背景事象に対する SVM(L2) の応答出力分布．黒線が信号事象で色つきの分布が各背景事象の応答出力分布を表す．右図は縦軸を対数表示したもの．

## 6 生成断面積測定法

この章では前章までで得られた候補事象から  $WZ/ZZ$  生成断面積を測定する方法について述べる．また，測定法を作成した擬データに適用することで作成測定法の検証を行い，測定感度を見積もった．

### 6.1 最尤法による測定法

生成断面積は標準模型による理論値を基準にして測定する．すなわち，理論値  $\sigma_{\text{Theory}}$  からの比  $\alpha$  を求め，以下のように測定値  $\sigma_{\text{Meas}}$  とする．

$$\sigma_{\text{Meas}} = \alpha \cdot \sigma_{\text{SM}} \quad (6.1)$$

SVM 応答分布から  $\alpha$  に対する尤度  $L(\alpha)$  の分布を得る．得られた尤度分布の最頻値から測定値を決定する． $\alpha$  に対する尤度は以下のように決定する．

SVM 応答分布の  $i$  番目のビン ( $i = 1 \sim N_{\text{bin}}$ ) に対して以下のように  $\mu_i(\alpha)$  を定義する．

$$\mu_i(\alpha) = \sum_k^{N_{\text{BG}}} f_{ik} N_k^{\text{exp}} + \alpha \sum_l^{N_{\text{SG}}} f_{il} N_l^{\text{exp}} \quad (6.2)$$

ここで  $N_k^{\text{exp}}$  は  $N_{\text{BG}} (= 9)$  個の背景事象チャンネル ( $WW, DY(ee), DY(\mu\mu), DY(\tau\tau), Z\gamma, t\bar{t}, W\gamma, W+Jets, QCD$ ) のうち  $k$  番目の背景事象チャンネルについてモンテカルロシミュレーションにより見積もった事象数，そのうち SVM 応答出力分布における  $i$  番目のビンに入る割合が  $f_{ik}$  である． $N_l^{\text{exp}}, f_{il}$  についても同様に， $N_{\text{SG}} (= 2)$  個の信号事象チャンネル ( $WZ, ZZ$ ) のうち  $l$  番目の信号事象チャンネルについて見積もった事象数と  $i$  番目のビンに入る割合である．

データに対する SVM 応答分布の  $i$  番目のビンに入った事象数が  $n_i^{\text{obs}}$  である場合の  $i$  番目のビンに対する尤度  $L_i(\alpha)$  を  $n_i, \mu_i$  から決定する．

$$L_i(\alpha) = \frac{\mu_i(\alpha)^{n_i^{\text{obs}}}}{n_i^{\text{obs}}!} \exp(-\mu_i(\alpha)) \quad (6.3)$$

各ビンについての尤度をかけ合わせることで  $\alpha$  に対する尤度とする．

$$L(\alpha) = \prod_i^{N_{\text{bin}}} L_i(\alpha) \quad (6.4)$$

また， $ll\tau, e\mu\tau, l\tau\tau$  事象の尤度  $L^1(\alpha), L^2(\alpha), L^3(\alpha)$  より

$$L^g(\alpha) \equiv L^1(\alpha) \times L^2(\alpha) \times L^3(\alpha) \quad (6.5)$$

として結合尤度  $L_g(\alpha)$  を定義する．

また， $N_k, N_l$  に系統誤差分のずれを加えることで系統誤差の影響を考慮する．モンテカルロシミュレーションにより見積もった事象数  $N_{k/l}^{\text{exp}}$  に対して，以下のように正規分布によって系統誤差分のずれを加える．

$$N'_{k/l} = N_{k/l}^{\text{exp}} \prod_p \left( 1 + x_p S_{k/l}^p \right) \quad (6.6)$$

ここで  $S_{k/l}^p$  は  $k/l$  番目の背景事象/信号事象チャンネルにおける  $p$  番目の系統誤差であり，標準正規分布に従うように生成された乱数  $x_p$  によって  $S_{k/l}^p$  の振幅を定める． $N'_{k/l}$  から系統誤差を考慮した  $\mu'_i(\alpha, \{x_p\})$  を以下のように定める．

$$\mu'_i(\alpha, \{x_p\}) = \sum_k^{N_{BG}} f_{ik} N'_k + \alpha \sum_l^{N_{SG}} f_{il} N'_l \quad (6.7)$$

式 6.3 と同様に  $\mu'_i$  から  $i$  番目のビンに対する尤度  $L_i(\alpha, \{x_p\})$  を定め，式 6.4 と同様に各ビンの尤度を合わせることで  $L(\alpha, \{x_p\})$  を決定する．複数の  $\{x_p\}$  の組み合わせを考慮するために各  $\alpha$  に対して複数回の計算を以下のように行い  $L(\alpha)$  を決定する．

$$L(\alpha) = \frac{1}{N_{\alpha}^{\text{scan}}} \sum_{\{x_p\}}^{N_{\alpha}^{\text{scan}}} L(\alpha, \{x_p\}) \quad (6.8)$$

ここで  $N_{\alpha}^{\text{scan}}$  は  $\{x_p\}$  の組み合わせを生成した回数である．

## 6.2 擬実験による試験

### 擬データの作成

測定方法の検証と測定感度を見積もるために擬実験を行う．用意した擬データに対し実際の測定データと同様に最尤法を適用する．

擬データとして SVM 応答 (0 ~ 1) 分布を以下のように作成する．モンテカルロシミュレーションによって見積もった SVM 応答分布から，以下のように  $i$  番目のビンの平均値  $\mu_i$  を定める．

$$\mu_i = \sum_k^{N_{BG}} f_{ik} N_k + \alpha_{\text{input}} \sum_l^{N_{SG}} f_{il} N_l \quad (6.9)$$

$N_k, f_{ik}, N_l, f_{il}$  は尤度  $L(\alpha)$  の定義と同様である． $\alpha_{\text{input}}$  を指定することで擬データに信号事象をどの程度含めるかを定める． $\alpha_{\text{input}} = 1$  が最も標準模型らしい擬データであるが，解析手法の検証のため  $\alpha_{\text{input}}$  の値を変えて作成した擬データも用いる．データの統計的なばらつきを考慮するため，SVM 応答分布における  $i$  番目のビンの数は  $\mu_i$  を平均値とするポアソン分布に従うように定めたものを擬データとする．また系統誤差を考慮した擬データは尤度  $L(\alpha)$  の定義と同様に平均値  $\mu_i$  の  $N_{k/l}$  を  $N'_{k/l}$  に置き換えて作成する．

### 統計のみを考慮した擬実験結果

5章で得た SVM 応答出力分布から統計によるばらつきのみを考慮した擬データを  $\alpha_{\text{input}} = 1$  で 10000 個作成し，各擬データに対する各尤度  $L(\alpha)$  分布から得た最頻値分布より測定値を見積もった (表 20)． $lll$  事象では中央値 1.0 に対して  $4\sigma$  程度で測定可能である． $\tau$  粒子を含む事象では  $1\sigma$  程度で感度がないため，95 % 信頼度での上限値を算出した (表 21)．結合尤度  $L^g(\alpha)$  より  $\tau$  粒子を含む場合の上限値  $\alpha_{\text{limit}}$  は

$$\alpha_{\text{limit}} = 2.8 \begin{matrix} +1.0 \\ -0.8 \end{matrix} \quad (6.10)$$

を得た．

	尤度 $L(\alpha)$ 最頻値				
	$-2\sigma$	$-1\sigma$	中央値	$+1\sigma$	$+2\sigma$
$lll$ 事象	0.4	0.2	1.0	0.3	0.5
$ll\tau$ 事象	0.9	0.9	1.0	1.0	2.1
$e\mu\tau$ 事象	0.8	0.8	0.9	2.1	4.6
$l\tau\tau$ 事象	0.7	0.7	0.8	3.7	6.2
結合尤度 $L^g$	0.9	0.9	1.0	0.9	1.8

表 20 統計のみを考慮した擬データに対する尤度  $L(\alpha)$  分布から見積もった測定値 .

	95 % 信頼度での $\alpha$ の上限値				
	$-2\sigma$	$-1\sigma$	中央値	$+1\sigma$	$+2\sigma$
$ll\tau$ 事象	1.5	0.9	3.1	1.2	2.5
$e\mu\tau$ 事象	2.9	1.8	6.3	2.5	5.5
$l\tau\tau$ 事象	4.5	2.8	9.9	4.0	8.8
結合尤度 $L^g$	1.4	0.8	2.8	1.0	2.1

表 21 統計のみを考慮した擬データに対する尤度  $L(\alpha)$  分布に対する 95 % 信頼度での  $\alpha$  の上限値 .

真の値  $\alpha_{\text{input}}$  と出力である最頻値についての線形性を確かめる .  $lll, ll\tau$  事象について各  $\alpha_{\text{input}}$  に対する尤度  $L(\alpha)$  分布の最頻値分布とその線形性を図 39,40 に示す . 擬データの入力値  $\alpha_{\text{input}}$  と出力 (最頻値分布の中央値) との線形性が保たれていることがわかる .

また pull 分布によって , 擬データに対する  $L(\alpha)$  分布の妥当性を確かめる .

$$\text{pull} = \frac{\text{MPV} - \alpha_{\text{input}}}{\sigma}, \quad \sigma = \begin{cases} \sigma_+ & (\text{MPV} < \alpha_{\text{input}}) \\ \sigma_- & (\text{MPV} > \alpha_{\text{input}}) \end{cases} \quad (6.11)$$

と定義する . ここで MPV は  $L(\alpha)$  分布の最頻値であり ,  $\sigma_+, \sigma_-$  は  $L(\alpha)$  分布の標準偏差の + 側と - 側である . 真の値  $\alpha_{\text{input}}$  に対して最頻値が誤差の範囲内で動いていれば pull 分布は平均値 0 , 標準偏差 1 の正規分布となるはずである .  $lll$  事象の pull 分布を正規分布でフィットして得た平均値と標準偏差を各  $\alpha_{\text{input}}$  に対して求めた (図 41) . 各  $\alpha_{\text{input}}$  に対して , 平均値 0 , 標準偏差 1 に近い値を返していることがわかる .

#### 系統誤差を考慮した擬実験結果

SVM 応答出力分布から統計によるばらつきに加えて系統誤差を考慮した擬データを  $\alpha_{\text{input}} = 1$  で 10000 個作成し , 各擬データに対する各尤度  $L(\alpha)$  分布から得た最頻値分布より測定値を見積もった (表 22) .  $lll$  事象では系統誤差を含めても  $4\sigma$  程度で測定可能である . また ,  $\tau$  粒子を含む事象に対する 95 % 信頼度での上限値を算出した (表 23) . 結合尤度  $L^g(\alpha)$  より  $\tau$  粒子を含む場合の上限値は標準模型の 3 倍程度になると見積もられた .

また ,  $lll, ll\tau$  事象について各  $\alpha_{\text{input}}$  に対する尤度  $L(\alpha)$  分布の最頻値分布とその線形性を図 42,43

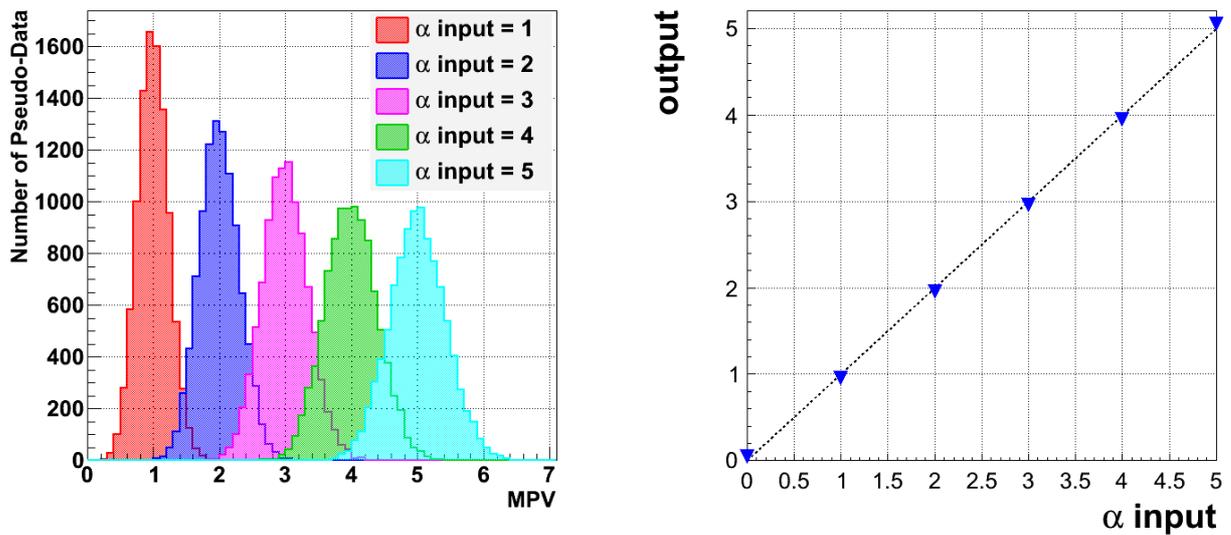


図 39 10000 個の各擬データにおける  $III$  事象に対する尤度  $L(\alpha)$  分布の最頻値分布 (左図) と、擬データの入力値  $\alpha_{input}$  と出力 (最頻値分布の中央値) との線形性 (右図)。

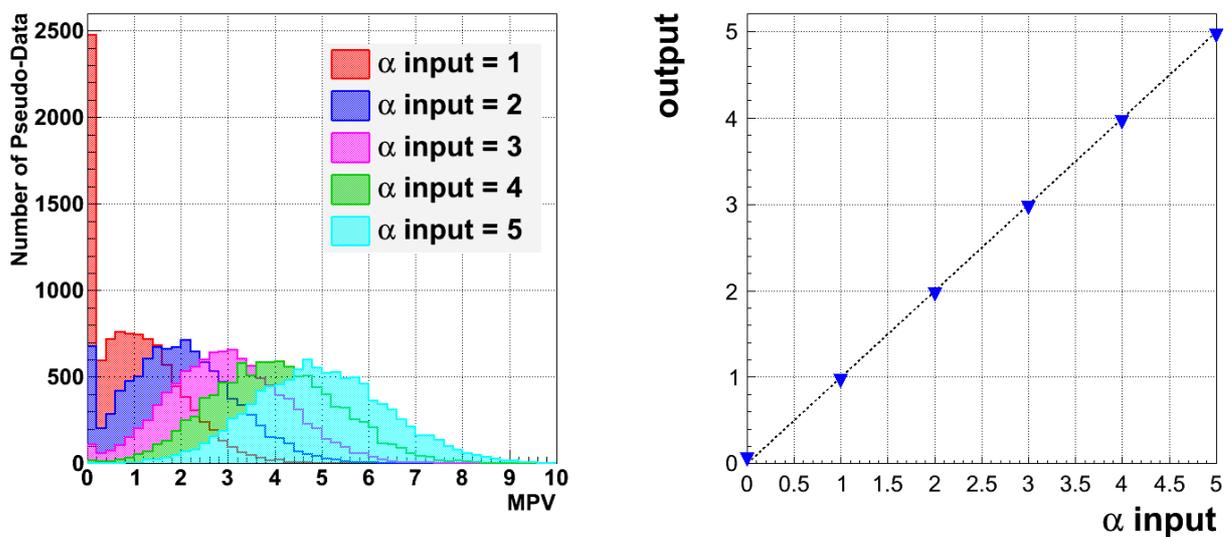


図 40 10000 個の各擬データにおける  $II\tau$  事象に対する尤度  $L(\alpha)$  分布の最頻値分布 (左図) と、擬データの入力値  $\alpha_{input}$  と出力 (最頻値分布の中央値) との線形性 (右図)。

に示す．系統誤差を考慮した場合でも擬データの入力値  $\alpha_{input}$  と出力 (最頻値分布の中央値) との線形性が保たれていることがわかる．

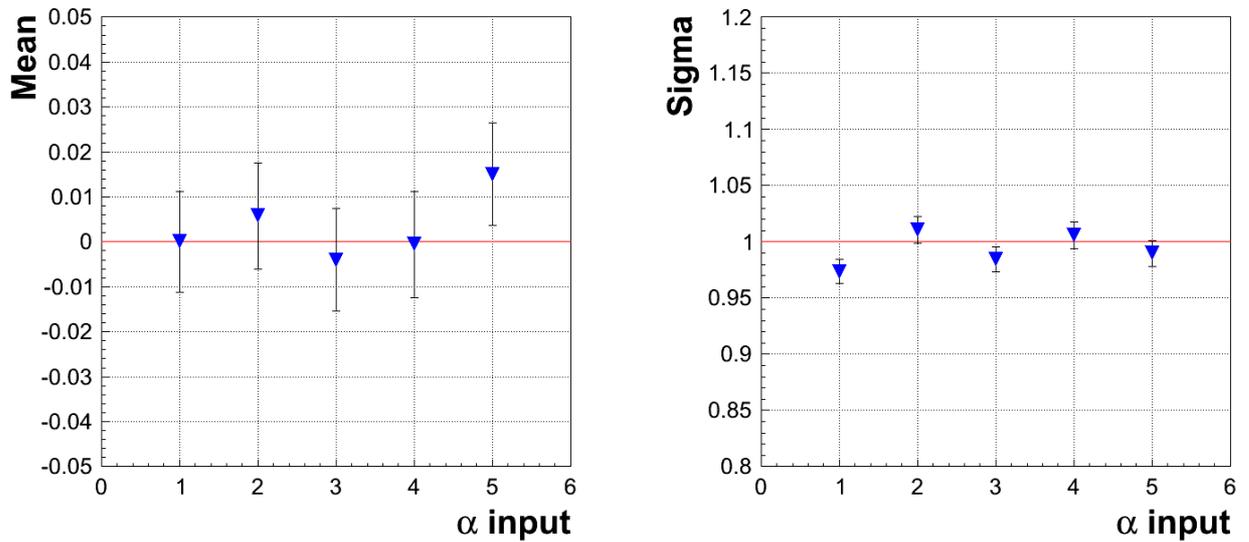


図 41  $lll$  事象に対する尤度  $L(\alpha)$  の pull 分布を正規分布でフィットした場合の平均値 (左図) と標準偏差 (右図)。

	尤度 $L(\alpha)$ 最頻値				
	$-2\sigma$	$-1\sigma$	中央値	$+1\sigma$	$+2\sigma$
$lll$ 事象	0.5	0.2	1.0	0.3	0.6
$ll\tau$ 事象	0.9	0.8	1.0	1.2	2.6
$e\mu\tau$ 事象	0.9	0.9	1.0	2.6	5.7
$l\tau\tau$ 事象	1.2	1.1	1.3	5.1	11.8
結合尤度 $L^g$	0.9	0.8	1.0	1.1	2.3

表 22 系統誤差を考慮した擬データに対する尤度  $L(\alpha)$  分布から見積もった測定値。

	95 % 信頼度での $\alpha$ の上限値				
	$-2\sigma$	$-1\sigma$	中央値	$+1\sigma$	$+2\sigma$
$ll\tau$ 事象	1.8	1.1	3.7	1.5	3.3
$e\mu\tau$ 事象	3.8	2.3	7.5	3.4	7.7
$l\tau\tau$ 事象	7.2	4.6	14.0	6.4	14.9
結合尤度 $L^g$	1.7	1.0	3.2	1.3	2.7

表 23 系統誤差を考慮した擬データに対する尤度  $L(\alpha)$  分布に対する 95 % 信頼度での  $\alpha$  の上限値。

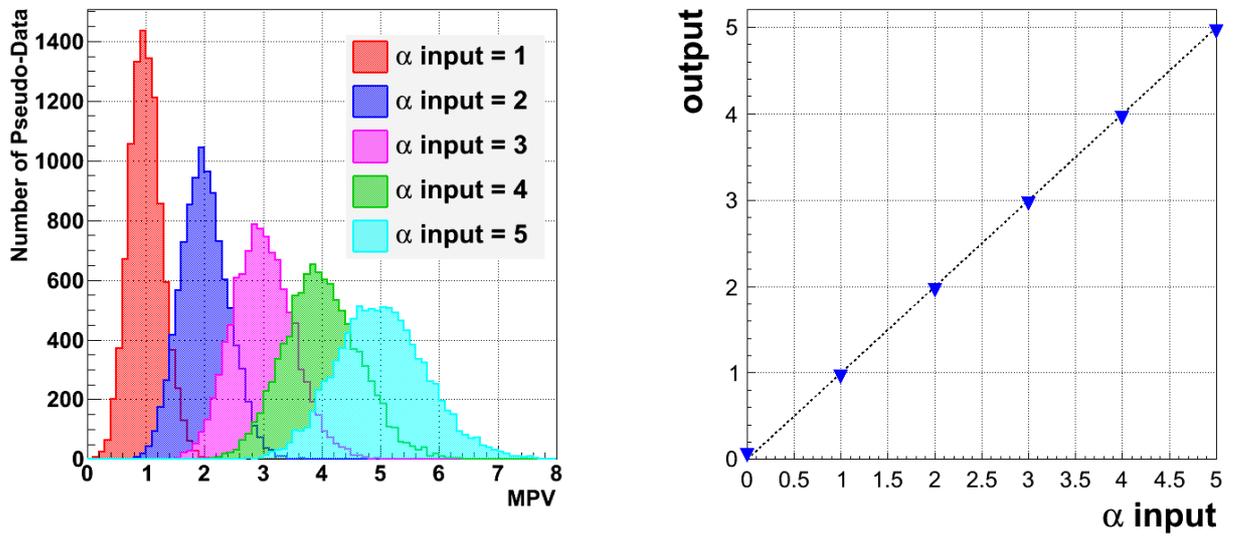


図 42 系統誤差を考慮した 10000 個の各擬データにおける  $lll$  事象に対する尤度  $L(\alpha)$  分布の最頻値分布 (左図) と、擬データの入力値  $\alpha_{input}$  と出力 (最頻値分布の中央値) との線形性 (右図)。

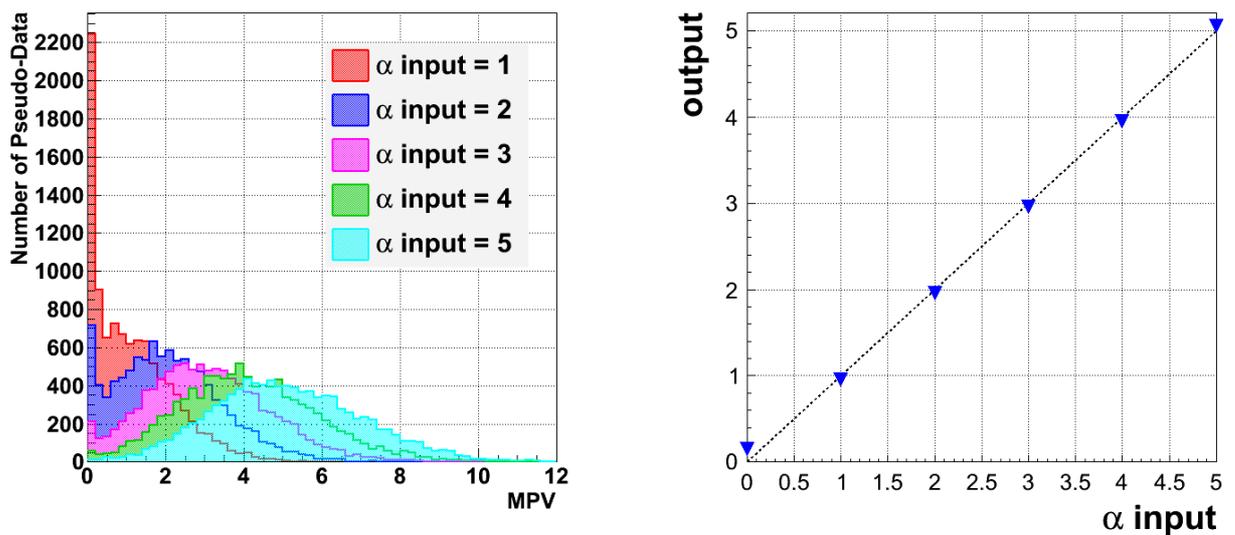


図 43 系統誤差を考慮した 10000 個の各擬データにおける  $ll\tau$  事象に対する尤度  $L(\alpha)$  分布の最頻値分布 (左図) と、擬データの入力値  $\alpha_{input}$  と出力 (最頻値分布の中央値) との線形性 (右図)。

## 7 結果

擬実験により  $\tau$  粒子を含まない  $lll$  事象では  $4\sigma$  程度で測定可能であり, Tevatron でのこれまでの測定と同程度の感度を持つことがわかった.

$\tau$  粒子を含む事象群では, ハドロンへと崩壊する  $\tau$  粒子を 1 つ含む  $ll\tau$  事象が最も感度が良かったが,  $1\sigma$  程度で測定に十分な感度がないため 95 % 信頼度で上限値を算出した.  $\tau$  粒子を含む 3 つの事象群をまとめた結合尤度  $L^g(\alpha)$  より, 統計によるばらつきのみを考慮した擬実験から見積もった 95 % 信頼度での  $\alpha$  の上限値  $\alpha_{\text{limit}}$  は

$$\alpha_{\text{limit}}^{\text{stat.}} = 2.8 \begin{matrix} +1.0 \\ -0.8 \end{matrix} \quad (7.1)$$

さらに系統誤差を考慮した擬実験から見積もった上限値は

$$\alpha_{\text{limit}}^{\text{stat.+syst.}} = 3.2 \begin{matrix} +1.3 \\ -1.0 \end{matrix} \quad (7.2)$$

を得た.

## 8 まとめと展望

実験的な理解を深めるためにも，測定感度を向上させることが課題となる．本研究では測定に用いたデータ量は  $8.3 \text{ fb}^{-1}$  であったが，これを CDF で用いることのできる全データ量約  $10 \text{ fb}^{-1}$  にすることで統計的に 8 % の感度向上が見込まれる．

また QCD 由来の背景事象が多くハドロンへと崩壊する  $\tau$  粒子の同定は困難であるとされ，現在 CDF で標準的に用いられている  $\tau$  粒子同定法では同定効率が 50% 程度であり，特にエネルギーの低い領域では同定効率が極端に下がる．しかし CDF では成熟したデータの理解により，これまでのカットベースの同定ではなく多変量解析法による効率的な手法が用いることができる．多変量解析法を用いることで， $\tau$  粒子の同定効率を 70% 程度まで向上させることが可能であることがわかっている．よって  $\tau$  粒子の同定効率向上により統計的に 34% 程度の感度向上が見込まれる．以上の 2 つを合わせれば，今回の結果よりも統計的に 45% 程度の測定感度向上が見込まれる．

系統誤差については最も感度の良い  $ll\tau$  事象を考えると，信号事象ではモンテカルロサンプルの統計に対する誤差が大きい，使用できるサンプルを増やすことで改善できる．また信号事象と背景事象ともに，ジェットからレプトンへのフェイク率スケールファクタに対する系統誤差が大きく，特に支配的な背景事象  $DY(ee/\mu\mu)$  で 25 % 程度と高いため，ジェットフェイク率測定法の検討が必要となる．

終状態に  $\tau$  粒子を含むダイボソン生成過程について十分な測定感度を持つことで，ダイボソン生成の理論的不定性をなくし，ヒッグス粒子探索の鍵となる断面積測定方法の確立ができたといえる．

## 謝辞

まず三年間、研究指導をして下さった寄田浩平准教授に多大なる感謝を致します。時に厳しくそして温かく、研究方針、研究内容のみならず己の生き方に対して幾つもの助言を頂いた上に、ぐるぐるといつも同じ過ちを犯してしまう自分に対して叱咤・激励してくださいました。寄田先生が常々口にされていた、物理学に対して謙虚でありなさい、という言葉は研究を行う上での大前提であり、何度も確かめながら進んでいかなければならないものだと研究指導をして頂く中で実感しました。さらに物理だけでなくどの道に進むのであれ、自分の向かう対象への謙虚さは常に心に置いておかななくてはならないものだと思います。繰り返しになりますが、素粒子研究の道からはずれることになる自分に対しても厳しく接して下さった寄田先生に本当に感謝をしています。

蛸名幸二助手にはこの三年間、研究面だけでなく研究室での生活面の広い範囲に渡って大変お世話になりました。蛸名さんがいなければこの研究室で三年間やってこれませんでした。学部4年時に $\tau$ 粒子に関する研究を勧めてくださったこと、大学院入試の面接の指導をしてくださったこと、少し思い返ただけでたくさんの方が浮かんできます。また研究の進みの遅い自分に対して、いつも先を見て進めることを思い出させてくれました。進路の相談に乗って頂きましたし、いつも下らない話にも付き合ってくださいました。ここには書き尽くすことができませんが、本当に蛸名さんには頭が上がりにません。ありがとうございました。

スタッフの中で一番歳が近く、研究に対することはもちろん、研究室で生活するうえで細かいことにも色々気を遣って下さった木村直樹助教に感謝いたします。いつも隣の席から声をかけて頂いて、日常の些細な話題から物理の話題まで楽しく有意義な時間を共有することができました。

次席研究員の永野間淳二さんは寡黙そうに見えて議論するときは熱く、それでいて優しい雰囲気を持つ方でした。修士一年時から二年間と他のスタッフの方よりも一緒に過ごした期間は短いです。そんなことを感じさせない存在感を持つ淳二さんにはささやかな憧れを抱きつつ、二年間お世話になったことに感謝いたします。

故近藤都登特命教授には研究室に配属されたときから二年間お世話になりました。CDF 実験の礎を築いた方であり、その深い経験からの助言を頂きました。フェルミラボ滞在時には近藤先生の活躍したその現地で同じ時間を過ごし、また食事を共にすることもできて光栄でした。CDF の運転終了を前に亡くなってしまわれたことは非常に残念です。

研究室配属から3年間共に長い時間を過ごした同期の仲間、岡本迅人君、鎌塚翔平君、桜井雄基君、千葉英誉君、長坂優志君、三谷貴志君とは楽しい時間を過ごしました。ゼミというものに初めて参加し、皆で議論するという学び方を初めて経験しました。また人見知りでいいかげんなところのある自分に対していろいろと気を遣ってくれてずいぶん助かりました。皆がいなければここまで来れなかったと思います。また、研究室の初めての後輩になった修士一年の大矢章晴君、岡本飛鳥君、杉田慎一郎君、藤崎薫君、先輩らしいことはあまりできませんでしたが、みんなが寄田研究室に来てくれたことで研究室に活気も出ましたし、一緒にご飯を食べに行く仲間が増えて楽しみも増えました。そして、学部四年の岡本英輝君、郡川智洋君、昌子貴洋君、橋場裕之介君、舟橋達郎君、短い時間でしたが寄田研究室で出会い、少しでも同じ時間を過ごせたことに感謝します。春からは後輩もできません。研究室を引っ張っていく活躍をするを楽しみにしています。

学部配属時から3年間研究をさせていただき、2011年9月30日に運転を終了した Tevatron/CDF 実験に感謝いたします。また、私が物理学を意識するずっと以前から加速器、検出器の研究開発・メンテナンスを行ってきた方々、様々な物理的に重要な解析を残した方々、CDF-Japan の方々、さらに私が CDF 現地でのオペレーションシフトを行った際にお世話になった CDF の皆様方にも感謝を致します。学部4年のときは日本から遠い存在に感じていた Tevatron/CDF に実際に訪れ、自分でデータを取得できたことは非常に幸せな経験でした。

早稲田大学入学の前年、予備校で物理を担当して下さり、私に物理学を学びきっかけを与えてくださった田原真人先生にも感謝を述べさせていただきます。早稲田の応用物理学科の先輩でもある田原先生の授業を受けなければ大学で物理学を専攻することはありませんでしたし、早稲田に進み友人たちと出会い、寄田研究室で研究を行うこともありませんでした。それまで私が歩いてきたまっすぐな道を今の場所へとつなげるようによくいと曲げてくれた恩人です。

小中高で出会った友人たちからは地元に戻るたびに元気を分けてもらいました。そして、やんちゃで幼い小学生時代を指導して下さった向田志津先生、大きな影響を受けた先生であり、高校への進路、高校卒業後の進路について相談に乗って下さった中学時代の担任である小野寺智先生、高校入学後、成績も悪く課題も提出できず落ちこぼれそうになっていた自分を激励し見守って下さった担任の山科勝先生と佐藤和義先生、小中高と一生の友人を作ることができたのも先生方が指導して下さったおかげです。

最後に、一番身近な存在でありながら地元を離れていたこの六年間なかなか会えなかった父、母、姉、兄、ハナ、ワトソンたちに感謝の言葉を届けたいと思います。ここまで私を育て見守ってくれたことへの感謝を一言で伝えることができるとは思いませんが、本当にありがとうございました。また、いつも実家から母が送ってくれる果物やお菓子は研究室の皆にも大変好評でした。

昨年夏に亡くなったハナにこの論文を捧げます。

## 参考文献

- [1] Tev4LHC Higgs working group. <http://maltoni.home.cern.ch/maltoni/TeV4LHC/SM.html>.
- [2] Particle Data Group. The Review of Particle Physics. <http://pdg.lbl.gov/index.html>.
- [3] The CDF and D0 Collaborations. *W* Boson Production and Mass at the Tevatron, 2005.
- [4] The CDF and D0 Collaboration. Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.6 fb<sup>-1</sup> of Data. Technical Report FERMILAB-CONF-11-354-E, Fermilab, Jul 2011.
- [5] The CDF Collaboration. Measurement of the *WZ* production cross section in *p $\bar{p}$*  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV using 7.1 fb<sup>-1</sup> of CDF Run II Data. Technical Report CDF note 10176, Fermilab, Jun 2011. <http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/2011/wz/PublicPages/WZwebpage.html>.
- [6] V. Abazov D0 Collaboration, et al. Measurement of the *WZ*  $\rightarrow l\nu ll$  cross section and limits on anomalous triple gauge couplings in *p $\bar{p}$*  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Technical Report arXiv:1006.0761v1 FERMILAB-PUB-10-184-E, Fermilab, Oct 2010.
- [7] Aad, et al. Measurement of the *W $^{\pm}$ Z* production cross section and limits on anomalous triple gauge couplings in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the atlas detector. oai:cds.cern.ch:1401254. Technical Report arXiv:1111.5570. CERN-PH-EP-2011-184, CERN, Geneva, Nov 2011.
- [8] The CMS Collaboration. Measurement of the *WW*, *WZ* and *ZZ* cross sections at CMS. Technical Report CMS-PAS-EWK-11-010, CERN, Jul 2011.
- [9] Measurement of the *ZZ* cross section via the *ZZ*  $\rightarrow 4l$  channel, Apr 2011. <http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/2011/zzpenn/>.
- [10] V. Abazov D0 Collaboration, et al. Measurement of the *ZZ* production cross section in *p $\bar{p}$*  collisions at  $\sqrt{s}=1.96$  TeV. Technical Report arXiv:1104.3078v1 FERMILAB-PUB-11-158-E, Fermilab, Jul 2011.
- [11] Aad, et al. Measurement of the *ZZ* production cross section and limits on anomalous neutral triple gauge couplings in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the atlas detector. oai:cds.cern.ch:1392977. Technical Report arXiv:1110.5016. CERN-PH-EP-2011-166, CERN, Geneva, Oct 2011.
- [12] Search for *ZW/ZZ* Production in Leptons + Jets Channel, Jul 2011. [http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/hdg/Results\\_files/results/wz11bb\\_071911/Diboson\\_public\\_6.6fb.html](http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/hdg/Results_files/results/wz11bb_071911/Diboson_public_6.6fb.html).
- [13] *Z $^0$ Z $^0$*  cross section measurement in *ll $\nu\nu$*  decay channel at CDF, Dec 2010. [http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/2010/ZZ/ZZ11vv\\_web/ZZ11vv.html](http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/2010/ZZ/ZZ11vv_web/ZZ11vv.html).
- [14] V. Abazov D0 Collaboration, et al. *ZZ*  $\rightarrow l^+l^- \nu\bar{\nu}$  production in *p $\bar{p}$*  collisions at  $\sqrt{s}=1.96$  TeV. Technical Report arXiv:0808.0269v3, Fermilab, Oct 2008.

- [15] The CDF Collaborations. Observation of  $WZ$  Production. Technical Report arXiv:hep-ex/0702027v1, Fermilab, Feb 2007.
- [16] The CDF Collaborations. First Measurement of  $ZZ$  Production in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Technical Report arXiv:0801.4806v1, Fermilab, Jan 2008.
- [17] The CDF II Collaboration. The CDF II Detector Technical Design Report. FERMILAB-Pub-96/390-E. <http://www-cdf.fnal.gov/upgrades/tdr/tdr.html>.
- [18] D. Acosta, et al. The cdf cherenkov luminosity monitor. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 461, 1–3, pp. 540 – 544, 2001. [\[ce:title\]8th Pisa Meeting on Advanced Detectors\[ce:title\]](#).
- [19] Koji Ebina, et al. Event Selection for  $l\nu + \tau\tau$  and  $ll + \tau\tau$  final states. CDF Note 10326.
- [20] Eliot Lipeles, et al. Lepton ID for Multilepton Diboson Analysis. CDF Note 8538.
- [21] Kohei Yorita and Young-Kee Kim. Search for a low mass Standard Model Higgs boson in the di-tau decay channel. CDF Note 9179.
- [22] Search for  $VH \rightarrow VWW$  SM Higgs Production in the Trilepton Signature. CDF Note 10020.
- [23] C.Cotter and V.Vapnik. Support-vector networks. *Machine Learning*, 20, 273-297 (1995).
- [24] Christopher J.C.Burges. A tutorial on support vector machine for pattern recognition. *Data Mining and Knowledge Discovery* 2, 121-167, 1998.
- [25] A. Hoecker, et al. Tmva 4 toolkit for multivariate data analysis with root users guide. arXiv:physics/0703039.